

Tesis Doctoral

Búsqueda de materia oscura mediante la medición de producción de ionización por retrocesos nucleares con el detector DAMIC

Izraelevitch, Federico H.

2017-03-31

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Izraelevitch, Federico H.. (2017-03-31). Búsqueda de materia oscura mediante la medición de producción de ionización por retrocesos nucleares con el detector DAMIC. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Izraelevitch, Federico H.. "Búsqueda de materia oscura mediante la medición de producción de ionización por retrocesos nucleares con el detector DAMIC". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2017-03-31.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

**Búsqueda de materia oscura mediante la medición de
producción de ionización por retrocesos nucleares con el
detector DAMIC**

Tesis presentada para optar al título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas
por

Lic. Federico H. Izraelevitch

Director de Tesis: Dr. Juan Cruz Estrada Vigil
Consejero de Estudios: Dra. Gabriela Pasquini
Lugar de trabajo: Fermi National Accelerator Laboratory, Illinois, EE.UU.

Fecha de defensa: 31 de marzo de 2017

Resumen

Desde su planteo inicial, alrededor del año 1930, el problema de la materia oscura permanece como uno de los mayores problemas abiertos en Física. Actualmente, existe un gran número de evidencias observacionales, astrofísicas y cosmológicas, que motivan la hipótesis de la existencia de una forma de materia distinta a la materia ordinaria, llamada materia oscura. A pesar del esfuerzo realizado para detectarla, su naturaleza permanece ignota. Las búsquedas por detección directa comenzaron enfocadas en extensiones supersimétricas mínimas del modelo estándar, que predicen partículas con masas de $\sim 100 \text{ GeV}/c^2$. Los límites de exclusión impuestos por los experimentos de búsqueda, los nulos resultados de las búsquedas de supersimetría en el Large Hadron Collider, las afirmaciones de detección de algunas colaboraciones como DAMA, y el desarrollo de nuevos modelos de partículas de materia oscura liviana, motivó a la comunidad a buscar partículas de materia oscura con masas por debajo de los $\sim 10 \text{ GeV}/c^2$. Se piensa que las partículas de materia oscura interactúan coherentemente (en forma elástica) con los núcleos produciendo retrocesos nucleares. Por consideraciones cinemáticas, cuanto menor sea la masa de la partícula de materia oscura, menor será la energía del retroceso nuclear a detectar.

El experimento DAMIC, que enmarca este trabajo de tesis, utiliza sensores CCDs (*Charge-Coupled Devices*) de grado científico como detectores para la búsqueda de materia oscura. En su programa de R&D, entre 2011 y 2015, ha demostrado la operación de los CCDs con el umbral más bajo alcanzado por la comunidad de detección directa. Esto ha motivado el desarrollo de un detector masivo, llamado DAMIC100, que buscará materia oscura de baja masa en una zona del espacio de fases no explorada aún. En los detectores semiconductores, un retroceso nuclear deposita su energía produciendo ionización y fonones. Dado que el detector DAMIC solo es capaz de medir la señal de ionización, resulta fundamental determinar la ionización producida por los retrocesos nucleares para la interpretación de los datos adquiridos en los experimentos de búsqueda de partículas de materia oscura.

En este trabajo describimos el problema de la materia oscura, detallando la evidencia experimental que motiva su hipótesis. Explicamos los métodos utilizados para su búsqueda y discutimos el estado actual de estos esfuerzos. Describimos el experimento DAMIC, su principio de funcionamiento, características y el arreglo experimental utilizado en el laboratorio subterráneo SNOLAB. Discutimos la importancia de la calibración del detector mediante la medición de la ionización producida por retrocesos nucleares y revisamos los antecedentes en la literatura. Finalmente, describimos un experimento de dispersión elástica de neutrones realizado para medir la eficiencia de ionización a bajas energías, y discutimos los resultados obtenidos.

Palabras clave: Materia oscura, DAMIC, retroceso nuclear, eficiencia de ionización.

Dark matter search by means of the measurement of ionization production of nuclear recoils with the DAMIC detector

Abstract

The dark matter problem is one of the major open questions in Physics, since its conception around 1930. Vast astrophysical and cosmological observational evidence motivates the hypothesis of the existence of a form of matter distinct to the ordinary one, called dark matter. Despite the efforts to detect it, its nature remains unknown. Direct detection searches began focused in minimal supersymmetric extensions of the standard model, predicting particles with masses of $\sim 100 \text{ GeV}/c^2$. Exclusion limits of search experiments, null results of supersymmetry searches at the Large Hadron Collider, detection claims of some collaborations, and the development of low-mass dark-matter models, motivated the community to search for dark matter particles with masses below $\sim 10 \text{ GeV}/c^2$. It is thought that dark matter particles interact coherently (elastically) with nuclei producing nuclear recoils. For kinematics reasons, the lighter the dark matter particle the lower the energy of the nuclear recoil.

The DAMIC experiment, the framework of the present thesis, uses scientific-grade Charge-Coupled Devices as detectors for the dark matter search. In the R&D phase (2012-2015) the collaboration demonstrated the operation of the CCDs with the lowest threshold achieved by the direct-detection community. This motivated the development of a massive detector, DAMIC100, that will search for low-mass dark matter particles in an unexplored phase-space region. In semiconductor detectors, a nuclear recoil deposits its energy producing ionization and phonons. The DAMIC detector is only capable to measure ionization. Thus, it is crucial to determine the ionization produced by nuclear recoils to interpret the data acquired in the dark matter search experiments.

In this work we describe the dark matter problem, detailing the evidence that motivates its hypothesis. We explain the methods used for the searches and we discuss the actual state of these efforts. We describe the DAMIC experiment, its working principle, characteristics and the setup deployed in the deep underground laboratory SNOLAB. We discuss the importance of the calibration of the detector by measuring the ionization production by nuclear recoils and we review past studies found in the literature. Finally, we describe a neutron elastic-scattering experiment performed to measure the ionization efficiency of nuclear recoils at low energies and we discuss the results.

Key words: Dark matter, DAMIC, nuclear recoil, ionization efficiency.

*A Eleonora,
por acompañarme en esta etapa
y apostar por caminar juntos
en el sendero de la vida.*

Preludio

Este trabajo de tesis se encuadra en el marco de la colaboración DAMIC. Se desarrolló en Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), EE.UU., a donde fui invitado a trabajar al grupo liderado por Juan Estrada. Acrónimo de *Dark Matter In CCDs*, la colaboración DAMIC tiene como objetivo la búsqueda de materia oscura liviana por detección directa, utilizando detectores CCD de grado científico. Por sus características constructivas y la operación conseguida por la colaboración, los CCDs utilizados por DAMIC tienen el umbral para detección de ionización más bajos de la comunidad de búsqueda de materia oscura. Esto convierte a los CCDs en excelentes candidatos para la búsqueda de partículas de materia oscura de baja masa, menor a $\sim 10 \text{ GeV}/c^2$.

DAMIC es una colaboración pequeña, y lo era más aún cuando me uní a ella, lo cual me permitió poder participar en los diferentes aspectos y etapas del experimento científico. Si bien participé en muchas instancias distintas, aportando ideas y colaborando con otros miembros de DAMIC con una fracción de mi tiempo, mi contribución principal consistió en liderar un experimento de calibración de retrocesos nucleares. Es decir, realizar una medición científica de la producción de ionización de núcleos de silicio que se desplazan dentro de la red cristalina generando pares electrón-hueco en su proceso de frenado. Como discutiremos, se piensa que las hipotéticas partículas de materia oscura interactúan con los núcleos de forma coherente, produciendo retrocesos nucleares. Por ello, para poder interpretar correctamente los datos recabados en las búsquedas, resulta fundamental conocer esta magnitud.

Tuve el privilegio de poder participar en un proyecto en un laboratorio de Física de Altas Energías de principio a fin, algo inusual en la era de la llamada *Big Science*, en donde los experimentos tienen escalas de tiempo del orden de las décadas. Más aún, pude aprovechar la oportunidad de tomar un rol de liderazgo en el mismo, desde la concepción del experimento hasta la obtención de resultados científicos y su publicación.

Este trabajo se organiza de la siguiente manera. En los primeros capítulos, comenzaremos exponiendo el problema de la materia oscura. Mostraremos la evidencia observacional que lleva a la comunidad a postular su existencia. Discutiremos sobre los posibles candidatos y los métodos de detección, haciendo hincapié en la detección directa, método que utiliza DAMIC. Luego describiremos el esfuerzo que DAMIC lleva adelante, comenzando por el principio de funcionamiento de los CCDs hasta la descripción del detector DAMIC100, que tomará datos científicos durante 2017. En los tres últimos capítulos nos abocaremos al problema de la calibración de retrocesos

nucleares. Primero motivaremos la realización de la medición y, finalmente en los últimos dos capítulos describiremos el experimento en el cual realicé mi contribución principal: el experimento Antonella.

* * *

Quisiera agradecer a Gustavo Cancelo, Juan Estrada y Gastón Gutiérrez por haberme dado la posibilidad de trabajar en un ambiente tan estimulante como Fermilab. Los tres, cada uno con su aporte, fueron quienes permitieron mi estadía en Fermilab. Toda mi gratitud hacia ellos.

Agradezco al director de esta tesis, Juan Estrada, de quien aprendí mucho más que sobre Física. Su generosidad, su humildad, su capacidad de liderazgo y su pasión por la Física son un estímulo para aquellos que tienen la fortuna de trabajar junto con él. Agradezco a Gastón Gutierrez, quien se interesó e involucró en el experimento Antonella desde un comienzo, brindando su guía y apoyo. Escuchar sus enseñanzas, aprender de su experiencia y su forma de ver la Física fue enriquecedor para mí.

A Javier Tiffenberg y a Gustavo Cancelo por el tiempo compartido en Fermilab y por sus enseñanzas. A todo el personal del Departamento de detectores de Silicio de Fermilab, con especial mención a Andrew Lathrop y a Irma Campos, por el excelente respaldo y apoyo que recibí durante mi trabajo en el laboratorio.

Quisiera agradecer todo el apoyo y afecto que recibí de amigos y colegas durante mi estadía en Fermilab. Juan y Daniela, Silvia y Gustavo, Carlos y Sally, Gastón, Javier, Guillermo, Andrew, Pepis y Rafael, Horacio, gracias.

Agradezco a mis padres, Norma y Daniel, y a mi hermano Leonardo, por su apoyo y amor incondicional durante todos mis estudios y mi formación.

Este trabajo de investigación fue financiado con fondos de Fermilab. El período de cursada del doctorado y la etapa de escritura de la tesis fueron realizados con el apoyo del Instituto Dan Beninson (UNSAM-CNEA).

Estas líneas están escritas con el alma aún dolorida por la pérdida de Yann Guardincerri, amigo y colega, con quien tuve el honor de trabajar y aprender a su lado.

Índice

Preludio	9
1. El problema de la materia oscura	13
1.1. Evidencia observacional en escala galáctica	14
1.2. Evidencia en escalas de cúmulos de galaxias	17
1.3. Evidencia en el contexto del modelo del Big Bang	20
1.3.1. Fondo cósmico de microondas	21
1.3.2. Nucleosíntesis del Big Bang	24
1.4. Candidatos para la materia oscura	26
1.5. Resumen	28
2. Búsquedas de materia oscura	31
2.1. Métodos de detección directa de WIMPs	32
2.2. Señal producto de WIMPs en búsquedas por detección directa	33
2.3. Señal y fondo en búsquedas de WIMPs	38
2.3.1. Origen del fondo	38
2.3.2. Naturaleza del fondo y discriminación	40
2.4. Estado actual de las búsquedas por detección directa	44
2.5. Resumen	45
3. El experimento DAMIC	47
3.1. Dispositivos de carga acoplada (CCDs)	47
3.2. Los CCDs como detectores de partículas	50
3.2.1. Señal de WIMPs buscada en un CCD	53
3.3. Sensores CCDs utilizados por DAMIC	54
3.3.1. Antecedentes	54
3.3.2. Parámetros constructivos de los CCDs	55
3.3.3. Umbral de detección	55
3.4. Experimento DAMIC en SNOLAB	57
3.5. El experimento DAMIC100	60
3.5.1. Campaña de búsqueda de fondo	61
3.5.2. Operación y búsqueda de WIMPs durante la fase de R&D	62
3.6. Resumen	65

4. Calibración de DAMIC a retrocesos nucleares	67
4.1. Métodos para la calibración de retrocesos nucleares	68
4.2. Antecedentes de la medición de la eficiencia de ionización en silicio .	70
4.3. Principios físicos del experimento Antonella	73
4.4. Resumen	77
5. Antonella: descripción del experimento	79
5.1. Descripción general	79
5.2. Detector de silicio	79
5.3. Producción de neutrones	82
5.4. Detector de neutrones	85
5.4.1. Consideraciones generales	85
5.4.2. Diseño de las barras centelladoras	86
5.4.3. Caracterización de las barras de centellador	90
5.4.4. Diseño mecánico, geométrico y alineación	92
5.4.5. Descripción general del detector	96
5.5. Sistema de adquisición de datos	97
5.6. Simulación	101
5.7. Resumen	103
6. Antonella: análisis y resultados	105
6.1. Análisis	105
6.1.1. Calibración de la escala temporal	105
6.1.2. Calibración de la escala de energía	110
6.1.3. Espectro de neutrones	114
6.1.4. Reducción de los datos crudos	117
6.2. Resultados	119
6.3. Resumen	129
Conclusiones	131
Epílogo: breve historia de Antonella	135
Bibliografía	141
Índice de figuras	149

Capítulo 1

El problema de la materia oscura

La idea de la materia oscura es una de las grandes preguntas abiertas en Física en el siglo XXI. En esencia, el problema se puede plantear de la siguiente manera: los efectos gravitatorios producidos por la materia convencional, es decir, la materia que podemos detectar y con la que podemos interactuar, no suficientes para explicar una gran cantidad de fenómenos observacionales. En otras palabras, o bien existe una forma alternativa de materia aún no detectada, con la que la materia ordinaria interactúa con muy baja o nula probabilidad, que produce el potencial gravitatorio faltante, o nuestra teoría de la gravitación es incompleta. La relatividad general, nuestra descripción actual de la gravitación, fue contrastada positivamente de forma inequívoca innumerables veces a través de experimentos y observaciones desde su concepción, en 1915. Ésta es una de las piedras fundamentales de nuestro paradigma actual de la Física Moderna y, como tal, la confianza en ella dentro de la comunidad es prácticamente universal. Esto contextualiza el hecho de que, a la hora de dilucidar la dicotomía planteada, materia oscura o incompletitud de la teoría de la gravitación, las tendencias actuales en investigación científica exploren mucho más vigorosamente la primera que la segunda.

Así como existe un modelo estándar de las partículas elementales, compuesto de quarks, leptones y bosones mediadores de interacciones, también existe un modelo estándar de la cosmología. Se llama Λ CDM, en donde Λ es la constante cosmológica que explica la expansión acelerada del universo (se piensa que es debido a la *energía oscura*), y CDM es la sigla inglesa de materia oscura fría (*Cold Dark Matter*). Es decir que nuestra forma actual más acabada para describir el cosmos en escalas astronómicas tiene dos ingredientes fundamentales además de los bariones, de los cuales ignoramos su naturaleza. A pesar de la ignorancia sobre sus dos componentes fundamentales, este modelo es capaz de explicar y predecir una variedad de fenómenos en un rango grande de escalas y tiempos. Por ejemplo, la existencia y estructura del fondo cósmico de microondas, la estructura de gran escala en la distribución de las galaxias, las abundancias en el universo de hidrógeno, deuterio, helio y litio, y la expansión acelerada del universo.

Se piensa que la materia oscura es una forma de materia distinta a la materia



Figura 1.1: Realización artística de la Vía Láctea, embebida en un halo esférico de materia oscura (graficado en color azul). Crédito de la imagen: European Southern Observatory, L. Calçada.

ordinaria. Es decir, distinta a los bariones (estrellas, gas, polvo interestelar) y a los leptones (neutrinos), siendo estas las especies de partículas del modelo estándar más abundantes en el cosmos. De acuerdo al modelo Λ CDM, el contenido de energía-materia del universo está compuesto por un 27% de materia oscura, un 68% de energía oscura, y solo un 5% de materia ordinaria. Esto es, tan solo comprendemos cabalmente una fracción ínfima de lo que pensamos que forma nuestro universo. Se la llama *oscura* debido a que no emite ni interactúa con los fotones, en ninguna parte del espectro. No ha sido detectada aún, y su existencia y propiedades hipotéticas son inferidas a partir de los efectos gravitatorios sobre la materia ordinaria en diferentes escalas, desde galaxias hasta la formación de estructura. Dentro de la comunidad, la mayoría de los científicos acepta su existencia, aunque existe un grupo minoritario que intenta explicar las anomalías con teorías alternativas, como modificaciones a la gravitación.

Como veremos a continuación, la materia oscura es la explicación actual más sencilla para muchos fenómenos observacionales distintos y aparentemente independientes. Sin embargo, en tanto ésta no sea detectada y su naturaleza identificada, el modelo cosmológico estándar del Big Bang, Λ CDM, no estará sobre bases firmes.

1.1. Evidencia observacional en escala galáctica

Nuestra concepción actual de la materia oscura en escala galáctica se muestra en la figura 1.1, la cual es una representación artística de la Vía Láctea. El disco luminoso, compuesto de estrellas y gas, se encuentra rodeado por un halo esférico de

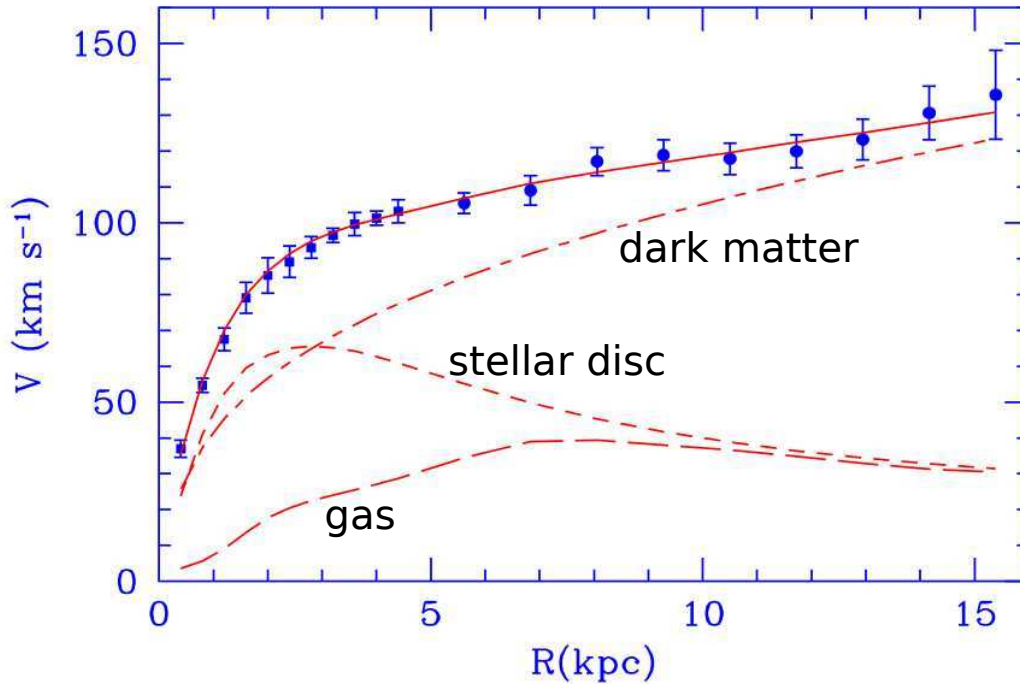


Figura 1.2: Curva de rotación de la galaxia M33, adaptada de Ref. [1]. Los puntos representan datos experimentales. Las líneas punteadas son las contribuciones de la hipotética materia oscura, el disco estelar y el gas. La línea sólida es el mejor ajuste de las tres contribuciones. Se observa que, sin la presencia de la materia oscura, no es posible reproducir los datos experimentales.

materia oscura (dibujado en la figura en color azul) cuyo radio se extiende mucho más allá del radio visible de la galaxia.

Una de las más fuertes evidencias de que la sola presencia de la materia ordinaria no es suficiente para explicar los efectos gravitatorios observados son las curvas de rotación de galaxias. Éstas son curvas de la velocidad de rotación promedio de las estrellas en torno al centro de su galaxia, en función de su distancia al centro de la misma. Para determinar la velocidad de rotación, se mide el corrimiento Doppler tanto en el rango visible como en la línea del hidrógeno de 21 cm utilizando radio telescopios.

Si consideramos dinámica Newtoniana, la velocidad tangencial de una estrella a una distancia r del centro galáctico es $v(r)^2 \propto GM(r)/r$, donde $M(r)$ es la masa encerrada por r . Sin la presencia del halo de materia oscura, la velocidad de las estrellas más alejadas del centro galáctico, cuya órbita encierra prácticamente a toda la masa de la galaxia, deberían tener una dependencia como $1/\sqrt{r}$, dado que la aceleración de la gravedad es proporcional a $1/r^2$ y la aceleración centrípeta es v^2/r . En la figura 1.2 se muestra la curva de rotación de la galaxia M33. Los puntos representan datos experimentales, mientras que en líneas punteadas se muestran las

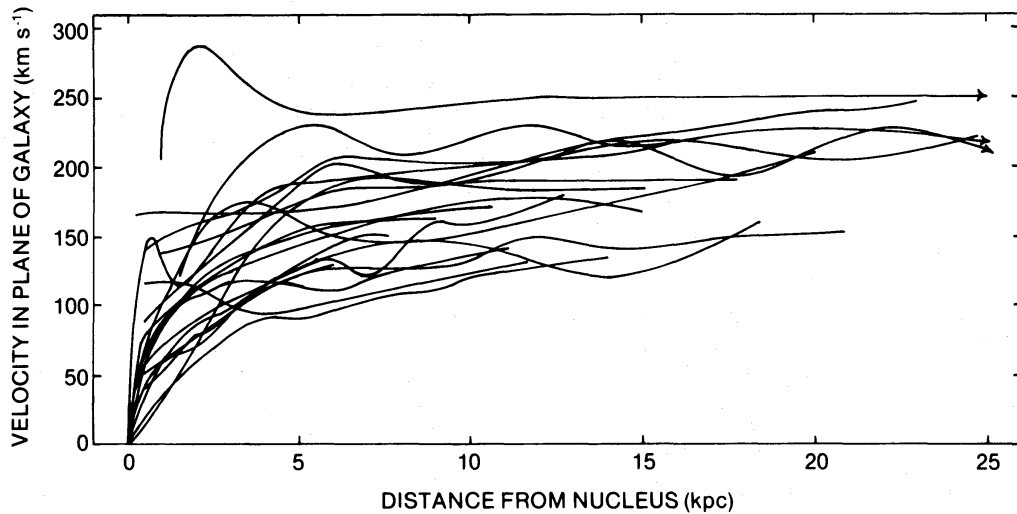


Figura 1.3: Curvas de rotación de un conjunto de galaxias, estudiadas por Vera Rubin y colaboradores. Gráfico extraído de Ref. [2]. Se observa que las curvas muestran un comportamiento plano para radios galácticos grandes, en clara contradicción con el comportamiento esperado en el caso de que la aceleración centrípeta sea sólo provocada por la materia bariónica (estrellas y gas).

contribuciones del disco estelar, del gas y del hipotético halo de materia oscura. La línea sólida es el mejor ajuste de las tres contribuciones. Como se observa, no hay manera de explicar el hecho de que la curva de rotación sea plana a grandes radios galácticos sin incluir la contribución de un halo de materia oscura. Si las galaxias sólo estuvieran ligadas por el potencial gravitatorio de las estrellas y el gas, el efecto observado es que la rotación es suficientemente rápida como para que éstas se desmiembren, con las estrellas saliendo despedidas tangencialmente.

El comportamiento de las curvas de rotación observado es muy similar para prácticamente todas las galaxias en las que se las puede medir. Para radios pequeños, se observa un aumento aproximadamente lineal. Luego, las curvas se aplanan en unos pocos cientos de km/s (≈ 200 km/s) hasta el radio máximo en el cual es posible hacer mediciones.

Si bien la discrepancia entre la predicción Newtoniana basada en la masa visible y las curvas medidas fue observado ya en 1939 por Horace Babcock [3], quien estableció el problema de forma definitiva fue Vera Rubin, con una serie de trabajos en los años 1960s y 1970s. La figura 1.3 muestra curvas de rotación de varias galaxias, las cuales muestran el comportamiento descrito.

La relación de materia oscura a bariónica en sistema galácticos tiene un límite inferior de cinco. En los últimos años, la comunidad ha dedicado un esfuerzo significativo a las galaxias enanas, en las que se predice que la relación materia oscura a materia bariónica sea del orden de cien.

1.2. Evidencia en escalas de cúmulos de galaxias

Un cúmulo de galaxias es un tipo de estructura cósmica en la cual muchas galaxias, entre cientos y miles, se encuentran ligadas gravitatoriamente. Además de las galaxias, los cúmulos cuentan con un medio intra-cúmulo formado por gas caliente que se encuentra entre las mismas. La temperatura de este gas está en el rango 2 a 15 keV y, en general, depende de la masa total del cúmulo.

El primero en mostrar evidencia de la existencia de que alguna forma de materia no lumínica dominaba el movimiento de las estrellas fue el astrofísico suizo Fritz Zwicky. En los años 1930', al aplicar el teorema del virial al Cúmulo de Coma, descubrió que la densidad de materia necesaria para mantener al cúmulo ligado excedía la densidad de materia lumínica por un factor de 400 [4].

Los cúmulos de galaxias representan una prueba muy clara de la posible presencia de masa no lumínica, ya que la masa total del cúmulo se puede estimar de tres formas independientes. La primera, utilizada por Zwicky, es la medición de la distribución de las velocidades radiales de las galaxias que forman el cúmulo. A partir de estas mediciones sobre las galaxias (los cuerpos del sistema), es posible calcular la dinámica del cúmulo y el equilibrio entre la energía cinética y el potencial gravitatorio. De allí, es posible inferir la masa que mantiene ligado al cúmulo. La segunda es a través de la medición de rayos X emitidos por el gas caliente del medio intra-cúmulo. Midiendo el flujo y espectro de rayos X es posible estimar la densidad, presión y temperatura del gas. Para un sistema ligado gravitatoriamente, el balance entre la presión y la atracción gravitatoria permite conocer los perfiles de masa del cúmulo. Este método contempla la medición de un promedio estadístico (las propiedades del gas) en lugar de la medición de los cuerpos individuales (movimiento de las galaxias). El tercer método utiliza la técnica llamada lentes gravitatorias. Mediante esta técnica, es posible medir la masa del cúmulo sin la necesidad de determinar las variables dinámicas como la velocidad.

El efecto de lentes gravitatorias se refiere a la deformación de la trayectoria de la luz debido a la curvatura del espacio-tiempo inducida por objetos masivos. Si la luz que proviene de un objeto distante pasa a través de una distribución de masa, su trayectoria es perturbada provocando una distorsión aparente en la forma de éste. Existen dos tipos de lentes gravitatorias: las lentes débiles y las fuertes. En las lentes fuertes, el efecto de la lente es suficientemente intenso como para que fuentes extendidas en el plano del fondo se deformen produciendo imágenes múltiples o arcos. En general, el efecto de lentes fuertes es causado por un objeto masivo, como por ejemplo una galaxia, interpuesto en un plano entre un objeto distante, por ejemplo un quásar, y la Tierra. Con esta técnica, cada distorsión obtenida en las imágenes de telescopios se estudia y analiza de forma individual. En el estudio de lentes gravitatorias débiles, en cambio, se miden distorsiones pequeñas de la forma de las galaxias distantes, del orden del uno por ciento. Midiendo un ensamble de galaxias es posible inferir la distribución de masa de gran escala.

Como ejemplo de la técnica de lentes débiles, la figura 1.4 es un mapa conjunto de la masa inferida a través de lentes débiles (mapa de color) y los cúmulos de galaxias del plano frontal medidos por observación directa, producido por la colaboración

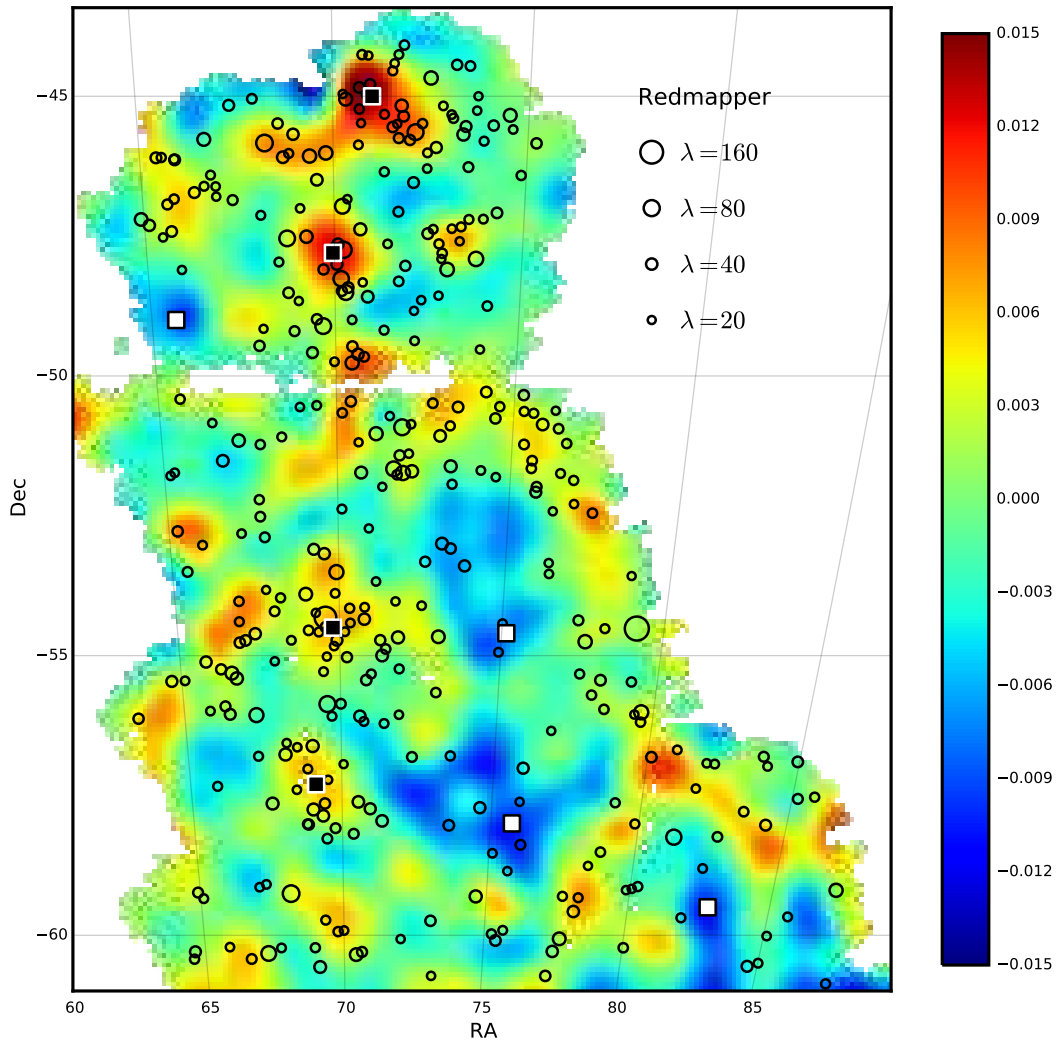


Figura 1.4: Mapa de masa medido a través de lentes gravitatorias débiles, junto con los cúmulos de galaxias presentes en el plano frontal, producido por la colaboración Dark Energy Survey [5]. Los cúmulos están representados por círculos cuyo tamaño indica la riqueza del cúmulo. Los cuadrados negros representan supercúmulos (grupos de cúmulos) y los cuadrados blancos, vacíos cósmicos (regiones del espacio con ninguna galaxia o muy pocas). Se puede observar una correlación significativa entre el mapa de masa y la distribución de cúmulos.

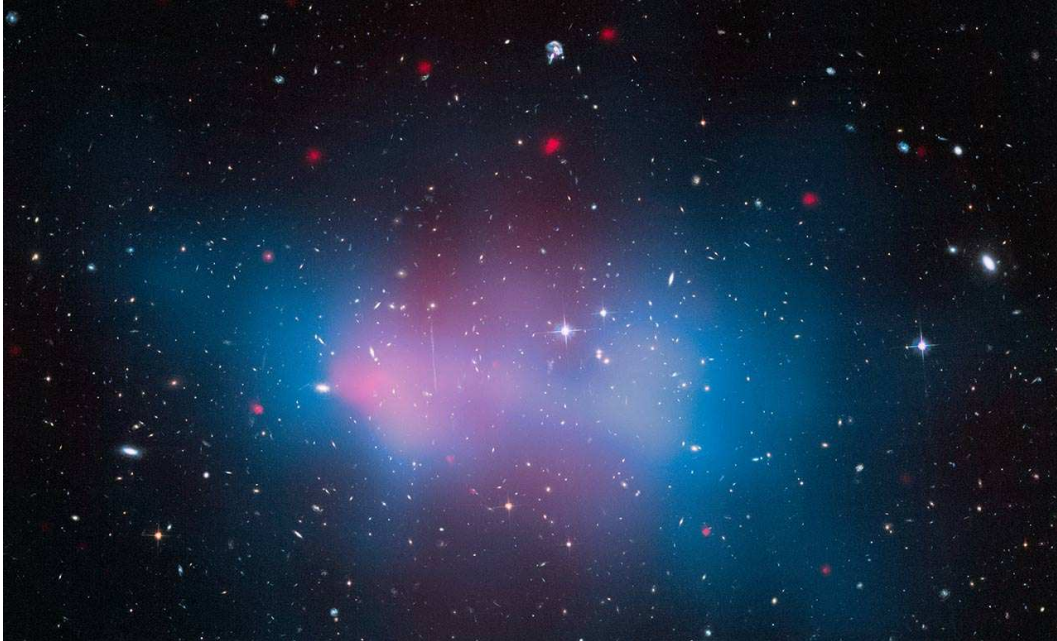


Figura 1.5: Imagen compuesta del cúmulo El Gordo, uno de cúmulos más masivos conocidos. Sobre la imagen óptica se muestra la distribución del medio intra-cúmulo (gas) en color rosado y la distribución de masa inferida mediante lentes gravitatorias débiles en color azul. Crédito de la imagen: NASA, ESA y Ref. [6]

Dark Energy Survey [5]. Los cúmulos están representados por círculos cuyo tamaño indica la riqueza del cúmulo.¹ Los cuadrados negros representan supercúmulos (grupos de cúmulos) y los cuadrados blancos, vacíos cósmicos (regiones del espacio con ninguna galaxia o muy pocas). Las zonas con sobredensidades de masa se muestran en rojo y las zonas con subdensidades en azul. Se puede observar que hay una correlación significativa entre el mapa de masa y la distribución espacial de los cúmulos de galaxias.

La figura 1.5 es una imagen compuesta de El Gordo (llamado así por la comunidad, en español), uno de los cúmulos de galaxias más masivos, cuya masa está estimada en 3×10^{15} masas solares [6]. Se piensa que su tamaño inusualmente grande se debe a la colisión de dos cúmulos individuales. La imagen es el resultado de tres métodos de observación distintos. Mediante mediciones espectroscópicas con el Very Large Telescope (perteneciente al European Southern Observatory, en Chile) se midieron las velocidades de las galaxias que forman el cúmulo determinando la dinámica del mismo. La temperatura del medio intra-cúmulo fue determinada con el instrumento de NASA Chandra X-ray Observatory, montado en un satélite. Uti-

¹La riqueza de un cúmulo es una medida del número de galaxias asociadas al él. Debido a la presencia de galaxias más distantes, no es posible establecer de forma absoluta que una galaxia dada pertenezca a un cúmulo. En consecuencia, la riqueza de un cúmulo es una medida estadística basada en la definición operativa la membresía de una galaxia a un cúmulo.

lizando en Hubble Space Telescope, también de NASA, se midió la distribución de masa a través de la técnica de lentes gravitatorias. En la figura, sobre la imagen del espectro visible, se muestra los datos de rayos-X de color rosado. El área sombreada de azul representa la reconstrucción de la probable distribución de masa obtenida a través de las mediciones de lentes débiles. La masa inferida por este método no se puede correlacionar de modo alguno con la materia bariónica del cúmulo: se piensa que es materia oscura. Las estimaciones de la masa total que mantiene ligado al cúmulo obtenidas a través de las mediciones dinámicas, de la termodinámica del gas y de las lentes gravitatorias son consistentes entre sí.

1.3. Evidencia en el contexto del modelo del Big Bang

El modelo del Big Bang es modelo cosmológico actual que explica la evolución del Universo desde su origen hasta nuestros días. El modelo considera que el Universo se expandió desde un estado primigenio de muy alta densidad y temperatura, desde hace 13.8 mil millones de años hasta hoy. Dentro de este contexto, es posible explicar una gran variedad de fenómenos, como la abundancia de los elementos livianos, el fondo de radiación de microondas, la estructura de gran escala del Universo, entre otros. En los siguientes párrafos comentaremos someramente la descripción que hace el modelo del Big Bang de los primeros instantes del universo. Utilizamos el tiempo pasado en modo indicativo pero, en tanto que la descripción presentada, si bien plausible, modela fenómenos remotos, en todo momento debe entenderse como un pasado condicional.

En los primeros estadios, el modelo describe al Universo en un estado de muy alta densidad y temperatura, en el cual existían todas las partículas del modelo estándar y la hipotética materia oscura, en donde había un estado de equilibrio entre creación y aniquilación de todas ellas. Mientras el Universo continuó expandiéndose, las partículas pesadas se desacoplaron y decayeron. Eventualmente, cuando la temperatura del Universo bajó a unos pocos MeV, el Universo estaba compuesto por protones y neutrones, leptones y antileptones, aniquilándose y produciéndose por creación de pares en un estado de cuasi equilibrio, la hipotética materia oscura y fotones.² A estas temperaturas, por encima de la energía de ligadura nuclear, resultaba imposible la existencia de núcleos atómicos. Si alguno se formaba, casi inmediatamente era destruido por un fotón de alta energía.

Por encima de unos pocos MeV, las interacciones débiles estaban en equilibrio térmico, fijando la relación entre el número de neutrones y protones en $n/p = e^{-Q/k_B T}$, donde $Q \approx 1.3$ MeV es la diferencia de masa entre el neutrón y el protón multiplicada por c^2 . Si la expansión se hubiese realizado de forma cuasi estacionaria y $T \rightarrow 0$, entonces $n/p \rightarrow 0$ y todos los neutrones se habrían convertido en protones. Dado que el modelo indica que, por debajo de temperaturas del orden del MeV, la tasa de expansión fue más rápida que la tasa de conversión neutrón-protón, el proceso de conversión mediado por la fuerza débil salió del equilibrio. Los neutrones, ahora libres y desacoplados de procesos débiles con los protones, de no formar núcleos

²Aquí abusamos de notación hablar de temperaturas en unidades de energía omitiendo la constante de Boltzmann, la cual es el puente entre los fenómenos microscópicos y los macroscópicos.

atómicos habrían decaído por completo. Debido a la alta densidad de fotones existente, la formación de núcleos estables no pudo haber sido significativa mientras la temperatura estaba por encima de 2.2 MeV, que es la energía de ligadura del núcleo de deuterio.

Mientras la temperatura continuó bajando, se pudieron formar núcleos de deuterio que, luego, se combinaron para dar núcleos de ${}^4\text{He}$, de mayor energía de ligadura por nucleón. Una vez que la temperatura del plasma cósmico cruzó el umbral de 0.1 MeV, los elementos livianos se formaron. Finalmente, un cuarto de los bariones quedó en la forma de ${}^4\text{He}$ y el resto en forma de protones libres, mientras que quedaron trazas de deuterio, ${}^3\text{He}$ y Li. Este es el proceso conocido como nucleosíntesis del Big Bang. A continuación, en uno de los apartados siguientes, veremos cómo este proceso da evidencias sobre la presencia de materia oscura en el cosmos.

En un universo menos caliente, ya con temperaturas de algunos keV, el camino libre medio de los fotones era todavía relativamente corto debido a la interacción constante con los núcleos y los electrones libres a través de dispersión de Thomson. De esta forma, las distribuciones de bariones y fotones se encontraban acopladas. Al continuar expandiéndose, en algún momento la temperatura bajó por debajo de la energía de ionización atómica, del orden de los eV. En este momento, los electrones se recombinaron con los núcleos, formando átomos neutros. Una vez que este período concluyó, el universo quedó sin cargas libres con las que los fotones pudieran interactuar. Se piensa que esto ocurrió cuando la temperatura era aproximadamente 3×10^3 K y la edad del universo era del orden de 300×10^3 años. De este modo, los fotones se desacoplaron de los bariones y se propagaron libremente a través del espacio. Desde ese entonces, los fotones continuaron enfriándose hasta la temperatura actual. Hoy en día medimos esos fotones como fondo cósmico de microondas (CMB), el cual se encuentra a una temperatura de ≈ 2.7 K, debido a la expansión del espacio-tiempo entre ese suceso y hoy. En el momento de desacople, los fotones y los bariones estaban fuertemente acoplados y, teniendo en cuenta que durante su propagación los fotones no fueron perturbados, la medición actual del CMB provee una imagen instantánea del universo en el momento de recombinación. En el próximo apartado veremos cómo es posible obtener indicios de la presencia de materia no bariónica en el universo primordial mediante el estudio del CMB.

Luego de esta expansión, el Universo continuó enfriándose para permitir la formación de átomos, que luego se agruparon en nubes de gas gigantes, y finalmente formaron las estrellas, galaxias y cúmulos de galaxias visibles hoy en día.

1.3.1. Fondo cósmico de microondas

El fondo cósmico de microondas, descubierto en 1965 por Penzias y Wilson [7], corresponde a la radiación de un cuerpo negro de $T = (2.7255 \pm 0.0006)$ K. Las observaciones muestran que la temperatura del CMB es isótropa, con pequeñas anisotropías del orden de 10^{-5} , en un rango amplio de escalas angulares. Dado que sólo se observan correlaciones de fase muy débiles y que no existe una dirección de observación privilegiada, la gran mayoría de la información cosmológica se encuentra en la función de correlación de dos puntos. Esto es, la variación de temperatura e

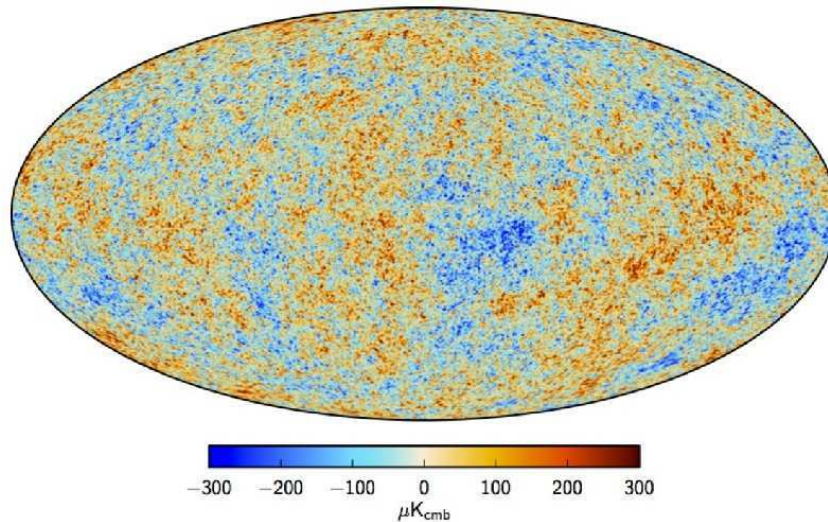


Figura 1.6: Mapa de las anisotropías de temperatura del CMB medido por la colaboración Planck [8].

intensidad sólo como función de la separación angular. Esto permite estudiar el CMB como una expansión multipolar. En la figura 1.6 se muestra un mapa de las anisotropías de temperatura del CMB medido por la colaboración Planck [8].

El monopolo, con $l = 0$, representa la temperatura media del CMB. El dipolo, $l = 1$, es interpretado como el resultado del ensanchamiento por efecto Doppler causado por el movimiento del sistema solar relativo al campo isótropo del CMB. Las variaciones de los mapas del CMB a multipolos superiores, $l \geq 2$, son interpretadas como el resultado de perturbaciones en la densidad en el universo temprano, que afectaron al campo de fotones en el momento de recombinación. Las sobre y subdensidades de hidrógeno y helio en el universo temprano modificaron el campo de fotones que se encontraba acoplado a los bariones justo antes de la recombinación. En el marco del modelo del Big Bang, se piensa que estas anisotropías, luego, con la expansión del universo, evolucionaron hasta las estructuras de gran escala observadas hoy en día. Entonces, la medición de los multipolos superiores permite conocer acerca de las condiciones físicas de los momentos iniciales del universo.

El paradigma del modelo estándar de la cosmología actual es la expansión de la métrica de Friedmann-Robertson-Walker, con un universo aproximadamente isótropo y homogéneo a escalas grandes, con las perturbaciones de densidad descritas en el universo temprano que evolucionaron hasta nuestros días. El mismo posee varios parámetros, como el parámetro de expansión (la constante de Hubble, $H_0 = 100 h$ km/s/Mpc, donde h es un parámetro adimensional), y varios parámetros para describir el contenido de materia y energía del universo.^{3,4} Usualmente, los

³El Parsec, pc, es una unidad de distancia, frecuentemente utilizada en astronomía, 1 pc = 3.26 año-luz.

⁴El valor de h medido actualmente es ≈ 0.7 , determinado por Sloan Digital Sky Survey [9], Hubble Space Telescope [10] y otros experimentos.

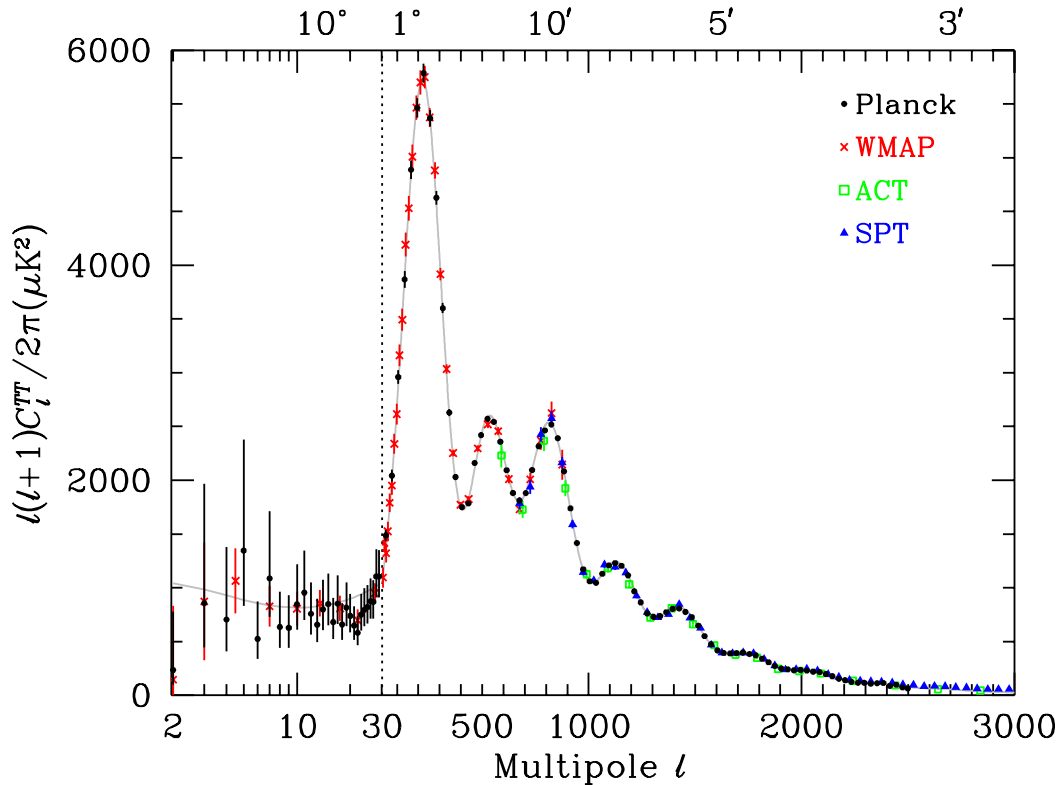


Figura 1.7: Espectro de potencias de las anisotropías del fondo cósmico de microondas, medido por los experimentos Planck [8], Wilkinson Microwave Anisotropy Probe [11], Atacama Cosmology Telescope [12] y South Pole Telescope [13]. Gráfico extraído de Ref. [14]. Los puntos son datos experimentales, mientras que la línea sólida es el mejor ajuste en el marco del modelo estándar de la cosmología. Los picos acústicos se observan claramente, en concordancia con la teoría del CMB. A partir de este ajuste es posible medir la fracción de la densidad crítica correspondiente a los bariones y a la materia no bariónica, entre otros parámetros cosmológicos.

parámetros que describen el contenido de energía-materia del universo se expresan en términos de la fracción de la densidad crítica. Ésta, definida como $\rho_{crit} \equiv 3H_0^2/8\pi G$, con G la constante de gravitación universal, es la densidad a la cual la geometría del universo es plana (Euclídea). El estudio del CMB permite restringir la fracción de la densidad crítica debido a los bariones, $\Omega_b = \rho_b/\rho_{crit}$, y a la materia oscura no bariónica, $\Omega_c = \rho_c/\rho_{crit}$, donde el subíndice c proviene de *cold*, frío en inglés.

En escalas angulares por debajo del grado, se piensa que la riqueza de la estructura del espectro de anisotropías es una consecuencia de oscilaciones acústicas que ocurrieron antes que la época de recombinación. Recordemos que, antes de la recombinación, el modelo propone que los fotones y los bariones estaban fuertemente acoplados en forma de un fluido tipo plasma. Estas ondas acústicas fueron provocadas por perturbaciones en el potencial gravitatorio generadas por la materia

(bariónica y no bariónica -oscura-) y la presión positiva de los fotones. Las perturbaciones de densidad producidas dentro del horizonte antes de la recombinación imprimieron en los fotones este patrón. Una vez que ocurrió la recombinación, las ondas acústicas impresas en forma de anisotropías de temperatura en los fotones quedaron congeladas. Los fotones, ahora desacoplados de los bariones, continuaron su trayectoria viajando a través del universo. Las anisotropías de temperatura que hoy observamos las relacionamos con aquel patrón al momento de recombinación.

La figura 1.7 muestra el espectro de potencias de las anisotropías del fondo cósmico de microondas, estimado a partir de las mediciones de los experimentos Planck [8], Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) [11], Atacama Cosmology Telescope (ACT) [12] y South Pole Telescope (SPT) [13]. Los picos acústicos se observan claramente, en concordancia con la teoría del CMB. Los puntos son datos experimentales, mientras que la línea sólida es el mejor ajuste en el marco del modelo estándar de la cosmología. El notable acuerdo con los datos es un claro triunfo del modelo cosmológico. Del ajuste se obtienen los parámetros libres del modelo. En nuestro caso de interés, los valores actuales para la fracción de la densidad crítica de los bariones y de la materia oscura son, respectivamente, $\Omega_b h^2 = 0.02226 \pm 0.00023$ y $\Omega_c h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$. Esto da una relación materia oscura a materia bariónica $\Omega_c/\Omega_b \approx 5$.

1.3.2. Nucleosíntesis del Big Bang

A medida de que el universo se expandió desde un estado primigenio y la temperatura y la densidad fueron descendiendo, la nucleosíntesis del Big Bang (BBN) antes descrita fijó la abundancia relativa de los elementos livianos. Al día de hoy, todas las secciones eficaces de los procesos involucrados en BBN han sido medidas con precisión en el laboratorio. Por otro lado, además, sabemos cómo evolucionan la temperatura y la densidad con la expansión del universo, en el marco de la relatividad general y las ecuaciones de Friedmann. De este modo, midiendo hoy la abundancia relativa de los elementos livianos que quedaron luego de la nucleosíntesis del Big Bang, es posible predecir la densidad total promedio de bariones del universo. Veamos cómo.

En las estrellas, el deuterio es parte del ciclo de combustible. En la cadena protón-protón, si bien dos protones interactúan para dar lugar a un núcleo de deuterio, en cuestión de segundos el deuterio interactúa con otro protón para dar ${}^3\text{He}$. Entonces, a priori se espera que no exista deuterio en nubes de gas distantes a estrellas, en donde la materia no ha sido procesada en nucleosíntesis estelar. El hecho de que se mida deuterio en estas nubes es una indicación de que el origen de la presencia de este elemento debe ser primordial, es decir, producido en el Big Bang [16]. La determinación de la abundancia primordial de D se obtiene de mediciones de la relación D/H en nubes de hidrógeno pobres en metales, que estén alineadas con un quásar en un plano más lejano.⁵ La nube de H, interpuesta entre el quásar y un

⁵Un quásar un objeto astrofísico formado por un agujero negro súper masivo residente en el centro de una galaxia. Producto de la caída de materia de la galaxia al agujero negro, un quásar emite una enorme cantidad de energía.

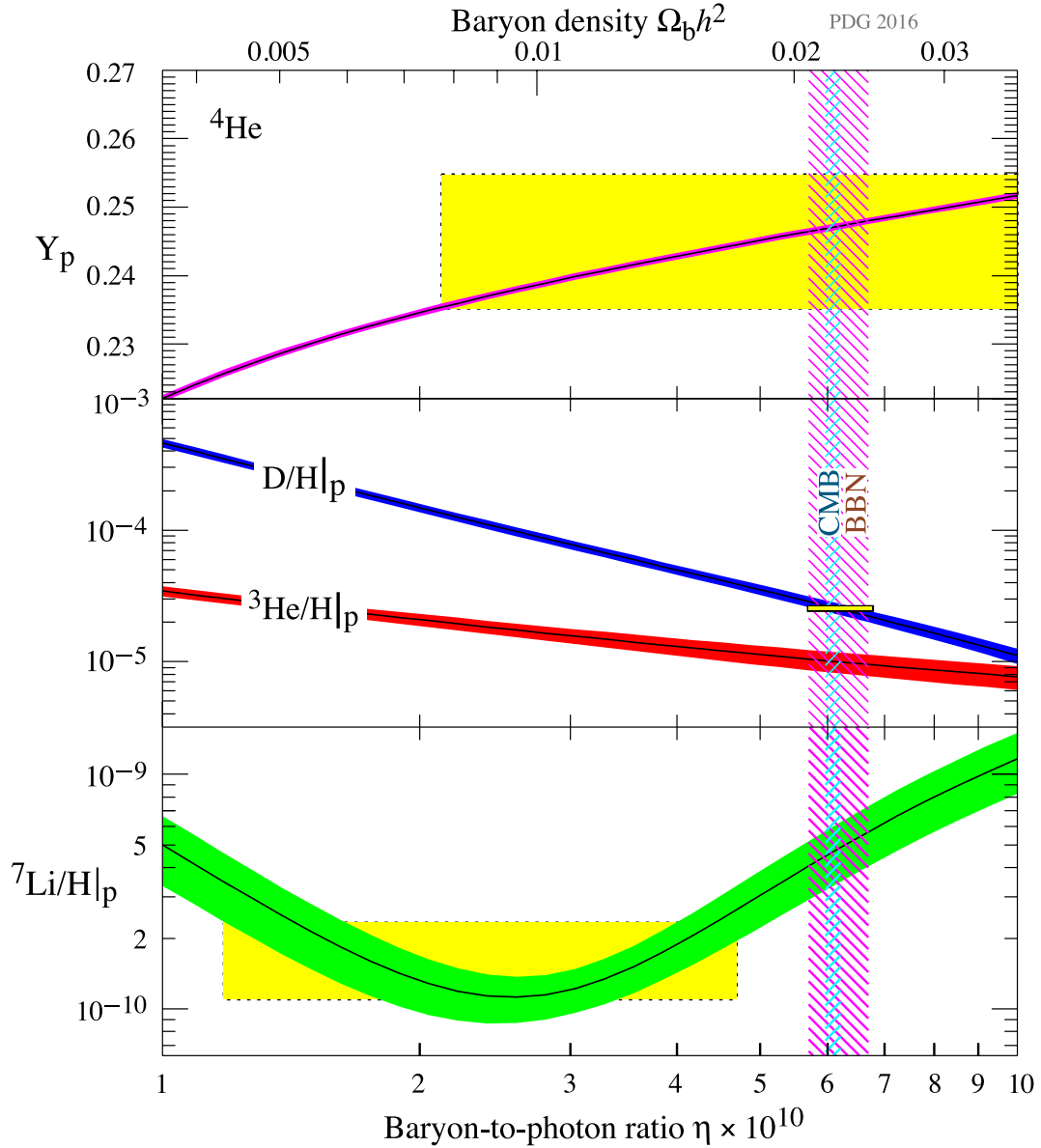


Figura 1.8: Abundancias primordiales de ${}^4\text{He}$, D , ${}^3\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$ predichas por el modelo estándar de la nucleosíntesis del Big Bang (las bandas muestran un nivel de confianza del 95%). Las cajas amarillas son las abundancias de los elementos livianos medidas. La banda vertical angosta es la medición mediante el fondo de cósmico de microondas, mientras que la más ancha indica el rango de concordancia del modelo de BBN, extraído de Ref. [15].

observador en la Tierra, da lugar a líneas de absorción en el espectro ultravioleta y visible que son utilizadas para cuantificar la relación D/H. La abundancia primordial de ^4He se determina a través de la medición de líneas de recombinación de H y He en galaxias azules compactas, que representan de las regiones más pobres en metales y más ionizadas.

BBN está basada en Física del modelo estándar de las partículas elementales. Se puede mostrar que, en el conjunto de ecuaciones que describen este proceso, el único parámetro libre de la teoría es la relación entre bariones y fotones, η . De esta forma, la medición de abundancia de cualquier elemento determina η , y cualquier medición adicional aporta una verificación de consistencia. La figura 1.8 muestra las abundancias relativas primordiales predichas por el modelo de ^4He , D, ^3He y ^7Li como función de η (eje de las abscisas inferior) y como función de la fracción bariónica de la densidad crítica, $\Omega_b h^2$ (eje de las abscisas superior). Las cajas amarillas representan las abundancias observadas, siendo la relación D/H la medición con menor incerteza. Como se ve en la figura, el modelo de BBN restringe el valor de $\Omega_b h^2$ en el rango $[0.021, 0.024]$, sin tener en cuenta la medición de ^7Li . Por otro lado, como discutimos, el estudio del CMB permite determinar $\Omega_b h^2 = 0.02226 \pm 0.00023$. Es decir, midiendo abundancias de elementos livianos y el fondo cósmico de microondas, se concluye, de forma independiente, que la hipotética materia oscura es cinco veces más abundante que la ordinaria.

El hecho de que la medición de la abundancia de Li no concuerde con la de D y ^4He se conoce como *el problema del litio*. En el pasado reciente, las mediciones de los tres nucleídos eran consistentes. Hoy en día, con la actualización de las secciones eficaces de los procesos nucleares, y la reducción de los sistemáticos en la medición de la abundancia de litio existe una discrepancia mayor a 5σ . La dicotomía actual es si el desacuerdo proviene de errores sistemáticos en las abundancias observadas o incertezas provenientes de astrofísica estelar, o si podría haber lugar para física nueva. El problema está abierto.

1.4. Candidatos para la materia oscura

De la evidencia discutida anteriormente, se desprende que existe una forma no bariónica y no lumínica de materia aproximadamente cinco veces más abundante que la materia bariónica ordinaria. Dentro del modelo ΛCDM , las fracciones de la densidad crítica del contenido de materia bariónica y no bariónica del universo quedan determinadas en $\Omega_b h^2 = 0.02226 \pm 0.00023$ y $\Omega_c h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$, respectivamente [8]. Surge, entonces, la pregunta acerca de cuál es la naturaleza de esta forma de materia. El concepto más sólido del que se deducen las propiedades de la materia oscura es la interacción gravitatoria entre la materia bariónica y la hipotética materia oscura.

Es sabido que no toda la materia astrofísica bariónica es visible. Es decir, existen objetos formados por materia del modelo estándar que no emiten fotones o emiten un flujo suficientemente bajo y, por lo tanto, resultan invisibles a nuestros telescopios. Sin embargo, su presencia aporta potencial gravitatorio. Entre otros, podemos mencionar a agujeros negros, estrellas de neutrones y enanas marrones. A priori,

estos objetos podrían ser candidatos para explicar el potencial gravitatorio faltante en las observaciones a nivel galáctico y de cúmulos de galaxias. En el intento de convertirlos en candidatos a formar parte del halo de materia oscura, se los llama MACHOs (*Massive Compact Halo Objects*, de sus siglas en inglés). Sin embargo, experimentos de búsqueda de estos objetos para medir su densidad en forma directa a través de micro lentes gravitatorias indicaron que los MACHOs podrían explicar tan solo el 10 % de la materia no lumínica [17, 18]. Por otro lado las mediciones cosmológicas del fondo de cósmico de microondas y el modelo de la nucleosíntesis del Big Bang requieren la presencia de materia no bariónica en el universo temprano. En conclusión, la abundancia de materia bariónica no lumínica no es suficiente como candidata a materia oscura.

Los candidatos para explicar la materia oscura deben satisfacer una serie de condiciones. En primer lugar, deben lo suficientemente estables en escalas de tiempo cosmológicas. Si así no lo fuesen, ya habrían decaído hoy en día. En segundo, deben ser fríos porque, de lo contrario, no hubiesen permitido la formación de estructuras (galaxias, cúmulos, etc). Esto es así dado que el colapso en estructura de nubes de gas depende del balance entre la presión y la gravedad, siendo la primera proporcional a la temperatura. En tercero, deben interactuar nula o muy débilmente con los fotones y con los bariones, lo que explica la dificultad de su detección y observación. Cuando nos referimos a que debe interactuar débilmente, lo que estamos queriendo expresar es la escala de esa interacción, y no a que la interacción es a través de los bosones Z o W del campo electrodébil del modelo estándar. Y, finalmente, en cuarto lugar, para poder encuadrarse dentro del modelo Λ CDM, la partícula candidata debe tener el orden de magnitud adecuado de la llamada densidad reliquia [19].⁶

Al intentar buscar candidatos para la materia oscura dentro de las partículas del modelo estándar, el neutrino parecería ser uno de ellos. Éste es la única partícula conocida que es estable, neutra y que interactúa débilmente, en particular a través de la fuerza electrodébil. Sin embargo, los neutrinos son livianos. Su masa está acotada por el estudio del fondo cósmico de microondas, por experimentos de decaimiento beta de precisión, y por búsquedas de decaimiento beta doble sin neutrinos, del orden o por debajo de $1 \text{ eV}/c^2$.⁷ Sin embargo, al considerar la evolución de los neutrinos en los estadios tempranos del universo, el límite impuesto sobre su masa implica que, al momento de desacoplarse de los bariones, su temperatura era lo suficientemente alta como para impedir la formación de estructura. Esto es confirmado por el estudio del fondo cósmico de microondas que, además, impone un límite sobre la fracción de la densidad crítica de los neutrinos, $\Omega_\nu h^2 \leq 0.007$, comparado con $\Omega_b h^2 \approx 0.02$ y $\Omega_c h^2 \approx 0.12$ [8].

Entonces, al buscar partículas candidatas para la materia oscura, debemos recurrir a Física nueva, por fuera del modelo estándar de las partículas elementales [20]. Existe una gran cantidad de propuestas, entre las que podemos mencionar axiones,

⁶En cosmología, la densidad reliquia es una medida de la densidad hoy en día, producto de la abundancia de esa partícula generada en el Big Bang.

⁷Los límites impuestos por el estudio del fondo cósmico de microondas y por búsquedas de decaimiento beta doble sin neutrinos son sobre la suma de las masa de los neutrinos, y no sobre la masa de un neutrino individual. De todas formas, los tres tipos de experimentos son consistentes en el orden de magnitud de sus límites.

neutrinos estériles, pero solo nos enfocaremos en una de ellas: las partículas masivas débilmente interactuantes, o WIPMs (weakly interactive massive particles) [19]. Las WIMPs son partículas propuestas inicialmente con masas entre $1 \text{ GeV}/c^2$ y algunos $\text{TeV}c^2$ y con sección eficaz de interacción cuyo orden es el mismo que la interacción débil (aunque la naturaleza de su posible interacción con las partículas del modelo estándar no sea necesariamente la fuerza débil). En el marco del modelo ΛCDM su densidad reliquia presente puede ser estimada en $\sim \text{GeV}/c^2/\text{cm}^3$, si se supone que las WIMPs estaban en equilibrio térmico y químico con el resto del plasma primordial. En ese estado de equilibrio, las WIMPs interactuaban entre sí y con la materia bariónica, y se aniquilaban y creaban constantemente. Al calcular la densidad de materia oscura presente en nuestra galaxia, infiriendo su presencia a través de los efectos gravitatorios sobre la materia bariónica, se obtiene el mismo orden de magnitud que la densidad reliquia. Esto brinda una verificación de consistencia entre la estimación cosmogónica (modelo del Big Bang) y la dinámica-gravitatoria (curvas de rotación de galaxias), que posiciona a las WIMPs entre los candidatos más estudiados.

Las WIMPs son partículas motivadas por extensiones mínimas del modelo de supersimetría [19]. En la actualidad, los experimentos de búsqueda de supersimetría en colisionadores, por ejemplo el Large Hadron Collider, han dado nulos resultados. Por otro lado, como discutiremos a continuación, las búsquedas de WIMPs por diferentes métodos han impuesto límites cada vez más restrictivos a su existencia. Esto ha generado un gran número de modelos alternativos de WIMPs, algunos de los cuales proponen partículas con masas entre el MeV/c^2 y algunos GeV/c^2 [21, 22]. Es este rango de bajas masas donde el experimento DAMIC, que enmarca ese trabajo de tesis, intenta detectar WIMPs o poner límites sobre la existencia de materia oscura.

1.5. Resumen

La materia bariónica es insuficiente para explicar fenómenos observacionales, muchos de ellos aparentemente independientes entre sí. En todos los casos la hipotética materia oscura es mucho más abundante que la ordinaria. En el estudio del fondo cósmico de microondas y la nucleosíntesis del Big Bang, la relación entre materia oscura y materia bariónica es de cinco. En escala galáctica y de cúmulos de galaxias, la relación mínima esperada es de aproximadamente cinco, aunque se han estudiado sistemas en los cuales la materia oscura llega a ser hasta cientos de veces más abundante que la bariónica. La materia oscura y el modelo ΛCDM , con la relatividad general como marco, presentan la explicación más simple propuesta hasta la fecha consistente con toda la evidencia observacional. Sin embargo, hasta el momento, la naturaleza de la materia oscura permanece como un misterio. Si bien existen objetos astrofísicos que no emiten fotones y son, por lo tanto, invisibles a nuestros telescopios, se piensa que a lo sumo podrían contribuir con un 10% al contenido de la hipotética materia oscura. Ninguna de las partículas del modelo estándar cumplen con las condiciones para ser candidatas. Dentro de las propuestas más sólidas para formar la materia oscura se encuentran las WIMPs (*Weakly Interactive Massive Particles*), partículas con masas de entre algunos MeV/c^2 hasta

1 TeV/c^2 . La colaboración DAMIC tiene como objetivo intentar detectar WIMPs por detección directa o, eventualmente, imponer límites sobre su existencia.

Capítulo 2

Búsquedas de materia oscura

Como describimos, se piensa que las WIMPs, como candidatas a materia oscura, son partículas que forman un halo que rodea a la materia bariónica visible. Este halo es un gas de partículas que interactúan gravitatoriamente entre sí y con la materia bariónica. En escala galáctica, su perfil de densidad debe ser el adecuado para explicar las curvas de rotación de galaxias.¹ En el caso de la Vía Láctea, el halo tiene forma elipsoidal y la materia bariónica se encuentra en forma de disco. En el marco del modelo Λ CDM, se espera que las WIMPs posean una masa entre el MeV/c^2 y el TeV/c^2 , que estén *frías*, es decir, que no sean relativistas y que se aniquilen entre sí con una sección eficaz del orden de 10^{-36} cm^2 . Dadas estas hipótesis, surgen tres métodos para intentar buscar y detectar WIMPs.

El primero, consiste en hacer la búsqueda de su aniquilación. En estas búsquedas, se intenta detectar los productos de estos procesos, en donde se hace la hipótesis adicional de que éstos sean partículas del modelo estándar. Estos productos dependen del modelo utilizado. Usualmente, las búsquedas se enfocan en partículas de alta energía, como fotones gamma, neutrinos, y leptones cargados [24]. Por ejemplo, el Fermi Gamma-ray Space Telescope (Fermi-LAT, de *Large Area Telescope*) es un detector de fotones gamma montado en un satélite en que órbita la Tierra que, entre otros objetivos científicos, intenta buscar un exceso de estos fotones por sobre el fondo que pueda ser atribuible al decaimiento o aniquilación de WIMPs en la Vía Láctea o en galaxias cercanas [25]. Recientemente, con observaciones en el visible utilizando el instrumento DECam, se han descubierto ocho nuevas galaxias enanas esferoides ultra tenues, satélites de la Vía Láctea. Se espera que este tipo de objetos esté totalmente dominado por la materia oscura, con una relación a materia bariónica de ~ 100 [26]. En caso de que la materia oscura se aniquile entre sí, se formula la hipótesis de que lo haga a partículas elementales del modelo estándar, como quarks b que, al decaer, emitan fotones gamma. Como la relación materia oscura a materia bariónica esperada es muy alta, en estos sistemas son buenos candidatos para buscar rayos gamma provenientes de la aniquilación de materia oscura, debido al bajo fondo de cuerpos celestes de materia bariónica emisores gamma que forman parte de los mismos. Es decir, se espera una alta relación señal al fondo. Utilizando el instrumento Fermi-LAT, se ha buscado detectar fotones gamma provenientes de

¹A este perfil se lo llama perfil NFW [23].

posiciones coincidentes con estas ocho galaxias. Sin embargo, no se halló un exceso por encima del fondo esperado [27].

El segundo método consiste en el proceso inverso. Partiendo de partículas del modelo estándar, se las hace colisionar a alta energía esperando crear partículas de materia oscura. En el caso de que una colisión creara una o más partículas de materia oscura, éstas escaparían de los detectores sin interactuar, dada su baja o nula sección eficaz de interacción con las partículas del modelo estándar. Sin embargo, en su escape del detector, se llevarían energía y momento. Con lo cual, las búsquedas por este método se basan en detectar eventos que tengan energía y momento faltante en la reconstrucción de la colisión. Como ejemplo, en la primera corrida del Large Hadron Collider, los detectores multipropósito ATLAS y CMS detectaron un exceso de $\sim 2\sigma$ de eventos de dos fotones, que fue interpretado como una posible señal de materia oscura y despertó la atención de la comunidad [28]. Finalmente, con la toma de más datos, el exceso desapareció [29].

El tercer método para la búsqueda de WIMPs es la detección directa. Aquí, se hipotetiza que las WIMPs tendrían una sección eficaz de interacción con las partículas del modelo estándar no nula. De esta forma, si una WIMP interactúa con un átomo que forma la parte sensible de un detector, podría depositar energía en él y ser registrada por la instrumentación. Éste es el método de búsqueda al que nos referiremos en el resto del presente trabajo.

2.1. Métodos de detección directa de WIMPs

La detección directa consiste en el registro de interacciones de las WIMP con un detector en Tierra. Este método parte de dos hipótesis fundamentales: las WIMPs están ligadas gravitatoriamente en forma de halo en torno a la Vía Láctea con un perfil de densidad radial compatible con la curva de rotación de la galaxia; e interactúan con las partículas del modelo estándar. El movimiento del sistema solar en torno al centro galáctico genera un *viento* de partículas de materia oscura sobre el detector. Dado que la determinación de la velocidad del Sol respecto al centro galáctico y otras variables dinámicas son temas actuales de investigación en los cuales el consenso no es unánime, la comunidad de búsqueda de materia oscura por detección directa ha adoptado lo que se llama el modelo estándar del halo, o SHM por sus siglas en inglés [30]. En el SHM, se supone que el halo galáctico de materia oscura es una esfera isotérmica sin momento angular, caracterizada por una distribución Maxwelliana de velocidades de las WIMPs. Este modelo se utiliza para poder intercomparar los límites de exclusión (y los clamores de detección, que comentaremos al finalizar este capítulo) de la forma más ecuánime posible.

En 1985, Goodman and Witten sugirieron que las WIMPs podrían detectarse a través del registro de retrocesos nucleares producto de la dispersión coherente (elástica) entre WIMPs y núcleos atómicos, análoga a la dispersión elástica neutrón-núcleo [31]. Si tomamos la masa propuesta para la WIMPs en $m_\chi \sim 10 \text{ GeV}/c^2$, su longitud de onda asociada es

$$\lambda_\chi = \frac{h}{p} \sim 700 \text{ fm}$$

que, comparada con un radio nuclear típico de algunos fm, asegura la condición de dispersión coherente ($\lambda_\chi \gg r_N$). Ésta hipótesis adicional es utilizada por todos los experimentos de búsqueda por detección directa. Luego de la interacción elástica WIMP-núcleo, el núcleo retrocede (recula) y adquiere energía cinética. Al desplazarse en la parte sensible del detector, esta energía es depositada en el medio a través de dos mecanismos: interacción con los electrones e interacción con los otros núcleos del medio.

La interacción con los electrones da lugar a ionización y excitación que, según el tipo de detector, luego es detectada por distintos medios. En el caso más sencillo, la carga liberada por la ionización es colectada y medida. El detector DAMIC cae dentro de esta categoría [32]. En algunos materiales, la ionización y excitación da lugar a fotones de centello que son registrados en un fotodetector, típicamente un tubo fotomultiplicador (PMT, de sus siglas en inglés). El experimento DAMA/LIBRA, basado en centelladores de NaI(Tl), es un ejemplo de una búsqueda mediante esta tecnología [33]. Por otro lado, la interacción con los núcleos genera fonones, es decir, cuantos de modos vibracionales colectivos, que aumentan la temperatura del medio material. Los detectores que miden el incremento de temperatura debido a la deposición de energía de los retrocesos nucleares se los llama bolómetros. Estos detectores son criogénicos, y utilizan un sensor que opera en la transición superconductor-conductor para medir el aumento de temperatura. Por ejemplo, *Cryogenic Dark Matter Search* (CDMS) [34].

2.2. Señal producto de WIMPs en búsquedas por detección directa

Como describimos, el movimiento del Sol en torno al centro de la Vía Láctea, genera que el halo isotérmico, frío y sin momento angular formado por las hipotéticas WIMPs produzca un *viento* de partículas sobre los detectores utilizados en los experimentos de detección directa. Ocasionalmente, una WIMP interactuará de forma elástica con un núcleo de la parte sensible del detector, provocando un retroceso nuclear. Los experimentos de detección directa buscan medir la energía del retroceso nuclear, E_{NR} , transferida al núcleo en el proceso de dispersión y, a partir de allí, obtener los parámetros del espacio de fases de la búsqueda: la masa de la WIMP, m_χ , y la sección eficaz WIMP-núcleo (independiente del spin en el caso del experimento DAMIC), σ_{SI} .

La figura 2.1 representa el plano $\sigma_{SI}-m_\chi$, en donde se muestran los resultados de varios experimentos de búsqueda de materia oscura por detección directa. Las líneas, tanto sólidas como punteadas, indican que la zona por encima de ellas está excluida por un experimento dado. Las zonas sombreadas demarcan regiones de interés en las cuales los experimentos han declarado un exceso que potencialmente podría atribuirse a WIMPs. Volveremos a comentar esta figura, los límites y las posibles

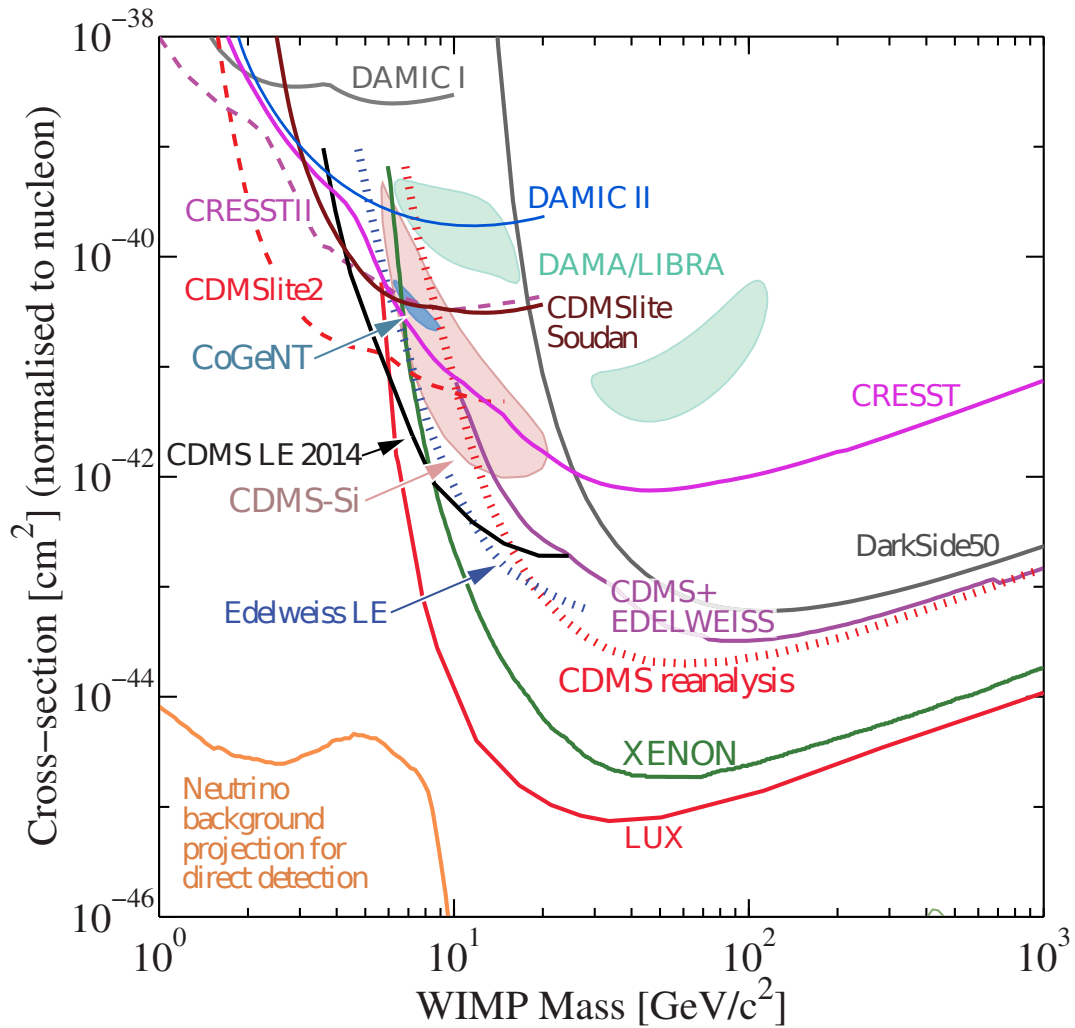


Figura 2.1: Límites de exclusión del espacio de fases sección eficaz WIMP-núcleo y masa de la WIMP de varios experimentos. Las líneas, tanto sólidas como punteadas, indican que la zona por encima de ellas está excluida por un experimento dado. Las zonas sombreadas demarcan regiones de interés en las cuales los experimentos han declarado un exceso que potencialmente podría atribuirse a WIMPs. Gráfico extraído de Ref. [35].

declaraciones de descubrimiento en breve, en la sección 2.4, donde discutiremos el estado actual de las búsquedas por detección directa.

La magnitud relevante para los experimentos de búsqueda por detección directa es la tasa de eventos diferencial, dR/dE_{NR} . Esta magnitud expresa el número de eventos por unidad de masa del detector, por unidad de tiempo de exposición, por unidad de energía, en unidades de eventos/kg/día/keV, unidad que se suele abreviar *dru*, por *differential rate unit*. La tasa de eventos diferencial como función de la E_{NR} será, entonces, proporcional a la integral de tres factores [36]:

- El flujo de WIMPs sobre el detector, $\rho_0 v/m_\chi$, donde v es la velocidad relativa WIMP-núcleo blanco del detector y ρ_0 es la densidad local de WIMPs.
- La distribución de velocidades de las WIMPs, $f(v)$.
- La sección eficaz de interacción diferencial, $d\sigma/dE_{NR}$.

La tasa de eventos diferencial es:

$$\frac{dR}{dE_{NR}} = \frac{\rho_0}{m_\chi m_N} \int_{v_{\min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma}{dE_{NR}}(v, E_{NR}) dv$$

donde m_N es la masa del núcleo blanco. Dado que la colisión se espera que sea elástica, para una cierta energía del retroceso nuclear E_{NR} habrá una velocidad de impacto mínima que la produzca, que corresponderá al caso en que el núcleo retroceda en forma colineal con la WIMP incidente:

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{m_N E_{NR}}{2\mu_N^2}}$$

Es decir que WIMPs que incidan con velocidades mayores pueden dar lugar a dispersión con un ángulo menor que origine un retroceso nuclear de la misma energía. Esto establece el límite inferior de la integral.

El modelo estándar del halo galáctico considera que el halo de WIMPs no rota, y posee una distribución de velocidades Maxwelliana

$$f(v) \propto \exp\left(-\frac{v^2}{v_c^2}\right) \quad (2.1)$$

en donde $v_c = (220 \pm 20)$ km/s es la velocidad circular del Sistema de Reposo Local (*LSR, Local Standard of Rest*).² El Sol, y la Tierra ligada a él, poseen un movimiento propio respecto al LSR. Para determinar la velocidad relativa entre el flujo de WIMPs y los detectores, es necesario considerar, además, la rotación de la Tierra en torno al Sol. Con lo cual, es necesario hacer la transformación $v \rightarrow v + v_{Tierra}$ en la ecuación (2.1), con

$$v_T = v_c \left[1.05 + 0.07 \cos\left(\frac{2\pi(t - t_p)}{365 \text{ d}}\right) \right]$$

²En astronomía, el Sistema de Reposo Local se refiere al movimiento promedio de la materia bariónica en las proximidades del Sol, en torno al centro de la Vía Láctea.

y $t_p = (02\text{-Jun} \pm 1.3)$ día. Finalmente, la última de las sutilezas para calcular la distribución de velocidades es considerar la velocidad de escape de las WIMPs. El modelo estándar del halo galáctico supone que las WIMPs están ligadas al halo gravitatoriamente, lo que implica que debe existir una velocidad de escape que obliga a truncar esta distribución. La velocidad de escape, v_{esc} , está estimada en 544 km/s.

La sección eficaz diferencial, $d\sigma/dE_{NR}$, contiene información de Física de Partículas. Las propiedades de ésta se extrapolan de la Física conocida del modelo estándar. Se puede mostrar que es posible distinguir entre interacciones dependientes e independientes del spin del núcleo blanco utilizado en el detector. En el caso de DAMIC, el material sensible es silicio que, en un isótopo más abundante, tiene spin cero. Por ello, en lo que resta de este trabajo, consideraremos interacciones independientes del spin, σ_{SI} . Bajo estas hipótesis, es posible escribir

$$\frac{d\sigma}{dE_{NR}} = \frac{m_N A^2 \sigma_{\text{SI}}}{2\mu_p v^2} F^2(E_{NR})$$

donde μ_p es la masa reducida protón-WIMP y A es la masa atómica del núcleo blanco. $F^2(E_{NR})$ es el llamado *factor de forma*, que cuantifica la pérdida de coherencia que ocurre cuando aumenta el intercambio de momento en la colisión. Este factor resulta aproximadamente unitario en el caso de masas de WIMP bajas y núcleos relativamente pequeños como el caso de silicio.

Finalmente, la tasa de eventos diferencial queda [36]

$$\frac{dR}{dE_{NR}} = \frac{\rho_0 A^2}{2\mu_p^2 m_\chi} \sigma_{\text{SI}} \int_{v_{\text{min}}}^{v_{\text{esc}}} \frac{f(v)}{v} dv$$

En la figura 2.2 se puede ver la tasa de eventos diferencial en función de la energía del retroceso nuclear para diferentes materiales blanco, considerando una hipotética WIMP de 1 y 10 GeV/ c^2 (panel izquierdo y derecho, respectivamente), y una sección eficaz WIMP-núcleo de 10^{-45} cm². Como se observa en la figura 2.1 (página 34), la zona por debajo de 10^{-44} cm² y por debajo de 10 GeV/ c^2 no ha sido excluida aún, de modo que la tasa de eventos diferencial de la figura 2.2 es un prospecto para las futuras generaciones de experimentos de búsqueda. En todos los casos se observa una dependencia exponencial decreciente. Esto es así ya que al aumentar E_{NR} existe un número menor de WIMPs con velocidad suficiente para contribuir a la integral

$$\int_{v_{\text{min}}}^{v_{\text{esc}}} \frac{f(v)}{v} dv$$

cuyo límite inferior es proporcional a $\sqrt{E_{NR}}$. En el caso de los núcleos más pesados, como el xenón, mayor E_{NR} implica pérdida de coherencia en la colisión, reflejado por la disminución del factor de forma. Para bajas energías del retroceso nuclear, el factor A^2 en la sección eficaz diferencial incrementa fuertemente la dispersión para blancos pesados. Por otro lado, la cinemática de la interacción favorece la interacción con núcleos livianos dado que la transferencia de energía es más eficiente.

Los detectores tienen un umbral de detección, por debajo del cual son insensibles a la deposición de energía. Como se ve en la figura 2.2, un detector con bajo umbral como DAMIC saca provecho del aumento exponencial de eventos a bajas energías.

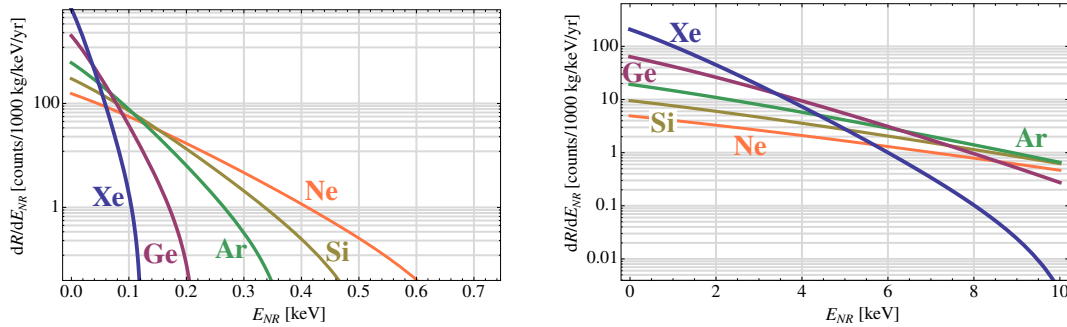


Figura 2.2: Tasa de eventos diferencial en función de la energía del retroceso nuclear para WIMPs hipotéticas de $1 \text{ GeV}/c^2$ (panel izquierdo) y $10 \text{ GeV}/c^2$ (panel derecho), considerando una sección eficaz WIMP-nucleón de 10^{-45} cm^2 , para blancos de xenón, germanio, argón, silicio y neón. Gráfico extraído y adaptado de Ref. [35].

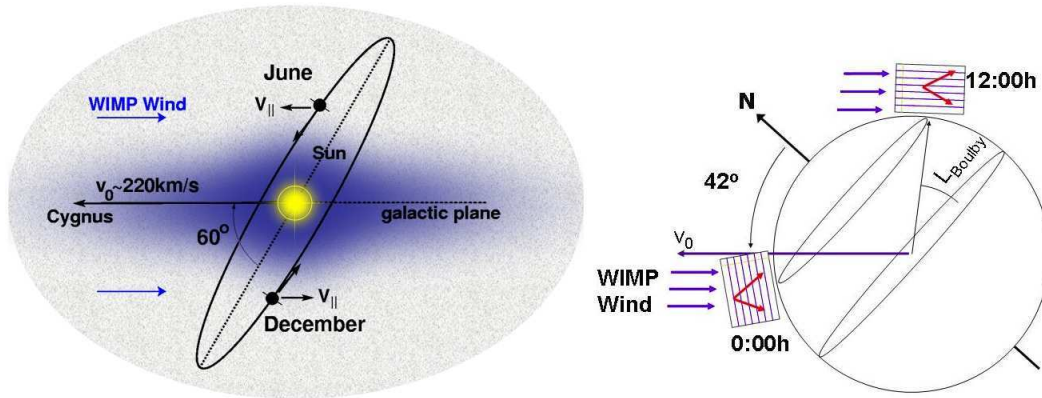


Figura 2.3: Esquema de la modulación anual (izquierda) y diaria (derecha) producida por el cambio en el hipotético *viento* de WIMPs sobre un detector. La modulación anual implica un cambio en la tasa de eventos, mientras que la diaria genera un cambio en la dirección promedio de los retrocesos nucleares. Gráfico extraído de Ref. [37].

Una característica de la señal esperada de las WIMPs es que tiene una modulación anual y otra diaria. Ambos efectos se esquematizan en la figura 2.3. El primero (dibujo izquierdo) ocurre debido al movimiento de rotación de la Tierra en torno al Sol. A lo largo del año, la proyección de la velocidad de la Tierra en el plano galáctico pasa de ser paralela a la velocidad del Sol a antiparalela. De esta forma, la velocidad relativa entre la Tierra y el *viento* de WIMPs modula anualmente y, en consecuencia, también modularía la tasa de eventos. Este método funciona en tanto y en cuanto no exista algún otro fenómeno físico que introduzca fondo que module de una forma similar. El experimento DAMA/LIBRA utiliza esta técnica para la búsqueda de WIMPs [33]. El segundo efecto de modulación (esquema de la derecha de la figura 2.3) ocurre debido a la rotación de la Tierra en torno a su

Parámetro	Definición	Valor
ρ_0	Densidad de WIMPs en el sistema solar	$0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$
v_c	Dispersión de la distribución Maxwelliana de velocidades del halo de WIMPs	220 km/s
v_{esc}	Velocidad de escape de la Vía Láctea	544 km/s
v_T	Velocidad de la Tierra respecto al halo de WIMPs	232 km/s

Tabla 2.1: Parámetros astrofísicos que intervienen en el cálculo de la tasa de eventos diferencial, y sus valores consensuados por la comunidad.

eje. Aquí, lo que modula es la dirección del viento de WIMPs relativa al detector. Esto implica un cambio en la dirección promedio de los retrocesos nucleares. En la actualidad existen varios esfuerzos para operar detectores sensibles a la dirección de los retrocesos nucleares, como por ejemplo la colaboración DRIFT [38].

Finalmente, cabe destacar que para realizar estos cálculos y establecer los límites de exclusión se necesitan datos astrofísicos, algunos hipotéticos, que tienen incertezas no menores al 10 % [39]. Entonces, para poder intercomparar los distintos experimentos de búsqueda, los límites reportados se confeccionan tomando un conjunto de parámetros consensuados. Los mismos, se pueden ver en la tabla 2.1.

2.3. Señal y fondo en búsquedas de WIMPs

Como discutimos, la señal esperada de la interacción WIMP-núcleo son retrocesos nucleares. El detector DAMIC está hecho de silicio, de número másico $A \approx 28$. Si suponemos una masa de WIMP $\sim \text{GeV}/c^2$, la energía de estos retrocesos estará en el orden de algunos keV. La tasa esperada depende fuertemente de la sección eficaz considerada. Para un detector de 100 g como DAMIC100 y una sección eficaz hipotética $\sim 10^{-41} \text{ cm}^2$, se esperan del orden 10 eventos por año. Con una señal tan poco frecuente, el fondo espurio se presenta como una dificultad a resolver: uno de los esfuerzos fundamentales del campo de la detección directa es reducir el background. Esta característica es compartida por los experimentos de búsquedas de procesos infrecuentes, como búsqueda del decaimiento del protón, de decaimiento beta doble sin neutrinos, entre otros.

2.3.1. Origen del fondo

Los eventos de fondo en búsquedas de materia oscura pueden tener diferentes orígenes: partículas ionizantes ambientales, impurezas radioactivas en el detector, rayos cósmicos y radioactividad cosmogénica.

Partículas ionizantes ambientales

Las partículas ionizantes ambientales son productos de decaimientos radioactivos en los materiales que rodean al detector, como por ejemplo ^{238}U , ^{232}Th y ^{40}K

presentes en el suelo o el aire. Para minimizar su impacto, los detectores de búsqueda de materia oscura se rodean de blindaje. Existen dos formas más frecuentes de blindajes:

- Blindajes de elementos livianos líquidos, como agua o centellador líquido. Generalmente, éstos se utilizan en los detectores más masivos, como los que usan líquidos nobles como material sensible. Por ejemplo, el experimento LUX [40] tiene un volumen activo de xenón líquido y se encuentra en el centro de un tanque de agua de 260 m^3 . Muchas veces estos blindajes son instrumentados con fotosensores (PMTs, por ejemplo). El objetivo es poder detectar la interacción del fondo con el blindaje y proveer al experimento de una señal de *veto* para luego utilizarla en el análisis de datos y para aplicar cortes de selección (por ejemplo para rechazar señales de búsqueda de WIMPs en coincidencia con señales de fondo en el blindaje). Los blindajes de agua utilizan los fotones de Cherenkov como mecanismo transductor, mientras que los centelladores utilizan los fotones de centelleo.
- Blindajes de capas de materiales livianos y materiales de alto número atómico. Por ejemplo, el blindaje del detector DAMIC consta de una capa exterior de polietileno de alta densidad para moderar y blindar al detector de los neutrones rápidos, y una interior de plomo, para atenuar el fondo gamma.

En algunos casos los blindajes se *cargan* de algún nucleído con alta sección eficaz de captura de neutrones, por ejemplo el ^{10}B . Típicamente los materiales que se cargan poseen número másico bajo para termalizar los neutrones, como agua, centellador líquido, polietileno o parafina. Si bien estos nucleídos capturan los neutrones muy eficientemente, por lo general emiten gammas instantáneos luego de la captura (de $\sim 400 \text{ keV}$ en el caso del ^{10}B), por lo que debe interponerse un blindaje a fotones entre la capa cargada y el detector. Por otro lado, los blindajes suelen ensamblarse de forma estanca, para evitar que el radón migre desde el aire ambiente hasta el interior del detector.³ En los casos en los que no se puede asegurar la estanqueidad, se utiliza una presión positiva de, por ejemplo, nitrógeno para minimizar su ingreso.

Impurezas radioactivas

Las impurezas radioactivas están presentes en los materiales que forman el detector, o los sistemas asociados como la instrumentación electrónica y el blindaje. Para mitigar el fondo producido por ellas, los componentes de los detectores se someten a un riguroso *screening*, es decir, un experimento de conteo de bajo fondo con detectores de germanio híper puro (llamados HPGe), para minimizar la radioactividad intrínseca en la parte sensible o sistemas auxiliares. De este modo, se eligen cables, tornillería, piezas mecánicas, etc, buscando minimizar su radiactividad. Examinar los materiales cercanos a la parte sensible resulta de vital importancia, dado el gran ángulo sólido que ésta presenta. Además, debido a su gran masa, la minimización

³El radón es un gas noble radioactivo, presente en la cadena de decaimiento del uranio y del torio.

de radioactividad presente en el blindaje es fundamental. Por ejemplo, en el caso del plomo, es crucial confeccionar el blindaje con plomo que tenga bajo contenido de ^{210}Pb . En particular, existen varios experimentos que han utilizado o utilizan blindajes de plomo obtenido de un galeón español hundido hace medio siglo, tiempo suficiente para que todo el ^{210}Pb decaiga.⁴

Rayos cósmicos y radioactividad inducida por rayos cósmicos

Los rayos cósmicos inducen dos tipos de fondo: la deposición de energía en el detector por parte de los rayos cósmicos en forma directa, y la generación de radioisótopos producto de la interacción con materiales estables. Los radioisótopos cosmogénicos puede generarse por *spallation* o por captura neutrónica de neutrones generados por los rayos cósmicos.⁵ Para intentar evitar la influencia de los rayos cósmicos, los detectores de búsqueda de materia oscura se instalan en laboratorios subterráneos profundos. De este modo, los muones cósmicos se atenúan en la roca. En el caso de DAMIC, el detector de búsqueda se encuentra instalado en SNOLAB, 2 km por debajo del nivel de la superficie. Allí, se registran flujos de muones cósmicos menores a $0.2 \text{ muon/m}^2/\text{día}$, comparado con el flujo en nivel del mar de $\approx 1 \text{ muon/cm}^2/\text{min}$.

2.3.2. Naturaleza del fondo y discriminación

Las partículas que forman parte del fondo son partículas α , β , γ , neutrones, producto de decaimientos de radioactividad natural y cosmogénica; y muones. La señal buscada para la interacción WIMP-núcleo es un retroceso nuclear del orden de los keV. Un retroceso nuclear de energía desde algunos keV hasta $\sim \text{MeV}$ tiene un rango del orden de los micrones. Los electrones producto del fondo, con energías entre cientos de keV y algunos MeV, tienen rangos del orden de mm o mayores. Esta diferencia en la densidad de ionización entre los retrocesos nucleares y los electrónicos produce señales que pueden llegar a diferenciarse. Los experimentos de búsqueda, en muchos casos, poseen algún mecanismo para discriminar retrocesos nucleares de retrocesos electrónicos.

Métodos de discriminación

Los fenómenos microscópicos involucrados en la deposición de energía dependen, generalmente, de si quien la deposita es un electrón o un núcleo atómico. Esta diferencia es explotada por varios experimentos, en donde se detectan dos magnitudes físicas simultáneamente. Luego, la relación entre ambas suele brindar información acerca de si quien originó la señal fue un electrón atribuible a fondo espurio (por interacciones gamma, por ejemplo) o un retroceso nuclear. Por ejemplo, el experimento SuperCDMS, que utiliza detectores de germanio y silicio a 30 mK, posee un canal para medir ionización y otro para medir fonones [34].

⁴El ^{210}Pb posee un período de semidesintegración de ≈ 22 año.

⁵*Spallation* es la fragmentación de un núcleo producto de un impacto con una partículas pesada de alta energía

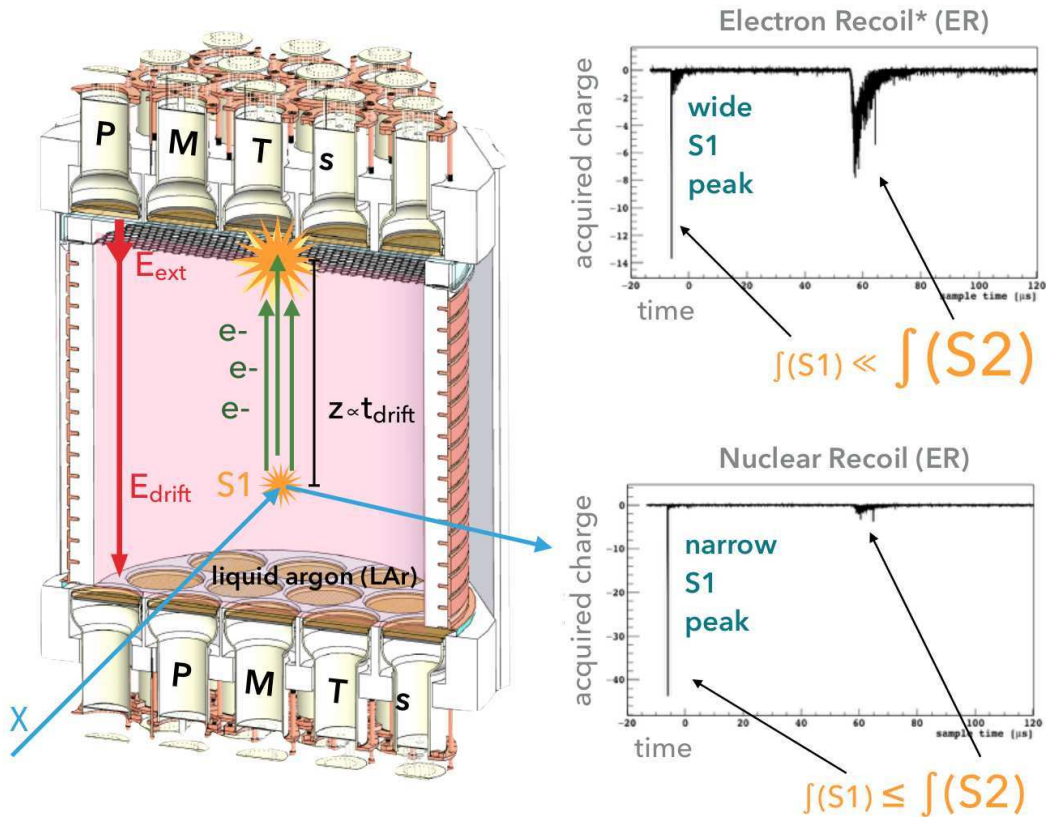


Figura 2.4: Panel izquierdo: esquema del experimento DarkSide. Panel derecho: señal de un PMT en función del tiempo para un retroceso electrónico (gráfico superior) y para un retroceso nuclear (gráfico inferior). Dibujo y gráfico extraído de [41].

Otra forma de discriminar los retrocesos electrónicos de los nucleares es a través del análisis de la forma de pulso. Para ejemplificar, consideremos el experimento DarkSide. Éste es una *Time Projection Chamber* (TPC) de dos fases, que utiliza argón líquido como blanco. En el panel izquierdo de la figura 2.4 se puede ver un esquema del detector. El volumen coloreado de rosa está lleno de argón líquido. La superficie superior de este volumen está delimitada por una grilla metálica la cual está polarizada con alta tensión. Por encima de esta grilla, el argón se encuentra en estado gaseoso (de allí que se denomine TPC de dos fases). El argón está contenido dentro de una cámara que posee un arreglo de PMTs en cada superficie horizontal que observan hacia el interior de la misma.

El detector funciona de la siguiente manera. Una partícula ionizante, marcada como X en la figura, deposita energía en el argón líquido. Esta deposición de energía genera la ionización y excitación de los átomos de argón que, al desexcitarse, emiten fotones de centelleo. Los fotones emitidos se propagan a través del argón hasta ser detectados por los PMTs. A esta señal instantánea se la llama S1. Los electrones que sobreviven a la recombinación son arrastrados hacia la interfase líquido-gas (la grilla)

mediante un campo eléctrico de ≈ 200 V/cm. Entre la grilla y la superficie superior se aplica un campo eléctrico más intenso, de ≈ 2.8 kV/cm, para extraer los electrones de la fase líquida hacia la fase gaseosa. Este proceso genera electroluminiscencia, en donde se emiten un número de fotones de centelleo proporcional a la señal de ionización original, señal llamada S2. El lapso entre S1 y S2 corresponde al tiempo de arrastre de los electrones y es utilizado para estimar la coordenada vertical de la posición de la interacción. La velocidad de arrastre en argón, con un campo de 200 V/cm, es aproximadamente 1 mm/ μ s. Dado que la producción de S2 ocurre muy cerca de los PMTs de la superficie superior, la distribución de la señal en los distintos PMTs permite estimar las coordenadas horizontales de la posición de la interacción. Esto habilita una reconstrucción tridimensional, muy útil a la hora de rechazar fondo generado en las paredes de la cámara, en los PMTs u otro componente que pueda poseer impurezas radioactivas.

Los fotones de centelleo de la señal instantánea, S1, se emiten con una componente rápida y otra lenta, asociadas al estado singlete y triplete del Ar, respectivamente. La emisión de fotones mediante el estado singlete tiene una constante de tiempo de 7 ns, mientras que mediante el triplete, 1.6 μ s. La distribución entre estas componentes es fuertemente dependiente de dE/dx de la partícula. Los retrocesos nucleares, por su alta densidad de ionización, suprimen el estado triplete respecto a los retrocesos electrónicos. En consecuencia, la luz de centello debida a los retrocesos nucleares será emitida mucho más rápido que la debida a los retrocesos electrónicos. En el panel derecho de la figura 2.4 se muestran dos gráficos de la señal de un PMT en función del tiempo: el superior corresponde a la respuesta de un retroceso electrónico y el inferior a un retroceso nuclear. Las formas de onda mostradas corresponden a eventos con igual cantidad de fotones emitidos en S1. Como se observa, la señal S1 del gráfico superior (retroceso electrónico) es más ancha que la del gráfico inferior (retroceso nuclear). La colaboración define la función F_{90} como la integral de la señal S1 durante los primeros 90 ns sobre la señal S1 total. Dado que los retrocesos nucleares producen fotones de estados singletes con un tiempo de decaimiento rápido, se espera que éstos tengan una F_{90} mayor que los retrocesos electrónicos. En la figura 2.5 se muestra un gráfico de un experimento de calibración del detector DarkSide, de la función F_{90} versus el tiempo de vuelo. En el experimento, se bombardea el detector con neutrones de 1.8 MeV, que llegan a él a tiempos de aproximadamente 45 ns. Los fotones con tiempos de vuelo entre 0 y 10 ns corresponden a fondo generado en el proceso de producción de los neutrones. Como se ve, los neutrones, que para estas energías interactúan con el argón en forma elástica produciendo retrocesos nucleares, poseen una F_{90} mayor a los fotones.

Existe otro tipo de experimentos de búsqueda por detección directa, no clasificables por lo previamente descrito: los experimentos de cámaras de burbujas, como por ejemplo Pico [43]. Las cámaras de burbujas están normalmente llenas de un líquido refrigerante, y se las opera en distintas condiciones de presión y temperatura. La presión y temperatura de la cámara determina las condiciones para la nucleación de burbujas inducidas por radiación. La idea es que, eligiendo adecuadamente estos parámetros, es posible obtener una configuración en la cual las burbujas solo se forman cuando la energía es depositada por una partícula con alta densidad

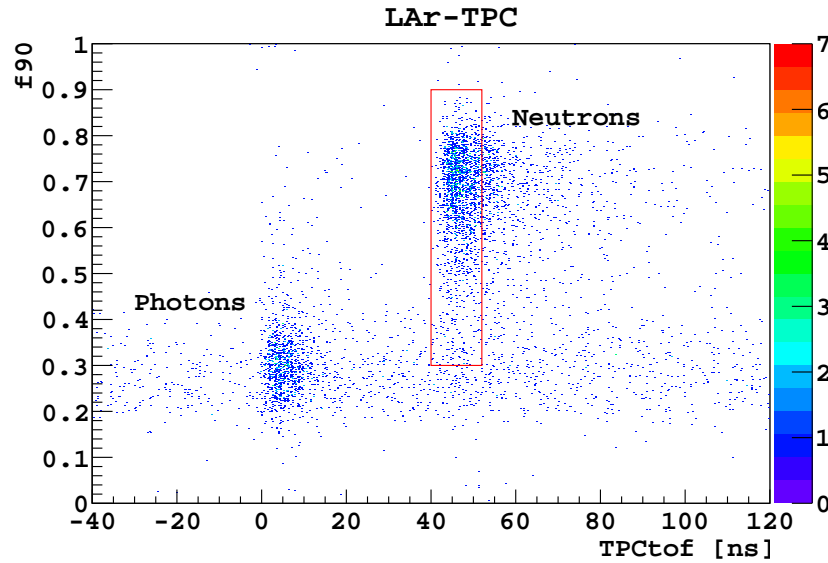


Figura 2.5: Gráfico de la función F_{90} en función del tiempo de vuelo, para un detector de argón líquido de diseño análogo a DarkSide iluminado por un haz mixto de fotones y neutrones en un experimento de calibración. Se observa que los neutrones tienen un valor de F_{90} mayor a los fotones. Gráfico extraído de Ref. [42].

de ionización, como un retroceso nuclear o una partícula alpha. De esta forma, se logra rechazar el fondo gamma con muy alta eficiencia, algo fundamental para los experimentos de búsqueda de materia oscura por detección directa.

Fondo no discriminable

Si bien algunos tipos de fondo pueden ser rechazados mediante estas técnicas, existen otros cuya estigma en el detector es exactamente igual a la que se espera por interacción de WIMPs. Éstos representan un fondo que, en principio, no puede ser discriminado.

Por un lado, los neutrones rápidos, con energías del orden de los MeV, generan retrocesos nucleares tal como se espera de las WIMPs. Estos neutrones tienen dos fuentes principales: los emitidos en los decaimientos de uranio por fisión espontánea y eventos de *spallation* producidos por muones cósmicos. En los detectores de gran volumen, los neutrones en algunos casos pueden hacer dispersión en múltiples puntos del detector. Si estos detectores cuentan con una buena reconstrucción espacial para identificar el punto de interacción, los eventos de dispersión múltiple pueden ser rechazados. La forma de mitigar este tipo de fondo es mediante un blindaje con bajo número atómico, como se describió anteriormente.

Por otro lado, los neutrinos que, a través de la corriente neutra, pueden interactuar coherentemente con los núcleos provocando retrocesos nucleares, representan el fondo último e irreducible al que los experimentos de búsqueda de materia oscura por detección directa pueden llegar. Ni la radiopureza, ni el blindaje, ni la profundi-

dad del laboratorio pueden evitar este fondo. Estos neutrinos tienen dos orígenes. El primero, son los emitidos por la reacción de ${}^8\text{B}$ producida en el sol, los cuales generan un espectro similar al que generaría una WIMP de $6 \text{ GeV}/c^2$ y una sección eficaz de $5 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$. El segundo, son los neutrinos atmosféricos producidos en cascadas de rayos cósmicos, que generan un espectro análogo al esperado de una WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$ y sección eficaz $2 \times 10^{-49} \text{ cm}^2$ [44]. Si bien los experimentos actuales no tienen la sensibilidad necesaria como para detectar la dispersión coherente de estos neutrinos, se espera que los detectores de la próxima generación alcancen a registrar los neutrinos del ${}^8\text{B}$ [35]. Volviendo a la figura 2.1 (página 34), se puede observar el lugar que ocupa la señal producto de los neutrinos en el espacio de fases de la búsqueda de WIMPs. Es razonable pensar que los experimentos de búsqueda de materia oscura continuarán disminuyendo el umbral y el fondo, hasta llegar a sensar dicha zona. De todas maneras, se puede especular que, aunque llegado el momento los experimentos puedan medir el fondo de neutrinos, las búsquedas de WIMPs pueden continuar utilizando las modulaciones anuales y diarias como herramientas para discriminar las señales de WIMPs de las de neutrinos.

2.4. Estado actual de las búsquedas por detección directa

Discutiremos someramente y en forma no exhaustiva el estado actual de las búsquedas por detección directa, sintetizado en la figura 2.1 (página 34). Los resultados han sido producidos por detectores de diversas tecnologías, como bolómetros semiconductores (EDELWEISS [45] y CDMS [34]), bolómetros centelladores (CRESST [46]); líquidos nobles como argón (DarkSide [47]) y xenón (XENON [48] y LUX [40]); semiconductores en modo sólo ionización (CoGeNT [49] y DAMIC [32]); y centelladores en modo sólo centelleo (DAMA/LIBRA [33]).

Hasta el momento, la mayoría de las colaboraciones ha reportado resultados nulos, generando límites de exclusión de zonas del espacio de fases dado por el plano sección eficaz WIMP-núcleo y masa del WIMP. Las zonas excluidas son las que están por encima de las líneas sólidas y punteadas de la figura 2.1, es decir, se excluye una región con sección eficaz mayor. Sin embargo, a la fecha existen tres regiones de interés en las cuales sendas colaboraciones declararon un posible exceso de señal atribuible a WIMPs. Estas regiones están representadas por una zona sombreada en la figura. En el caso de CoGeNT, haciendo una búsqueda mediante un análisis de modulación anual, en 2014 ha reportado dos artículos escritos por distintos miembros de la colaboración en forma separada. Uno de ellos manifestó un exceso de 2.2σ [50]; mientras que el otro rechazó la hipótesis nula, es decir, rechazó no haber observado una modulación con una significancia de 1.7σ [51]. Por otro lado, CDMS realizó un experimento de búsqueda con detectores bolómetros (midiendo fonones e ionización) de silicio y germanio. La colaboración ha reportado tres eventos candidatos en los detectores de silicio [52] sobre un fondo esperado de 0.7 evento, mientras que no ha registrado un exceso en los detectores de germanio. Como se ve en la figura 2.1, estos excesos de significancia marginal ($\lesssim 3\sigma$), representados como áreas sombreadas, están en tensión con límites de exclusión de otros experimentos. Finalmente, el

experimento DAMA merece un párrafo aparte.

La colaboración DAMA comenzó sus experimentos a finales de los años 1990', utilizando un detector de NaI(Tl), en el cual solo registraban la señal de centelleo. Desde hace una década, ha reportado resultados con una modulación anual en la tasa de eventos que atribuyen a materia oscura. Inicialmente, utilizaron un detector de 100 kg (llamado DAMA/NaI) durante 6 años y, luego, un detector de 250 kg (llamado DAMA/LIBRA), acumulando una exposición de 1.33 toneladas×año [33]. DAMA observa una modulación en el bin de menor energía, 2-6 keV, con un período de un año y una fase consistente con la esperada por el *viento* de WIMPs en un nivel de 9.3σ . Si se interpretan en el contexto del modelo estándar del halo galáctico, surgen dos regiones de interés cuyos valores centrales de m_χ y σ_{SI} son, aproximadamente ($50 \text{ GeV}/c^2$, $7 \times 10^{-42} \text{ b}$) y ($8 \text{ GeV}/c^2$, 10^{-39} b). En la figura 2.1 se observa que varios experimentos excluyen estas regiones, en clara tensión entre resultados. Sin embargo, a la fecha no se ha podido generar ningún argumento convincente basado en Física conocida que explique la modulación reportada por DAMA. Por ejemplo, es sabido que el flujo de rayos cósmicos varía anualmente, aunque el efecto sobre el fondo esperado en el detector es pequeño para explicar la modulación en la tasa de eventos publicada.

Una de las claves del resultado de DAMA reside en que la colaboración ha desarrollado cristales de NaI(Tl) de ultra alta pureza y ultra bajas impurezas radioactivas, en conjunto con una compañía privada. Luego de la fase de R&D, la colaboración obtuvo un contrato de exclusividad de modo que ningún otro grupo científico ha podido conseguir cristales manufacturados mediante dicho proceso. A pesar de la solidez del resultado, la colaboración DAMA ha decidido no dar libre acceso a sus datos crudos para el escrutinio de la comunidad ni, mucho menos, ceder alguno de sus detectores a otra colaboración. A la fecha, ningún otro grupo ha podido comprar cristales crecidos bajo los estándares de los de DAMA. El tiempo ha transcurrido, y ha llegado el punto en que los expertos de la compañía fabricante de los cristales se han jubilado. Para intentar dilucidar este enigma, actualmente existen varios grupos en proceso de R&D propio para desarrollar el crecimiento de cristales de NaI(Tl) con niveles de radiopureza similares a los obtenidas por DAMA. Estos son ANAIS, KIMS, SABRE, DM-ICE, los cuales se encuentran en distinto grado de avance. Se espera que en los próximos años alguno de estos experimentos contraste definitivamente el resultado de DAMA.

2.5. Resumen

Las búsquedas de materia oscura por detección directa se basan en la hipótesis de que el movimiento de la Tierra en torno al centro galáctico genera, producto de un halo frío y no rotacional, un viento de WIMPs sobre los detectores. La intensidad de la posible interacción WIMP-núcleo es de la escala de la interacción electrodébil, y se propone la hipótesis adicional de que esta interacción es coherente. Esto implica que colisiones WIMP-núcleo provocarían retrocesos nucleares que, al desplazarse en el seno de un detector, depositarán energía. Existen distintas tecnologías de detección, las cuales aprovechan mecanismos microscópicos para trasducir esta deposición de

energía en una señal eléctrica. Algunos dispositivos miden una sola magnitud física, como ionización o centelleo. Otros sistemas, poseen instrumentación para medir, además, el aumento de temperatura (los fonones creados) debido a la interacción del retroceso nuclear con la red. Algunos detectores basados en líquidos nobles, miden en forma combinada luz de centelleo y ionización. El hecho de medir dos magnitudes simultáneamente permite discriminar si la energía fue depositada por un retroceso nuclear o electrónico, dada la diferencia en los mecanismos microscópicos del frenado de ambos.

Las señales esperadas de WIMPs son extremadamente infrecuentes, con lo cual resulta crucial minimizar el fondo espurio. Los experimentos se llevan a cabo en laboratorios subterráneos para minimizar los rayos cósmicos que inciden sobre los detectores; poseen un blindaje externo para atenuar las partículas ambientales; y se realiza un estudio muy cuidadoso de la radiopureza de los materiales con los cuales se construye el detector y los sistemas asociados.

A la fecha existen múltiples colaboraciones llevando adelante búsquedas con distintas tecnologías. La totalidad excepto una ha impuesto límites en el espacio de fases $\sigma_{SI}-m_\chi$. El grupo restante, DAMA, declara una señal de modulación anual y la atribuye a la materia oscura. Este resultado se encuentra en tensión con los límites impuestos por muchos de los otros experimentos. En los próximos años grupos independientes utilizarán la misma tecnología que DAMA y contrastarán en forma definitiva la posible interacción WIMP-núcleo reportada.

Capítulo 3

El experimento DAMIC

El experimento DAMIC (DARK Matter In CcDs) tiene como objetivo la búsqueda de materia oscura por detección directa, utilizando detectores tipo CCD (Dispositivos de carga acoplada, *charge-coupled device*) como blanco sensible. El bajo número másico del silicio, material con el que se fabrican los CCDs, y el bajo ruido de lectura de estos dispositivos los hacen ideales para la búsqueda de WIMPs con masas $< 10 \text{ GeV}/c^2$.

3.1. Dispositivos de carga acoplada (CCDs)

Los dispositivos de carga acoplada fueron inventados en 1969, en AT&T Bell Labs, en la búsqueda de dispositivos para almacenamiento de datos [53]. Sin embargo, la tecnología rápidamente evolucionó hasta su utilización como sensores de fotones visibles sensibles a la posición, es decir, dispositivos capaces de tomar imágenes. Hasta hace algunos pocos años, era la tecnología estándar en fotografía digital. Actualmente, en algunas aplicaciones, como en las cámaras de teléfonos celulares, se ha comenzado a utilizar tecnología CMOS. En el ámbito científico, los CCDs revolucionaron el campo de la astronomía, astrofísica y cosmología observacional, al permitir la construcción de planos focales de telescopios basados en esta tecnología.

Un CCD es, en esencia, un arreglo pixelado de capacitores planos, con un medio entre placas semiconductor y una de las placas comunes a todos los capacitores, en el cual es posible transferir la carga de un capacitor al contiguo. El medio, que ocupa la mayor parte del volumen del dispositivo, está fabricado en silicio dopado. Si un fotón con energía mayor a la banda prohibida o *band gap* incide sobre él, generará pares electrón-hueco (e-h). Para silicio, el band gap es 1.1 eV, de forma tal que un fotón con energía apenas por encima de este umbral generará solo un par e-h. Para energías del fotón por encima de los 10 eV, el número de e-h producidos será E_γ/w , donde $w = 3.6 \text{ eV}$ es la energía promedio para crear un par e-h en silicio [54].

En la figura 3.1 se puede ver el esquema de un píxel de un CCD. Las superficies superior e inferior forman un capacitor de placas paralelas, cuyo medio entre placas es el volumen sensible. El medio entre las placas y la placa inferior son comunes a todos los píxeles. En la placa inferior, llamada *sustrato*, transparente a los fotones

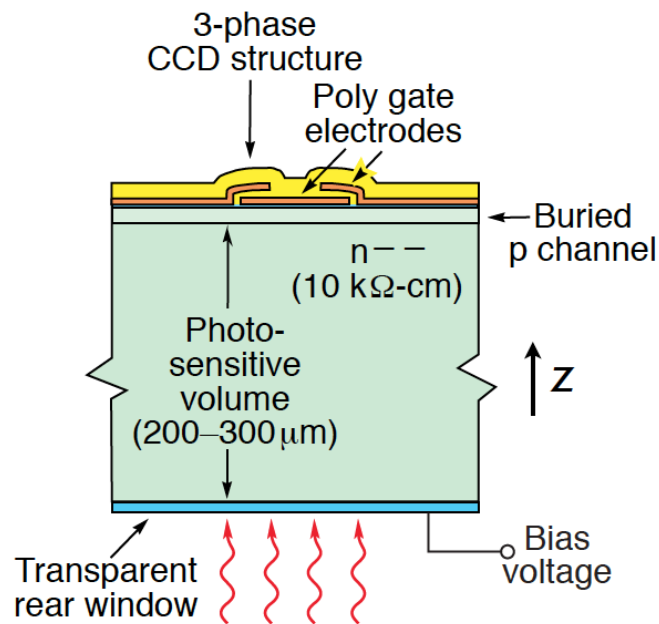


Figura 3.1: Esquema de la sección transversal de un CCD utilizado en DECam (*Dark Energy Camera*). Gráfico extraído de Ref. [55].

visibles, se aplica un voltaje de polarización de forma tal que la carga liberada por los fotones o partículas ionizantes se mueva. La forma del campo eléctrico en la dirección vertical genera un pozo de potencial en el canal-p enterrado (*buried p-channel*) cerca de los electrodos metálicos de la superficie superior. Aplicando un voltaje positivo en el sustrato, los huecos migran hacia ella cayendo dentro de estos pozos y quedando atrapados.

Una vez que la carga quedó atrapada en los píxeles, la misma es movida de píxel a píxel mediante un cambio apropiado en los potenciales de los *gates*. En la figura 3.2 se muestra un esquema del proceso de transferencia para CCDs de tres fases. Cada píxel posee tres electrodos (*gates*) verticales, llamados P1, P2 y P3, que pueden tener un valor de potencial en estado lógico alto o bajo. En el panel derecho de la figura se observa como, cambiando los estados de los *gates* verticales, es posible mover la carga de un píxel al contiguo. Se observa la secuencia de cómo la carga pasa del píxel de la derecha en el estado 1, al píxel de la izquierda en el estado 7. Las filas de píxeles están separadas por barreras de potencial, llamadas *channel stop*, que evitan que la carga se distribuya en filas adyacentes en el proceso de pasaje entre columnas. Este proceso de transferencia se hace simultáneamente para todas las filas, transfiriendo la carga de todos los píxeles hacia el píxel contiguo de la izquierda. De esta forma, la carga de los píxeles de la primera columna de la izquierda pasa a la columna especial llamada *registro serie* o *registro horizontal*. Es importante destacar que el proceso de transferencia de carga tiene una ineficiencia tan baja como 10^{-7} . Esto genera una pérdida de carga despreciable, ya que la carga máxima típica en cada píxel es del

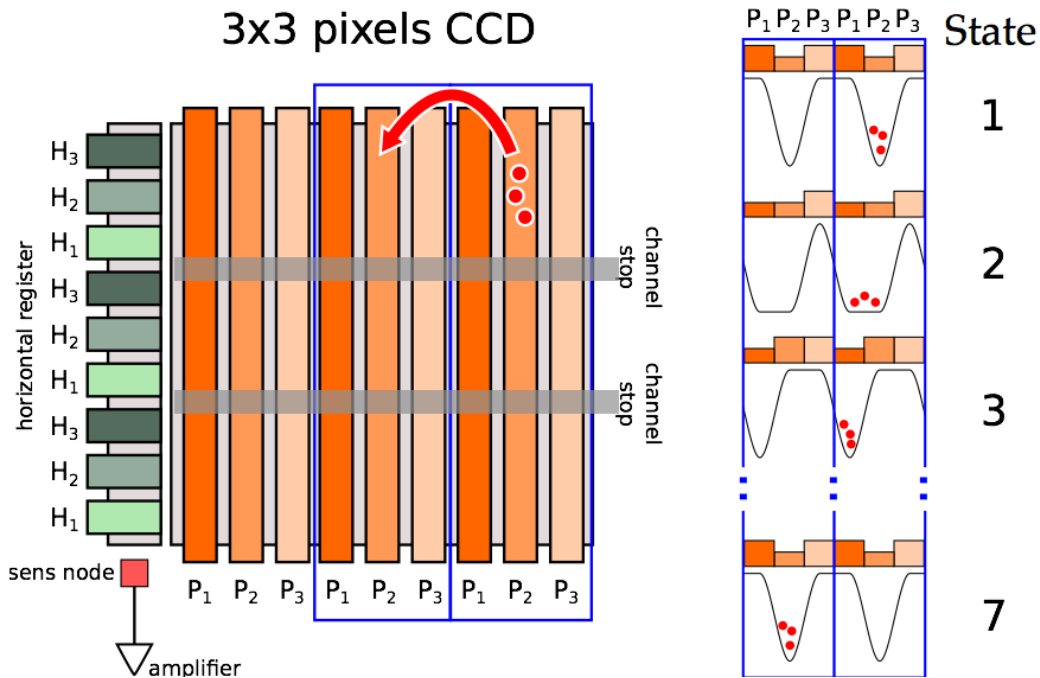


Figura 3.2: Esquema de la transferencia de carga entre píxeles de un CCD horizontalmente contiguos. Crédito de la imagen: Javier Tiffenberg.

orden de 10^4 huecos en el caso de CCDs de $4k \times 4k$ píxeles. Una vez que la carga fue transferida al registro serie, se repite un proceso análogo de transferencia de carga, pero ahora desde arriba hacia abajo y solo en el registro serie, con la carga fija en el resto de la matriz. El registro serie termina en el *nodo de sensado*, conectado al amplificador de salida que es quien hace la lectura de la carga del píxel inferior del registro serie. Este proceso se repite hasta vaciar el registro serie. Luego, se vuelve a mover un píxel hacia la izquierda en todas las filas y se vuelve a leer el registro serie, píxel a píxel.

En síntesis. El CCD se expone durante un tiempo determinado. Los fotones visibles que iluminan el CCD (o las partículas ionizantes, como veremos a continuación) liberan carga en el volumen del sensor. La carga es arrastrada por el campo eléctrico hasta los pozos de potencial presentes en cada píxel. Luego es movida de píxel a píxel, hasta ser leída en serie en el nodo de sensado. Finalmente, correlacionando el orden de lectura de cada píxel se genera una imagen bidimensional, que representa la salida del sensor.

Una de las características fundamentales del experimento DAMIC es el bajo ruido de lectura de los CCDs. Una de los métodos fundamentales para lograrlo es la técnica llamada *Correlated Double Sampling*, la cual se esquematiza en la figura 3.3. En la figura se muestra la tensión en el amplificador de salida en función del tiempo. Los pulsos de Reset delimitan el período de lectura de un píxel individual. Luego del primer Reset, el sistema mide dos potenciales en sendas ventanas: la línea de

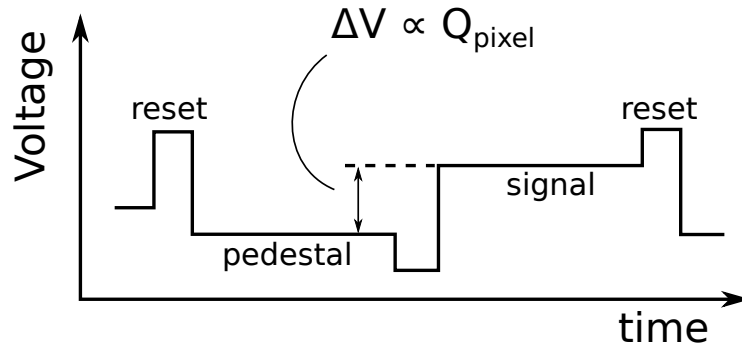


Figura 3.3: Esquema del *Correlated Double Sampling*. Tensión en el amplificador de salida de un CCD en función del tiempo. Los pulsos de Reset delimitan el período de lectura de un píxel. Luego del primer Reset, el sistema mide dos potenciales: el pedestal y el introducido por la carga del píxel a leer. La diferencia de potencial entre estas dos ventanas es proporcional a la carga del píxel.

base o *pedestal* y el nivel introducido por la carga del píxel luego que ésta es movida al nodo de sensado o *señal*. La diferencia de potencial entre estas dos ventanas es, entonces, proporcional a la carga del píxel. Optimizando las ventanas de adquisición y amplitudes de los Reset y las ventanas de lectura es posible obtener un ruido de lectura de unos pocos electrones.

En los CCDs, como en casi todos los detectores semiconductores, existe un fenómeno llamado *corriente oscura*. Ésta es carga generada térmicamente que es arrastrada por el campo eléctrico y colectada en los píxeles, aún en ausencia de fotones o partículas ionizantes. Las fluctuaciones estadísticas de la corriente oscura resultan en ruido en la lectura de los píxeles. Para minimizar su impacto, los CCDs se operan a temperaturas del orden de ~ 100 K. En general, la contribución de la corriente oscura a estas temperaturas al ruido total es marginal respecto al ruido de lectura introducido por el amplificador.

3.2. Los CCDs como detectores de partículas

La idea fundamental del experimento DAMIC es utilizar los CCDs no como sensores de luz visible incidente en una de sus caras, sino como detectores de partículas ionizantes en todo su volumen. Tal como lo harían en un detector semiconductor convencional, las partículas ionizantes general pares electrón-hueco al interactuar en el volumen del CCD. La carga liberada es arrastrada y colectada en los píxeles, que luego son leídos mediante el proceso descrito anteriormente. Si la partícula ionizante, en su proceso de frenado y deposición de energía, tiene un trayecto que se extiende más allá del tamaño de un píxel, entonces dejará una traza de carga que se verá reflejada en la imagen del CCD [56–59].

La carga liberada, al migrar desde su punto de origen hacia la superficie superior, difunde en forma lateral, como se esquematiza en la figura 3.4. Dado que

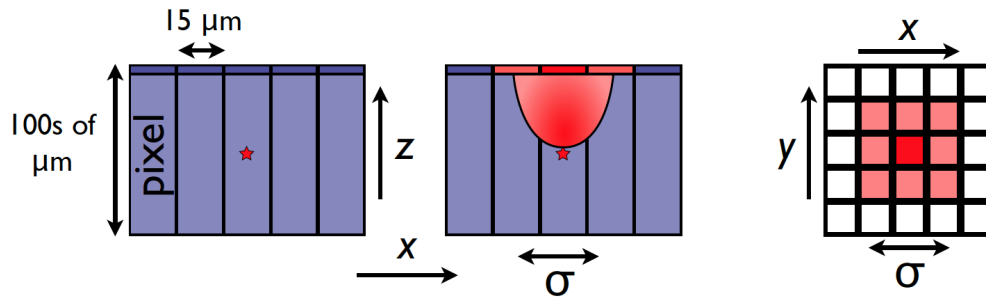


Figura 3.4: Esquema de la difusión de la nube de carga en un CCD. Los gráficos de la izquierda y del centro son una vista lateral del CCD. El de la derecha es una vista superior. En el gráfico de la izquierda, se libera carga de forma puntual. En el del centro, la carga es arrastrada hacia los píxeles y difunde lateralmente. El de la derecha se esquematiza la distribución de carga en los píxeles. Crédito de la imagen: Javier Tiffenberg.

probabilidad de detección de partículas ionizantes escala con la masa del detector, los CCDs utilizados como detectores de partículas deben ser los más grueso posible, acrecentando el fenómeno de difusión. En los gráficos de la izquierda y del centro, se muestra una vista lateral de un CCD, en donde los pozos de potencial de colección de carga se encuentran en la cara superior. Los píxeles tienen un tamaño típico de decenas de micrones, comparados con centenas de micrones de espesor. En el esquema de la izquierda, la estrella representa una deposición puntual de energía, la cual ha generado un número grande de pares electrón-hueco, digamos del orden de los cientos. En el gráfico central, se muestra la evolución de la nube de carga, mientras difunde hacia la superficie superior, en donde los pozos de potencial atraparán un cierto número de portadores de carga en cada píxel. En el gráfico de la derecha se muestra una vista superior del CCD, en la cual se han coloreado los píxeles que han atrapado carga. Cuanto más oscuro es el píxel, más carga ha atrapado. De esta forma, una deposición puntual de carga se verá, al tomar una imagen con el CCD, aproximadamente como una distribución Gaussiana bidimensional debido al proceso de difusión. El ancho de esta distribución está determinado por la profundidad a la cual se haya liberado la carga. Del mismo modo, las deposiciones de energía que se extiendan más allá del tamaño de un píxel generarán trazas que serán gruesas o finas en función de la profundidad del punto de interacción.

Las distintas partículas ionizantes, según su energía y naturaleza de la interacción con el silicio, dejarán distintas trazas que permitirá distinguirlas entre ellas al adquirir una imagen. La energía necesaria para crear un par electrón-hueco en silicio, $w = 3.6$ eV, es prácticamente independiente del tipo y energía de la partícula incidente. De este modo, mediante un CCD es posible determinar la trayectoria (tridimensional, con ayuda de la difusión) que sigue la partícula al interactuar con el sensor, y medir la deposición de energía por unidad de longitud, dE/dx . Esto representa una poderosa herramienta para identificar partículas, y poder rechazar

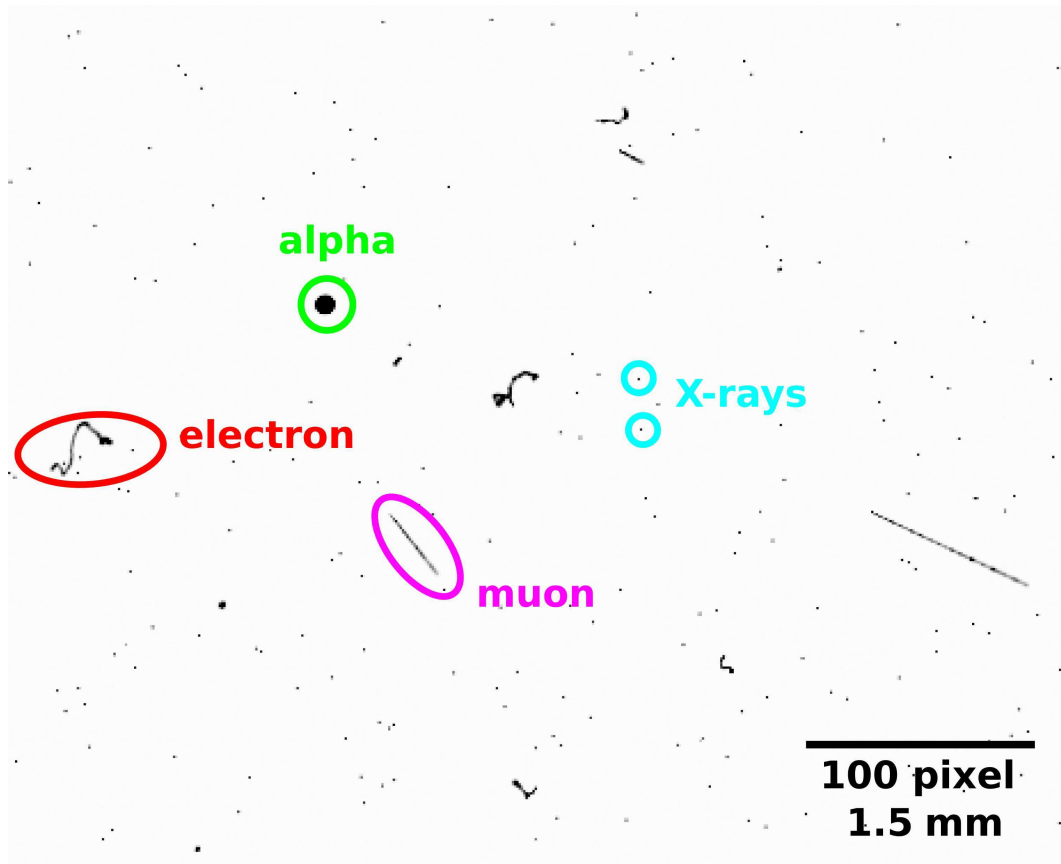


Figura 3.5: Imagen de un CCD del experimento DAMIC, expuesta durante un minuto con fondo ambiental de partículas ionizantes.

las deposiciones de energía que sean candidatas a haber sido originadas por fondo espurio en la búsqueda de interacciones WIMP-núcleo.

En la figura 3.5 se muestra una imagen de un CCD expuesto algunos minutos en el laboratorio a nivel del mar, es decir, en un ambiente con fondo de partículas ionizantes. Allí se pueden ver las trazas dejadas por las distintas partículas. Los muones, partículas secundarias producidas por los rayos cósmicos que interactúan en la atmósfera, dejan trazas rectilíneas debido a su alta masa y alta energía, del orden de los GeV. Los electrones registrados en la imagen son producto de decaimientos beta o interacciones de fotones gamma originados por radioisótopos presentes en el ambiente de forma natural. Las trazas dejadas en el CCD tienen forma de *lombriz*, debido a las colisiones duras con otros electrones de los átomos de silicio. Las partículas alpha también tienen origen en la radioactividad ambiental. Debido a su bajo poder de penetración, éstas provienen de materiales que miran inmediatamente a la superficie del CCD, o eventualmente, de contaminación radioactiva superficial en el proceso de ensamblado del detector. Éstas generan un patrón circular grande, debido a un efecto *de plasma* [60]. Los decaimientos alpha tienen energías entre los

4 y los 8 MeV. Con lo cual, las partículas alpha crean, en su proceso de deposición de energía, del orden de 10^6 pares electrón-hueco. Esta densa nube de carga difunde por repulsión electrostática, al saturar los pozos de potencial de los píxeles. Por ello, a pesar de que el rango de una partícula alpha es menor al tamaño de un píxel, en las imágenes del CCD aparecen como grandes círculos formados por muchos píxeles.

La última categoría para la identificación de partículas en los CCDs son los llamados eventos *limitados por difusión*. Éstos son aquellos en donde la extensión de la deposición de energía es menor al tamaño de un píxel. Si esta deposición de energía se realiza muy cerca de los pozos de potencial de los píxeles, entonces el evento se verá como un solo píxel encendido. Por otro lado, si la deposición de energía ocurre cerca de la faz opuesta a donde están los pozos de potencial, la carga será arrastrada por el campo eléctrico y difundirá lateralmente, con lo cual se verá como una distribución Gaussiana bidimensional con varios píxeles encendidos. Las partículas capaces de generar este tipo de patrones son los rayos X de energía menor a unas pocas decenas de keV, interacciones Compton donde la energía transferida al electrón sea de unas pocas decenas de keV, o retrocesos nucleares de menos de centenas de keV producto de dispersión elástica con neutrones o de las búsquedas WIMPs.

Es importante remarcar una diferencia fundamental de los CCDs con otro tipo de detectores de partículas. Usualmente, los detectores de partículas funcionan en modo de disparo (*trigger*). En este modo, el sistema de lectura está a la espera de que el nivel de señal del detector supere algún criterio, por ejemplo, que la amplitud de la señal de salida del detector supere un umbral determinado. En ese momento se dice se origina un *trigger* y comienza la lectura y digitalización de las señales del detector. De esta forma, la lectura de los detectores en el modo *trigger* no es sincrónica, dado que los tiempos de ocurrencia de las señales que cumplan con el criterio de disparo son aleatorios. En cambio, la lectura de los CCDs se realiza de forma sincrónica, a intervalos de tiempos prefijados en la operación del sensor. Durante el llamado *tiempo de exposición* el CCD está activo y las partículas interactuantes en el volumen liberan la carga. Una vez finalizado este lapso, se realiza la lectura de todo el sensor, hubieren habido deposiciones de energía o no.

3.2.1. Señal de WIMPs buscada en un CCD

Como hemos descripto, se espera que las WIMPs produzcan retrocesos nucleares con energía menor a 100 keV (ver figura 2.2). Por ello, los eventos que se seleccionarán para la búsqueda de interacciones WIMP-núcleo serán los eventos limitados por difusión. La figura 3.6 muestra un esquema microscópico de la interacción WIMP-núcleo esperada. Una WIMP interactúa con un núcleo de silicio perteneciente a la red cristalina de la parte sensible del CCD, y le transfiere energía cinética generando un retroceso nuclear (dibujo de la izquierda).¹ Para WIMPs hipotéticas de baja masa (por debajo de $10 \text{ GeV}/c^2$), se esperan retrocesos nucleares de $\sim 10 \text{ keV}$. El rango de un retroceso nuclear de esa energía es menor a los 100 nm, lo que implica que la carga generada por éste se extenderá en un tamaño menor al de un píxel (dibujo del centro). Los portadores de carga son arrastrados en la dirección \hat{z} . Los CCDs de

¹Esencialmente, todo el volumen del CCD es sensible.

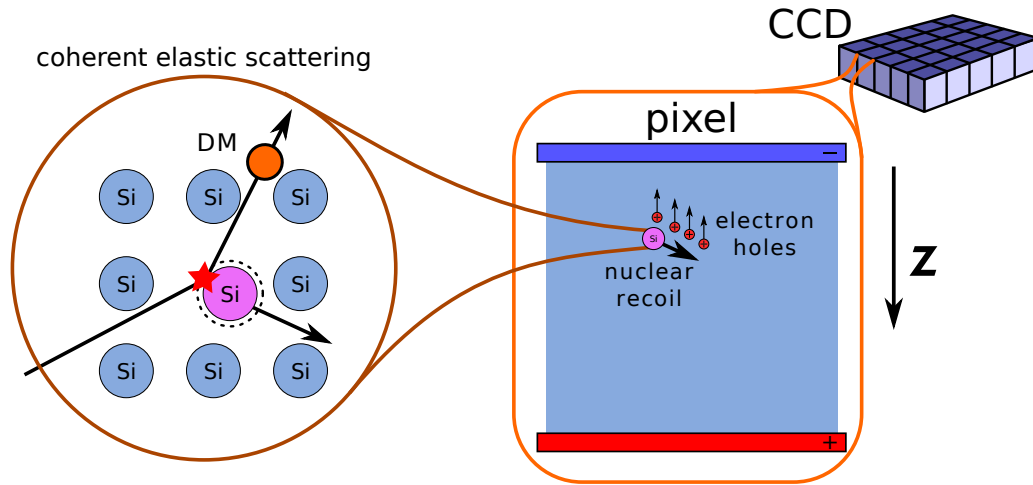


Figura 3.6: Mecanismo microscópico para la generación de la señal de WIMPs buscada en un detector CCD. Crédito del dibujo: Javier Tiffenberg.

DAMIC se polariza con tensión positiva en el sustrato, con lo cual son los huecos los que migran hacia los pozos de potencial en la parte superior de los píxeles. Allí, se mantienen durante todo el tiempo de exposición del CCD, hasta que se realiza la lectura de todo el sensor. De este modo, la señal esperada de la interacción WIMP-núcleo será un evento limitado por difusión. Los rayos X, los eventos Compton de baja energía y la dispersión elástica de neutrones rápidos representa un fondo que no puede ser discriminado con esta técnica.

3.3. Sensores CCDs utilizados por DAMIC

3.3.1. Antecedentes

En el año 2010 aproximadamente, el laboratorio Fermilab comenzó a construir la cámara de energía oscura (DECam, por *Dark Energy Camera*) [61, 62]. Ésta está constituida de un plano focal formado por CCDs especialmente diseñados para detectar fotones del espectro visible y del infrarrojo cercano. Esto es así, ya que la luz que llega a la Tierra proveniente de los objetos astronómicos lejanos está corrida al rojo, por el efecto Doppler debido a la expansión del universo. Cuanto más lejos se encuentra la fuente, más corrida al rojo estará. Uno de los objetivos científicos que motivaron la construcción de la cámara es la confección de un mapa de las galaxias más lejanas que pudieran ser medidas, por lo que fue necesario diseñar un instrumento con la mayor sensibilidad posible en el rojo e infrarrojo cercano. Con el objetivo de aumentar la eficiencia de detección de fotones de estas energías, se fabricaron por primera vez CCDs inusualmente gruesos, de $250 \mu\text{m}$. Para que el detector quedara completamente vaciado (*fully depleted*) con bajos potenciales de operación (menores a 100 V) se requería una densidad de donores baja, del orden

de $10^{11}/\text{cm}^3$. Esto se logró mediante la utilización de silicio de alta resistividad, de entre 10 y 20 $\text{k}\Omega/\text{cm}$.

La posibilidad de fabricar CCDs gruesos, con masa mayor a un gramo y un bajo ruido de lectura motivó un esfuerzo de R&D. Utilizando los CCDs de DECam, inicialmente se instaló un sensor en la caverna de MINOS, en Fermilab, a unos 100 m bajo el nivel de la superficie, para luego, instalar varios sensores en el laboratorio subterráneo SNOLAB, a finales de 2012 [56, 57].

3.3.2. Parámetros constructivos de los CCDs

Los CCDs utilizados por DAMIC en la actualidad son fabricados por el MicroSystems Lab., Berkeley National Laboratory, EE.UU. Poseen un espesor de 675 μm , miden $6\times 6\text{ cm}^2$ de superficie y pesan 5.9 g. Cada sensor posee $4\text{k}\times 4\text{k}$ píxeles y el tamaño de cada píxel es de $15\times 15\ \mu\text{m}^2$. Los CCDs se operan en un rango de temperatura entre 100 y 140 K, para minimizar la corriente oscura que, en condiciones estándares de operación, llega a un valor menor a 1×10^{-3} electrón/píxel/día, ver Ref. [32]. Utilizando un tiempo de lectura por píxel de 40 μs , se logran ruidos de lectura por píxel de 2 electrones. La figura 3.7 es una fotografía de un sensor CCD de DAMIC, montado en un banco de prueba de laboratorio.

3.3.3. Umbral de detección

Los CCDs de DAMIC logran el umbral de detección de deposición de energía más bajo que se haya conseguido hasta el momento. Esto es posible debido a una serie de factores.

- Sensores CCDs de grado científico de ultra bajo ruido.
- Optimización de los parámetros de operación y lectura de los CCDs, como relojes y ventanas de tiempos.
- Un cuidadoso diseño del sistema de adquisición electrónico y un estudio detallado de la puesta a tierra del sistema.
- Operación criogénica, entre 100 y 140 K, para minimizar el ruido por corriente oscura.

De esta forma, se logran un ruido de lectura de ≈ 2 electrones. Si lo transformamos en unidades de energía, utilizando la energía promedio para crear un par electrón-hueco de 3.6 eV, obtenemos ≈ 7.2 eV. Entonces, el umbral para la identificación de deposición de energía (interacción de partículas ionizantes) a 5σ del ruido corresponde a ≈ 36 eV. En forma comparativa, el experimento con el segundo umbral más bajo es CDMSlite, reportando 170 eV, un factor cinco veces por sobre el umbral de DAMIC.

Como describimos, el espectro de energía de retrocesos nucleares esperado por la interacción WIMP-núcleo es exponencial decreciente. Entonces, un umbral más bajo de detección de retrocesos nucleares permite esperar tasas de eventos mucho

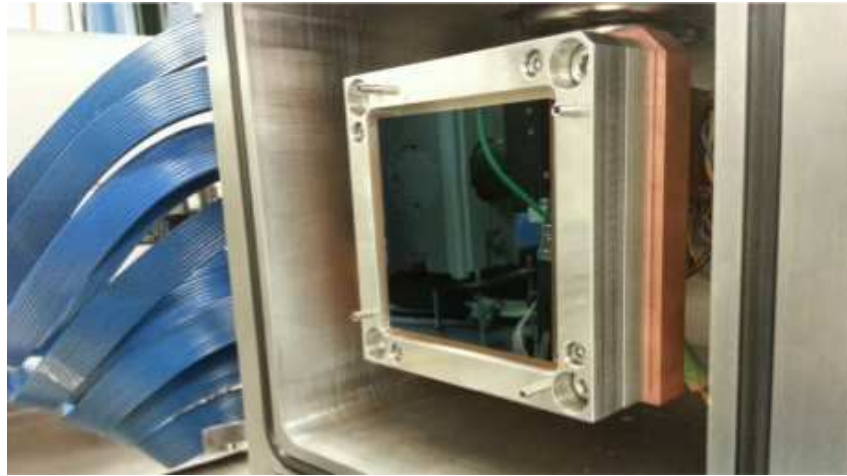


Figura 3.7: Fotografía de un CCD de DAMIC, montado en un banco de prueba de laboratorio.

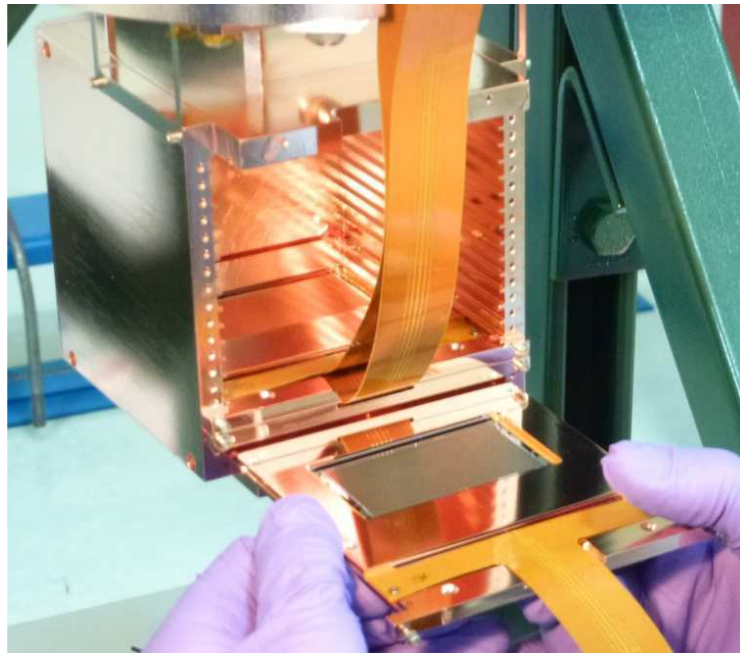


Figura 3.8: Fotografía del montaje del detector DAMIC en SNOLAB. Se observa un CCD empaquetado sobre un soporte de silicio de alta resistividad y dos marcos de cobre. Los cables flexibles de Kapton, de color naranja, transfieren las señales entre los CCDs y la electrónica de control y adquisición. En la figura, dos CCD se encuentran montados en las ranuras de la caja de cobre, y el experimentador se encuentra a punto de montar un tercero.

más altas. De esta manera, el experimento DAMIC puede explorar una región del espacio de fases de forma competitiva a pesar de que la masa total del detector (la cantidad de núcleos con los que las WIMPs pueden interactuar) es órdenes de magnitud menor que otros experimentos.

3.4. Experimento DAMIC en SNOLAB

SNOLAB es un laboratorio subterráneo cuyo objetivo es el estudio de neutrinos y búsquedas de materia oscura, y otros fenómenos que involucran baja radiación. Se encuentra ubicado en la mina Vale Creighton (Sudbury, Canadá), la cual es una mina activa donde actualmente se extrae níquel, a 2 km bajo el nivel de la superficie. Esta profundidad de roca permite atenuar el flujo de rayos cósmicos a un nivel tan bajo como $0.2 \text{ muon/m}^2/\text{día}$, minimizando la interacción de los muones con el detector y la producción de radioisótopos cosmogénicos en los materiales que rodean al mismo.

Los CCDs son *empaquetados* (término utilizado en la jerga para denominar el proceso de fijado mecánico y conexión) pegándolos sobre una placa de silicio de alta resistividad (el mismo material del que se fabrican los CCDs) de 1 mm de espesor, para obtener rigidez mecánica. Recordemos que el CCD tiene un espesor de 0.675 mm. Esta placa de silicio sobresale por fuera de las dimensiones laterales del CCD, para poder fijar a ella dos marcos de cobre. En la figura 3.8 se puede ver un CCD empaquetado con este método, siendo manipulado por un miembro de DAMIC. Para llevar las señales de operación necesarias desde la electrónica de control (como los relojes que mueven las cargas entre píxeles) y para obtener la señal de salida del CCD, se utiliza un cable flexible de Kapton, el cual es pegado al soporte de silicio. El vínculo eléctrico entre el cable de Kapton y el CCD se realiza a través de un proceso llamado *wire bonding*, que consiste en soldar por fricción al cable y al chip pequeños filamentos conductores.

Los CCDs empaquetados y conectados al cable de Kapton se insertan en una caja de cobre electroformado, como se ve en la figura 3.8. La misma cuenta con ranuras en las cuales se pueden insertar hasta 18 CCDs. Por encima de la caja de cobre el sistema cuenta con un bloque de plomo cilíndrico de 18 cm de altura como blindaje superior, tal como se muestra en la figura 3.9. La caja de cobre con los CCDs y el bloque de plomo se mantienen en condiciones de vacío (típicamente del orden de 10^{-6} mbar) dentro de una vasija de cobre cilíndrica. Para comunicarse con el sistema electrónico de control y adquisición de datos, se utiliza una placa de transición, que posee una parte dentro de la vasija al vacío y otra fuera, a presión atmosférica, llamada *Vacuum Interface Board* (VIB). Las partículas emitidas en los decaimientos de las impurezas radioactivas (a nivel de trazas) en los componentes y materiales de la VIB son blindados por el bloque de plomo descrito, para minimizar el flujo sobre los CCDs. En la figura 3.9 se observa la vasija de cobre y su contenido desensamblado, en donde se puede apreciar la estructura del sistema. Desde abajo hacia arriba se puede ver la parte superior de la vasija, la caja de cobre, el bloque de plomo, los cables de Kapton, la VIB y la brida de cierre de la vasija de cobre. La caja de cobre con los CCDs se mantiene a temperatura constante de ~ 120 K mediante una cabeza y un dedo frío, y un calentador eléctrico que permite llevar el

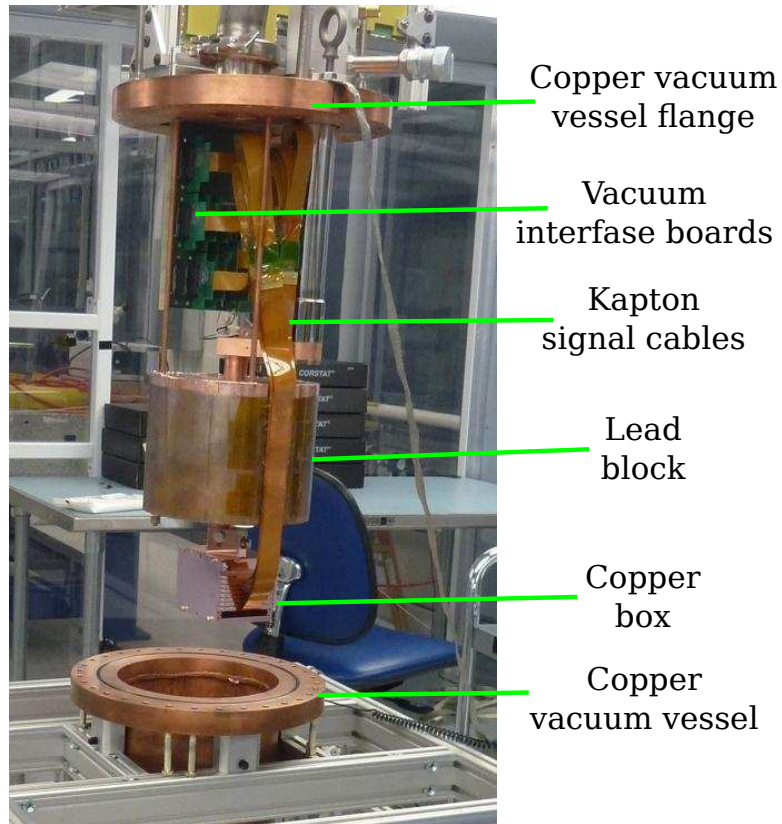


Figura 3.9: Fotografía del montaje del detector DAMIC en SNOLAB. Se observa la caja de cobre con los CCDs, de donde se extienden hacia arriba los cables flexibles de Kapton y otros componentes descritos en el texto.

sistema a la temperatura de consigna.

El blindaje exterior del experimento puede verse en la figura 3.10. En la figura se observa a la brida superior de cierre de la vasija de vacío de cobre, asomando por sobre el blindaje. Éste está compuesto por una castillo de plomo que posee una pared cuyo espesor mínimo es de 21 cm y una pared exterior de polietileno de alta densidad de 42 cm de espesor mínimo. En la figura, el blindaje de polietileno se encuentra parcialmente ensamblado. El polietileno termaliza y blindo al detector de los neutrones ambientales, mientras que el plomo blindo de fotones gamma. La capa interior de plomo está fabricada a partir de plomo recuperado de un galeón español hundido siglos atrás, seguida por plomos actuales. En el galeón, el plomo era utilizado como lastre y fue fundido en forma de ladrillos para usarse en blindajes de experimentos de bajo fondo, como detección de neutrinos y búsqueda de materia oscura. Este plomo fue cedido a la colaboración DAMIC por cortesía de Juan Collar, profesor de la Universidad de Chicago y líder de varios esfuerzos de búsqueda de materia oscura como CoGeNT [49] y Pico [43]. El hecho de que el plomo se haya

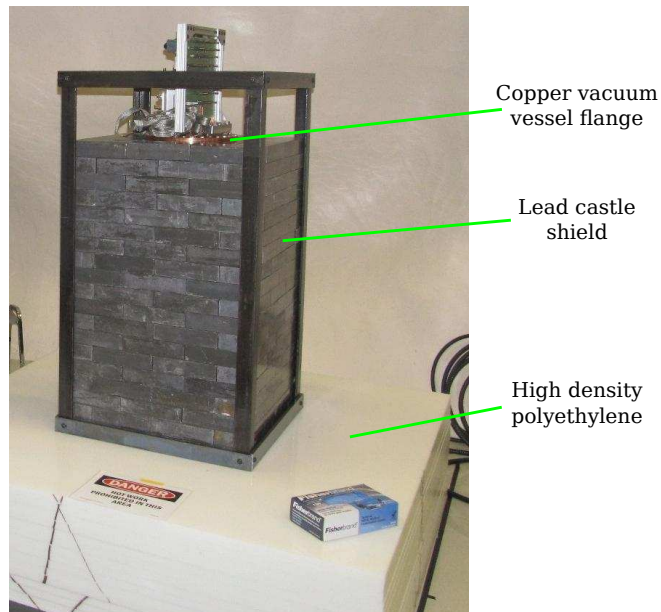


Figura 3.10: Fotografía del blindaje exterior del detector DAMIC en SNOLAB. Se puede ver el castillo de plomo completo (sujeto por una estructura exterior de acero), y el blindaje de polietileno de alta densidad (HDPE) parcialmente ensamblado. Por encima del castillo de plomo puede verse la brida superior de cierre de la vasija de vacío de cobre.



Figura 3.11: Fotografía de la parte interior del blindaje formado por el castillo de plomo. La capa más cercana al centro está formada por ladrillos de plomo recuperados de un galeón hundido siglos atrás, seguida por capas de plomo comercial.

fabricado hace siglos hace que todo el ^{210}Pb presente en ese entonces haya decaído. Su radioactividad residual fue reportada en la Ref. [63]. El ^{210}Pb decae por beta menos a ^{210}Bi quien decae nuevamente por beta menos a ^{210}Po . Los períodos de semidesintegración son, respectivamente 22 año y 5 día, con lo que el bismuto se encuentra en equilibrio secular con el plomo. El segundo decaimiento tiene una energía máxima de 1.2 MeV, produciendo fotones de *bremssstrahlung* con alto poder de penetración. La figura 3.11 muestra cómo se disponen tres tipos de plomo distinto. El que ocupa la posición más cerca del interior, inmediato a la vasija de cobre, es el plomo antiguo. Luego sigue una capa de plomo comercial de baja radioactividad. Finalmente, el castillo de plomo es completado por ladrillos de plomo con menores requerimientos y económicamente más accesibles, que forman la mayor parte de la masa del blindaje.

En SNOLAB, a 2 km bajo tierra, el contenido de radón es alto, del orden de 100 Bq/m^3 . Dado que el radón es un gas noble, inerte químicamente, difunde fácilmente desde el exterior, penetrando a través de los intersticios del blindaje. Su período de semidesintegración es de 4 día, y en su cadena de decaimiento se producen fotones gamma que contribuyen al fondo sobre el detector. Para minimizar la presencia de radón en la cercanías de la vasija de vacío de cobre, el blindaje exterior está recubierto por una caja de aluminio, dentro de la cual se hace presión positiva mediante un flujo de nitrógeno. De esta forma, si bien el blindaje no queda completamente estanco, se minimiza el flujo de radón desde el exterior, obteniendo un nivel del mismo dentro de la caja $< 2 \text{ Bq/m}^3$.

La electrónica de control y lectura del detector está basada en el sistema MONSOON [64]. Éste provee todas las tensiones para controlar los relojes y para generar el campo eléctrico en el volumen de los CCDs. Además de la electrónica MONSOON dedicada a los CCDs, existe un sistema de control que se encarga de monitorear ciertas variables del sistema, como la presión en la vasija de cobre, la temperatura de los CCDs, la presencia o ausencia de tensión de alimentación alterna, entre otras. El mismo toma ciertas decisiones para operar en forma segura los sensores ante, por ejemplo, falta súbita de suministro eléctrico.

En condiciones estacionarias de funcionamiento, con el sistema corriendo en modo científico, los CCDs son *expuestos* durante 8 horas continuas y luego leídos. El proceso de lectura dura aproximadamente 10 minutos. Teniendo en cuenta que la lectura del CCD se hace píxel a píxel, la carga que se libere por interacciones durante la misma también se verá reflejada en la imagen. De este modo, el tiempo vivo de adquisición es del 100 % y se genera una imagen cada 8 horas.

3.5. El experimento DAMIC100

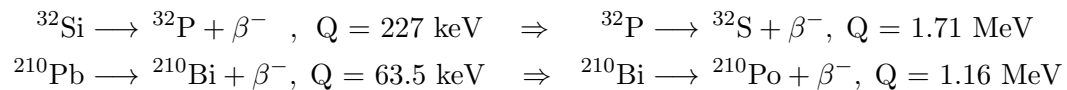
El programa de R&D de DAMIC en SNOLAB comenzó a finales de 2012, cuando se instaló allí por primera vez un arreglo de cuatro CCDs. Desde entonces, se ha avanzado en diversos frentes, como la reducción del ruido de lectura, la estabilidad de la operación, la minimización del fondo espurio, hasta el diseño final del detector DAMIC100. La descripción de las secciones anteriores corresponde a la etapa más acabada de cada uno de los frentes, y utilizada en esta versión. El experimento

consta de 18 de estos CCDs, totalizando una masa de aproximadamente 100 g. El empaquetado se realiza en Fermilab, en el Departamento de Detectores de Silicio y Metrología. Al finalizar el presente trabajo de tesis, el detector DAMIC100 estaba siendo instalado en SNOLAB, para comenzar a tomar datos a principios de 2017.

3.5.1. Campaña de búsqueda de fondo

Una de los esfuerzos de la colaboración DAMIC durante la campaña de R&D en SNOLAB fue la identificación y caracterización del fondo intrínseco en los sensores CCDs [65]. El uranio, el torio y los productos de decaimiento de ambos son elementos ubicuos en la naturaleza. A pesar de que los CCDs están fabricados con silicio de grado electrónico, estos radionucleídos pueden hallarse en el volumen sensible de los mismos. Además, pueden hallarse en la superficie de los CCDs en forma de partículas (polvo). Para medir los niveles de contaminación de estos radionucleídos utilizamos espectroscopía alpha. Recordemos que las partículas alpha dejan una señal muy clara y distintiva en las imágenes de los CCDs (ver figura 3.5).

Otras posibles fuentes de contaminación intrínseca son el ^{32}Si y el ^{210}Pb . El ^{32}Si se produce en la atmósfera por *spallation* de rayos cósmicos sobre el argón presente en el aire, que posteriormente precipita sobre la superficie terrestre debido a lluvias. El silicio de grado electrónico es obtenido a través de procesos de separación química, partiendo de silicio natural. Por ello, es esperable que el contenido de ^{32}Si en los CCDs sea aproximadamente igual a su abundancia natural. Por otro lado, el ^{210}Pb es un miembro de la cadena de decaimiento del ^{238}U . Usualmente se encuentra fuera del equilibrio secular dado que los procesos químicos para manufacturar materiales lo separan de otras hijas del ^{238}U . Puede encontrarse en los CCDs como un contaminante superficial producto de decaimientos de ^{222}Rn en el aire que rodea al sensor en las etapas de fabricación. Tanto el ^{32}Si como el ^{210}Pb decaen por beta menos a nucleídos inestables que vuelven a decaer por beta menos:



donde ^{32}S es estable y ^{210}Po decae por alpha.² Los períodos de semidesintegración son 150 año para el ^{32}Si , 14 día para el ^{32}P , 22 año para el ^{210}Pb y 5 día para el ^{210}Bi . Cuando el ^{32}Si emite el electrón, el ^{32}P se mantendrá en el mismo punto del CCD. Luego, cuando el ^{32}P emita nuevamente un electrón, lo hará desde ese mismo punto. La misma idea vale para el ^{210}Pb . En ambos casos, los radionucleídos intermedios, ^{32}P y ^{210}Bi , tienen un período de semidesintegración del orden de los días. Entonces, utilizando la alta resolución espacial de los CCDs, hemos podido buscar eventos de coincidencia espacial en imágenes adquiridas con diferencias de días para medir la presencia de estos radionucleídos en los CCDs. En la figura 3.12 se muestra una secuencia de trazas de dos electrones originados en el mismo punto del plano del CCD. Las trazas se registraron en imágenes distintas, adquiridas con 35 días de

²El ^{210}Pb decae por beta menos a un estado excitado del ^{210}Bi que decae a su fundamental de forma instantánea

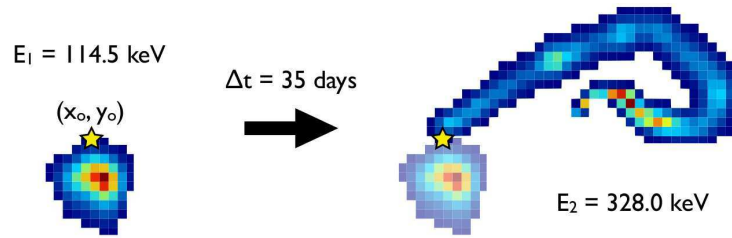


Figura 3.12: Coincidencia espacial de dos trazas de partículas beta. Ambas trazas comienzan en el mismo punto del CCD, marcado con una estrella.

Radionucleído	Actividad por unidad de masa [1/kg/día]	Método
^{238}U	< 5 (95 % CL)	Espectroscopía alpha
^{232}Th	< 15 (95 % CL)	Espectroscopía alpha
^{32}Si	80_{-65}^{+110} (95 % CI)	Coincidencias espaciales beta
^{210}Pb	≈ 35 (95 % CL)	Espectroscopía/Coincidencias

Tabla 3.1: Actividad por unidad de masa de radionucleídos del fondo intrínseco de los CCDs.

diferencia. Las energías reconstruidas de las partículas beta son consistentes con la cadena de decaimiento del ^{32}Si .

En la tabla 3.1 se muestra los resultados de las mediciones, detallando la técnica utilizada para obtener cada una. Los niveles registrados son suficientemente bajos para una operación exitosa del detector DAMIC100.

3.5.2. Operación y búsqueda de WIMPs durante la fase de R&D

Para finalizar la sección, describimos brevemente los resultados publicados en 2016, correspondientes a la fase de R&D de DAMIC [32]. Durante el período 2013-2015 la colaboración DAMIC estuvo dedicada casi exclusivamente a la optimización de la operación del detector. Para ello, realizamos más de diez instalaciones y mejoras en el sistema, como preparativos para DAMIC100. La figura 3.13 muestra la distribución de la carga en los píxeles de un CCD luego de una exposición de 8 horas. Sobre la distribución de la figura, generada por ruido, se realizó un ajuste Gaussiano cuyo sigma es 1.8 electrones. Esta distribución demuestra el umbral de detección de DAMIC.

Para calibrar el detector lo iluminamos con fotones de rayos-X producto de la fluorescencia de oxígeno, aluminio, silicio, cromo, manganeso y hierro. Además, para demostrar la linealidad del detector a bajas energías, utilizamos LEDs del espectro visible, capaces de generar pares electrón-hueco individuales. La figura 3.14 muestra la constante de calibración lineal, k , que relaciona un valor de ADC con uno de energía, en función de la energía. La misma se muestra normalizada a su valor para una energía de calibración de 5.9 keV. Se observa que el sensor se comporta linealmente en todo el rango de energías, dentro de un 5% de incerteza a bajas

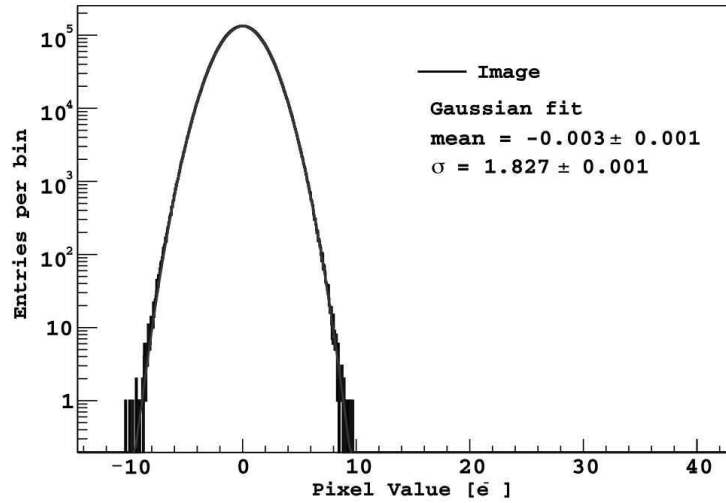


Figura 3.13: Distribución de la carga en los píxeles de un CCD de DAMIC. El eje horizontal tiene unidades de electrones. La carga de los píxeles es generada por ruido. Se realizó un ajuste Gaussiano sobre la distribución, cuya media es consistente con cero y el sigma es 1.8 electrones.

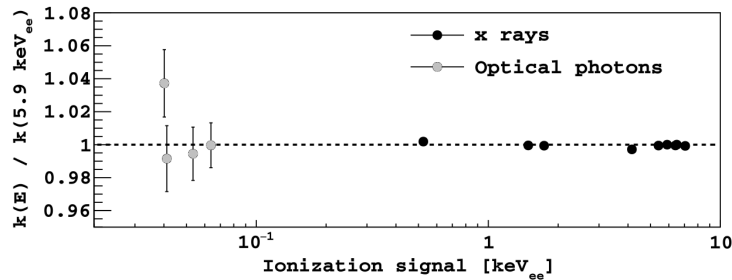


Figura 3.14: Constante de calibración lineal de un CCD, k , como función de la energía, normalizada a su valor a 5.9 keV.

energías.

Finalmente, con los datos adquiridos entre las intervenciones de actualización del detector, produjimos un límite de exclusión para WIMPs. La exposición total fue de 0.6 kg día, en donde utilizamos 3 CCDs. En la figura 3.15 se muestra el espectro de energía de los eventos candidatos registrados en la búsqueda (histograma). Mediante un análisis de *likelihood* determinamos que el mejor ajuste a los datos correspondía a la hipótesis de que sólo registramos fondo espurio. Este ajuste se muestra como una curva sólida en la figura 3.15. Partiendo de este espectro, utilizando los parámetros del detector (la eficiencia de detección, la resolución de energía, eficiencia de ionización) y el modelo estándar del halo galáctico de materia oscura, construimos la curva del límite de exclusión mostrada en la figura 3.16. Si bien la curva no excluye por primera vez zonas del espacio de fase de búsqueda no exploradas, demuestra que

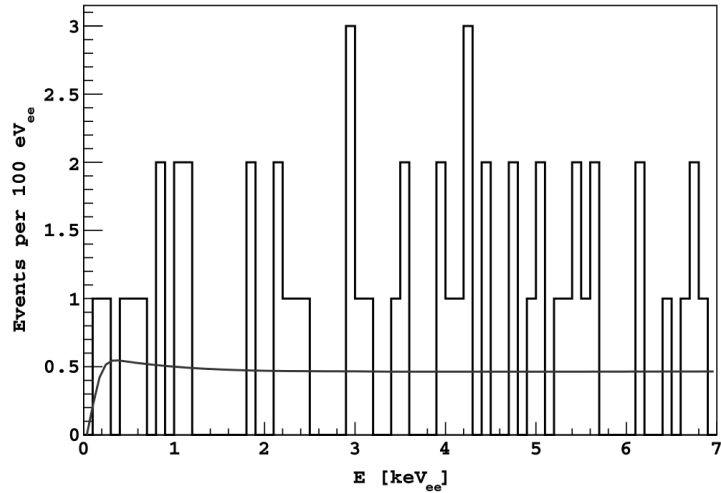


Figura 3.15: Espectro de energía de los eventos candidatos para la búsqueda de WIMPs con el detector DAMIC durante la fase de R&D (histograma), y mejor ajuste a los datos (línea curva) correspondiente al modelo de fondo espurio.

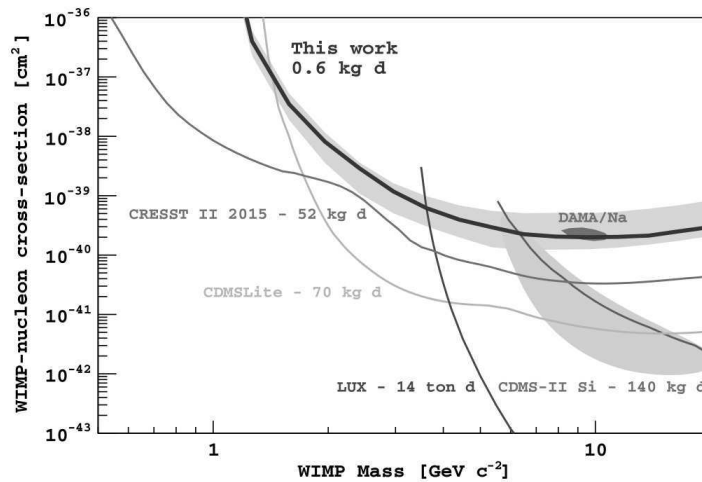


Figura 3.16: Límite de exclusión de WIMPs impuestos por el detector DAMIC durante la fase de R&D. Sección eficaz WIMP-nucleón en función de la masa del WIMP. Se muestra el resultado de DAMIC publicado en Ref. [32], junto con límites y zonas de interés de otras colaboraciones.

la utilización de CCDs para la búsqueda de WIMPs es competitiva a pesar de que su masa permite exposiciones dos órdenes de magnitud menor a otros experimentos. Los detalles de este análisis están en la Ref. [32].

3.6. Resumen

El experimento DAMIC utiliza *Charge-Coupled Devices* (CCDs) para la búsqueda de materia oscura por detección directa. En esta búsqueda, los sensores son utilizados, no para tomar imágenes de luz visible (su aplicación convencional), sino como detectores de partículas ionizantes en su volumen. Esta técnica es posible gracias al desarrollo de CCDs más gruesos que los convencionales y al ultra bajo ruido de operación y lectura alcanzado por la colaboración. El experimento cuenta con un poderoso método para discriminar señales de fondo espurio, a través de identificación de los patrones que las distintas partículas dejan en el CCD. La alta resolución espacial intrínseca de los CCDs, junto con la utilización de la difusión para obtener información en la coordenada vertical, permiten la reconstrucción tridimensional de estos patrones. Esto ha permitido buscar posibles fuente de radioactividad a nivel trazas en los materiales que forman el detector y obtener una configuración actual con muy bajo fondo.

Finalmente, luego de un período de R&D de unos años, DAMIC ha instalado un detector que arrojará datos científicos durante 2017. Si bien la masa de la actual generación del experimento, DAMIC100, es órdenes de magnitud menor que la de otros experimentos, la obtención de un umbral de detección bajo sin precedentes permite explorar el espacio de fases de búsqueda de materia oscura de forma competitiva. Específicamente, la colaboración apunta a imponer límites de exclusión (o detectar la materia oscura, nunca se sabe) en regiones de bajas masas de WIMPs ($m_\chi < 10 \text{ GeV}/c^2$).

Capítulo 4

Calibración de DAMIC a retrocesos nucleares

Como discutimos en el Capítulo 2, se piensa que las hipotéticas WIMPs interactúan con los núcleos en forma coherente, produciendo dispersión elástica. Por ello, la señal esperada de la interacción WIMP-núcleo en los experimentos de búsqueda por detección directa estaría originada por retrocesos nucleares. Desde el punto de vista microscópico, los retrocesos electrónicos colisionan mayoritariamente con los electrones, mientras que los retrocesos nucleares pierden energía al colisionar tanto con los electrones como con los núcleos. Además, el poder de frenado (dE/dx) es distinto: el electrón, más liviano y con carga unitaria, deposita su energía de forma menos densa que el retroceso nuclear, el cual puede estar varias veces ionizado. Es de esperar, entonces, que la señal de los detectores sea distinta en un caso y en el otro. Para poder reconstruir las posibles interacciones WIMP-núcleo es fundamental determinar su respuesta a los retrocesos nucleares mediante una calibración.

En un detector semiconductor como DAMIC, un retroceso nuclear pierde su energía cinética inicial mediante dos mecanismos: la generación de portadores de carga libres por ionización y la producción de fonones por la colisión con los átomos de la red cristalina. Este efecto es cuantificado por la eficiencia de ionización, ε , definida como la relación entre la energía depositada en ionización, E_i , con respecto a la energía cinética del retroceso nuclear, E_{NR} . Así definida, ε es menor o igual a uno. En la literatura, a E_i se le asigna la unidad keV_{ee} (donde ee significa *equivalente a electrón* dado que un retroceso electrónico transforma toda su energía cinética en ionización), y a E_{NR} se le asigna la unidad keV_{NR} . En consecuencia, para una energía cinética inicial del retroceso dada, el electrónico generará más ionización que el nuclear.

En la búsqueda de WIMPs, el detector DAMIC registra la ionización producida por las partículas que depositen energía en él. Fijemos la atención en un evento limitado por difusión (ver capítulo 3, sección 3.2). Como describimos, este evento podría ser atribuible a un retroceso electrónico (producto de un rayo-X o una interacción Compton de muy bajo ángulo de dispersión) o a un retroceso nuclear (supongamos producto de la interacción WIMP-núcleo). En el caso de que quisiéramos interpretar el evento como producto de un retroceso electrónico, la energía en ionización que el

detector midió será igual a la energía cinética del retroceso electrónico. En cambio, si deseáramos interpretar el evento como producto de un retroceso nuclear, la energía cinética del retroceso nuclear será mayor a la energía en ionización medida en el detector, ya que el retroceso nuclear, además de ionizar, pierde energía interactuando con los átomos de la red. La energía cinética del retroceso nuclear será, entonces, $E_{NR} = E_i/\varepsilon$. La calibración del detector a retrocesos nucleares es crítica para poder reconstruir las posibles interacciones WIMP-núcleo.

La eficiencia de ionización es una función de la energía. Para silicio, en el régimen de altas energías, con $E_{NR} \gtrsim 2$ MeV, $\varepsilon \approx 1$. A energías medias, $E_{NR} \sim 100$ keV, $\varepsilon \sim 0.5$. A bajas energías, por debajo de los 10 keV, $\varepsilon \rightarrow 0$ [66–69].

4.1. Métodos para la calibración de retrocesos nucleares

El método canónico para estudiar la respuesta de los retrocesos nucleares consiste en utilizar un haz de neutrones monoenergético de energía conocida. Los neutrones con energía mayor a algunos keV interactúan con los núcleos predominantemente a través de dispersión elástica, generando retrocesos nucleares. La gran mayoría de los experimentos de calibración de detectores de búsqueda de materia oscura utiliza esta técnica, por ejemplo Refs. [70, 71]. Los detectores utilizados como blanco de los neutrones suelen tener un tamaño acotado, de unos pocos centímetros cúbicos, para evitar que un neutrón interactúe dos veces y genere un apilamiento de las señales que distorsione la medida. Además, se intenta diseñar el arreglo experimental de modo de colocar el menor material posible en la trayectoria de los neutrones, buscando que éstos interactúen exclusivamente en la parte sensible del detector utilizado en la calibración. La energía del retroceso nuclear se determina registrando el neutrón dispersado por el núcleo con un detector de neutrones rápidos colocado a un ángulo conocido, manteniendo fijos dos parámetros experimentales: energía del haz de neutrones y el ángulo de dispersión. Para rechazar el fondo, el método explota la coincidencia temporal entre la señal en el detector a caracterizar y la registrada en el detector de neutrones, tanto en tiempo real por *hardware* o en el análisis de datos posterior mediante códigos computacionales. Si se desea estudiar la respuesta del retroceso nuclear a una energía distinta, se debe modificar o bien la posición del detector de neutrones, o bien la energía de los neutrones. De esta forma, con la energía de los neutrones incidentes fija, para cada posición del detector de neutrones se obtendrá la respuesta a retrocesos nucleares a distintas energías. Alternativamente, si el detector de neutrones se mantiene fijo, se deberá llevar a cabo corridas de haz con distintas energías. Enfatizamos este procedimiento, tal vez tautológicamente, para luego compararlo con el experimento presentado en el capítulo 5.

En general, los haces de neutrones obtenidos mediante aceleradores están contaminados de fotones gamma. Éstos representan un fondo significativo para la técnica descrita. Si el detector a estudiar tiene resolución temporal de \sim ns, los fotones pueden ser discriminados mediante la técnica del tiempo de vuelo, ya que éstos viajan a c ($= 30$ cm/ns) y un neutrón de 500 keV lo hace a ≈ 1 cm/ns. El detector de silicio que utilizamos, como describiremos en breve, posee una resolución temporal

1000 veces peor, de $\sim 1 \mu\text{s}$, lo que impide usar la información temporal en el detector a caracterizar para rechazar la interacción de los fotones. Otro de los desafíos es obtener retrocesos nucleares que generen energía de ionización lo más cerca al umbral del detector posible. Para lograrlo, una opción es achicar el ángulo de dispersión de los neutrones. Colocar el detector de neutrones a un ángulo pequeño aumenta la incerteza relativa del ángulo de dispersión y, en consecuencia, aumenta la incerteza de la energía del retroceso nuclear. Otra opción es disminuir la energía de los neutrones, lo cual muchas veces viene aparejado de una disminución en el flujo y, en consecuencia, en la tasa de eventos.

Una variación de este método consiste en utilizar un haz de neutrones monoenergéticos y registrar todo el espectro de dispersión elástica, prescindiendo de un detector de neutrones. Este tipo de espectros tiene un valor máximo de energía del retroceso nuclear que corresponde al neutrón retrodispersado, que se puede relacionar con el máximo de la distribución de energía de ionización registrada y, de allí, obtener la eficiencia de ionización. Para medir ε a una energía del retroceso nuclear distinta, se debe cambiar la energía de los neutrones y registrar el nuevo máximo del espectro de energía de ionización medida. Este método no requiere que el detector a estudiar tenga buena resolución temporal. Sin embargo, para determinar el máximo se debe sustraer adecuadamente el fondo. El modelado o la medición de este fondo puede llegar a ser una tarea difícil, originando errores sistemáticos. El trabajo de la Ref. [66] utiliza tanto el método de la coincidencia con un detector de neutrones descrito anteriormente como el del máximo del espectro descrito en este párrafo.

En lugar de utilizar un haz, otra opción es la utilización de una fuente radiactiva emisora de neutrones. Las hay de dos tipos: de espectro amplio o monoenergéticas. En el primer grupo, las más utilizadas son la de Am/Be y la de ^{252}Cf .¹ En el segundo, podemos mencionar las fuentes de fotoneutrones, como por ejemplo la de ^{124}Sb - ^9Be .² El hecho de que estos experimentos prescindan de un acelerador representa una ventaja por su simpleza. Sin embargo, al no contar con la medición del tiempo de vuelo, el fondo gamma asociado a las fuentes puede ser difícil de discriminar, requiriendo usualmente del modelado o medición del mismo. Como ejemplo, citamos el trabajo de la Ref. [72], en la cual se utiliza una fuente de fotoneutrones para medir la eficiencia de centelleo de NaI(Tl).

Una de las estrategias para la calibración mediante fuentes de neutrones supone conocer con detalle el espectro de retrocesos nucleares que generan los neutrones que impactan en la parte activa del detector a calibrar. Usualmente, este espectro es modelado mediante simulaciones detalladas, que contemplan la posible degradación de la energía de los neutrones emitidos por la fuente en su trayectoria hacia la parte activa del detector. En tanto estas simulaciones no sean debidamente validadas, el método puede dar lugar a incertezas sistemáticas no despreciables.

En los últimos años, se ha desarrollado un método de calibración de retrocesos nucleares novedoso para detectores de líquidos nobles de gran volumen. La técni-

¹El ^{241}Am es un emisor alpha y la partícula alpha produce una reacción (α, n) en el blanco de Be. El ^{252}Cf decae por fisión espontánea emitiendo neutrones rápidos.

²El antimonio emite un fotón de 1.7 MeV que genera una reacción (γ, n) en el berilio. Los neutrones emitidos tienen una energía de 24 keV.

ca utiliza neutrones monoenergéticos de 2.45 MeV producidos con un generador de deuterio-deuterio.³ La idea es seleccionar eventos en los cuales el neutrón produzca dos colisiones elásticas y, utilizando la reconstrucción en posición y tiempo del detector, medir el ángulo de dispersión y reconstruir la energía del retroceso nuclear evento a evento. Esta idea fue aplicada a la calibración del detector de Xenón líquido LUX [73].

4.2. Antecedentes de la medición de la eficiencia de ionización en silicio

En los años 1960', en el contexto del estudio microscópico de la interacción de los iones con la materia, Lindhard et al. desarrollaron un modelo para la eficiencia de ionización, ε , [74]. Seguidamente, una serie de experimentos contrastaron el modelo en distintos materiales, para energías por arriba de ~ 20 keV_{NR}. En el caso de silicio, los resultados reportados en Ref. [66] (en 1965) contrastaron positivamente este modelo. El experimento utilizó haces de neutrones producidos en aceleradores con diferentes reacciones nucleares, y tanto la técnica de coincidencia con un detector de neutrones como la medición del máximo del espectro. En la figura 4.1 puede verse el gráfico reportado, para energías entre 20 keV_{NR} y 1.2 MeV_{NR}, utilizando tres detectores de silicio distintos (dos detectores de barrera superficial y uno de tipo de Litio de arrastre o *Silicon lithium-drifted detector*). En la figura, la línea sólida representa el modelo de Lindhard, el cual predice correctamente los datos de este trabajo.

En el año 1985, recordemos, se propuso que la hipotética materia oscura podría interactuar con la materia ordinaria mediante retrocesos nucleares [31]. En los años 1990', el avance de la tecnología de detectores permitió a los dispositivos registrar deposiciones de energía mucho menores que en las décadas precedentes. Por ello, fue necesario realizar experimentos para calibrar los detectores utilizados en la búsqueda de partículas de materia oscura con retrocesos nucleares de baja energía. En el caso de silicio, las mediciones de 1965 llegaban hasta ≈ 20 keV_{NR}, por lo que se llevaron a cabo varios esfuerzos con distintas técnicas para extender el rango hacia bajas energías. La primera consistió en un experimento con un haz de neutrones monoenergético generado con la reacción ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ y un detector de silicio de barrera superficial [67]. La segunda se realizó irradiando un detector de Si(Li) con neutrones monoenergéticos generados por la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ [68]. La tercera medición de principio de los años 1990' utilizó un haz de neutrones de amplio espectro y, además de medir el máximo de los espectros, el autor aprovechó las estrechas resonancias de la dispersión elástica neutrón-silicio para obtener otros puntos identificables en él (picos y flancos) [69].

En la figura 4.2 sintetizamos el estado de las mediciones de ε a bajas energías (puntos experimentales) junto con la predicción del modelo de Lindhard (línea a

³En los generadores de deuterio-deuterio, un pequeño acelerador hace impactar iones de deuterio contra un blanco, por ejemplo de titanio. Los núcleos de deuterio quedan químicamente ligados al blanco y los pulsos de deuterio siguientes generan la reacción nuclear ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ emitiendo neutrones en 4π .

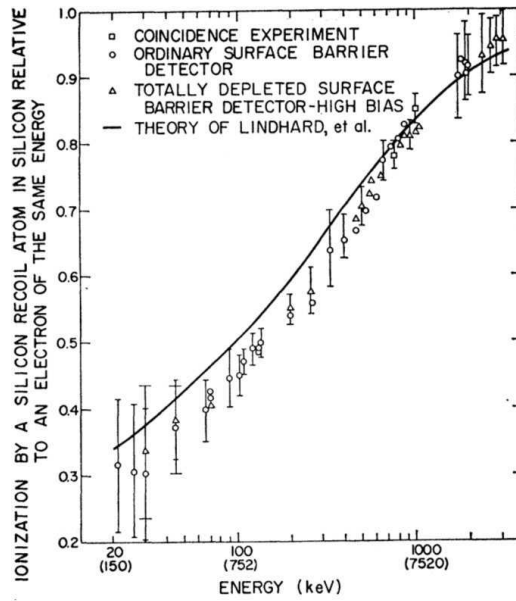


Figura 4.1: Eficiencia de ionización en función de la energía para silicio reportado por Sattler (1965) [66].

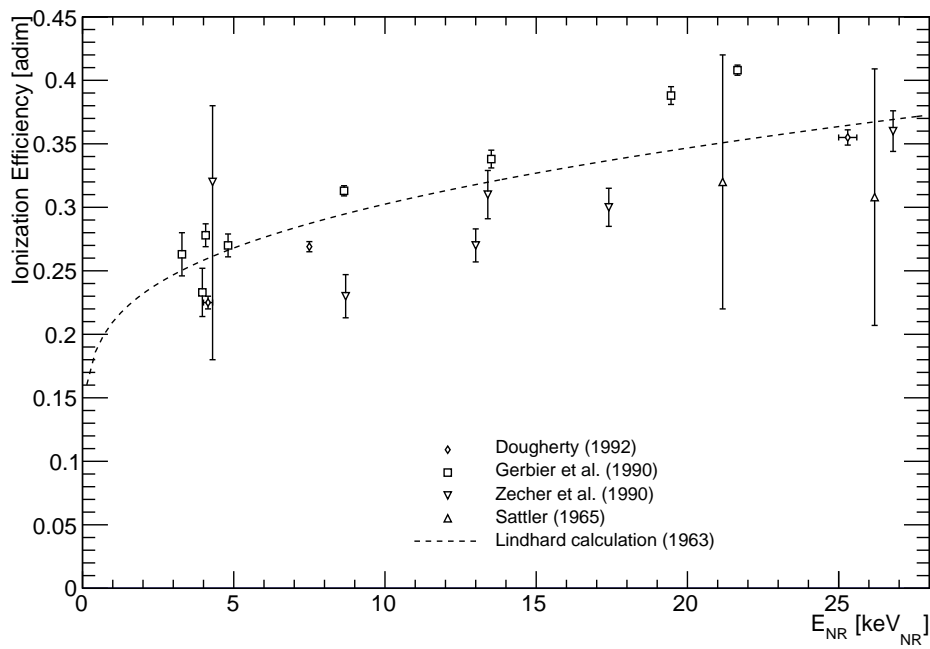


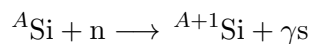
Figura 4.2: Eficiencia de ionización en función de la energía del retroceso nuclear reportada por experimentos previos a esta tesis: triángulos vacíos con punta hacia arriba de Sattler [66], triángulos vacíos en punta hacia abajo de Zecher *et al.* [67], cuadrados vacíos de Gerbier *et al.* [68], diamantes vacíos de Dougherty [69]. La curva a trozos es la predicción del modelo de Lindhard para silicio [74].

trozos), al comienzo de este trabajo de tesis. Se observa que el modelo de Lindhard describe correctamente la tendencia general de los datos experimentales, a grandes rasgos. Los datos de las mediciones de los años 1990' no son consistentes entre sí, habiendo diferencias de hasta el 40% en algunos casos. Además, no existían datos por debajo de 4 keV_{NR}. Si la eficiencia de ionización para 4 keV_{NR} fuese, como reportan estos trabajos, ≈ 0.25 , entonces la energía de ionización del retroceso nuclear correspondiente sería $E_i \approx 0.25 \times 4 = 1$ keV_{ee}. En el capítulo 3 describimos que el detector DAMIC es capaz de medir energías de ionización $\gtrsim 0.04$ keV_{ee}. Por ello, la colaboración decidió llevar adelante un programa de calibración para poder interpretar los datos de búsqueda de materia oscura hasta el umbral de detección.

El programa llevado a cabo tuvo cuatro frentes experimentales, de los cuales dos lograron obtener resultados científicos. Comentamos brevemente, primero, sobre los dos esfuerzos que no dieron lugar a resultados publicables.

Uno de los esfuerzos consistió en irradiar un detector CCD con un haz de protones de aproximadamente 200 MeV y generar *spallation* de los núcleos de silicio que formaban parte del sensor. Algunos de los núcleos generados en el proceso de *spallation* decaen por captura electrónica. Ellos son ${}^7\text{Be}$ y ${}^{22}\text{Na}$, los cuales se producen en forma distribuida en el CCD. Cuando estos nucleídos decaen, emiten neutrinos y fotones gamma que escapan del CCD. La única energía depositada corresponde al llenado de la vacancia de la capa K producto de la captura electrónica, en donde el átomo emite una cascada de rayos-X cuya energía total es igual a la energía de ligadura de esa capa. Ahora bien, esta deposición de energía, que se espera que sea una línea bien definida en el espectro, sufre un pequeño corrimiento: cuando el nucleído emite el neutrino y/o el fotón gamma, retrocede por conservación del momento. Es decir que se genera un retroceso nuclear de un núcleo de Na o Be en la red cristalina de silicio, cuya energía queda totalmente determinada por la cinemática. Entonces, la magnitud del corrimiento de la línea en el espectro corresponderá a la energía de ionización generada por el retroceso nuclear. Al irradiar el CCD con el haz de protones generamos un daño en el sensor que dificultó la operación con bajo ruido, lo cual impidió llevar a cabo la medición.

El otro esfuerzo en el cual no llegamos a obtener resultados científicos consistió en irradiar detectores de silicio con neutrones térmicos. La estrategia se basó en la captura neutrónica de los núcleos de silicio y la emisión de gammas instantáneos según la reacción [75]:



Luego de la captura neutrónica, el núcleo de silicio emite los fotones gamma y retrocede por conservación del momento. La energía máxima de los gamma es ~ 10 MeV, lo que implica una energía del retroceso nuclear < 2 keV_{NR}. Si el detector de silicio es expuesto a un haz de neutrones térmicos, es posible detectar los gammas instantáneos con un detector secundario y, de ese modo, identificar el instante del retroceso nuclear mediante la coincidencia temporal. Dado que la energía del retroceso nuclear es conocida por la cinemática de la reacción y la energía en ionización es medida en el detector, es posible determinar la eficiencia de ionización. El plan involucró la utilización de un sensor CCD y un *Large Area Avalanche*

Photodiode (LAAPD). Irradiamos el LAAPD con un haz de neutrones térmicos, el cual poseía contaminación de fotones gamma. El detector no soportó el daño por radiación. El experimento utilizando un CCD no llegó a materializarse.

El tercer enfoque llevado adelante, el cual sí produjo resultados científicos, consistió en la utilización de una fuente de fotoneutrones de ^{124}Sb - ^9Be (SbBe) para irradiar un CCD, registrar el espectro de energía de ionización y compararlo con el espectro de retrocesos nucleares simulado. El método del experimento y sus resultados fueron reportados en la Ref. [76]. En la figura 4.3 se muestra un esquema del arreglo experimental utilizado. En el esquema de la izquierda, se observa la fuente de SbBe rodeada de un blindaje de plomo para atenuar el flujo gamma del antimonio activado sobre el CCD, junto con el CCD dentro de una cámara de vacío. Además, un detector de neutrones de He-3 fue colocado en distintas posiciones del arreglo para monitorear y caracterizar el flujo de neutrones, lo que permitió validar las simulaciones. En el esquema de la derecha se observa un detalle de la fuente: una barra de Sb activado, rodeada de distintas piezas de BeO. Las configuraciones con diferentes piezas permitió reemplazar las de BeO por sus equivalentes de aluminio, que presentaban una atenuación a los fotones gamma similar a éstas pero un umbral de producción de fotoneutrones mucho más alto, lo cual “apagaba” la fuente de neutrones.

En la figura 4.4 se muestra el espectro de energía de ionización de retrocesos nucleares inducido por la fuente de fotoneutrones (puntos), y el mejor ajuste a los datos (línea sólida). La función de ajuste fue obtenida aplicando un modelo de *spline* de la eficiencia de ionización sobre el espectro de retrocesos nucleares simulado, convolucionado con la resolución de energías de detector. Diferimos la presentación de los resultados de este experimento hasta el final de esta tesis, los cuales se complementan con los arrojados por el experimento Antonella que comenzaremos a describir a continuación.

4.3. Principios físicos del experimento Antonella

El cuarto esfuerzo de calibración de retrocesos nucleares por parte de la colaboración DAMIC, que dio lugar a resultados científicos, fue un experimento de dispersión elástica de neutrones que llamamos Antonella. En lugar de hacerlo de la forma tradicional, con un haz monoenergético, lo hicimos con espectro amplio de neutrones.

La figura 4.5 muestra un esquema conceptual del experimento. Un haz de protones de aproximadamente 2 MeV incide sobre un blanco de fluoruro de litio (LiF) y, mediante una reacción nuclear (p,n), produce un cono de neutrones con energía de cientos de keV. Los neutrones pasan a través de un colimador que produce un haz colimado, iluminando un detector de silicio (SiDet) ubicado a una distancia l del LiF. Con cierta probabilidad, un neutrón produce dispersión elástica con un núcleo de silicio en el volumen sensible del SiDet. El neutrón interactuante transfiere una fracción de su energía cinética al núcleo y éste retrocede. La energía cinética inicial del retroceso nuclear está en el rango de los keV. El neutrón, en consecuencia, es dispersado de la dirección del haz y detectado en un detector de neutrones rápidos

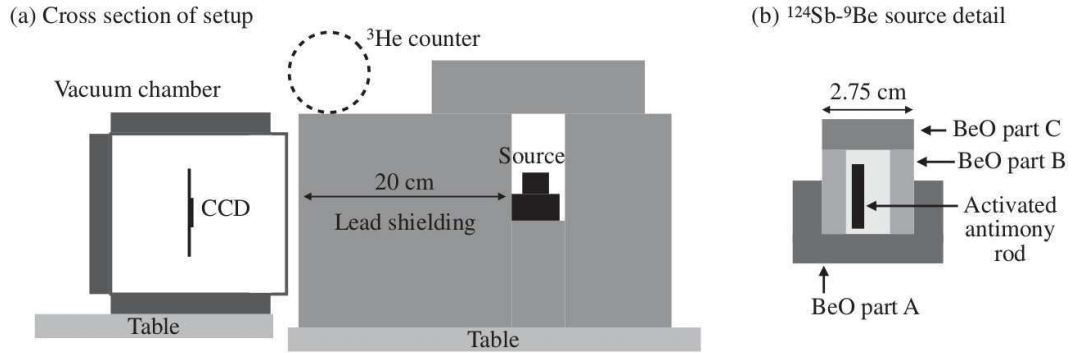


Figura 4.3: Esquema del experimento de calibración de retrocesos nucleares mediante una fuente de $^{124}\text{Sb}-^9\text{Be}$. Izquierda: fuente de fotoneutrones rodeada de un blindaje de plomo para atenuar el flujo gamma del antimonio activado sobre el CCD, junto con el CCD dentro de una cámara de vacío. Derecha: detalle de la fuente, compuesta por una barra de Sb activado rodeada de distintas piezas de BeO.

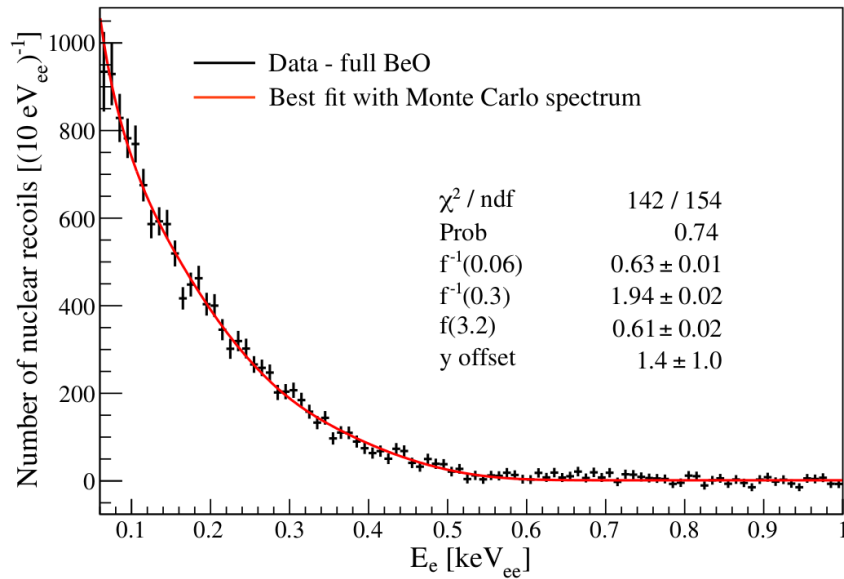


Figura 4.4: Espectro de energía de ionización de retrocesos nucleares inducido por la fuente de fotoneutrones (puntos), y el mejor ajuste a los datos (línea sólida). La función de ajuste fue obtenida aplicando un modelo de *spline* de la eficiencia de ionización sobre el espectro de retrocesos nucleares simulado, convolucionado con la resolución de energías de detector.

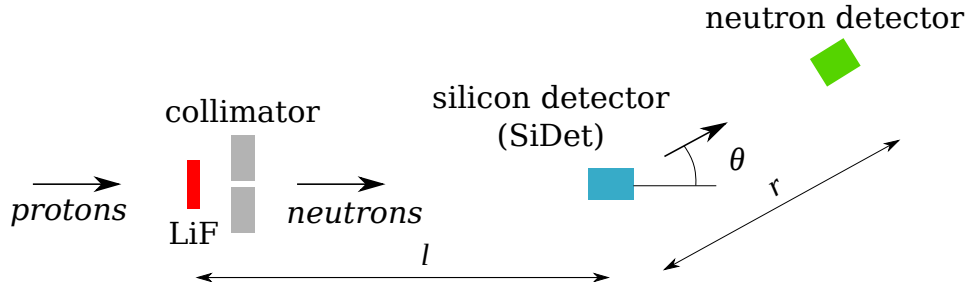


Figura 4.5: Esquema conceptual del experimento Antonella.

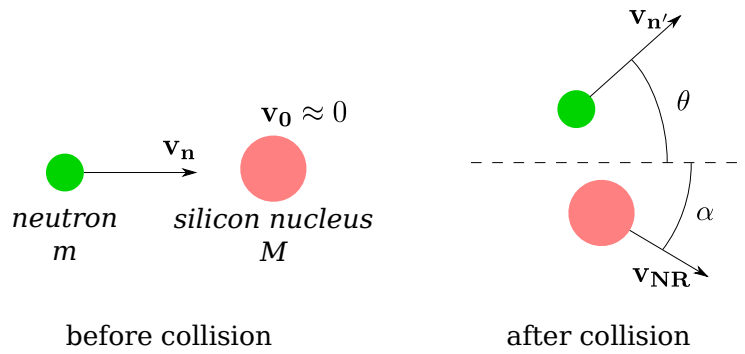


Figura 4.6: Representación gráfica de la cinemática de la reacción de dispersión elástica neutrón-núcleo.

a un ángulo θ y una distancia r respecto del SiDet.

El detector de silicio utilizado en Antonella posee un umbral de detección de ≈ 250 eV, una masa sensible de 30 mg y una resolución temporal de $\sim 1 \mu s$. Teniendo en cuenta los parámetros posibles de operación de acelerador de protones disponible y un detector de neutrones con una cobertura angular razonable, se hubiesen requerido corridas del orden del año para adquirir mil eventos en el caso de utilizar un haz de neutrones monoenergético. Entonces, para maximizar el número de eventos en un tiempo de corrida razonable, utilizamos un espectro de neutrones amplio. Veamos cómo funciona esta idea.

La figura 4.6 muestra un diagrama de la cinemática de la interacción entre el neutrón de masa m y el núcleo de silicio de masa M , antes y después de la colisión. Antes de la colisión, la velocidad del neutrón incidente, v_n , es paralela al eje \hat{z} y no es conocida a priori, representando una incógnita. Supongamos que el núcleo de silicio está inicialmente en reposo, lo cual es razonable pensar teniendo en cuenta que la energía térmica a temperatura ambiente es del orden de decenas de meV, comparada con un keV del retroceso nuclear. Luego de la colisión, las variables incógnitas son $v_{n'}$ y v_{NR} . Dado que el sistema es simétrico en torno al eje \hat{z} , podemos pensar en el problema en un plano. Entonces, podemos descomponer las velocidades luego de la colisión en su módulo y ángulo, $v_{n'}$, θ , v_{NR} , α .

Si suponemos una colisión elástica, la conservación de la energía contribuye con una ecuación de vínculo, relacionando v_n , $v_{n'}$ y v_{NR} . La conservación del momento aporta dos ecuaciones, incorporando ahora los ángulos α y θ . Finalmente, el tiempo total de vuelo del neutrón, desde su producción hasta su punto de detección agrega una cuarta ecuación. Éste considera el tiempo transcurrido desde la producción en el blanco de LiF hasta la interacción en el SiDet, Δt_l , y el lapso en el que viaja desde el SiDet hasta la detección en el detector de neutrones, Δt_r ,

$$\begin{aligned}\Delta t &= \Delta t_l + \Delta t_r \\ \Delta t &= \frac{l}{v_n} + \frac{r}{v_{n'}}\end{aligned}\quad (4.1)$$

Resumiendo, tenemos seis variables en total: los módulos de las velocidades del neutrón incidente y saliente, v_n y $v_{n'}$; el módulo de la velocidad del retroceso nuclear, v_{NR} ; los ángulos de dispersión del neutrón y del núcleo, α y θ ; y el tiempo total de vuelo, Δt . Las ecuaciones de vínculo son cuatro (una de conservación de la energía, dos de conservación del momento y una del tiempo de vuelo total), quedando dos grados de libertad. Si medimos dos de las variables, entonces el sistema queda totalmente determinado. Las variables que se pueden medir son el ángulo de dispersión del neutrón, θ , y el tiempo de vuelo total, Δt . Como veremos, el detector de silicio utilizado poseía una resolución temporal insuficiente para medir la velocidad del neutrón incidente mediante el tiempo de vuelo entre el blanco de LiF y el detector. Por ello, utilizamos un detector de neutrones con alta resolución temporal (del orden del ns), que nos permitió medir el tiempo de vuelo total.

Un neutrón de 1 MeV viaja a una velocidad aproximadamente $0.04c$, lo cual implica que la exactitud de los cálculos no relativistas serán razonables. La conservación de la energía, siguiendo la nomenclatura de las figuras 4.5 y 4.6, es

$$0 = E_{n'} + E_{NR} - E_n \quad (4.2)$$

y la conservación del momento

$$\mathbf{p}_n = \mathbf{p}_{n'} + \mathbf{p}_{NR}$$

lo que implica que

$$\begin{aligned}\Rightarrow p_{NR}^2 &= (\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_{n'})^2 \\ p_{NR}^2 &= p_n^2 + p_{n'}^2 - 2p_n p_{n'} \cos \theta \\ 2ME_{NR} &= 2mE_n + 2mE_{n'} - 2\sqrt{2mE_n}\sqrt{2mE_{n'}} \cos \theta\end{aligned}\quad (4.3)$$

Insertando 4.3 dentro de 4.2 y resolviendo tenemos

$$0 = E_{n'} \left(1 + \frac{m}{M}\right) - E_n \left(1 - \frac{m}{M}\right) - \frac{2}{M} \sqrt{mmE_n E_{n'}} \cos \theta$$

Esta ecuación es una cuadrática en la variable $\sqrt{E_n}$, cuya solución es

$$E_{n'} = \frac{E_n}{(A+1)^2} \left(\cos \theta + \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta} \right)^2 \quad (4.4)$$

en donde M/m fue aproximado por A , la masa atómica del núcleo (≈ 28 , en el caso de silicio). La ecuación (4.4) relaciona la energía del neutrón dispersado con la energía del neutrón incidente. Si, ahora, la introducimos en la ecuación de la conservación de la energía, (4.2), obtenemos una expresión para E_{NR} .

$$E_{NR} = E_n \frac{2}{(A+1)^2} \left[A + \sin^2 \theta - \cos \theta \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta} \right] \quad (4.5)$$

Esta ecuación relaciona la energía del retroceso de un núcleo de silicio, E_{NR} , con la energía de un neutrón incidente, E_n , y el ángulo de dispersión, θ . Ahora, de la ecuación (4.1), el tiempo total de vuelo del neutrón desde el blanco de producción de neutrones hasta el detector de neutrones, Δt , es

$$\begin{aligned} \Delta t &= \Delta t_l + \Delta t_r \\ \Delta t &= \frac{l}{v_n} + \frac{r}{v_{n'}} \\ \Delta t &= l \sqrt{\frac{m}{2E_n}} + r \sqrt{\frac{m}{2E_{n'}}} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Insertando (4.4) en (4.6) y despejando E_n obtenemos una expresión para calcular la energía del neutrón incidente a partir de la geometría y la información temporal.

$$E_n = \frac{m}{2(\Delta t)^2} \left[l + r \frac{A+1}{\cos \theta + \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta}} \right]^2 \quad (4.7)$$

De esta forma, la única información temporal crítica proviene del detector de neutrones, relajando los requerimientos de resolución temporal del SiDet. Entonces, evento a evento, la medición del tiempo de vuelo puede usarse para determinar E_{NR} mediante (4.5) y (4.7).

La figura 4.7 es un gráfico de la energía del retroceso nuclear, E_{NR} versus el ángulo de dispersión de los neutrones, θ , para dos energías del neutrón, $E_n = 100$ y 600 keV. El gráfico fue utilizado, junto con otros recursos, para diseñar conceptualmente el experimento. Por ejemplo, éste resulta ilustrativo a la hora de decidir la energía de los neutrones o los ángulos de dispersión cubiertos por los detectores de neutrones.

4.4. Resumen

La señal esperada de la hipotética interacción WIMP-núcleo es un retroceso nuclear. En los detectores semiconductores, un retroceso nuclear genera menos ionización que un retroceso electrónico. El cociente entre la energía liberada como ionización producida por el retroceso nuclear (medida en keV_{ee}) y la energía cinética inicial de éste (medida en keV_{NR}) se llama eficiencia de ionización, ε . Hasta el momento de comenzar esta tesis, en la literatura se había reportado mediciones de esta magnitud en silicio por encima de 4 keV_{NR}. El valor medido a 4 keV_{NR} es $\varepsilon \approx 0.25$, lo que implica una energía en ionización de ≈ 1 keV_{ee}. Teniendo en cuenta que los

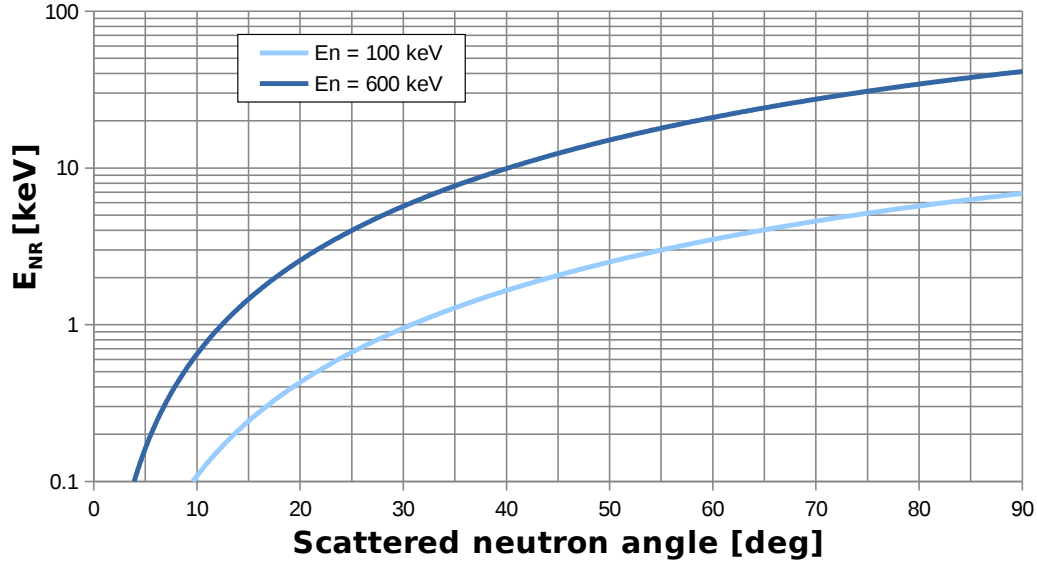


Figura 4.7: Energía del retroceso nuclear calculada versus el ángulo de dispersión, para dos energías del retroceso nuclear.

CCDs empleados por DAMIC tienen un umbral de detección $\lesssim 0.04$ keV_{ee}, fue necesario caracterizar la respuesta de retrocesos nucleares por debajo de 4 keV_{NR} para poder interpretar los datos arrojados por el detector en la búsqueda de partículas de materia oscura.

Para ello, la colaboración abordó un amplio programa de calibración. El esfuerzo presentado en esta tesis consistió en un experimento de dispersión elástica de neutrones generados por un acelerador de iones. Tradicionalmente este tipo de experimentos se han realizado con un haz monocromático. En nuestro caso, hemos planteado usar un haz de espectro amplio y medir la energía de cada neutrón con la técnica de tiempo de vuelo.

Capítulo 5

Antonella: descripción del experimento

5.1. Descripción general

El arreglo experimental se muestra en la fotografía de la figura 5.1. Un haz de protones es generado por el acelerador tándem, con energía de ≈ 2 MeV. Éste está alineado en el centro de la cañería al vacío mostrada en el ángulo inferior de la figura. En el extremo de la misma se encuentra una brida, en la cual se posiciona el blanco de fluoruro de litio. Los protones impactan sobre él y generan la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Producto de esta reacción se genera una lluvia de neutrones en forma de cono, en la misma dirección de avance de los protones. Para producir un haz de neutrones, se interpone un colimador de polietileno de alta densidad (HDPE). Solo los neutrones que pasen por el agujero podrán escapar del colimador. Luego, alineado con el haz, y a cero grado respecto a la dirección inicial de los protones, se coloca un detector de silicio (SiDet). En la figura, el punto rojo apuntado por la flecha representa la parte activa del detector. El resto del gabinete posee el preamplificador y otros sistemas accesorios. Los neutrones hacen dispersión elástica y desvían su trayectoria en forma prácticamente simétrica en el sistema laboratorio (estrictamente simétrica en el sistema centro de masa de la colisión). Una fracción de los neutrones dispersados sale en dirección al detector de neutrones, compuesto por un arreglo de barras de centellador en forma de arco.

5.2. Detector de silicio

El detector de silicio utilizado fue uno comercial, el modelo XR-100 SDD de la compañía Amptek, normalmente utilizado para la detección y espectroscopía de rayos-X. Éste consiste en un diodo de arrastre de silicio (*Silicon Drift Diode, SDD*) junto con un preamplificador de tipo *reset* dentro de la misma carcasa. En la figura 5.2 se muestra una fotografía del detector y su electrónica asociada.

Un detector de arrastre de silicio (SDD) es un detector de partículas ionizantes, similar a los diodos planares pero con una estructura de electrodos particular. En

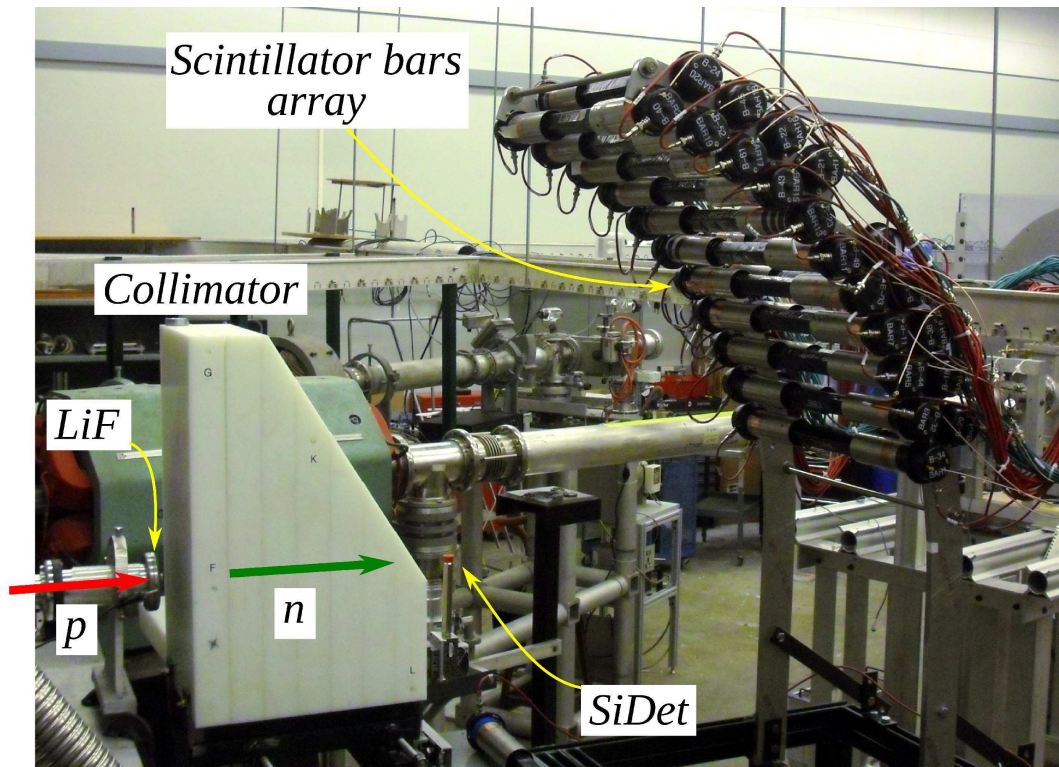


Figura 5.1: Fotografía del arreglo experimental de Antonella, en el acelerador tándem Van de Graaff FN, en el ISNAP, UND.

un SDD, el cátodo es un electrodo planar conectado a una de las caras del detector. El ánodo es un pequeño electrodo circular, conectado en el centro de la cara opuesta al cátodo, el cual está rodeado de una serie de electrodos anulares concéntricos. Estos electrodos anulares están polarizados con tensiones distintas de forma de gradiente para crear un campo eléctrico radial que impulse a la carga liberada por las partículas ionizantes hacia el ánodo central, en donde son colectadas. El motivo de esta configuración de electrodos particular es la minimización de la capacitancia del ánodo. En el caso del detector utilizado, ésta es de 0.035 pF. Esto es así, dado que la fuente dominante de ruido en detectores semiconductores a bajas energías es el ruido de tensión, el cual es proporcional a la capacitancia total de salida. En la figura 5.4 se muestra un esquema del principio de funcionamiento. El SDD se encuentra graficado en forma de corte axial. Un rayo-X incidente libera pares electrón-hueco. Las líneas punteadas dentro del detector esquematizan la trayectoria de los electrones hacia el ánodo. También se muestra en la figura un esquema del circuito del preamplificador y las formas de onda en cada etapa del mismo.

Para reducir aún más el ruido electrónico, el detector es montado sobre un refrigerador termoeléctrico Peltier, junto con los componentes clave del preamplificador, como el transistor de efecto de campo de entrada. Este conjunto se puede ver en el esquema de la figura 5.3. En el mismo sustrato se monta un sensor de temperatura para



Figura 5.2: Fotografía del detector XR-100SDD y su electrónica asociada.

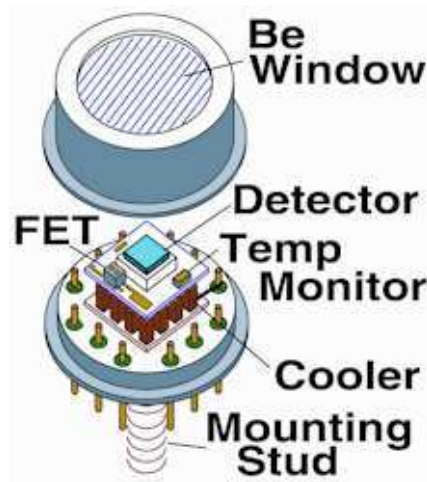


Figura 5.3: Esquema del interior del encapsulado de la parte activa del detector XR-100SDD. Extraído de Ref. [77].

mantener una temperatura estable. El calor extraído por el refrigerador es conducido mediante una pequeña barra (*mounting stud* en la figura). Todos estos componentes se encapsulan al vacío en una carcasa TO-8 estándar. La superficie superior de la carcasa es maquinada y un círculo de metal es removido y reemplazado por una fina capa de berilio de $13 \mu\text{m}$ de espesor. Ésta es la ventana del detector cuando se lo desea utilizar para medir rayos-X. Entre la ventana y el SDD hay un colimador multicapa (una serie de anillos metálicos de número atómico decreciente mirando de arriba hacia abajo), para restringir los rayos-X incidentes al volumen sensible del detector. En el caso del experimento Antonella, los neutrones que iluminan el detector pueden interactuar con todos estos componentes accesorios de la parte activa y luego con ésta. En caso que estos neutrones luego sean registrados por el detector de neutrones, darán lugar a retrocesos nucleares cuya energía será erróneamente reconstruida. Es decir, estos componentes accesorios del SiDet, necesarios para su correcto

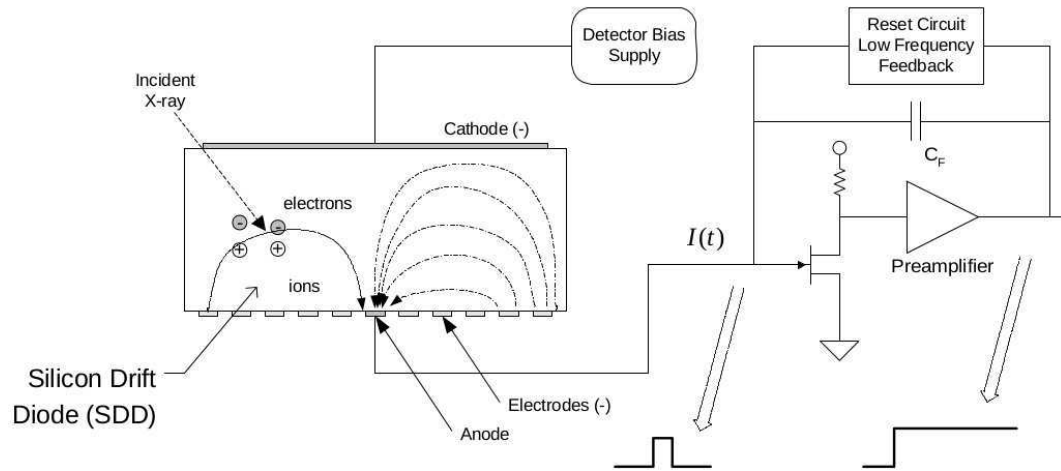


Figura 5.4: Ilustración del principio de funcionamiento de un diodo de silicio de arrastre. Extraído de Ref. [78].

funcionamiento, pueden provocar fondo espurio. Para estudiar la magnitud de este posible fenómeno, utilizamos las simulaciones computacionales (ver sección 5.6).

Supongamos que una partícula ionizante deposita energía en el SDD y genera una cantidad de pares electrón-hueco en forma puntual. El campo eléctrico radial generado por el conjunto de electrodos concéntricos que rodean al ánodo arrastra las cargas hasta éste. Debido al apantallamiento producido por el campo, el ánodo comienza a “ver” este movimiento cuando las cargas están cerca del mismo. Esto tiene dos consecuencias en el desempeño de los SDDs. La primera es que la señal inducida en el ánodo tiene un tiempo de subida relativamente rápido, del orden de decenas de ns. La segunda es que existe un retardo entre el instante en que se liberan las cargas producidas por la partícula ionizante y el flanco ascendente de la señal, ya que las cargas tienen que migrar desde su punto de generación hasta el ánodo. Este retardo depende del punto en donde se liberaron las cargas, es decir, que será mayor en la medida en que la partícula ionizante haya interactuado más lejos del ánodo. Este modo de funcionamiento limita la resolución temporal del detector a $\sim 1 \mu\text{s}$ [79].

La tensión de polarización del SDD, el preamplificador, el refrigerador termoeléctrico y demás componentes asociados es provista por un módulo electrónico desarrollado por Amptek, modelo PX5, cuya foto puede verse en la figura 5.2. Durante la toma de datos, el detector fue polarizado con 110 V DC y operado a una temperatura de 220 K. La parte sensible del detector es un disco de 2.82 mm de radio y 0.5 mm de espesor, y pesa $\approx 30 \text{ mg}$.

5.3. Producción de neutrones

El experimento fue realizado en el acelerador tándem Van de Graaff FN, del Institute for Structure and Nuclear Astrophysics (ISNAP), University of Notre Dame,

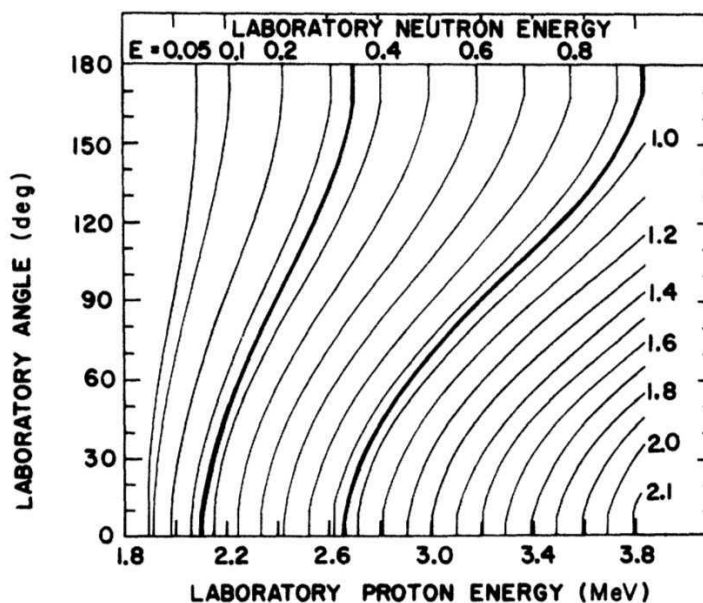


Figura 5.5: Líneas de energía del neutrón constante en el sistema laboratorio versus energía del protón incidente y ángulo de salida del neutrón, para la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Gráfico extraído de Ref. [80].

Indiana, EE.UU. Para generar neutrones, utilizamos la reacción nuclear ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ a 0° [80]. Esta reacción posee un umbral de ≈ 1.88 MeV. Si un protón incide sobre un blanco de ${}^7\text{Li}$ con energía superior a este umbral entonces se emitirán neutrones con una distribución angular y energía que depende de la cinemática de la reacción. En la figura 5.5 se muestra un gráfico de líneas de energía de neutrón constante en el sistema laboratorio versus energía del protón incidente y ángulo de la reacción. Ajustando la energía del protón incidente y definiendo el ángulo saliente (mediante un colimador, por ejemplo) se determina la energía del neutrón. En el caso de nuestro experimento, utilizamos una energía del haz de protones de 2.326 MeV lo cual produce neutrones de 600 keV a 0° , como se puede ver en el gráfico.

Ahora bien, si el blanco de litio tiene un espesor infinitesimal, entonces, para un ángulo fijo, los neutrones producidos serán monoenergéticos. Si, en cambio, el blanco tiene un espesor finito, se producirá un espectro de neutrones amplio. Los protones incidentes que interactúen con la primera capa del blanco y produzcan la reacción nuclear generarán neutrones cuya energía estará determinada por la energía de los protones. Los protones que no produzcan la reacción continuarán penetrando en el material del blanco, perdiendo energía según su poder de frenado (*stopping power*, dE/dx). Entonces, habiendo penetrado un infinitésimo dentro del material del blanco los protones restantes tendrán menos energía. Aquellos que interactúen ahora produciendo la reacción nuclear generarán neutrones de menor energía. Este proceso continuará hasta que los protones escapen del material del blanco o se frenen dentro de él. De esta forma, ajustando la energía inicial de los protones y el espesor

del blanco de litio es posible definir el rango del espectro de neutrones deseado.

En el presente caso, el objetivo fue producir la mayor cantidad posible de neutrones. Por ello, optimizamos el espesor del blanco de forma tal que los protones se frenaran justo antes de salir de él. Si el blanco hubiese sido excesivamente grueso, éste habría sido blindaje para los neutrones producidos. El límite inferior del espectro de neutrones aprovechable, sin embargo, queda definido por el umbral de los detectores de neutrones utilizados, dado que la técnica de este experimento requiere la detección de los neutrones dispersados. En la sección 5.4 describiremos los detectores utilizados. Adelantamos, ahora, que el umbral de estos detectores fue estimado en ~ 75 keV.

El litio natural tiene un 95% de ${}^7\text{Li}$, por lo que se utilizó litio natural para fabricar el blanco. Este tipo de blancos se suele fabricar de litio metálico o de algún compuesto, como por ejemplo fluoruro de litio (LiF), uno de los más utilizados y el que utilizamos en Antonella. Los blancos de litio metálico poseen una producción de neutrones unas decenas de por ciento mayor al LiF. Sin embargo, el litio metálico es reactivo y se degrada fácilmente en contacto con el aire. El LiF, en cambio, es totalmente inerte en contacto con el aire y permite una fácil manipulación. Como contrapartida, el impacto de los protones con el flúor produce excitaciones de niveles nucleares que, al decaer, emiten fotones gamma instantáneos (*prompt gammas*). Estos fotones son emitidos en forma de cono y interactúan tanto como con el SiDet como con el detector de neutrones, generando fondo espurio en el sistema. Veremos, luego, cómo es posible discriminar este fondo mediante el tiempo de vuelo. Más aún, describiremos cómo los *prompt gammas* son utilizados para calibrar la escala de tiempo del sistema de adquisición de datos, y poder definir el instante en el cual los protones impactan con el blanco de LiF para medir el tiempo de vuelo de los neutrones.

Finalmente, con las consideraciones mencionadas, el blanco de producción de neutrones fue una película de LiF de 4.74 mg/cm² de espesor (≈ 18 μm), depositada sobre 197 mg/cm² de oro como material adherente, que su vez fue depositada sobre una lámina de aluminio. Este blanco fue fabricado por John Greene, el experto de la casa de Argonne National Laboratory, EE.UU.

Los protones fueron acelerados en el *tándem* a una energía fija de 2.326 MeV, de manera pulsada. El tamaño de pulsos fue < 2 ns y la separación entre ellos se fijó en ≈ 1 μs .¹ Esto permitió compatibilidad con el tiempo de retardo del SiDet. Si la separación entre pulsos se hubiese fijado en un lapso menor al máximo tiempo de arrastre de las cargas, uno podría confundir eventos de distintos pulsos del haz. Bajo esta condiciones, la corriente del haz de protones se mantuvo tan alta como fue posible, promediando ≈ 35 nA durante los diez días de corrida.

Los neutrones producidos emergen del blanco de LiF en forma de cono. Para evitar que los neutrones viajen directamente desde el LiF hasta el detector de neutrones (sin interactuar con el SiDet), diseñamos un colimador de polietileno de alta densidad. Éste fue colocado entre el blanco de LiF y el SiDet y contó con un espesor absorbente mínimo de 35 cm lo que generó un factor de atenuación de $\sim 10^{-8}$. Te-

¹La frecuencia de la máquina de *bunching* fue de 985.5 kHz, con lo cual la separación fue 1015 ns. Veremos esto reflejado en los resultados

niendo en cuenta que el radio de la parte sensible del SiDet es de 2.82 mm, diseñamos el agujero del colimador en 5.5 mm de diámetro, para minimizar la iluminación de los componentes aledaños al SiDet con los neutrones emergentes del colimador.

El espectro de neutrones fue caracterizado en una corrida especial en el haz, en la que colocamos una barra centelladora en el eje del haz de neutrones. Los resultados de este experimento auxiliar son presentados en la sección 6.1.3 (página 114).

5.4. Detector de neutrones

5.4.1. Consideraciones generales

Para detectar neutrones rápidos cuya energía es mayor a decenas de keV, utilizamos la técnica del *proton recoil* (el retroceso del protón) con centelladores plásticos.² Los neutrones de energía $\gtrsim 10$ keV interactúan elásticamente con los protones, provocando *proton recoils*. Los protones, adquieren energía cinética y generan ionización y excitación del medio. Su rango es $< 10 \mu\text{m}$, mientras que las dimensiones típicas de los detectores es del orden de los cm. Con lo cual los protones depositan toda su energía en el punto de interacción. En el caso de los centelladores, la desexcitación de las moléculas genera fotones de centelleo que luego son detectados por un fotodetector. En nuestro caso utilizamos tubos fotomultiplicadores (PMT, *Photomultiplier Tube*). La idea es que el material sensible del detector sea rico en hidrógeno y los centelladores plásticos tienen una relación prácticamente uno a uno entre hidrógeno y carbono.

En la colisión elástica neutrón-protón la transferencia de energía es máxima cuando el protón sale en la misma dirección y sentido que el neutrón incidente. En este caso, dado que la masa del protón es fundamentalmente igual a la del neutrón, el neutrón queda en reposo y el protón se lleva toda la energía del neutrón. En cambio, en el límite cuando el ángulo de dispersión del neutrón tiende a cero, la energía del protón luego de la colisión también tiende a cero. Entonces, para un neutrón de energía incidente E_n , la energía del protón tiene un espectro que va desde cero hasta E_n , y es posible mostrar que esta distribución es rectangular [54]. Dado que, en primera aproximación el número de fotones de centelleo es proporcional a la energía del protón, un neutrón que impacta en un centellador plástico no produce un número de fotones de centelleo constante, sino que produce una distribución que va desde cero hasta un máximo que depende de la energía del neutrón incidente. Por ello, no es posible determinar la energía de un neutrón individual incidente midiendo la cantidad de fotones de centelleo detectados en los PMTs, aunque sí es posible medir la energía máxima y promedio de un ensamble de neutrones detectados. Por otro lado, debido a su corto tiempo de decaimiento, del orden de 2 ns, los centelladores

²El término *rápido* se suele emplear para distinguir de los neutrones *lentos* o *térmicos*, con energías en el orden de las decenas de meV. Los métodos para detectar neutrones térmicos son un poco distintos de los usados para detectar neutrones rápidos. De allí la diferenciación. En rigor, también pueden distinguirse neutrones epitérmicos, cuyo espectro va aproximadamente desde 1 eV hasta los pocos keV. Esta distinción no está totalmente establecida en la literatura y los umbrales de energía para las categorías mencionadas dependen del autor.

plásticos son ideales para determinar la energía de un neutrón individual mediante la medición del tiempo de vuelo.

5.4.2. Diseño de las barras centelladoras

Uno de los objetivos fundamentales del detector de neutrones era que tuviera la mayor eficiencia total de detección posible. Es decir, que su cobertura geométrica y su eficiencia intrínseca sean máximas.

Para diseñar la cobertura geométrica consideramos dos factores fundamentales. En primer lugar, la distancia a la que se colocase el detector de neutrones determinaría el tiempo de vuelo de éstos. Recordemos que la velocidad de neutrones de $E_n \approx 500$ keV es ~ 1 cm/ns. Teniendo en cuenta que era razonable esperar que el detector y su electrónica tuvieran una resolución de tiempo de 1 o 2 ns, colocar el detector de neutrones a una distancia del orden de un metro aseguraba que la incerteza introducida por la medición del tiempo de vuelo quedara acotada a unos pocos por ciento. En segundo, el factor económico limitaba la granularidad, el número de canales y el tamaño del detector. En etapas iniciales del diseño de Antonella consideramos arcos semicirculares de centellador como geometría propuesta. Finalmente, y luego de pequeño esfuerzo de R&D fallido para fabricar detectores de esta geometría, convergimos al diseño de detectores con forma de barras centelladoras rectas.

Para maximizar la eficiencia intrínseca de las barras centelladoras, buscamos que éstas tuvieran el umbral energía para la detección de neutrones lo más bajo posible. Fijado el material centellador, lo mejor que uno puede hacer es maximizar la colección de luz y, desde el punto de vista del fotodetector, detectar un único fotón proveniente del centellador. Ahora bien, los PMTs poseen ruido de pulsos oscuros, esencialmente de amplitud de un fotoelectrón (abreviado p.e., por *photoelectron*), con una tasa del orden del kHz. Con lo cual, disparar el detector de neutrones con un umbral por debajo de un p.e. implicaba que una fracción de los eventos sería producto del ruido. Disparar el detector en 2 p.e. implicaba subir el umbral de detección de neutrones.³ La tasa de eventos esperada para la medición de la eficiencia de ionización era de unos pocos Hz, mientras que el ruido de 20 barras de centellador aportaría del orden de 20 kHz. La solución que permite disparar en un p.e. y obtener ruido prácticamente nulo es acoplar a cada barra dos PMTs, uno en cada extremo, y elegir en el análisis posterior a la toma de datos eventos en donde las señales de ambos estén en coincidencia temporal en una ventana de ≈ 20 ns.

Respecto a la colección de luz, por un lado, envolvimos los centelladores en papel Tyvek. Por el otro, el acople entre las barras centelladoras y los PMTs se diseñó buscando minimizar las pérdidas en la interfaz entre el extremo del centellador y el fotocátodo. Para ello, utilizamos cemento óptico, el cual también brindaba el acople mecánico entre ambas piezas. En la figura 5.6 se puede ver el resultado de

³La producción de fotones de centelleo también posee un factor de *quenching* (extinción o apagado) para partículas cargadas pesadas como protones, respecto a la producción por retrocesos electrónicos. Este disminución de la producción de fotones varía con la energía depositada y no ha sido medida a bajas energías. Por ello, a priori no se puede suponer que pasar de un umbral de 1 a 2 p.e. significa aumentar proporcionalmente el umbral de energía detectada.

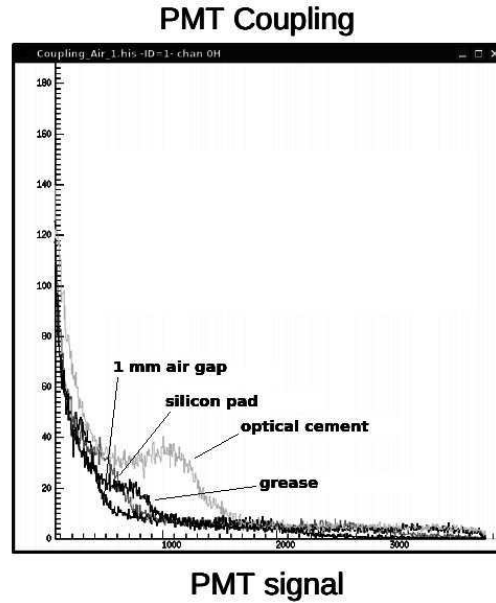


Figura 5.6: Histograma de amplitud de pulsos de una barra de centellador del detector VANDLE [82], para diferentes acoples ópticos entre el centellador y los PMTs: cemento óptico, grasa óptica, gel de silicona, 1 mm de aire. Se observa que la mayor colección de luz se obtiene utilizando cemento óptico. Gráfico extraído de Ref. [81].

un estudio en donde se comparan las distribuciones de amplitud de pulsos en un tándem centellador plástico-PMT con distintos métodos de acople [81]. El estudio fue realizado en el contexto del detector VANDLE [82], el cual es un detector de neutrones rápidos cuyo principio de funcionamiento es análogo al aquí presentado. En la figura se observa que el acople con cemento óptico provee un desempeño superior al acople mediante grasa óptica, silicona transparente o 1 mm de espacio de aire.

La probabilidad de que un neutrón que incide perpendicular a la cara de un centellador interactúe con un núcleo de hidrógeno luego de haber penetrado una distancia d es [54]

$$P(d) = \frac{N_H \sigma_H}{N_H \sigma_H + N_C \sigma_C} \{1 - \exp[-d(N_H \sigma_H + N_C \sigma_C)]\}$$

es decir que crece como $1 - e^{-d/D}$, con $D = \text{cte}$. Partiendo de esta base, uno podría aumentar el espesor de la barra tanto como desease para maximizar esta probabilidad. Sin embargo, el hecho de que la velocidad de los neutrones sea ≈ 1 cm/ns implica que un espesor de 1 cm introducirá una distribución de tiempos de vuelo cuyo ancho producto de este efecto será de 1 ns, debido a que no es posible conocer la profundidad a la cual el neutrón interactuó. Considerando estos factores, el espesor de las barras fue de 3 cm, lo que permite estimar la probabilidad de interacción con un núcleo de hidrógeno entre un 50 y un 60%. Esta estimación fue hecha pon-

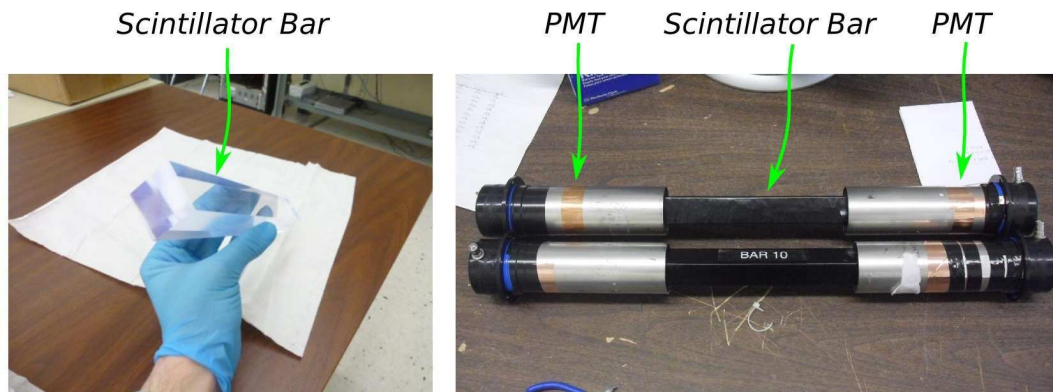


Figura 5.7: Izquierda: Fotografía de una barra de centellador sin su envoltorio. Derecha: Fotografía de dos barras de centellador ensambladas con un PMT en cada extremo.

derando la dependencia con la energía de las secciones eficaces neutrón-hidrógeno y neutrón-carbono. Esta probabilidad fue utilizada, junto con el umbral de detección antes descrito, como un orden de magnitud para el diseño general del detector de neutrones y del experimento.

La fotografía de la izquierda de la figura 5.7 es una barra de centellador desnuda (sin las envolturas de papel Tyvek ni papel negro, y sin los PMTs), tomada durante el proceso de ensamblado. La de la derecha son dos barras ya ensambladas.

Caracterización de los PMTs

Al encarar la escritura de estas líneas, en reiteradas ocasiones sobrevino la pregunta acerca del compromiso entre concisión y puntillismo. La duda se acrecienta al pensar en el número de lectores que esta tesis tendrá en total, lectores que tal vez sonrían al compartir o disentir con esta reflexión. En la dicotomía planteada, iluminado por el monitor pero considerado por quien, risueño o indignado mira el papel, quien escribe suele ser propenso a la primera opción por sobre la segunda. Sin embargo, y probablemente porque apareció fortuitamente entre papeles ya vetustos y despertó cierta nostalgia de algunas primaveras atrás, describimos el protocolo utilizado para probar y caracterizar los PMTs, aunque tal vez resulte una bagatela frente a otros detalles involuntariamente no mencionados.

Partimos de varias cajas de PMTs y bases que habían formado parte del calorímetro hadrónico central del experimento *Collider Detector at Fermilab* (CDF). El objetivo del protocolo era descartar los PMTs y bases defectuosos, caracterizar el funcionamiento de las buenas y determinar la alta tensión de polarización de cada uno de los PMTs. Para ajustar la tensión de polarización buscamos que la amplitud de los pulsos de los PMTs de un p.e. sea mayor (en módulo) al mínimo umbral del discriminador (de 30 mV). De esta forma nos asegurábamos de que un p.e. disparara la electrónica. Además, buscamos homogeneizar la ganancia de todos los PMTs a nivel grueso. En pruebas preliminares polarizamos los PMTs con una tensión cerca

del máximo del rango especificado por el fabricante, empujando la ganancia bien alto. Observamos que las señales de varios fotones producían, luego del pulso principal, un comportamiento oscilante, un *ringing*, que se extendía por varios μs , y que muchos de los picos de la oscilación superaban el umbral del discriminador. El efecto era indeseado, ya producía muchos pulsos de salida que saturaban al TDC (*Time-to-Digital Converter*, ver sección 5.5). Nunca entendimos si este comportamiento era causado por los PMTs, las bases o una combinación de ambos. La conclusión: la tensión de polarización debía ser lo suficientemente alta para que 1 p.e. disparara holgadamente el discriminador, pero baja para minimizar el efecto del *ringing*.

Inicialmente, medimos la tensión de todos los electrodos de todas las bases, descartando inmediatamente las defectuosas y las halladas fuera de rango. Luego, colocamos conjuntos de 4 PMTs y sus bases en una caja oscura, polarizados a 1.7 kV para que se adaptaran a la oscuridad durante 30 minutos. Una vez que los tubos estaban adaptados, medimos la tasa de pulsos oscuros y la corriente oscura como función de la polarización, con saltos de tensión de 100 V. Para ello, utilizamos, respectivamente, un discriminador, un módulo *gate* y un contador; y un picoamperímetro. Luego de cada salto, permitimos la estabilización durante un minuto. En esta instancia descartamos los PMTs cuya tasa de pulsos y corriente oscura crecía con la polarización mucho más rápido que la media, o salía del rango especificado por el fabricante.

Para obtener una intercalibración de la ganancia de los PMTs, usamos tres criterios. En el primero, mientras realizamos el barrido de tensión con los tubos en la caja oscura, además de la corriente y la tasa de pulsos oscuros, registramos la amplitud de los pulsos oscuros con un osciloscopio. Cuando ésta llegaba a unos -80 o -100 mV tomamos nota de la tensión de polarización aplicada, como candidata para operar al tubo en estudio. Recordemos que las entradas de los discriminadores del estándar NIM suelen tener polaridad negativa. En el segundo criterio, colocamos el PMT en un banco óptico oscuro y lo excitamos con un láser pulsado muy tenue, de forma que decenas de fotones en promedio llegaran al fotocátodo en cada pulso del láser. Variamos la tensión de polarización hasta obtener un pulso promedio igual al de un PMT que fijamos como patrón. En la figura 5.8 se muestra una captura de la pantalla del osciloscopio que documenta este experimento. La traza roja corresponde al disparo del láser mientras que la azul, a la señal del PMT. En el margen izquierdo se encuentra graficado el histograma de amplitud en el tiempo determinado por la barra vertical naranja, aproximadamente en el pico del pulso. El tercer criterio consistió en atenuar el láser aún más, hasta tener un número de fotones promedio en cada pulso muy bajo, digamos < 0.01 . De esta manera, suponiendo estadística Poissoniana, prácticamente todos los pulsos registrados por el PMT serían de un p.e. Así, pudimos comparar la tensión necesaria para obtener un 1 p.e. oscuro (criterio uno) con 1 p.e. de un fotón real. Las instancias de pruebas con el láser revelaron que uno de los PMTs se comportaba como la tendencia general en términos de corriente y tasa de pulsos oscuros, pero era totalmente insensible a los fotones.

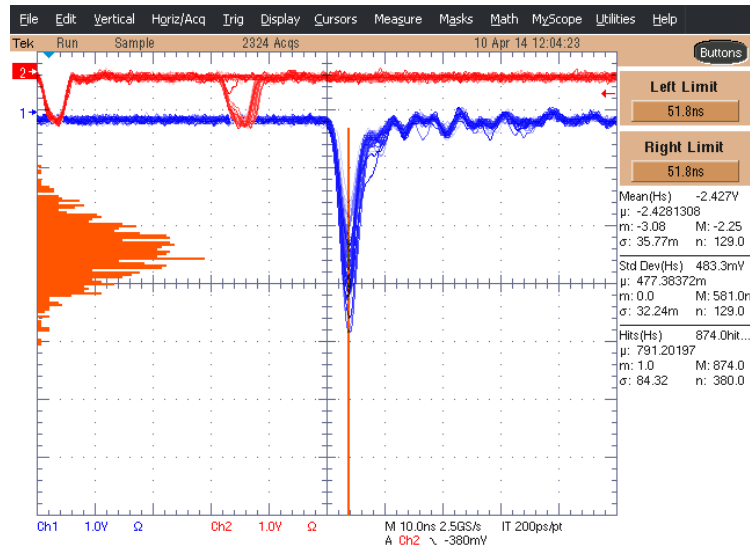


Figura 5.8: Captura de pantalla del osciloscopio mostrando la señal de un PMT utilizado en las barras centelladoras de Antonella, excitado un láser pulsado.

5.4.3. Caracterización de las barras de centellador

Una vez que las barras de centellador fueron ensambladas con un PMT en cada extremo, procedimos a realizar varias pruebas y experimentos sobre cada una de ellas. Uno de los experimentos consistió en la excitación de la barra con una fuente de ^{55}Fe .⁴ Montamos un sistema de adquisición basado en los mismos módulos NIM y CAMAC que luego utilizaríamos para el DAQ de Antonella, al cual le agregamos conversores analógico-digital (ADC, *Analog-to-Digital Converter*), y medimos tiempo y carga de los dos PMTs de cada barra. Las bases de los PMTs poseían salidas de ánodo (polaridad negativa, conectada al TDC) y del último dínodo (polaridad positiva, conectada a un amplificador inversor y luego al ADC). Cada evento correspondía a un fotón de la fuente de ^{55}Fe colocada en la mitad de la barra, interactuando con el centellador. Además, este arreglo nos permitió estudiar la resolución temporal del detector con unos pocos fotones. Una estimación rápida indica que un fotón de rayos-X de 6 keV arranca entre uno y dos p.e. en promedio de cada fotocátodo de los PMTs (uno en cada extremo de la barra). Considerando la estadística de fotones y la dispersión temporal de tránsito de los PMTs, en general la resolución temporal empeora con la disminución del número de p.e. Con lo cual, esta medición representa el peor de los casos.

En la figura 5.9 se muestra un histograma de la diferencia de tiempos entre ambos PMTs de una barra para el experimento con la fuente de ^{55}Fe antes descrito, en color azul. Ajustamos una distribución Gaussiana al histograma (línea curva), y los parámetros del ajuste se muestran en la caja de arriba a la derecha. La media está corrida del cero dado que introducimos adrede un retraso mediante un cable

⁴El ^{55}Fe emite rayos-X de ≈ 6 keV.

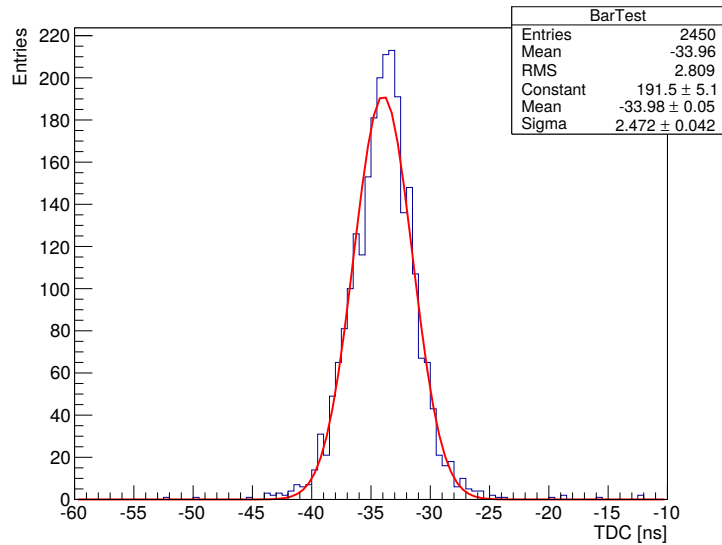


Figura 5.9: Distribución de diferencias de tiempos entre los PMTs de una barra centelladora, para eventos de rayos-X de ≈ 6 keV emitidos por una fuente de ^{55}Fe colocada en la mitad de la misma. El sigma de esta distribución es representativo de la resolución de tiempo que se puede obtener al medir eventos de interacción de neutrones que dan lugar a pocos fotones.

largo en uno de los canales. Se observa que el sigma de esta distribución, indicador de la resolución temporal del sistema, es ≈ 2.5 ns.

Para caracterizar la barra de centellador con deposiciones de energía que produzcan un mayor número de fotones de centelleo, utilizamos una fuente de ^{57}Co y el fondo de radiación ionizante ambiental.⁵ Al igual que con la fuente de ^{55}Fe , utilizamos el mismo DAQ que luego utilizaríamos para Antonella, con el agregado de ADC para medir la carga de los pulsos de los PMTs. En Antonella no planificábamos contar con los ADCs de los PMTs, debido a la poca practicidad en su implementación con la electrónica disponible (ver sección 5.5). Sin embargo, diseñamos una forma muy poco ortodoxa, pero eficaz, para estimar la carga de los pulsos de los PMTs utilizando los TDCs, aprovechando lo que parecía ser un defecto de los PMTs y sus bases. Cuando describimos el proceso utilizado para determinar la tensión de polarización de los PMTs, mencionamos que el conjunto base-PMT se comportaba en forma oscilante luego del pulso principal (*ringing*), y que los pulsos secundarios podían superar el nivel del discriminador y dar lugar a pulsos de salida de éste repetidos. Cuando mayor era la tensión de polarización, mayor la amplitud de estos pulsos secundarios y mayor el número que superaba el discriminador. Pero también notamos que, para tensión de polarización fija, cuanto mayor era la amplitud del pulso principal, mayor era el número de pulsos secundarios. Entonces, pensamos que

⁵El ^{57}Co es un emisor gamma con energía de ≈ 125 keV

debía existir una correlación entre la carga del pulso (el valor de ADC) y el número de pulsos secundarios producto del *ringing*.

La figura 5.10 es un histograma bidimensional que muestra el resultado de excitar una barra de centellador con una fuente de ^{57}Co colocada en su centro. El eje vertical es el número de pulsos promedio de ambos PMTs (contabilizando el pulso principal y los secundarios) y el eje horizontal es el valor de la carga de ambos PMTs promediada, medida en los ADCs. En la figura se ve la correlación entre ambas variables que, si bien no es totalmente ceñida, marca una tendencia general.

La figura 5.11 es análoga a la 5.10 pero utilizando el fondo de radiación ionizante ambiental. La fuente de ^{57}Co emite fotones de ≈ 125 keV, mientras que el espectro de radiación ambiental puede extenderse hasta los pocos MeV. En la figura 5.10 se observa que la escala de ADC se encuentra cerca de la saturación. Para extender el rango dinámico del ADC utilizamos un atenuador $\times 10$ en las señales de los díodos de los PMTs conectadas a las entradas del ADC. Nuevamente se observa la correlación en forma de tendencia general entre ambas variables. El cambio de pendiente a ≈ 150 cuentas de ADC ocurre porque si bien el ADC no se encontraba saturado en carga, sí saturaba en amplitud de pulso.

Finalmente, para medir la resolución temporal con muchos fotones de centelleo, utilizamos el experimento con la fuente de ^{57}Co para medir la diferencia de tiempos entre ambos PMTs. La figura 5.12 es un histograma de la carga promedio de los PMTs registrada en cada evento. Debido a la baja resolución en energía es de esperar que un espectro obtenido con centelladores plásticos no presente fotopico. Las figuras 5.13 y 5.14 son histogramas de la distribución de la diferencia de tiempos de los pulsos de ambos PMTs de una barra. En la figura 5.13 se seleccionaron mediante cortes eventos en los que el ADC está en el intervalo $[600, 1023]$ cuentas, mientras que en la figura 5.14 se seleccionaron eventos con el ADC en $[0, 250]$ cuentas. En ambos histogramas se realizó un ajuste Gaussiano, cuya media y sigma se muestran en el ángulo superior izquierdo de las mismas, en unidades de ns. Las incertezas del ajuste se encuentran en el dígito menos significativo mostrado. Las medias son consistentes dentro de las incertezas. Para los eventos con ADC en $[600, 1023]$ cuentas, el sigma de la distribución es 520 ps; mientras que para los eventos con ADC en $[0, 250]$ cuentas, 1.25 ns. La distribución de la figura 5.14 presenta colas, típico del efecto *time walk* [83].

5.4.4. Diseño mecánico, geométrico y alineación

Los neutrones de cientos de keV interactúan con los núcleos predominantemente a través de dispersión elástica. Salvo el hidrógeno, los núcleos tienen una masa mucho mayor a la del protón, por lo que los neutrones de esta energía rebotan contra todo aquello que se encuentren en su camino, perdiendo muy poca energía en cada colisión. Por este motivo, diseñamos el arreglo experimental agregando el material mínimo indispensable para la fijación mecánica de los componentes del sistema, sobre todo en las cercanías de la parte activa del SiDet y de los centelladores plásticos, y en la trayectoria esperada de los neutrones. La idea fue evitar que los neutrones que interactuaran en el SiDet y salieran dispersados en una dirección

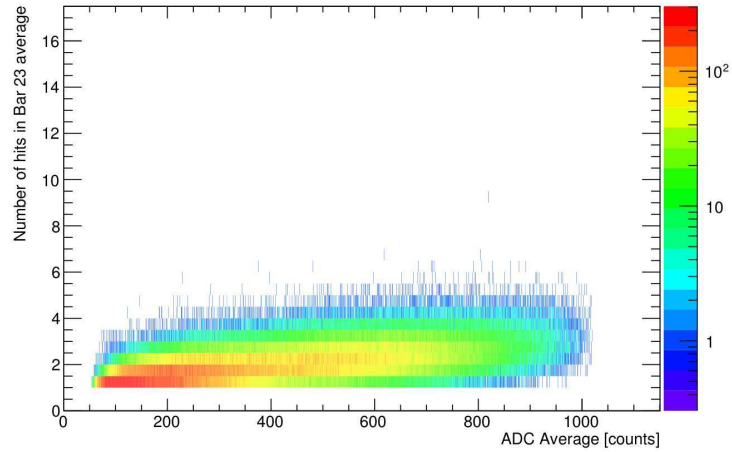


Figura 5.10: Histograma bidimensional que muestra la correlación entre el número de pulsos en los PMTs y el valor de la carga del pulso principal, para una barra de centellador excitada con una fuente de ^{57}Co . El eje vertical es el número de pulsos promedio de ambos PMTs (contabilizando el pulso principal y los secundarios) y el eje horizontal es el valor de la carga de ambos PMTs promediada.

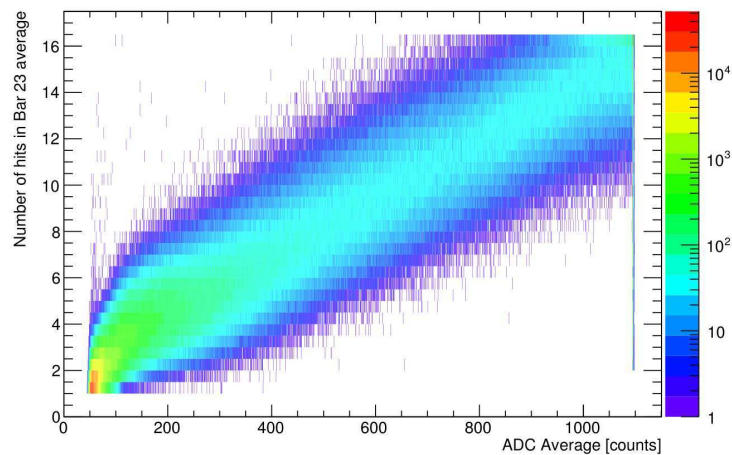


Figura 5.11: Histograma bidimensional que muestra la correlación entre el número de pulsos en los PMTs y el valor de la carga del pulso principal para una barra de centellador registrando el fondo de radiación ionizante ambiental. El eje vertical es el número de pulsos promedio de ambos PMTs (contabilizando el pulso principal y los secundarios) y el eje horizontal es el valor de la carga de ambos PMTs promediada. Para extender el rango dinámico del ADC, utilizamos un atenuador $\times 10$ en las señales de los dínodos que eran conectadas a las entradas del ADC.

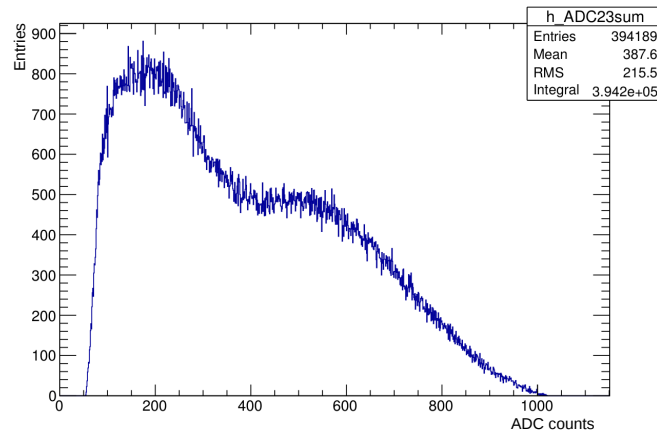


Figura 5.12: Distribución de ADC promedio de ambos PMTs de una barra de centellador excitada con una fuente de ^{57}Co .

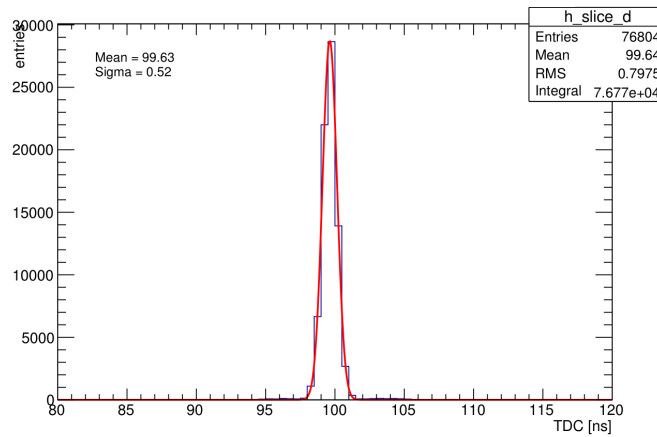


Figura 5.13: Distribución de la diferencia de tiempos entre ambos PMTs de una barra de centellador, para eventos de la figura 5.12 con ADC en [600, 1023] cuentas.

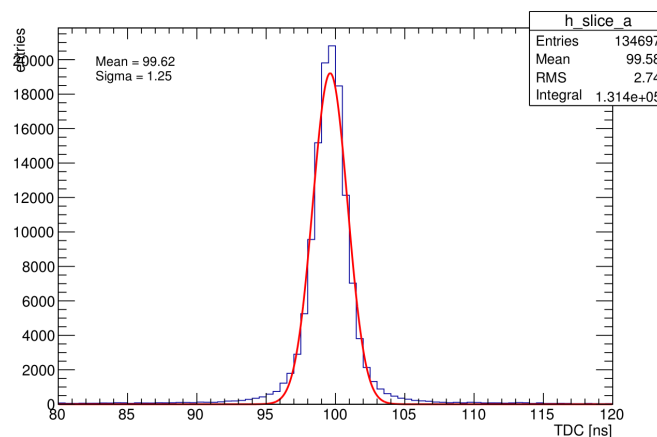


Figura 5.14: Distribución de la diferencia de tiempos entre ambos PMTs de una barra de centellador, para eventos de la figura 5.12 con ADC en [0, 250] cuentas.

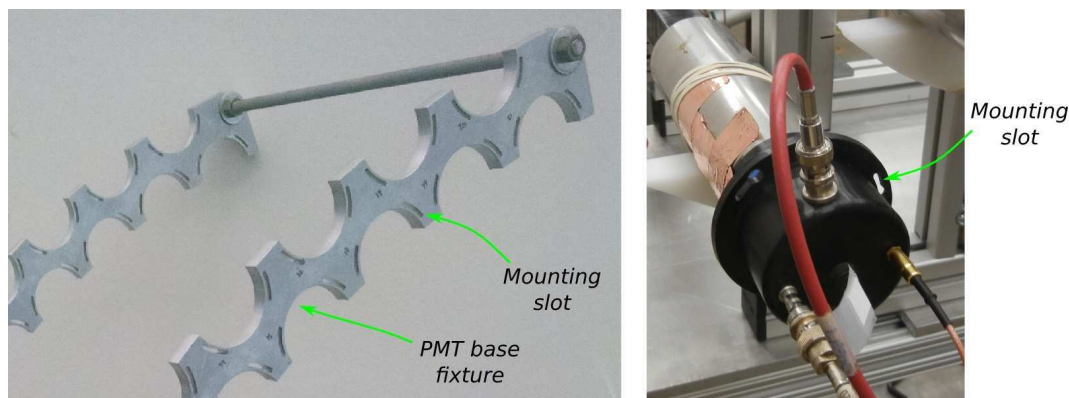


Figura 5.15: Fotografía de los arcos de aluminio utilizados como soporte de los PMTs de las barras centelladoras.

distinta que la subtendida por el detector de neutrones, colisionaran con las piezas de fijación y fueran redirigidos hacia el detector de neutrones. Este tipo de eventos tendría las mismas características de un evento de señal en términos de las variables adquiridas, y no habría sido posible rechazarlo mediante cortes de selección en el análisis posterior.

Los PMTs reciclados tenían sus bases maquinadas, con agujeros y método de fijación existentes, de modo que adaptamos el diseño mecánico a éstas. Para fijar las barras de centellador en el espacio, diseñamos un soporte de aluminio formado por dos piezas cuya forma era de arco de circunferencia con una prolongación recta vertical de anclaje (ver figura 5.1 con el arreglo completo, en la página 80). Las barras fueron posicionadas en dos capas, para acomodarlas lo más compactamente posible dadas estas restricciones. En la figura 5.15 se muestra una fotografía en escala ampliada de los arcos desnudos (izquierda) y una de las bases de los PMTs (derecha). En la base del PMT se puede observar las ranuras de fijación existentes. En los arcos de aluminio se observa las muescas circulares para calzar los dos PMTs de una barra del lado externo y otra del lado interno, y las ranuras pasantes utilizadas para la fijación de las bases de los PMTs a los arcos.

Una de las tareas que resultó crítica fue la alineación del experimento. Recordemos que la parte activa del SiDet es un disco de 2.82 mm de radio (5.64 mm de diámetro) y que diseñamos el agujero del colimador con una diámetro de 5.5 mm para minimizar el número de neutrones que pudieran interactuar con componentes accesorios a la parte activa. Posicionar el sistema con corrimientos del orden del milímetro hubiese disminuido drásticamente la tasa de eventos registrada. Los componentes cuya alineación y posicionamiento eran fundamentales fueron el colimador y el SiDet. Si bien es importante conocer la posición lo más precisamente posible del detector de neutrones, a los efectos del experimento no es fundamental que ésta sea una determinada o prefijada. Lo que hicimos fue, una vez montado el experimento, medir las posiciones de todas las barras, proceso de que describiremos en breve.

El proceso de alineación del experimento fue el siguiente. Primero, el físico res-

ponsable de la operación del acelerador ajustó el haz de protones para que impactara en el centro del blanco de LiF (recordemos que la producción de neutrones se realizó con la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ver sección 5.3). Segundo, la facilidad contaba con un telescopio óptico posicionado a cero grado respecto de la dirección de los protones incidentes. El mismo se encontraba a varios metros del final de la cañería y apuntaba hacia el centro del blanco de LiF. Al observar a través de él, uno podía ver una cruz marcada en la cara exterior de la lámina de aluminio que hacía de soporte del blanco de LiF. Tercero, el colimador, el SiDet y el detector de neutrones fueron montados en un carro con los ajustes a tornillo necesarios para posicionar y alinear el sistema. Posicionamos el carro de forma gruesa y lo anclamos elevándolo para mantener las ruedas en el aire. Cuarto, con el SiDet desmontado, miramos a través del telescopio y ajustamos las tres coordenadas espaciales y los tres ángulos de Euler para que el eje del colimador fuera colineal con la línea que iba desde el telescopio hasta la cruz en el final de la cañería. Es decir que, si uno miraba por el telescopio, podía ver el agujero del colimador y su pared interna y, ajustando el foco, la cruz marcada en la cara externa del blanco de LiF. Llegado a este punto la posición relativa del blanco de LiF, del colimador y del detector de neutrones quedaba fijada. En el quinto y último paso, montamos el SiDet sobre un microposicionador de dos ejes, cuyo plano era perpendicular al eje del haz, con el que ajustamos la posición de la carcasa de forma tal que la parte sensible quedara centrada en la visual del telescopio, obstruyendo el agujero del colimador. El setup no fue movido durante todo el tiempo de adquisición de datos. Para las calibraciones diarias del SiDet, colocábamos una plancha de chapa (un estante de armario) sobre el carro para apoyar un pie metálico al cual fijábamos la fuente de ${}^{55}\text{Fe}$ a unos 2 cm del detector.

Una vez que el experimento concluyó, la geometría del arreglo fue relevada por el Alignment and Metrology Department de Fermilab utilizando un *laser tracker* (Radian, Automated Precision Inc.), que contaba con una exactitud instrumental de 10 μm . De este modo, se midió las posiciones relativas de todos los componentes que formaban parte del sistema. A pesar de la vasta experiencia de los técnicos e ingenieros que asistieron en este relevamiento, acostumbrados a realizar tareas similares de precisión en cavidades superconductoras, grandes detectores como NOvA, etcétera. el relevamiento de Antonella resultó un desafío. Esto motivó a que presentáramos el caso en el Congreso Internacional de Alineación de Aceleradores, en 2016 [84]. Para no desviar demasiado el hilo de la descripción de Antonella, remitimos al lector interesado en conocer los detalles sobre cómo realizamos este relevamiento a dicho *proceeding*.

5.4.5. Descripción general del detector

El detector de neutrones es un arreglo de 21 barras de centellador plástico. El centellador utilizado es de la compañía Eljen Technology, modelo EJ-200. Las barras miden $3 \times 3 \text{ cm}^2$ de sección transversal y 25 cm de longitud. Cada barra fue acoplada a dos tubos fotomultiplicadores (PMTs), uno en cada extremo. Los PMTs utilizados fueron los EMI 9954KB, de la compañía ET Enterprises. El acople de los PMTs

al centellador fue realizado con cemento óptico (EJ-500, Eljen Technology). Cada PMT fue probado y caracterizado, y la alta tensión de polarización fue ajustada de forma individual para obtener un nivel de disparo en ≈ 0.3 p.e., con el discriminador en su umbral mínimo (-30 mV). Las barras de centellador fueron envueltas en una capa de papel Tyvek (reflector difuso) y una capa de papel negro (estanco a la luz exterior). El detector cubrió ángulos entre 12.6° y 74.0° con respecto al eje del haz, con las barras posicionadas en dos capas. La distancia entre el SiDet y las barras centelladoras, r , estuvo en el rango entre 80.0 y 88.9 cm, dependiendo de la barra. Las barras de la capa interna de los arcos estaban aproximadamente 9 cm más cerca del SiDet, lo cual acortaba un poco el tiempo de vuelo registrado. La distancia entre el blanco de producción de neutrones de LiF y el SiDet fue de $l = 51.1$ cm, con el colimador entre medio.

5.5. Sistema de adquisición de datos

El sistema de adquisición de datos (DAQ) fue construido utilizando módulos NIM y CAMAC disponibles en el repositorio de equipamiento de Fermilab, llamado PREP, acrónimo de *Physics Research Equipment Pool*. El usuario del laboratorio tenía la posibilidad de solicitar un equipo en préstamo para realizar tareas de R&D o llevar a cabo un experimento. Si bien la gran mayoría de los módulos NIM y CAMAC disponibles habían sido fabricados hace décadas (se estima que el autor de estas líneas es más joven que la gran mayoría de ellos), sus prestaciones y versatilidad hacen que aún se mantengan vigentes para muchas aplicaciones. En los últimos años se discutió acerca de la continuidad o no de este repositorio, y su posible actualización. El experimento descrito en este capítulo representa un claro ejemplo del valor que este repositorio tiene. Por un lado, el valor económico del DAQ descrito en esta sección está estimado en 150 kUS\$. Es justo decir, sin embargo, que un DAQ equivalente con tecnología moderna habría costado entre una tercera parte y la mitad de ese monto, y que los módulos usados requieren mantenimiento lo cual también tiene un costo. Pero, por el otro, el valor más importante de este repositorio es su disponibilidad. Comprar equipos por algunas decenas de miles de dólares toma tiempo, para decidir adecuadamente los equipos a comprar, para que los mecanismos burocráticos de compra avancen, y para que transcurra el plazo de entrega del vendedor o fabricante. Contar con los equipos disponibles en forma casi inmediata permite hacer pruebas, buscar alternativas, y permite diseñar y llevar a cabo experimentos pequeños (pequeños comparado con la escala de los experimentos de la llamada *Big Science*) como Antonella con mucha versatilidad.

Cerrada la digresión. Recordemos que las variables clave medidas en el experimento son la energía de ionización del SiDet y el tiempo de vuelo de los neutrones registrado en las barras centelladoras. Éstas fueron adquiridas con un digitalizador de forma de onda (2262, LeCroy) y un digitalizador de tiempos o *Time-to-Digital Converter* (TDC) (3377, LeCroy), respectivamente, ambos del estándar CAMAC.

La señal de salida del detector de silicio (SiDet) fue conectada a un amplificador de espectroscopía de estándar NIM (2025, Canberra). La salida unipolar del amplificador fue digitalizada mediante el digitalizador de forma de onda, de 40 MSPS

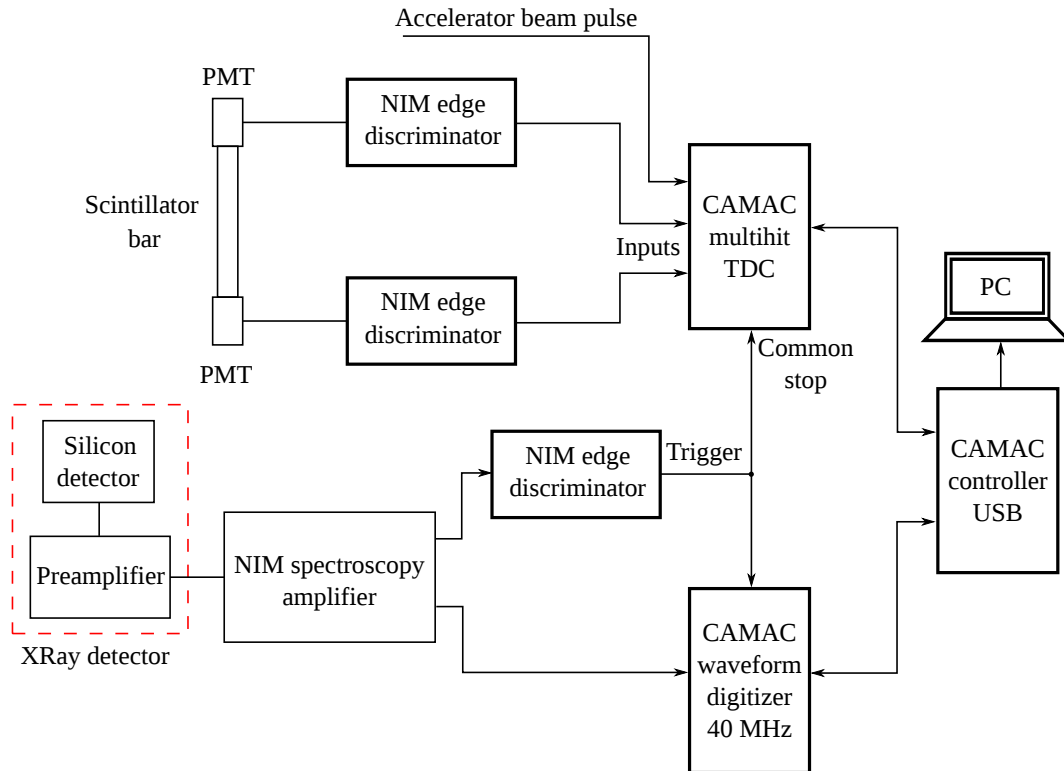


Figura 5.16: Diagrama en bloque del sistema de adquisición de datos del experimento Antonella.

y una ventana de tiempo de $7.825 \mu\text{s}$ (316 muestras). Dicho módulo funciona en forma de *pre-trigger*. Esto es, el sistema adquiere datos en forma continua en una memoria analógica circular y, cuando se aplica la señal de disparo, el lazo se detiene, se congelan las muestras adquiridas y se digitaliza la ventana de $7.825 \mu\text{s}$ hacia atrás en el tiempo.

El TDC fue configurado en el modo *Common Stop*. Este modo de funcionamiento es conceptualmente similar al del digitalizador. El TDC registra en un búfer el tiempo de arribo de los flancos de pulsos ocurridos dentro de una ventana de tiempo, de ancho programable, en forma continua. En nuestro caso utilizamos una ventana de $6.5 \mu\text{s}$, para poder ver los pulsos anteriores y los siguientes al de interés con el objetivo de identificar fuentes de fondo espurio (recordemos que la separación entre pulsos de protones fue de $\approx 1 \mu\text{s}$). Conforme avanza el tiempo, los flancos que quedan fuera de la ventana se van descartando. Cuando el módulo recibe la señal de *Common Stop*, el TDC detiene la adquisición y pasa los tiempos almacenados en el búfer al *bus* para ser leídos por el controlador CAMAC. Es decir que se leen los tiempos de los flancos en una ventana hacia atrás en el tiempo respecto al *Common Stop*. La resolución temporal de los módulos TDC fue de 0.5 ns/cuenta .

Describimos, ahora, como se integraron los módulos digitales al resto del DAQ. En la figura 5.16 se muestra un diagrama en bloques del mismo. La señal del ánodo

de cada PMT se conectó a un discriminador de umbral (620AL, LeCroy), cuya salida fue conectada a un canal del TDC. La salida del preamplificador del SiDet se conectó a un amplificador de espectroscopía. Una de sus salidas conformadas se conectó al digitalizador de forma de onda. La otra salida del amplificador se conectó a un discriminador de umbral para generar la señal de disparo (*trigger*) del detector. Cuando esta señal se ponía en un *uno lógico* se detenía la adquisición de tiempos del TDC y de la forma de onda del digitalizador. En sendos casos, la señal fue retrasada mediante módulos NIM *gate/delay* (no mostrados en la figura) para generar el *Common Stop* del TDC y el *DAQ Stop* del digitalizador. La lectura de los datos registrados por el TDC y el digitalizador fue hecha mediante un controlador CAMAC con conexión USB (CC-USB, Wiener), el cual estaba conectado a una PC para el almacenamiento de los datos. Durante el tiempo en el cual el controlador CAMAC realizaba la lectura de los TDC y del digitalizador, una señal de inhibición impedía que el SiDet originara nuevos *triggers*. El software de configuración del controlador CAMAC y lectura en PC fue programado en LabVIEW, en donde por cada evento, además de la información del TDC y el digitalizador, se guardaba una etiqueta temporal.

El sistema de DAQ fue organizado con un rack en el túnel de los neutrones, es decir, donde se encontraba el detector; y con un rack en la sala de control. La figura 5.17 muestra sendas fotografías de los racks. Cada rack contaba con varios gabinetes. En la fotografía izquierda de la figura se muestra el rack del túnel de los neutrones. Los dos primeros gabinetes desde arriba son fuentes de alta tensión, el tercero es uno de estándar NIM, cuya función describiremos a continuación, y los tres de más abajo son divisores de alta tensión que permitían ajustar la tensión de polarización de cada PMT en forma individual. En la fotografía de la derecha se observa un osciloscopio y luego cuatro gabinetes NIM. El gabinete inferior es CAMAC, en donde se realizaba la adquisición de datos propiamente dicha. La disposición de estos racks fue realizada mediante el siguiente criterio.

La parte analógica de los PMTs, es decir, su fuente de polarización y su discriminador, fue colocada en el rack dentro del túnel de neutrones, en las cercanías del detector. De este modo, se minimizaba la atenuación de las señales de los ánodos de los PMTs en los cables coaxiales. Las salidas digitales de los discriminadores, de estándar NIM, eran llevadas a través de un manojito de cables de varias decenas de metros hasta la sala de control. También dentro del túnel de los neutrones montamos el amplificador de espectroscopía en cuya entrada se conectaba la salida del preamplificador del SiDet. Una de las salidas del amplificador la conectamos al discriminador NIM encargado de generar la señal de *trigger*, y llevada desde allí hasta la sala de control. La otra salida del amplificador (señal analógica) fue llevada mediante un cable hasta la sala de control y conectada al digitalizador de forma de onda.

Las señales digitales NIM de los discriminadores de los PMTs que llegaban a la sala de control se conectaban a módulos *Fan-Out*, y una de las salidas de éstos a los TDCs.⁶ Otra de las salidas de los *Fan-Out* era conectada a un módulo de coincidencias AND, en cuyas entradas se conectaban los dos PMTs de una barra de

⁶Un Fan-Out es un circuito que replica una señal digital de entrada en varias salidas simultáneas.

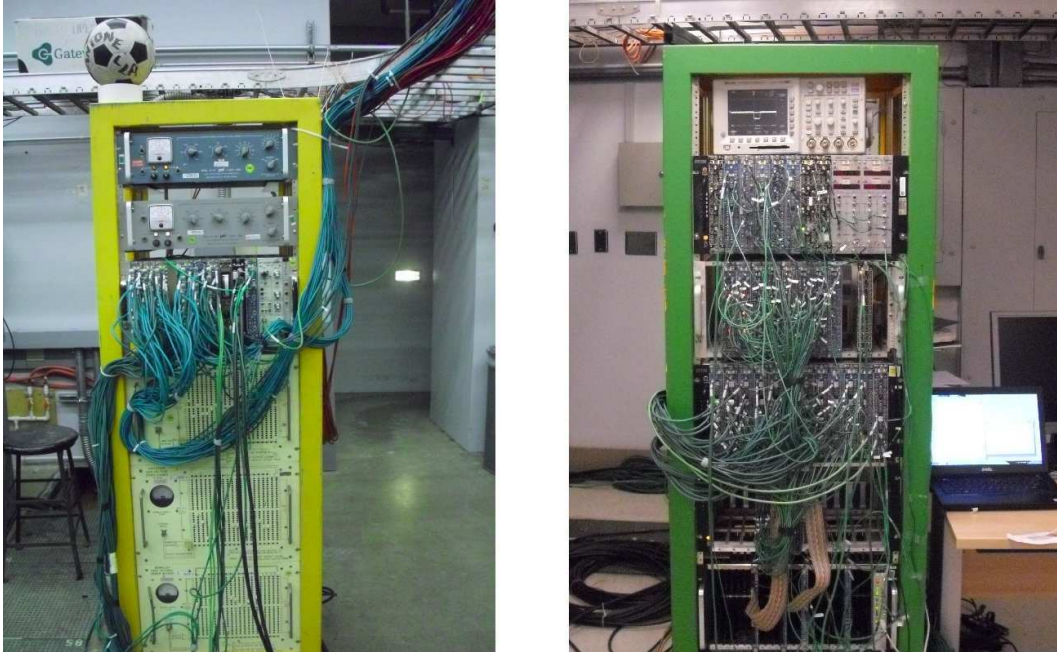


Figura 5.17: Fotografía del sistema de adquisición de datos del experimento Antonella. Izquierda: rack dentro del túnel de neutrones, en la cercanía del detector. Derecha: rack en la sala de control, con la computadora portátil para el almacenamiento de datos sobre el escritorio.

centellador. De esta forma, la presencia de un *uno lógico* en la salida de una de las AND implicaba que la barra correspondiente había detectado una señal producto de una partícula. Mediante una serie de contadores (*scalers*) era posible medir la tasa de conteo de cada PMT individual y de cada barra. Este relevamiento se llevaba a cabo una vez por día, para monitorear el desempeño de los PMTs y las barras de centellador, tanto con el haz presente como registrando fondo ambiental. De este modo, pudimos detectar el malfuncionamiento de dos PMTs de dos barras distintas, sacarlos de servicio en las paradas programadas, y reensamblar las barras con otros PMTs de repuesto previamente caracterizados. Cabe recalcar que, si bien medíamos la tasa de conteo de las barras a través de la coincidencia de los PMTs en tiempo real para el estudiar su desempeño, los TDCs registraban los pulsos de cada PMT en forma individual. Recién en el análisis de datos posterior seleccionamos los eventos con coincidencias de ambos PMTs de una barra, por software. Los módulos TDC utilizados poseían 32 canales cada uno. Por ello, para medir los 42 canales de las 21 barras utilizamos dos módulos.

Una forma alternativa de disponer el DAQ hubiese sido tener ambos racks en el túnel de neutrones y monitorear el sistema con un software que corriese en tiempo real sobre los datos adquiridos. Si bien esta solución es más elegante y menos trabajosa desde el punto de vista del hardware (menos cableado, por ejemplo), hubiese requerido más tiempo y recursos de preparación del que dispusimos. Pero, funda-

mentalmente, con la electrónica configurada de la forma descrita con un rack en la sala de control, pudimos hacer la puesta a punto de todo el DAQ en tiempo real desde la sala de control (con el haz presente) y tomar una serie de decisiones en el momento con la mayor versatilidad posible.

El umbral del discriminador responsable del *trigger* fue fijado para disparar en la cola del ruido del SiDet, a aproximadamente 140 eV, de forma de maximizar el número de eventos leídos por el DAQ manteniendo el tiempo muerto por debajo del 20%. El umbral de disparo del detector y la tasa de disparo fueron monitoreadas durante todo el experimento.

El pulso del haz de protones generado por el acelerador, en fase con los paquetes de protones, fue conectado a uno de los canales de ambos módulos TDC. Éste fue el único punto de interacción entre el sistema de adquisición del experimento y la electrónica del acelerador. El cero de la escala de tiempo de cada PMT individual, es decir, el instante en que el paquete de protones impacta el blanco de LiF, fue determinado mediante la medición del tiempo de arribo de los *prompt gammas* emitidos como fondo en la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ junto con el pulso del haz [85]. En la sección 6.1.1 describiremos este método con detalle.

El experimento adquirió datos durante 10 días consecutivos, las 24 horas, excepto las paradas programadas para calibración del SiDet con una fuente de ${}^{55}\text{Fe}$. La tasa de disparos del detector fue aproximadamente 170 Hz. El análisis posterior mostró que la tasa de partículas impactando en el SiDet y produciendo señal fue de ≈ 4 Hz. Los eventos seleccionados para el análisis final fueron $\approx 5 \times 10^3$, con una tasa de ocurrencia de unos 20 eventos por hora.

5.6. Simulación

Para asistir al diseño y análisis de Antonella, produjimos una simulación del experimento utilizando el paquete Geant4 [86]. En la etapa de diseño, las simulaciones se utilizaron para identificar y mitigar fuentes de fondo espurio. Citamos dos ejemplos.

Inicialmente, el colimador tenía forma de paralelepípedo y la cara que enfrentaba al SiDet era rectangular. Las simulaciones mostraron que existía una fracción significativa de neutrones que eran retrodispersados en el SiDet y, luego, reflejados especularmente en el colimador hacia el detector de neutrones. Muchos de estos eventos poseían todas las características de los eventos buscados, en términos de coincidencias y tiempo de vuelo, y habrían sido indiscriminables a través de cortes de selección en el análisis posterior. Para mitigarlos, realizamos un rebaje oblicuo al colimador para reducir el ángulo sólido subtendido con respecto al SiDet, como se puede ver en la figura 5.1 (página 80).

Como describimos en la sección 5.2, el conjunto del detector posee varios componentes accesorios de la parte activa (colimador multicapa, enfirador, etc.) que no introducen fondo significativo cuando se usa el SiDet como detector de rayos-X: con este propósito fue diseñado el dispositivo. En el caso del experimento Antonella, iluminamos el detector con neutrones. Éstos pueden penetrar el encapsulado e interactuar con todos estos componentes accesorios y luego con la parte activa, o vi-

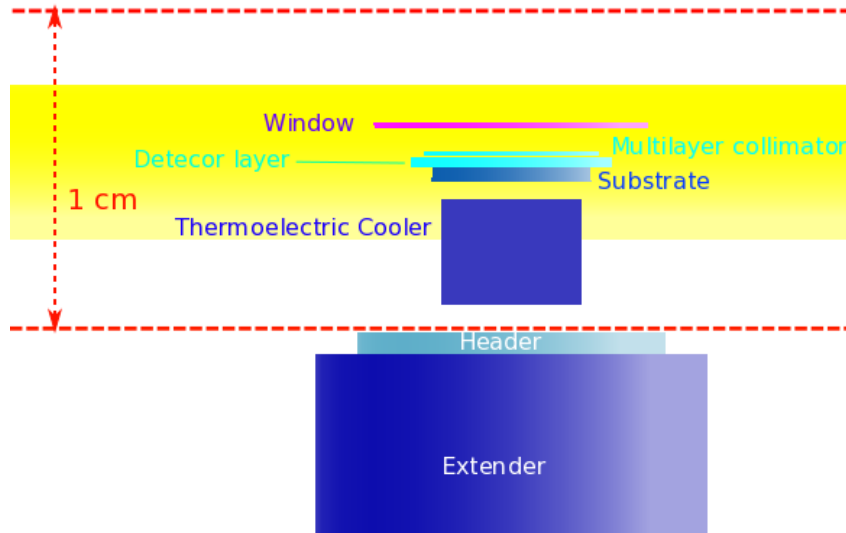


Figura 5.18: Dibujo de la geometría simulada en Geant4 para estudiar el fondo provocado por la interacción de los neutrones con los componentes accesorios de la parte activa del SiDet. Gráfico extraído de Ref. [59].

ceversa. En caso de que, además, estos neutrones sean registrados por el detector de neutrones, darán lugar a retrocesos nucleares cuya energía será erróneamente determinada debido a que el ángulo de dispersión real será distinto al reconstruido. Estos eventos no pueden ser discriminados por los cortes de selección, con lo cual fue necesario estudiarlos mediante una simulación. En la figura 5.18 se muestra un dibujo de la geometría simulada con Geant4, en donde el encapsulado TO-8 fue removido para mostrar los componentes internos. La banda horizontal amarilla representa el haz de neutrones. Como se ve, aún en el caso de realizar una alineación perfectamente centrada en la parte activa del SiDet, el haz ilumina varios componentes accesorios. El resultado de este estudio fue que el número de este tipo de fondo es menor al 1 % de los eventos totales de señal. También pudimos comprobar que el resultado de la medición de la eficiencia de ionización obtenido con conjuntos de datos simulados era el mismo, dentro de las incertezas, si los datos se simulaban con los componentes accesorios de la parte activa o la parte activa sola.

Las simulaciones también fueron utilizadas en la etapa de análisis de datos. Los códigos de análisis fueron corridos tanto sobre los datos reales como sobre simulados. Las simulaciones también fueron utilizadas para evaluar incertezas sistemáticas.

5.7. Resumen

En este capítulo hemos descrito el experimento Antonella. Comenzamos por un pantallazo general del arreglo experimental y luego explicamos los distintos componentes como el detector de silicio, la técnica utilizada para producir neutrones, el detector de neutrones, el sistema de adquisición de datos, y las simulaciones. En el siguiente capítulo presentaremos el análisis de los datos recabados en el experimento y el resultado del mismo.

Capítulo 6

Antonella: análisis y resultados

6.1. Análisis

6.1.1. Calibración de la escala temporal

La técnica implementada en este experimento implica utilizar el tiempo de vuelo total de los neutrones para reconstruir la cinemática de la dispersión elástica neutrón-núcleo. Para ello, es fundamental conocer el momento en el cual los neutrones son generados en el blanco de LiF, para determinar el cero de la escala de tiempo. El método implementado es el siguiente.

Para calibrar la escala temporal utilizamos el pico de los fotones gamma instantáneos (*prompt gamma*) y el pulso del acelerador como referencia [85]. En la figura 6.1 se muestra un esquema de los tiempos de ocurrencia de los distintos sucesos entre dos pulsos de protones que impactan el blanco de LiF. El esquema representa la coordenada temporal en el sistema de referencia Laboratorio en unidades de ns que, a priori, no es conocida. Los valores a 4, 120 y 1000 ns están marcados de forma aproximada, para facilitar la explicación del método. Las líneas verticales sólidas son señales medidas en el TDC. De izquierda a derecha, los sucesos son:

- *Beam Pulse*: Pulso proporcionado por la electrónica del acelerador registrado por un canal del TDC.
- *Proton bunch hits LiF production target*: Instante en que el pulso de protones impacta en el blanco de LiF para producir neutrones, a priori desconocido.
- *Gamma*: Instante en que los fotones producidos por gammas instantáneos impactan en las barras de centellador.
- *n (600 keV)*: Instante en que neutrones de 600 keV impactan en las barras de centellador.
- *TDC Common Stop*: Instante en que el TDC se detiene y lee los eventos ocurridos dentro de una ventana de tiempo hacia atrás.
- *Following Beam Pulse*: Pulso proporcionado por la electrónica del acelerador correspondiente al siguiente pulso de protones.

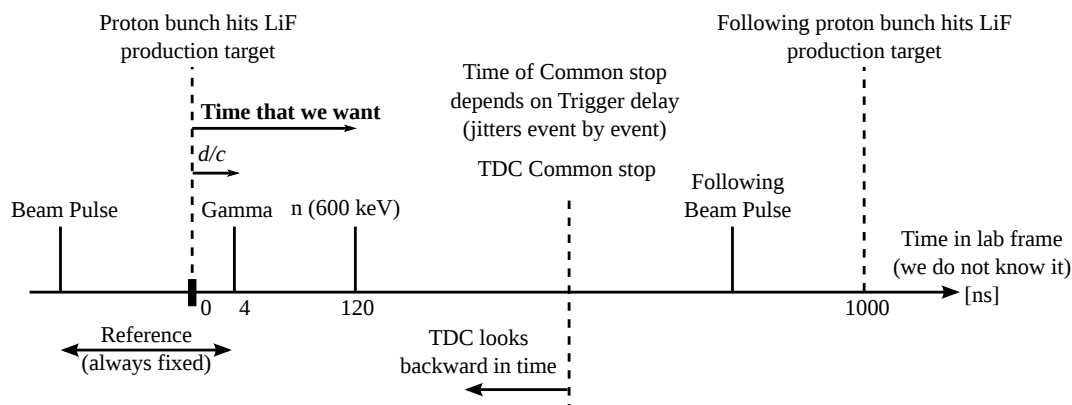


Figura 6.1: Esquema de los tiempos de ocurrencia de los distintos sucesos en el experimento Antonella.

- *Following proton bunch hits LiF production target*: Instante en que el siguiente pulso de protones impacta en el blanco de LiF para producir neutrones.

Como se muestra en la figura, los tiempos medidos por el TDC están referenciados al *Common Stop* (CS) y aumentan hacia atrás en el tiempo. Es decir, los eventos más próximos al CS tendrán un valor de canal de TDC menor a los más lejanos. Además, el instante de ocurrencia del CS no mantiene una fase constante respecto al *Beam Pulse* (BP) ni al tiempo de arribo de los gammas y neutrones. Esto es así ya que el CS es generado por el detector de silicio (SiDet) el cual, recordemos, tiene un retraso en la generación de su pulso de salida que depende del tiempo de arrastre de las cargas desde su punto de producción hasta el ánodo (ver sección 5.2). Entonces, la posición relativa del CS respecto a los demás sucesos varía evento a evento.

El BP, por su parte, sí mantiene una fase constante respecto a los demás sucesos, aunque también desconocida a priori. Por otro lado, como discutimos, el impacto de los protones en el LiF produce fotones gamma instantáneos (*prompt gammas*), los cuales salen esencialmente en forma de cono en la dirección de los protones. El colimador de polietileno, si bien produce un factor de atenuación de neutrones de $\sim 10^{-8}$, atenúa los fotones gamma de forma marginal. Por ello, los *prompt gammas* impactan en las barras de centellador en forma directa, mientras que los neutrones deben primero pasar por el agujero del colimador y hacer dispersión en el SiDet para luego dirigirse hacia las mismas. La distancia que separa cada barra del blanco de LiF era conocida, con lo cual también fue posible conocer el tiempo de vuelo de los gammas para cada barra. La distancia recta desde el blanco de LiF hasta las barras era, aproximadamente, 1.2 m, por lo que es de esperarse un tiempo de vuelo de ≈ 4 ns ($c = 30$ cm/ns).

Entonces, partiendo de los datos crudos del TDC, medidos hacia atrás en el tiempo, fue posible utilizar la diferencia de tiempo entre el BP y los *prompt gammas* para establecer el cero de la escala de tiempo, es decir, el instante en que los protones impactan en el blanco de LiF y producen neutrones y fotones.

En la figura 6.2 se muestran tres distribuciones de eventos correspondientes al impacto de gammas instantáneos en una barra de centellador, para uno de los PMTs de la barra. El gráfico superior corresponde a los eventos que produjeron 1 y 2 pulsos en el discriminador, el central a 3 y 4 pulsos y el inferior a 5 y 6 pulsos. La escala de tiempo de la figura no son los datos crudos, sino que se muestra el primer nivel de procesamiento, el cual corresponde a la diferencia entre el BP y los gamma instantáneos (ver figura 6.1, cota *Reference (always fixed)*). Para un PMT dado, esta diferencia de tiempo debería ser constante, dado que el tiempo de impacto de los gamma instantáneos en una barra de centellador está totalmente correlacionado con el BP y con el tiempo de impacto de los protones en el blanco de LiF. Por otro lado, esta diferencia de tiempo no es necesariamente igual para ambos PMTs de una misma barra, dado que existen diferencias entre los tiempos de tránsito de cada PMT y de cada canal de la electrónica, y la longitud de los cables no es exactamente igual en todos los casos.

En los tres histogramas de la figura 6.2 se realizó un ajuste Gaussiano al pico de la distribución, para hallar la posición del máximo. El objetivo fue asignar a este máximo el valor de tiempo que le toma a los fotones gamma viajar desde el blanco de LiF hasta la barra correspondiente, el cual es del orden de 4 ns, y depende de la distancia de cada barra. Las distribuciones tienen una cola hacia la derecha (tiempos más grandes, hacia el futuro) debido a que algunos de los gamma instantáneos son generados por el decaimiento de estados nucleares excitados por el impacto de los protones, cuyas vidas medias son del orden de las decenas ns. En las figuras se muestra la caja con los parámetros de ajuste y sus incertezas, y en forma ampliada la media y el sigma de la Gaussiana. Comparando las tres distribuciones, las medias se corren hacia valores menores de tiempo a medida que aumenta el número de pulsos en el PMT. Recordemos que el número de pulsos en un PMT está correlacionado con la carga del pulso principal (ver figuras 5.10 y 5.11, página 93). Este comportamiento es consistente con la idea del *time walk*, en donde los pulsos de mayor amplitud (en este caso mayor número de pulsos secundarios producto del *ringing*) cruzan el umbral del discriminador antes que los de menor amplitud.

Las resoluciones de tiempo obtenidas estudiando los gamma instantáneos reflejan la contribución de todos los factores que aportan a la misma juntos: el tamaño del pulso de los protones (recordemos que el tamaño mínimo del paquete de protones que el acelerador pudo obtener es entre 1 y 2 ns), la resolución del detector y el DAQ, y el método de integración de la electrónica del acelerador con el DAQ del detector mediante el BP. En la figura 6.3 se muestran las resoluciones de tiempos obtenidas a través del estudio de los gamma instantáneos para cada una de las 21 barras. Se puede observar que la tendencia general de las barras muestra una resolución de aproximadamente 2 ns, consistente con la caracterización de las barras previa a la corrida en el haz y la resolución del *buncher* del acelerador. La barra número 12 muestra una incerteza más grande que la media. La misma estuvo fuera de servicio durante varias de las corridas (*Runs*) y acumuló menor estadística, con lo cual el error del ajuste es mayor al del resto.

Al estudiar estabilidad de la medición del tiempo de vuelo a lo largo de toda la corrida de adquisición de datos científicos, notamos un pequeño salto en la fase

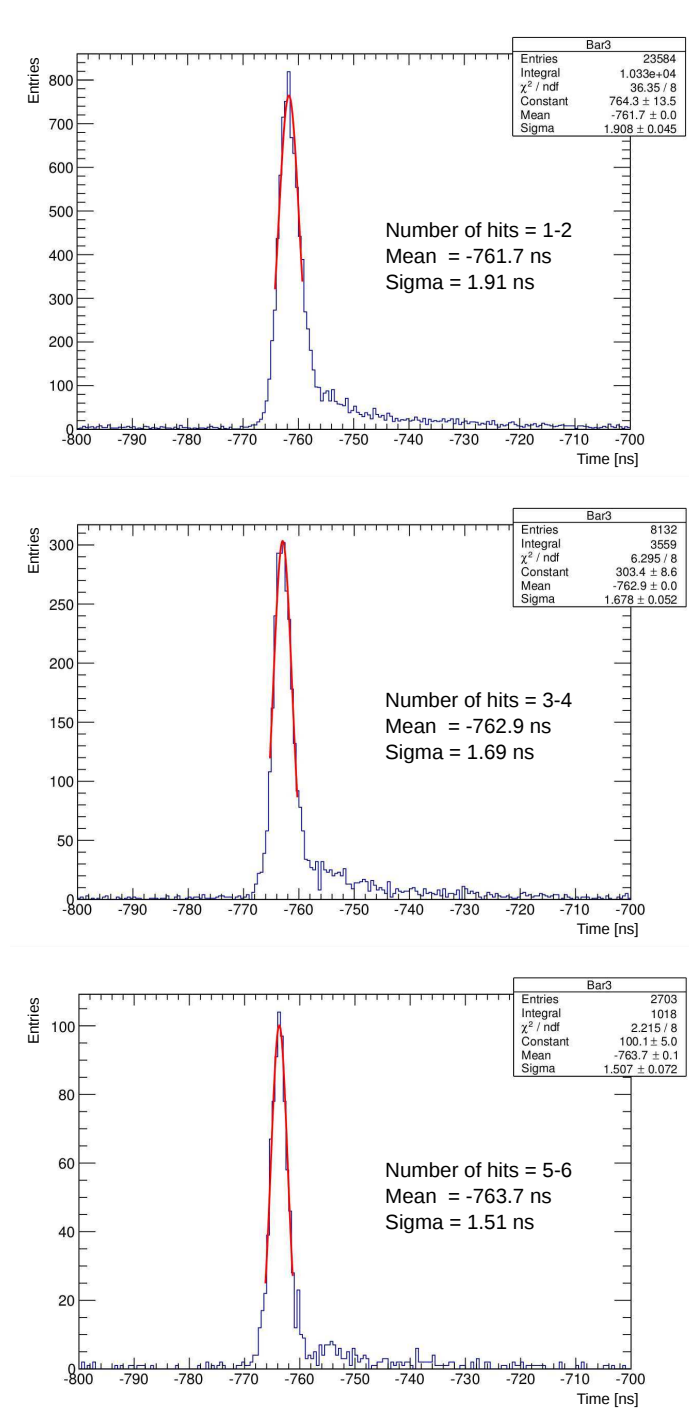


Figura 6.2: Distribución de gamma instantáneos (*prompt gammas*) en uno de los PMTs de una barra de centellador. El máximo de la distribución fue hallado realizando un ajuste Gaussiano al pico de la misma. En la caja de estadística del histograma se muestran los parámetros del ajuste y, de forma ampliada, la media y el sigma. Gráfico superior: eventos que produjeron 1 y 2 pulsos en el PMT; gráfico central: eventos con 3 y 4 pulsos; gráfico inferior: eventos con 5 y 6 pulsos.

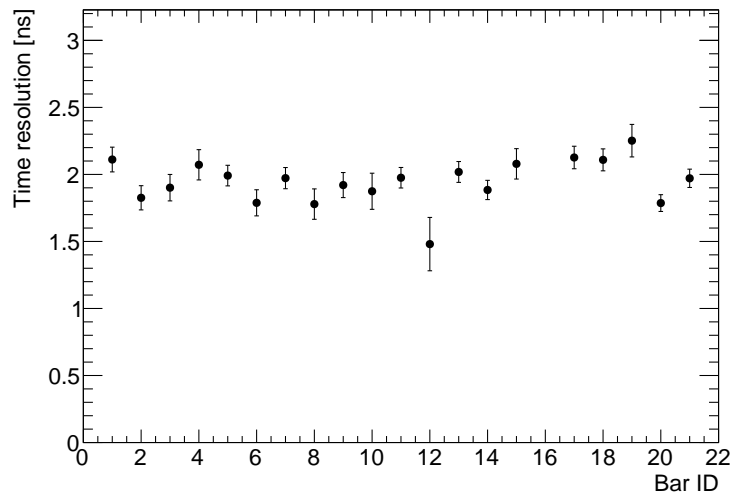


Figura 6.3: Resoluciones de tiempos de las barras de centellador obtenidas a través del estudio de los gamma instantáneos, en función del número de indentificación de la barra.

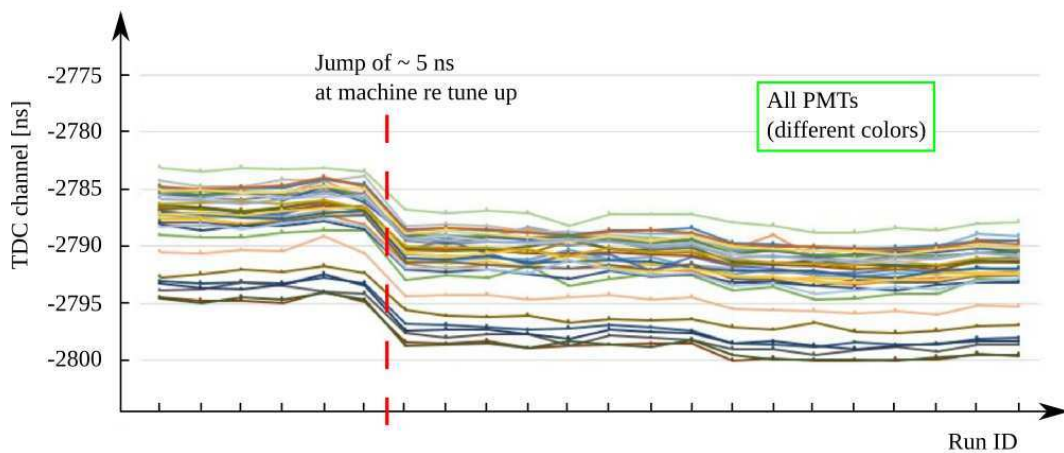


Figura 6.4: Posición del pico de los gammas instantáneos para todos los PMTs (cada uno con un color diferente) en función del número de la corrida. La escala horizontal no tiene una unidad explícita; cada marca del eje representa una corrida distinta que no guarda relación con el tiempo de adquisición. Las posiciones de los picos de los PMTs están unidas con líneas para guiar al ojo.

relativa del BP (*Beam Pulse*) respecto al instante de impacto de los protones en el blanco de LiF. Esto se tradujo en un corrimiento de la posición de los picos de los gamma instantáneos en los PMTs. En la figura 6.4 se muestra la posición del pico de los gamma instantáneos para todos los PMTs (cada uno con un color diferente) en función del número de la corrida. La escala horizontal no tiene una unidad explícita;

cada marca del eje representa una corrida distinta que no guarda relación con el tiempo de adquisición. Las posiciones de los picos de los PMTs están unidas con líneas para guiar al ojo. En el gráfico hemos marcado una línea a trozos vertical, que separa dos corridas entre las cuales se produjo un salto de ≈ 5 ns en la posición de los picos de los gamma instantáneos en todos los PMTs. Este instante fue cotejado a posteriori con el cuaderno de registro del experimento y verificamos que entre estas corridas el acelerador fue reajustado debido a un cambio del cátodo en la fuente de protones.

Entonces, para ambos PMTs de las 21 barras, realizamos un ajuste Gaussiano para los tres tipos de eventos mencionados, según el número de pulsos (1-2, 3-4 y 5-6). Teniendo en cuenta el salto descrito, dividimos las corridas en tres grupos: uno antes del salto y dos luego del salto, para que los ajustes se realizaran con estadística razonable. En total, realizamos 378 ajustes ($= 21$ barras $\times 2$ PMTs/barra $\times 3$ grupos de pulsos $\times 3$ grupos de corridas) de los picos provocados por los gamma instantáneos. Luego, asignamos a las medias de los ajustes los valores del tiempo de vuelo de los fotones gamma, c/d , de la barra correspondiente.

6.1.2. Calibración de la escala de energía

En la sección 5.5 describimos el sistema de adquisición del detector de silicio (SiDet). Brevemente, la señal de salida del SiDet fue conectada a un amplificador de espectroscopía de estándar NIM. La salida unipolar del amplificador fue digitalizada mediante un digitalizador de forma de onda. La figura 6.5 muestra un ejemplo de una forma de onda típica del SiDet digitalizada. La línea sólida negra es una poligonal que une los puntos digitalizados. Elegimos este método para graficar la señal, en lugar de mostrar puntos en los tiempos de muestreo, dado que el gráfico tiene 316 muestras y sería engorroso para el ojo mostrarlo de ese modo. El digitalizador poseía 10 bit (1024 cuentas) de resolución, pero para mayor claridad la escala vertical se muestra ampliada. Para determinar la energía depositada que produce ionización se utilizó el método de integración. En ventanas prefijadas, la parte de la forma de onda correspondiente a la línea de base y a la señal, de 150 y 163 muestras respectivamente, fueron integradas y restadas. En la figura marcamos con una línea vertical a trozos la zona de la línea de base y la zona de señal. La señal mostrada indica una deposición de energía de ≈ 2.72 keV_{ee}.

Durante la corrida en el haz de neutrones, el SiDet fue calibrado diariamente para monitorear su estabilidad. En estas paradas programadas, el haz de protones se interrumpía mediante un obturador y se desbloqueaba el acceso al túnel de los neutrones. Una vez allí, colocábamos un soporte sobre el carro estructural de todo el arreglo experimental y, sobre éste, un pie metálico con una fuente de ^{55}Fe , emisor de rayos-X (XR) de baja energía, a unos 2 cm del SiDet. La figura 6.6 es un histograma de una de estas calibraciones. Los picos de mayor amplitud corresponden a líneas de XR de Mn K_α y K_β producidos en el decaimiento del ^{55}Fe .¹ Se observan las líneas de escape correspondientes, desplazadas hacia menores energías en

¹El ^{55}Fe decae por captura electrónica al fundamental del Mn y, en el reacomodamiento electrónico, se emiten las líneas características del nucleído hija.

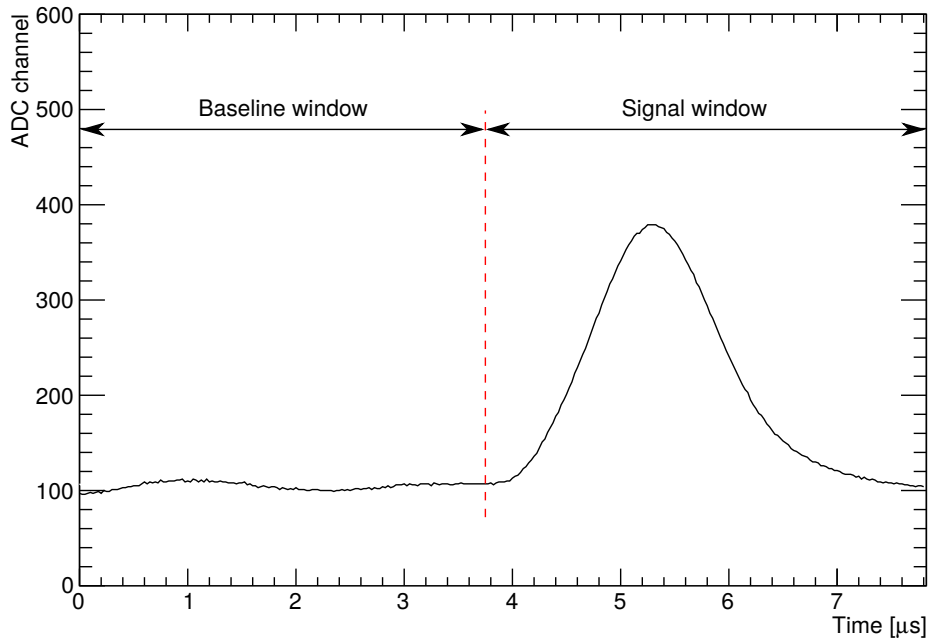


Figura 6.5: Ejemplo de una forma de onda del SiDet digitalizada (línea sólida negra), adquirida durante la corrida científica para la medición de la eficiencia de ionización. La figura muestra las regiones de la línea de base y la señal utilizadas para determinar la ionización producida por la deposición de energía. En este evento, el pulso en la ventana de señal indica una deposición de energía de $\approx 2.72 \text{ keV}_{ee}$.

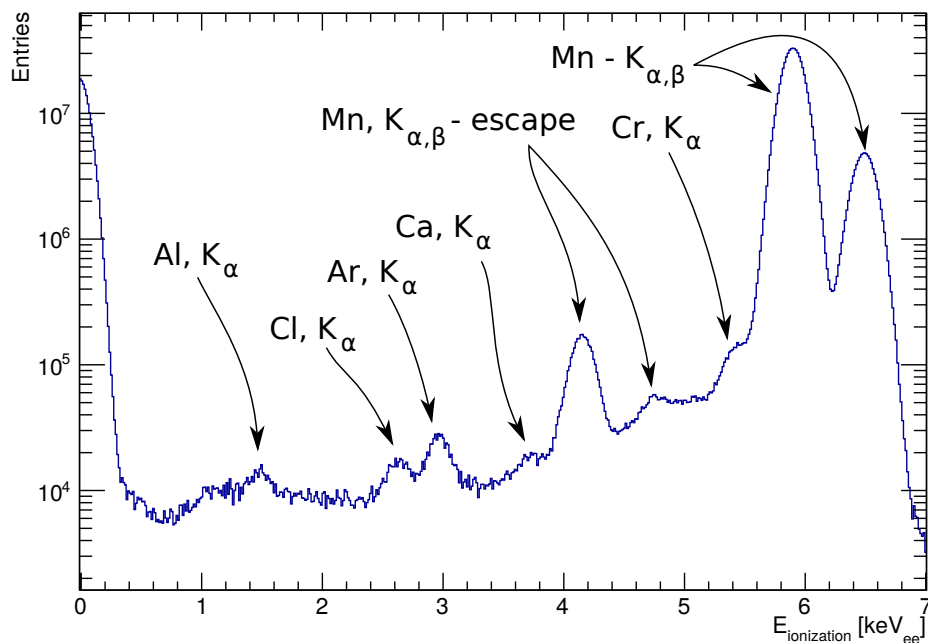


Figura 6.6: Espectro de energía adquirido al utilizar una fuente de ^{55}Fe para calibrar el SiDet. Varias líneas de rayos-X fueron identificadas (ver texto para los detalles). El exceso por debajo de 0.3 keV_{ee} corresponde al ruido del detector.

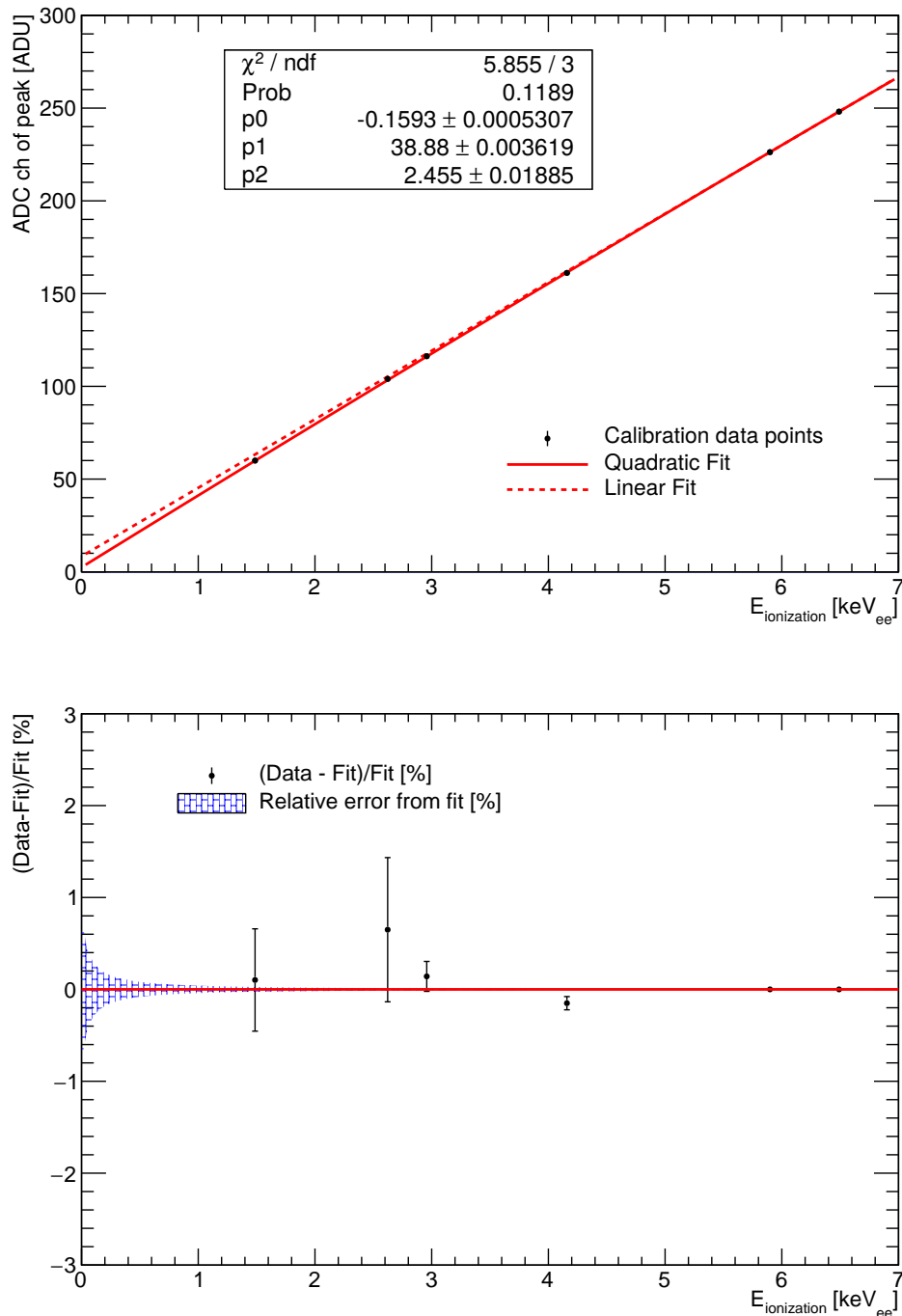


Figura 6.7: Panel superior: canal de ADC medido para las seis líneas de rayos-X del espectro mostrado en la figura 6.6, como función de la energía; la línea sólida roja es un ajuste cuadrático utilizado como calibración; la línea roja a trozos es el ajuste lineal utilizado para evaluar la incerteza sistemática en la calibración; cuadro: resultados del ajuste cuadrático y estimadores de la bondad del ajuste. Panel inferior: diferencia relativa entre los datos y el ajuste de calibración cuadrático (puntos); error relativo propagado del ajuste (área sombreada azul).

1.74 keV_{ee} (la energía K_α del Si).² También se observan las líneas K_α de Cr, Ca, Ar, Cl y Al, producidas por fluorescencia en los materiales presentes en las cercanías de la parte sensible. La presencia de Cr y Al se explica debido a que estos materiales forman parte del colimador multicapa presente inmediatamente por encima de la parte activa, utilizado para restringir el flujo de XR sobre ésta (ver sección 5.2). Las líneas de Cl y Ca están presentes debido a trazas de sales impregnadas en el encapsulado del detector. Las sales son residuos de las huellas digitales de los experimentadores, impresas en la manipulación del detector. La identificación de estas líneas fue posible gracias a la interacción con expertos en fluorescencia de rayos-X. Usualmente, al trabajar con fuentes radioactivas una buena práctica es lavarse las manos luego de manipularlas, aunque éstas sean fuentes selladas. Sin embargo, lo aprendimos a posteriori, para los estudios de fluorescencia es mandatorio lavarse las manos también antes de la manipulación además de la utilización de guantes, para evitar la contaminación. Para nuestro propósito, es decir, la calibración del SiDet, esta omisión resultó provechosa debido a la aparición de un mayor número de líneas. El Ar está presente en forma natural en el aire y produce su línea de fluorescencia característica. En la parte izquierda del espectro puede verse el ruido del detector.

Los picos más prominentes del espectro (Al-K_α, Cl-K_α, Ar-K_α, escape de Mn-K_α, Mn-K_α y Mn-K_β) fueron utilizados como puntos de calibración de energía conocida. Para verificar la estabilidad, comprobamos que la posición de los picos de Mn-K_α y Mn-K_β no variaba por encima del 1%. El centroide de cada pico fue determinado realizando un ajuste de una función Gaussiana más una función lineal. El ajuste fue realizado en un rango de \pm dos sigma alrededor de la media de la Gaussiana. El panel superior de la figura 6.7 muestra los puntos de calibración en un gráfico de dispersión (*scatter plot*) de ADC vs. energía. La calibración del detector fue determinada realizando un ajuste con una función cuadrática ($ADC\ ch = p_0 E^2 + p_1 E + p_2$, E en keV_{ee}), debido a una pequeña no linealidad a bajas energías. El panel inferior de la figura 6.7 es un gráfico de los residuos entre el ajuste y los datos, que muestra la diferencia relativa entre ambos (puntos con barras de error), y el error relativo introducido por la incerteza del ajuste, obtenido propagando la matriz de covarianza (área sombreada azul). La escala de energía por debajo del punto de calibración más bajo (Al) fue realizada extrapolando el ajuste cuadrático. Para evaluar el error sistemático de esta extrapolación, se realizó un ajuste lineal a todos los puntos de calibración (que se puede ver en el panel superior de la figura 6.7). La incerteza final fue estimada como la mitad de la diferencia entre los ajustes cuadráticos y lineal.

La no linealidad a bajas energías fue descubierta a posteriori de la toma de datos en el haz. Para obtener puntos de calibración de energía menor a la línea Al-K_α (1.49 keV_{ee}) y extender el rango de calibración con datos experimentales, hubiese sido necesario romper la ventana de berilio del detector, sellada de fábrica. En la figura 6.8 se muestra la respuesta del detector de silicio en función de la energía de los

²Las líneas de escape ocurren cuando el rayo-X arranca un electrón de la capa K del material del detector cerca del borde de su parte activa y, en el acomodamiento electrónico, se emite una línea K_α que sale de la parte activa del detector sin depositar energía. De este modo, la energía total depositada es la energía del rayo-X incidente menos la energía del K_α que “escapa” del detector.

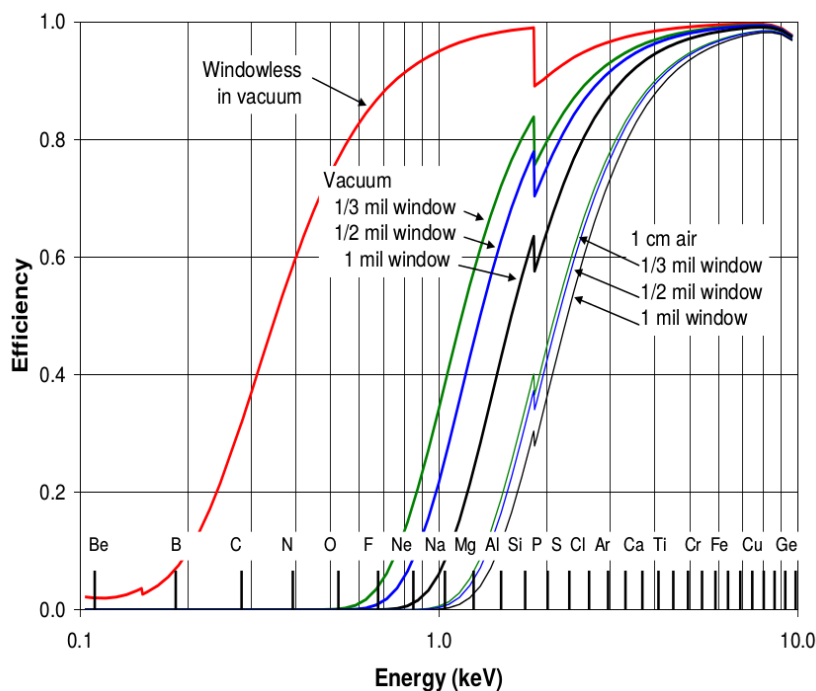


Figura 6.8: Eficiencia de un detector de silicio XR-100SDD en función de la energía. Los distintos juegos de curvas muestran distintas configuraciones de la ventana del detector y el material interpuesto entre éste y la fuente de XR. Gráfico extraído de Ref. [87].

fotones de XR incidentes, provista por el fabricante para diferentes configuraciones. A bajas energías, los fotones se ven fuertemente atenuados por la presencia de la ventana de berilio, de $13 \mu\text{m}$ en nuestro caso (0.5 mil). En el caso de interponer una columna de 1 cm de aire entre la fuente de XR y la ventana, la atenuación es aún más pronunciada (en la figura, juego de curvas de la derecha). Como referencia, el gráfico muestra en el eje horizontal la energía de los XR K_{α} de los distintos elementos. Como se puede observar en la figura, un experimento de calibración intentando obtener líneas de fluorescencia de oxígeno, carbono o nitrógeno hubiese requerido su realización en vacío sin la ventana de berilio. Luego de evaluar las posibilidades, la colaboración decidió no llevar adelante este experimento. Esto implicó tratar la calibración del detector de silicio a bajas energías, específicamente la extrapolación por debajo del último punto experimental, de forma conservadora respecto a la asignación del error sistemático.

6.1.3. Espectro de neutrones

El espectro de neutrones fue caracterizado en una corrida especial en el haz, en la que colocamos una barra centelladora en el eje del haz de neutrones. La energía de los neutrones fue determinada evento a evento midiendo el tiempo de vuelo desde

el blanco de producción de LiF hasta la barra centelladora. La energía no relativista de los neutrones es

$$E_n = \frac{1}{2}m \left(\frac{l}{\Delta t} \right)^2$$

donde recordemos que l es la distancia entre el LiF y el SiDet, y Δt el tiempo de vuelo de los neutrones.

Por otro lado, es posible calcular el espectro de neutrones esperado, si se fija el espesor del blanco de LiF y la energía de los protones, conociendo la sección eficaz de la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Ésta se muestra en la figura 6.9. Este espectro calculado fue utilizado como dato de entrada de una simulación de Geant4 (ver la sección 5.6) del arreglo con la barra en el eje del haz de neutrones. En esta simulación se computó el transporte de los neutrones y su respuesta temporal en el detector, para compararla con los datos experimentales. La figura 6.10 muestra el espectro de neutrones medido con el tiempo de vuelo (círculos) y el simulado (histograma). El error estadístico de la simulación es despreciable. Como se ve, el espectro medido está bien reproducido por la simulación.

Describiremos, ahora, la distribución espectral de los eventos esperados para la medición de la eficiencia de ionización. Es decir, cómo varía cualitativamente el número de eventos en función de la energía de los neutrones. Recordemos que un evento esperado es aquel en el cual ocurren todos los siguientes sucesos: i) un protón produce un neutrón en el blanco de LiF, ii) el neutrón interactúa elásticamente con el SiDet, iii) se dirige en la dirección del detector de neutrones, y iv) interactúa con él. La probabilidad de i) es proporcional a la sección eficaz de la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, cuya dependencia con la energía se muestra en la figura 6.9 (página 116). La probabilidad de ii) es proporcional a la sección eficaz $\text{Si}(n,n')\text{Si}$, cuya dependencia con la energía se muestra en la figura 6.12 (página 117). La sección eficaz diferencial es simétrica en el sistema centro de masa y, dado que la masa de un núcleo de silicio es mucho mayor que la masa del neutrón, la probabilidad iii) será aproximadamente simétrica en el sistema laboratorio. Finalmente, la probabilidad de iv) es proporcional a la sección eficaz $\text{H}(n,n')\text{H}$, cuya dependencia con la energía, relativamente suave, se muestra en la figura 6.11 (página 117). Entonces, esencialmente, la distribución espectral de eventos estará dada dominada por la producción de neutrones y por la dispersión en silicio. La primera tiene una fuerte resonancia en 550 keV, mientras que la segunda posee una resonancia alrededor de 200 keV. Con lo cual, a pesar de que aumentar el espesor del blanco de neutrones no genera un aumento significativo del número de neutrones emitidos debido al valle a bajas energías en la sección eficaz de producción, esto es compensado por el aumento de la sección eficaz de silicio. Las consideraciones aquí discutidas fueron tenidas en cuenta a la hora de diseñar el presente experimento. En breve describiremos cómo este efecto se ve reflejado en los datos obtenidos.

Intuitivamente, uno podría esperar que el conocimiento del espectro de neutrones utilizado en la medición de la eficiencia de ionización es algo crítico. Sin embargo, dado que mediante la técnica descrita medimos la energía de cada neutrón con precisión, el resultado obtenido es relativamente insensible al espectro utilizado.

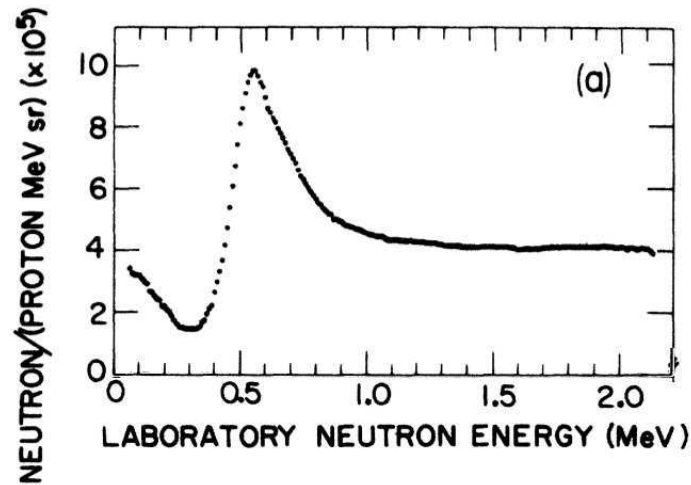


Figura 6.9: Producción de neutrones a 0° mediante la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ en función de la energía de los neutrones. Gráfico extraído de Ref. [80].

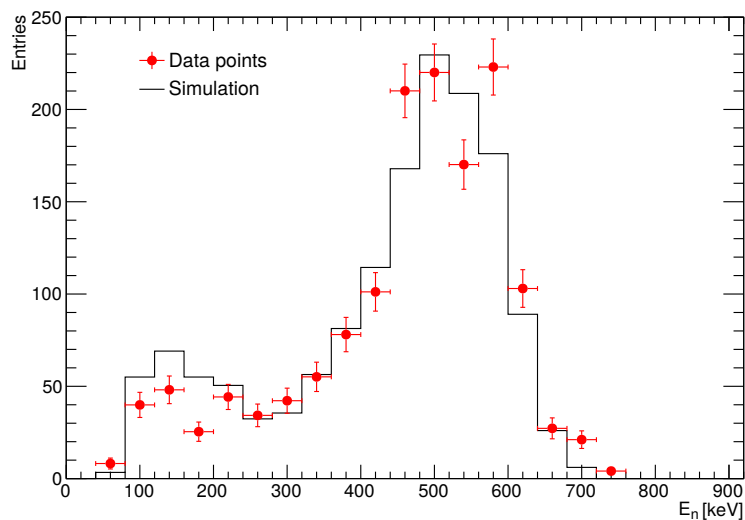


Figura 6.10: Espectro de neutrones producido con la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ utilizando una película de LiF de 4.74 mg/cm^2 de espesor. Círculos sólidos: medición utilizando una barra centelladora en el haz y la técnica de tiempo de vuelo. Histograma negro: espectro obtenido por simulaciones.

Esencialmente, un cambio en el espectro genera un cambio en distribución espectral de eventos descripta que, luego, afecta la dependencia con la energía del tamaño de la incerteza estadística de la medición de la eficiencia de ionización. A pesar de esto, el acuerdo obtenido entre la predicción, la simulación y los datos del espectro de neutrones aporta certidumbre al método y valida las simulaciones.

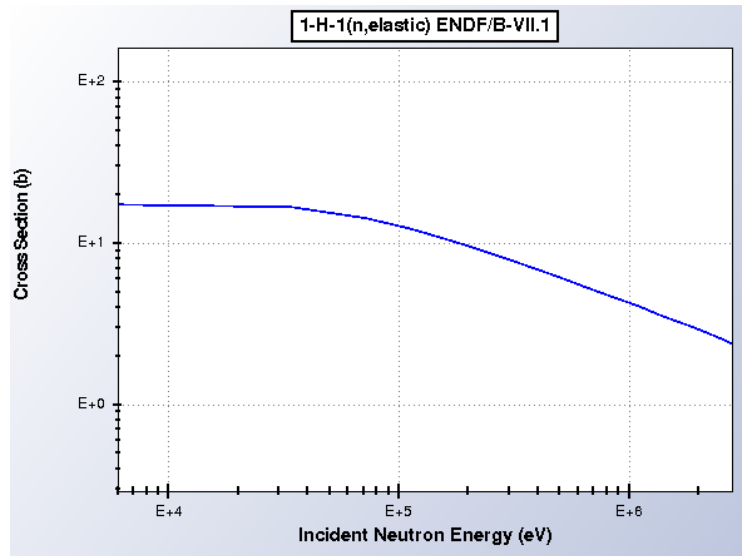


Figura 6.11: Sección eficaz de dispersión elástica neutrón-hidrógeno en función de la energía del neutrón incidente. Gráfico extraído de Ref. [88].

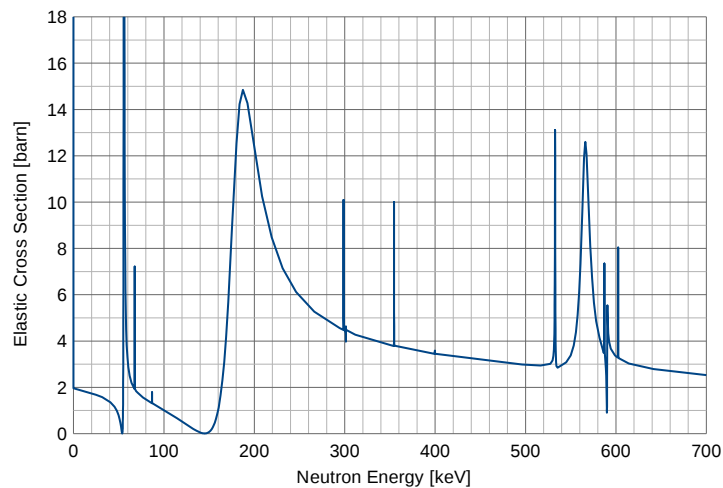


Figura 6.12: Sección eficaz de dispersión elástica neutrón-silicio en función de la energía del neutrón incidente, extraído de Ref. [88].

6.1.4. Reducción de los datos crudos

En el experimento de la medición de la eficiencia de ionización, el *trigger* del sistema de adquisición de datos fue realizado disparando en el ruido del detector de silicio (SiDet) (ver sección 5.5, página 97). En consecuencia, la inmensa mayoría de los eventos registrados no fueron de interés para el análisis. La tasa de *trigger* fue de ≈ 170 Hz, lo que resultó en $\approx 1.5 \times 10^8$ eventos grabados en disco, al cabo de 10 días continuos de corrida.

El primer paso fue convertir los datos crudos en archivos de ROOT, el paquete

de librerías para análisis de los datos utilizado [89]. Aquí se descartaron los eventos con errores de escritura en disco, que resultaron ser unas decenas en total. Una vez que los datos estaban en formato ROOT, pedimos cortes de selección hasta llegar a la muestra final sobre la que realizamos el último paso del análisis.

El primer juego de cortes fue pedir la sanidad de los eventos, es decir, que tuvieran las características esperadas y que no poseyeran aquellas no esperadas. Las condiciones de sanidad pedidas fueron:

- En la señal digitalizada del SiDet:
 - Que las muestras adquiridas en cada evento fuesen el número esperado (316 muestras).
 - Que ninguna muestra estuviera fuera del rango del digitalizador ($[0,1023]$ cuentas).
- En los TDCs:
 - Que no hubiera datos en canales de TDC en los que no había cables conectados.
 - Que ambos módulos TDCs tuvieran datos en el canal que tenía conectado el *Beam Pulse*.
 - Que el número de pulsos registrados de BP en cada TDC fuese 6 ó 7, compatible con el rango de adquisición ($6.5 \mu\text{s}$).
 - Que los valores de los datos de los TDCs estuvieran dentro del rango del mismo.

El segundo juego de cortes consistió en cortes de Física. Pedimos que los eventos tuvieran una partícula detectada en al menos una de las barras de centellador. Las condiciones que dicho evento debió cumplir fueron:

- Que ambos PMTs de una barra tuvieran al menos un pulso.
- Que ambos pulsos estuvieran en coincidencia temporal. Es decir, que el módulo de la diferencia de tiempos entre ambos pulsos fuera menor a 20 ns.
- Que la amplitud de los pulsos no fuera muy grande. Si bien no contamos con un ADC propiamente dicho, utilizamos la técnica del número de pulsos descripta (ver sección 5.4.3). La condición solicitada fue que el promedio de pulsos de ambos PMTs fuera menor o igual a 6.

En el tercer y último corte de selección para reducir los datos, descartamos los eventos que saturaran el detector de silicio. Para ello pedimos que los eventos no tuvieran ninguna muestra que saturara el rango del digitalizador (1023 cuentas).

En la tabla 6.1 se resumen los cortes descriptos y el número de eventos que cada uno seleccionó. El último corte seleccionó 45×10^3 eventos, correspondientes a todas las barras.

Corte de selección	Número de eventos
Datos crudos	1.5×10^8
Sin errores de escritura en disco	1.5×10^8
Con sanidad de eventos	1.5×10^8
Alguna barra detectó una partícula	1.8×10^5
Sin saturación del SiDet	45×10^3

Tabla 6.1: Resumen de los cortes de selección utilizados para reducir los datos crudos a la muestra final.

6.2. Resultados

La figura 6.13 muestra la correlación entre los parámetros experimentales fundamentales registrados evento a evento: la energía de ionización medida en el SiDet, E_i , como función del tiempo de vuelo total del neutrón. Los puntos de los gráficos superior e inferior representan datos cuando se requiere que exista un hit en una barra a 28° y 43° , respectivamente. Generamos y estudiamos un gráfico como los mostrados por cada una de las 21 barras, en los que se distribuyeron los 45×10^3 eventos seleccionados por los cortes descriptos.

El tiempo de vuelo total es el lapso transcurrido entre la producción de neutrones, es decir, el momento en que los protones impactan el blanco de LiF, hasta que un neutrón impacta una barra centelladora. Éste se encuentra dado por la geometría y la cinemática de la interacción. Su rango es, dependiendo de la barra considerada, entre 120 y 450 ns para neutrones en el intervalo [50, 600] keV. Recordemos que las barras no están en una circunferencia perfecta, y que están posicionadas en dos capas.

Los eventos de interés para la medición de la eficiencia de ionización por retrocesos nucleares se encuentran en la acumulación en forma de media luna, marcada como *señal* en el gráfico superior de la figura 6.13. Esta acumulación se comporta aproximadamente como $1/t^2$, tal como se espera de las ecuaciones cinemáticas (4.5) y (4.7) (ver página 77). En ambas figuras, la distribución muestra una zona más rala en el intervalo aproximado [150, 170] ns, consistente con el hecho de que la distribución espectral de eventos está dominada por la resonancia de 550 keV de la producción de neutrones y la resonancia de la dispersión elástica Si(n,n')Si a 200 keV (ver figuras 6.9 y 6.12, sección 6.1.3, página 114).

En los gráficos, la acumulación de puntos vertical alrededor de 4 ns se debe a coincidencias accidentales entre *prompt gammas* impactando una barra y alguna otra partícula depositando energía en el SiDet llenando todo el rango de energía. Las partículas que depositan energía en el SiDet para este tipo de fondo identificado pueden ser o bien fotones gamma interactuando por efecto Compton (espectro plano a bajas energías) o bien neutrones (espectro suave y relativamente plano a bajas energías). Estos son los eventos que, utilizando cortes más laxos (por ejemplo permitir la saturación del SiDet) utilizamos para la calibración de la escala de tiempos (ver sección 6.1.1). Los fotones gamma producidos en el pulso de protones siguiente

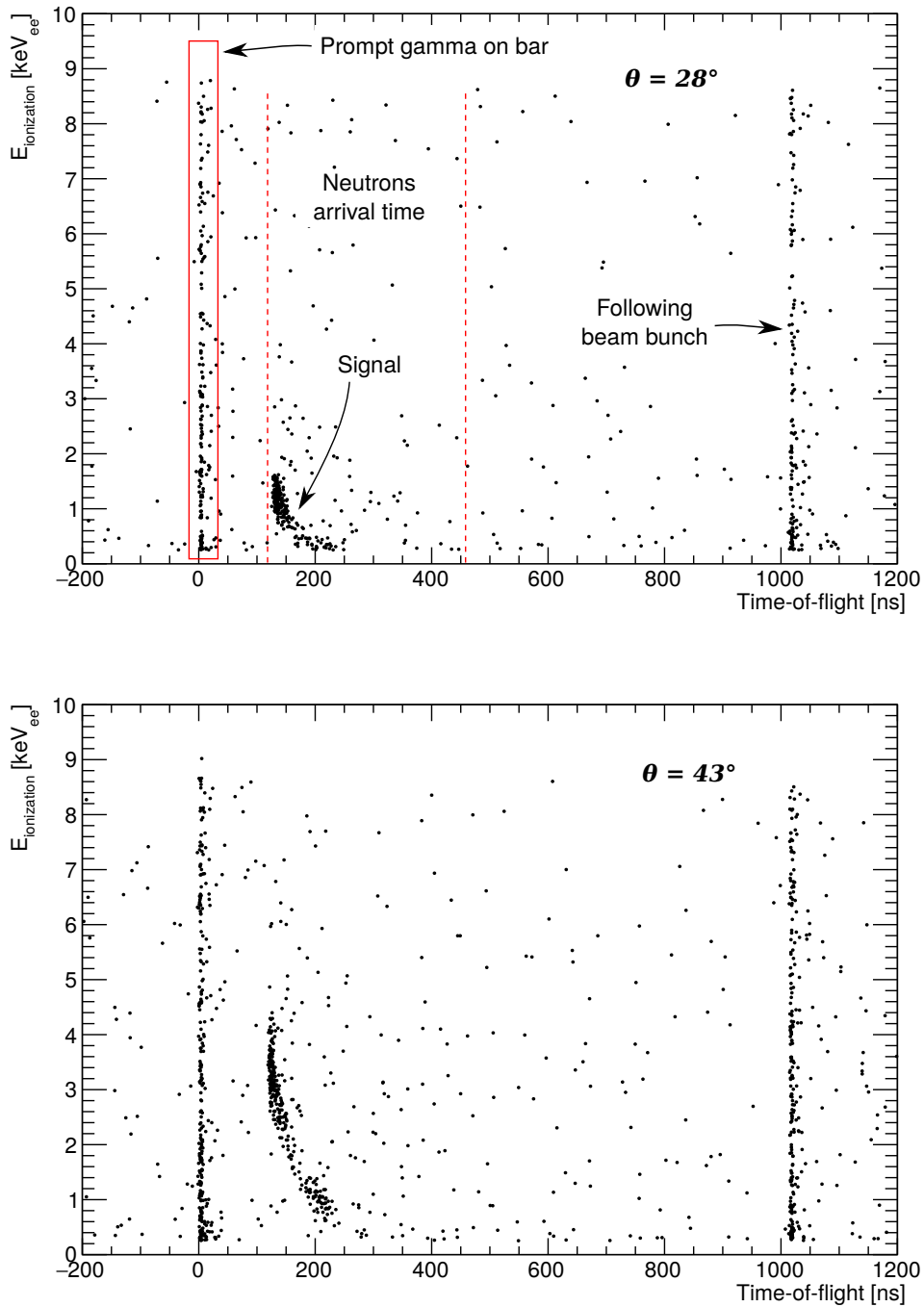


Figura 6.13: Panel superior: datos experimentales de energía de ionización versus tiempo de vuelo, cuando se requiere un hit en una barra a 28° . La zona de señal y distintas fuentes de fondo han sido identificadas (ver el texto por los detalles). Panel inferior: puntos experimentales cuando se requiere un hit en una barra a 43° , a modo de comparación.

se pueden ver a tiempo ≈ 1019 ns, lo cual resulta consistente con la frecuencia de la máquina de *bunching* del acelerador, de 985.5 kHz. Estos eventos de fondo incluyen a un gamma del pulso siguiente impactando en una barra centelladora y cualquier partícula impactando en el SiDet.

Los eventos dispersos que no pertenecen a alguna de estas categorías son fondo espurio. Sus características son una deposición de energía en el SiDet que no satura la escala y un tiempo de vuelo sin un patrón definido. Los orígenes posibles para explicar este tipo de fondo son dos. Primero, neutrones o fotones gamma producidos en el haz que depositaron energía moderada en el SiDet sin saturar la escala y que fueron dispersados en cualquier dirección que no sea el detector de neutrones, y una partícula ionizante de origen ambiental que generó un pulso en alguna barra de centellador. El segundo, un neutrón producido en el haz que impactó en el SiDet sin saturar la escala de energía y que luego impactó en una barra de centellador, pero que en algún punto rebotó en material inactivo, lo que generó que su tiempo de vuelo fuera más largo que lo esperado sin rebotes.

Los 45×10^3 eventos corresponden a la suma de los eventos de todas las barras. El último paso del análisis fue restringir la escala de tiempo seleccionando solo los eventos consistentes con el tiempo de arribo de los neutrones esperado en cada barra. Para cada barra, calculamos el rango de tiempo de vuelo para neutrones de [50, 600] keV, según la posición de cada una de ellas. Luego, seleccionamos los eventos en cada barra cuyo tiempo de vuelo se encontraba dentro de este rango. En los eventos en los cuales más de una barra detectó una partícula, seleccionamos la barra con el menor tiempo de vuelo registrado. Las diferencias de tiempos entre distintas barras en este tipo de eventos era > 5 ns, consistente con que la separación entre ambas era > 5 cm. El número de eventos con impactos de neutrones en más de una barra fue menor al 5%. Este último corte dejó un conjunto de datos con 5.1×10^3 eventos.

Los 5.1×10^3 eventos finales se graficaron todos juntos, con la contribución de las 21 barras centelladoras, es decir, de todo el detector de neutrones. Estos eventos se muestran en el gráfico superior de la figura 6.14 como un mapa de color (un histograma bidimensional). El eje horizontal es la energía de ionización medida directamente en el SiDet, y el eje vertical es la energía del retroceso nuclear reconstruida con las ecuaciones cinemáticas (4.5) y (4.7) y la geometría (la distancia entre el blanco de LiF y el SiDet, l , y la distancia y ángulo de cada barra respecto al SiDet y el eje del haz, r y θ). En la transformación del gráfico de E_i versus Δt al de E_{NR} versus E_i la acumulación de eventos de señal en la media luna de la figura 6.13 mapea como la banda diagonal de la figura 6.14. Los eventos distribuidos en forma dispersa es el fondo espurio.

En comparación, el panel inferior de la figura 6.14 muestra el resultado de una realización de la simulación, con igual cantidad de eventos que los datos reales. El paquete de simulación Geant4 no modela la producción de ionización diferenciada de retrocesos nucleares y electrónicos. Por este motivo, el resultado obtenido en la simulación para la señal en el SiDet fue la energía cinética del retroceso nuclear. Para aproximar la función $E_i = f(E_{NR})$ (a priori desconocida, y objetivo de esta medición) y convertir la energía del retroceso nuclear obtenida en la simulación en

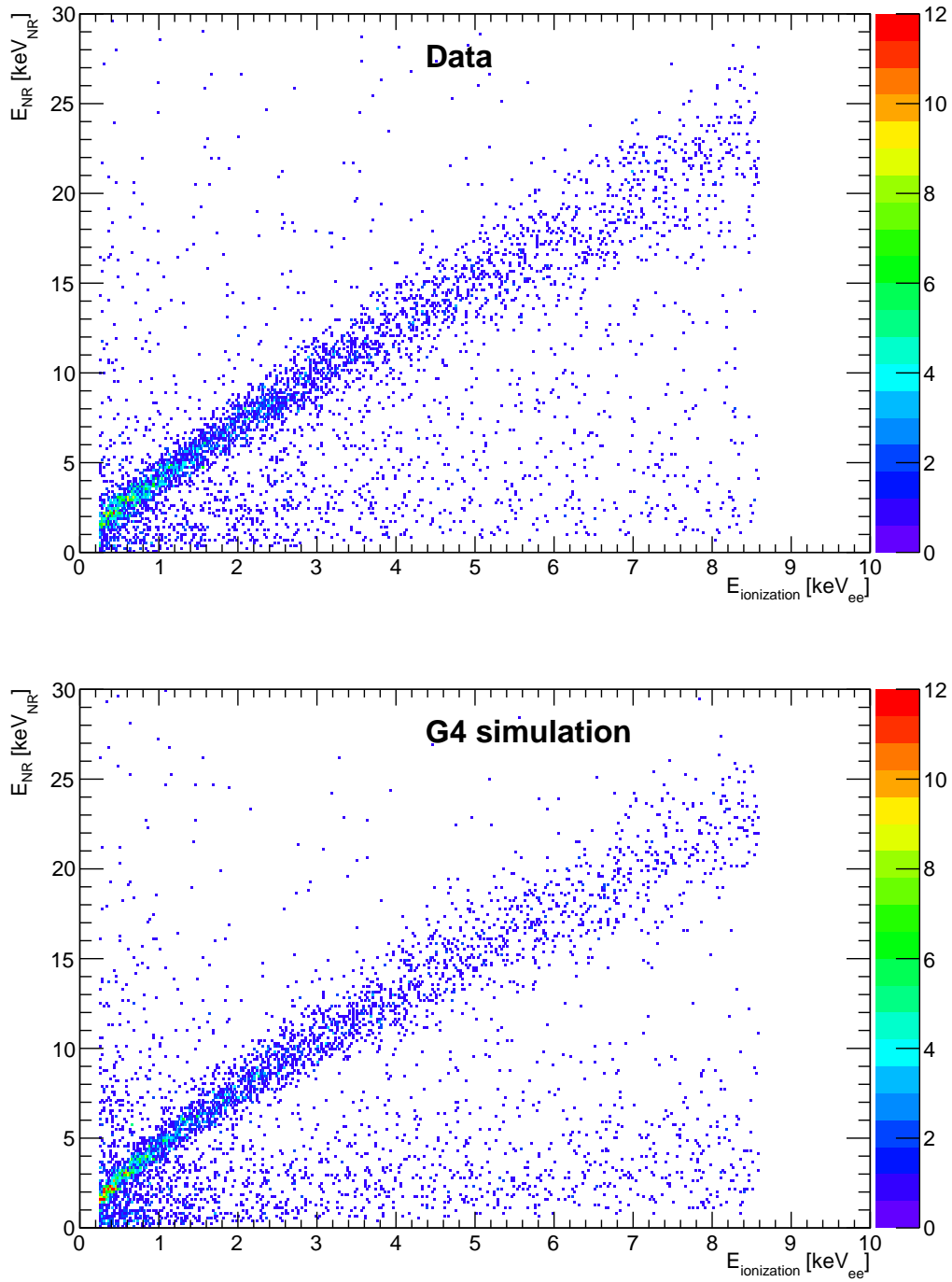


Figura 6.14: Energía del retroceso nuclear versus energía de ionización, con la contribución de todas las barras de centellador, para el conjunto de datos experimentales final (gráfico superior) y para uno simulado con Geant4 (gráfico inferior).

energía de ionización, utilizamos una ley de potencias. Para hacerlo, realizamos un ajuste grueso a los datos con una función de la forma αE_i^β . Cabe remarcar que este proceso tuvo como objetivo que las realizaciones de las simulaciones tuvieran la misma tendencia general que los datos. Los conjuntos de datos simulados fueron utilizados para evaluar incertezas sistemáticas y no para obtener los valores medios del resultado.

En el conjunto de datos experimentales reales (gráfico superior de la figura 6.14), la banda diagonal de la señal tiene un ancho finito. En el caso ideal, con detectores puntuales y resoluciones infinitesimales, el ancho de la banda tendería a cero y la banda tendería a ser una línea. El ensanchamiento de dicha banda tiene tres contribuciones. La primera viene dada por la resolución obtenida en la medición del tiempo de vuelo. Como hemos discutido, ésta se ve afectada por la resolución en el detector de neutrones y la electrónica del DAQ, por el tamaño finito de los paquetes de neutrones que impactan en el blanco de LiF, y por el espesor finito de los barras de centellador y la imposibilidad de saber a qué profundidad interactuó el neutrón detectado. Esta fue determinada en ≈ 2 ns que, sobre un tiempo de vuelo de $\gtrsim 120$ ns, contribuye con menos de 1.7 % de dispersión. Para comparar numéricamente la menor marca del gráfico sobre el eje vertical de la figura 6.14 (donde fluctúa E_{NR} debido al tiempo de vuelo) representa, a 20 keV_{NR} , un 5 %. La segunda contribución viene dada por el tamaño angular de los detectores de neutrones, es decir, el hecho de que éstos cubren un ángulo sólido finito. Esto introduce una distribución en los ángulos de dispersión de los neutrones que llegan a una barra dada, mientras que a cada barra se le asigna su ángulo nominal de dispersión. Esta distribución de ángulos se traduce en una distribución de energías de los retrocesos nucleares, que genera ensanchamiento de la banda diagonal de señal. El ancho de esta distribución es mayor para las barras a ángulos pequeños. A 20 keV_{NR} solo contribuyen las barras con ángulo mayor a $\approx 53^\circ$, en donde el ancho que aportan a la dispersión en E_{NR} es menor al 0.8 %. La tercera corresponde a la resolución del detector de silicio. Por un lado, ésta fue medida y reportada con precisión por el fabricante mediante XR y, por el otro, también fue medida para este experimento en la calibración realizada con XR (retrocesos electrónicos) utilizando nuestro propio DAQ. El ancho introducido por estas fluctuaciones sobre E_i fue de 0.18 keV_{ee} a una energía de 6 keV_{ee} , del orden del 3 %.

Estas contribuciones fueron cuantificadas mediante la simulación. La misma predice con precisión las consideraciones geométricas referidas, por ejemplo, a la finitud de los detectores. La resolución de tiempo y de energía fueron agregadas a la simulación introduciendo fluctuaciones Gaussianas evento por evento, para intentar reproducir la dispersión hallada en los datos experimentales. Los sigmas de estas fluctuaciones fueron obtenidos de los estudios previos. En el caso de la resolución temporal, el sigma provino de la caracterización de las barras de centellador y el estudio de los fotones gamma instantáneos. En el caso de la resolución de energía, de la calibración de XR. Sin embargo, al evaluar el resultado de la simulación considerando todos los posibles fenómenos que pudieran aumentar el ancho de la banda de señal, el gráfico de los datos reales mostraba un ancho mayor que el de los datos simulados.

Las fluctuaciones en el proceso de ionización de retrocesos nucleares fue modelada por Lindhard et al. [74]. El modelo predice que dichas fluctuaciones son mayores que las producidas por los retrocesos electrónicos. Dos de los trabajos previos de la literatura sobre la medición de la eficiencia de ionización en silicio reportaron que las fluctuaciones producto de los retrocesos nucleares observadas era mayores que las esperadas para retrocesos electrónicos (Refs. [68] y [69]), de acuerdo cualitativo con el modelo de Lindhard. Entonces, introdujimos ad hoc en la simulación fluctuaciones a las deposiciones de energía Gaussianas con una varianza $\sigma^2(E_i) = 0.0125 E_i$, siguiendo el cálculo de Lindhard et al., en lugar de las fluctuaciones obtenidas de la calibración de XR (retrocesos electrónicos). Cabe señalar que los autores del modelo dicen explícitamente que la aproximación que utilizan para cuantificar las fluctuaciones citadas no es completamente válida a bajas energías. En el presente trabajo no reportamos cuantitativamente este fenómeno, pero sugerimos que amerita un estudio dedicado. Es de esperar que las futuras generaciones de detectores de búsqueda de materia oscura continúen disminuyendo el umbral hasta registrar, de forma última, pares electrón-hueco de forma individual.

El resultado final fue extraído mediante el método de *binned-likelihood*. La escala horizontal de la figura 6.14 fue dividida en intervalos (*bins*) de tamaño variable. Debido a la acumulación de eventos a baja energía, el tamaño de los intervalos fue creciendo con la energía de ionización, es decir que los intervalos fueron más pequeños a baja energía. Para cada intervalo, se graficó la distribución de E_{NR} (un histograma perfil, o *profile histogram*) y se realizó un ajuste con una función de señal más fondo. Motivado por el resultado de las simulaciones, se utilizó una Gaussiana para la señal y una exponencial decreciente para el fondo. La figura 6.15 muestra el histograma perfil para E_i en el intervalo $[0.52, 0.76)$ keV_{ee} de energía de ionización. Para cada histograma perfil, correspondiente a cada intervalo en E_i , obtuvimos el valor medio de E_{NR} de la media del ajuste Gaussiano. Asignamos la incerteza estadística de E_{NR} como la incerteza en la media del ajuste Gaussiano.

Evaluación de incertezas

La incerteza dominante por debajo de ≈ 7 keV_{NR} (2 keV_{ee}) fue el error sistemático en la calibración de E_i medida en el SiDet. Por encima de esta energía, la incerteza sistemática en la reconstrucción de E_{NR} fue la dominante. A bajas energías las incertezas sistemáticas dominan sobre las estadísticas, mientras que a altas energías ambas contribuciones son comparables.

La evaluación de la incerteza sistemática en E_i fue descrita en la sección 6.1.2, en donde tomamos un enfoque conservador debido a la no linealidad de la escala a bajas energías y a que no contamos con puntos experimentales de calibración por debajo de la línea del Al-K_α (1.49 keV_{ee}).

El error sistemático en la reconstrucción de E_{NR} tuvo contribuciones de las incertezas en la geometría (la determinación de θ , l y r) y la medición del tiempo de vuelo. La contribución más significativa provino de la determinación del ángulo de dispersión de cada barra, θ . Para evaluar cuantitativamente estas contribuciones utilizamos la simulación, en donde modificamos la posición absoluta y los ángulos

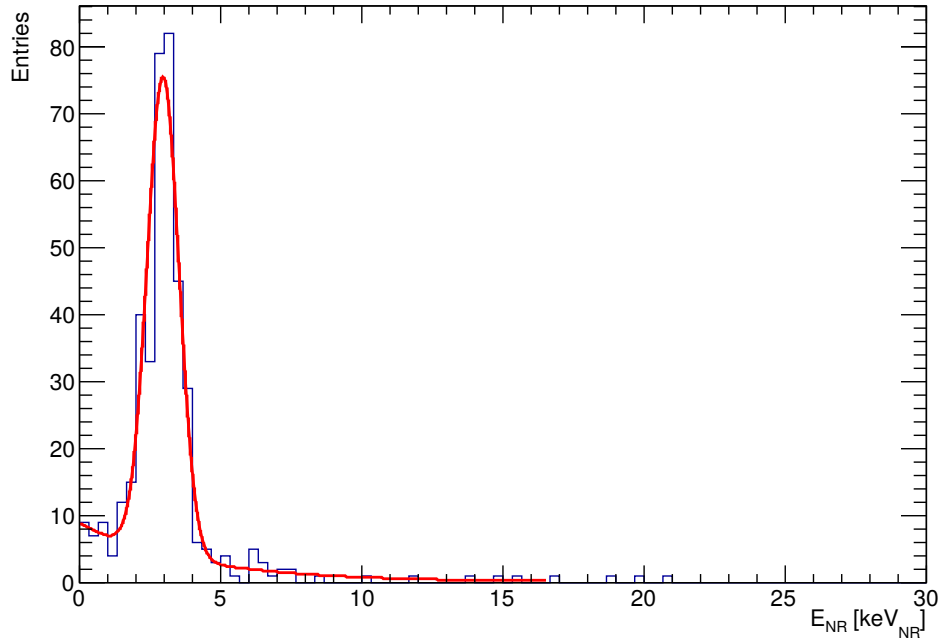


Figura 6.15: Histograma perfil del gráfico superior de la figura 6.14. Distribución de E_{NR} , para E_i en $[0.52, 0.76)$ keV_{ee}.

de Euler de cada componente del experimento y cuantificamos su influencia en el resultado. De esta forma, estudiamos varios efectos:

- Corrimientos traslacionales de:
 - El blanco de LiF.
 - El SiDet.
- Corrimientos traslacionales y rotacionales de barras de centellador individuales.
- Efectos en el detector de neutrones como un conjunto:
 - Corrimientos rígidos traslacionales y rotacionales de todas las barras juntas.
 - Cambios de orientación de la normal de la cara de las barras que apunta al SiDet (rotación en torno al eje de las barras).
 - Cambios aleatorios en las posiciones y ángulos en todas las barras.

Para realizar estas evaluaciones, los componentes mencionados fueron desplazados en la simulación una distancia de 5 mm respecto de su posición nominal, sobreestimando la exactitud de la geometría relevada.

Energy in ionization, E_i [keV _{ee}]	Syst. unc. in E_i [keV _{ee}]	Nuclear Recoil Energy, E_{NR} [keV _{NR}]	Stat. unc. in E_{NR} [keV _{NR}]	Unc. due to θ determination [keV _{NR}]	Unc. due to extraction bias [keV _{NR}]	Tot. syst. unc. in E_{NR} [keV _{NR}]
0.30	± 0.06	1.79	± 0.07	± 0.06	± 0.09	± 0.11
0.44	± 0.06	2.26	± 0.04	± 0.06	± 0.08	± 0.10
0.64	± 0.06	2.97	± 0.04	± 0.07	± 0.05	± 0.09
0.91	± 0.05	3.75	± 0.04	± 0.08	± 0.06	± 0.10
1.25	± 0.05	4.87	± 0.04	± 0.09	± 0.05	± 0.11
1.67	± 0.04	6.07	± 0.05	± 0.11	± 0.06	± 0.13
2.15	± 0.03	7.67	± 0.06	± 0.11	± 0.06	± 0.12
2.70	± 0.02	8.93	± 0.08	± 0.12	± 0.07	± 0.14
3.32	± 0.02	10.77	± 0.09	± 0.14	± 0.07	± 0.16
4.00	± 0.01	12.52	± 0.12	± 0.14	± 0.09	± 0.17
4.76	± 0.01	14.48	± 0.11	± 0.17	± 0.08	± 0.19
5.59	± 0.02	16.23	± 0.14	± 0.18	± 0.11	± 0.21
6.49	± 0.02	18.19	± 0.20	± 0.18	± 0.12	± 0.21
7.45	± 0.02	20.67	± 0.18	± 0.19	± 0.15	± 0.25

Tabla 6.2: Resumen de los resultados del experimento Antonella. Energía medida en ionización, E_i , como función de la energía del retroceso nuclear reconstruida, E_{NR} , con sus incertezas correspondientes.

Respecto al método de extracción del resultado que utilizamos (el método de *binned-likelihood*), evaluamos el sesgo (*bias*) que éste pudo introducir. Este sesgo se debió a eventos con baja E_{NR} que se propagaron a bins de energía mayor debido a la resolución finita en E_i , y a la disminución de la densidad de eventos con el aumento de E_i . Encontramos que este sesgo es la contribución dominante en la incerteza de E_{NR} en los dos puntos de menor energía, aunque la incerteza sistemática total de la eficiencia de ionización de estos dos puntos está dominada por la incerteza en la calibración de la escala de energía del SiDet.

Por último, estudiamos un posible cambio en el resultado producto de la incerteza en el espectro de neutrones. Cabe señalar que en el experimento medimos la energía de cada neutrón en forma individual. Con lo cual, es esperable que un cambio en el espectro de neutrones no afecte significativamente el resultado. En la simulación, estudiamos el efecto de aumentar o disminuir el flujo de neutrones manteniendo el espectro constante, y el de suponer un espectro de distribución plana entre 50 y 600 keV. Comprobamos que los valores medios obtenidos a partir de un conjunto de datos simulados se mantenían constantes dentro de las incertezas estadísticas del resultado experimental.

Resultados y discusión

Finalmente, calculamos la eficiencia de ionización, $\varepsilon = E_i/E_{NR}$, intervalo a intervalo, utilizando los ajustes de los histogramas perfil como el mostrado en la figura 6.15. La figura 6.16 muestra los resultados de Antonella y el experimento de fotoneutrones, junto a mediciones previas y el cálculo del modelo de Lindhard. La tabla 6.2 resume los resultados del experimento Antonella, y muestra las contribuciones principales a la incerteza sistemática.

Los puntos representados por triángulos vacíos con el vértice hacia arriba son los dos puntos de menor energía del trabajo de Sattler de 1965 [66] (ver figura 4.1, página 71). Los puntos representados por triángulos vacíos con el vértice hacia abajo

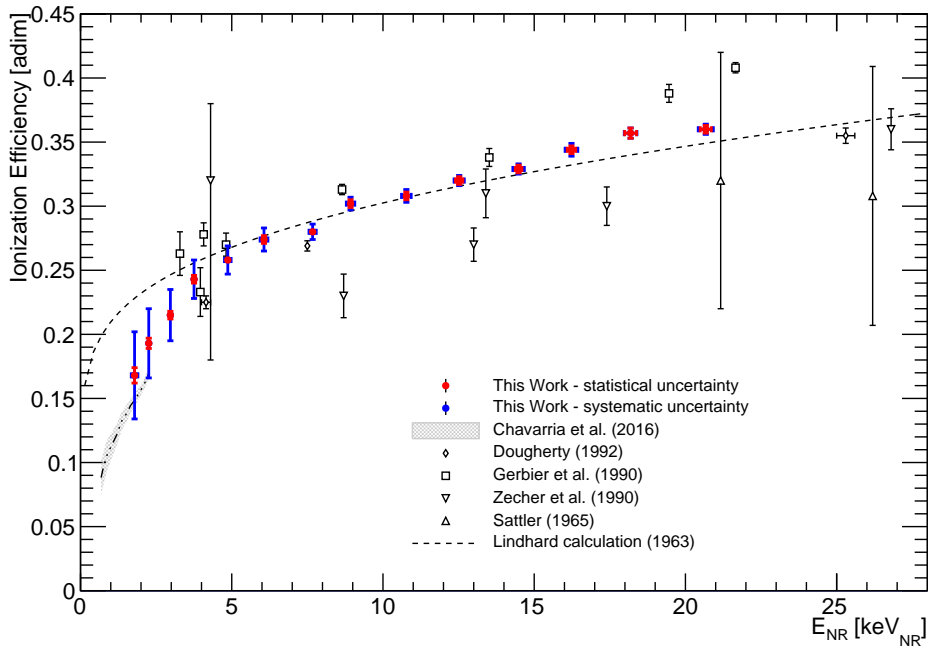


Figura 6.16: Eficiencia de ionización como función de la energía del retroceso nuclear. Los puntos sólidos rojos son el resultado de Antonella, en donde se discrimina la contribución a la incerteza estadística (rojo) y sistemática (azul). El área gris es el resultado del experimento con fotoneutrones realizado por la colaboración DAMIC [76]. También se muestran puntos de experimentos previos: triángulos vacíos con punta hacia arriba de Sattler [66], triángulos vacíos en punta hacia abajo de Zecher et al. [67], cuadrados vacíos de Gerbier et al. [68], diamantes vacíos de Dougherty [69]. La curva a trozos es la predicción del modelo de Lindhard para silicio [74].

son datos de Zecher et al. (1990) [67]. Los cuadrados vacíos son datos de Gerbier et al. (1990) [68]. Los diamantes vacíos son datos de Dougherty [69] (1992).

En colores, mostramos los resultados de los dos esfuerzos de calibración de la colaboración DAMIC. La medición obtenida por el experimento Antonella son los puntos de color rojo. Las barras de error rojas representan el error estadístico de los puntos experimentales a 1σ . Las barras de error azules representan el error sistemático a 1σ . La banda gris a $E_{NR} \approx 2 \text{ keV}_{NR}$ son los resultados del experimento llevado a cabo con la fuente de fotoneutrones, descrito en la sección 4.2 (página 70).

La curva de Lindhard mostrada en la figura 4.2 fue graficada utilizando los parámetros canónicos para silicio ($Z = 14$ y $A \approx 28$). La teoría de Lindhard define la variable $k = 0.133 Z^{2/3} A^{-1/2}$ para el caso en que el retroceso nuclear sea de un nucleído igual al material en el cual retrocede. Éste es el caso de interés para la calibración de DAMIC, en donde un núcleo de silicio retrocede en un detector de silicio. Si reemplazamos el número másico y atómico de silicio en la expresión,

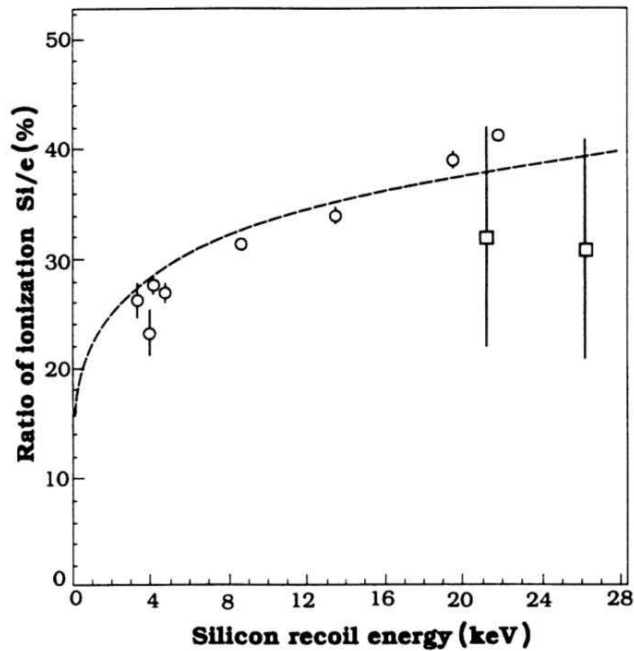


Figura 6.17: Resultados experimentales del trabajo de Gerbier et al. (1990) [68], junto con el ajuste que los autores realizaron a sus datos de la teoría de Lindhard con la variable $k = 0.15$.

$k_{\text{Si}} = 0.146$. Otros autores permiten variar al parámetro k , para ajustar la teoría a sus datos experimentales. Por ejemplo, en el trabajo de Gerbier et al. se ajustan los datos reportados con $k = 0.15$, lo que genera un corrimiento en la curva del modelo, como se puede ver en la figura 6.17. Allí se muestran los datos reportados por los autores y el ajuste que realizan de la teoría de Lindhard.

Por arriba de $6 \text{ keV}_{\text{NR}}$ de energía del retroceso nuclear, la tendencia general de la medición de Antonella está bien descrita por el cálculo del modelo de Lindhard, utilizando los parámetros canónicos de silicio. Por debajo de esta energía, la eficiencia de ionización medida decrece más rápido que la predicha por el modelo. Los resultados del experimento con la fuente de fotoneutrones, en donde utilizamos un CCD como detector blanco, también muestran una desviación significativa del modelo de Lindhard a bajas energías [76]. Dentro de las incertezas sistemáticas, los resultados de ambos experimentos de calibración de DAMIC son consistentes. La desviación del modelo de Lindhard a bajas energías es reportada por primera vez en la literatura.

El programa de calibración de DAMIC permitió medir la producción de ionización de retrocesos nucleares entre 0.68 y $20.67 \text{ keV}_{\text{NR}}$. Los resultados indicaron que este rango de energía del retroceso nuclear se corresponde con un rango de energía de ionización de $60 \text{ eV}_{\text{ee}}$ y $7.45 \text{ keV}_{\text{ee}}$. Ambas mediciones combinadas cubren todo el rango de interés para la búsqueda de materia oscura liviana que el detector

DAMIC100 llevará a cabo durante 2017.

Conclusiones

En el experimento Antonella medimos la eficiencia de ionización por retrocesos nucleares en el rango $[1.79, 20.67]$ keV_{NR}, el cual corresponde al rango de energía de ionización comprendido en $[0.3, 7.45]$ keV_{ee}. Por arriba de $E_{NR} = 6$ keV_{NR}, la tendencia general de los datos presentados por Antonella es bien aproximada por el modelo de Lindhard en el cual el parámetro k queda fijado por los números atómico y másico del silicio. Por debajo de esa energía, los datos muestran una desviación hacia menores eficiencias de ionización que el modelo. Esta desviación es consistente con la observada en forma independiente con el experimento en el que utilizamos una fuente de fotoneutrones. Observamos que las fluctuaciones de la producción de ionización por retrocesos nucleares es mayor a la producida por retrocesos electrónicos, de acuerdo cualitativo con la predicción del modelo de Lindhard.

El experimento Antonella junto con el realizado utilizando una fuente de fotoneutrones permitió medir la producción de ionización por retrocesos nucleares en todo el rango de interés de DAMIC.

6.3. Resumen

En este capítulo hemos descrito el análisis de datos del experimento Antonella. Describimos las calibraciones de las escalas de las variables medidas en el experimento: la escala de tiempo y la de energía. Describimos la reducción de los datos crudos y cómo seleccionamos eventos para la obtención de los resultados. Mostramos los resultados obtenidos y discutimos la evaluación de las incertezas. Presentamos los resultados del experimento Antonella junto con el experimento de calibración mediante una fuente radioactiva de fotoneutrones. Finalmente, discutimos la relevancia de los mismos en el contexto de las mediciones preexistentes en la literatura y el modelo de Lindhard.

La tendencia general de los resultados de Antonella está bien descrita por el modelo de Lindhard por encima de 6 keV_{NR}. Por debajo de esa energía, los datos de ambos experimentos de calibración de DAMIC observaron, por primera vez en la literatura, una desviación respecto del modelo. Los resultados de Antonella y el experimento con la fuente de fotoneutrones son consistentes dentro de sus incertezas.

En los resultados de Antonella observamos fluctuaciones en el proceso de ionización de retrocesos nucleares. Este fenómeno requerirá un estudio cuantitativo dedicado, dado que las próximas generaciones de experimentos de búsquedas de materia oscura con detectores semiconductores continuarán disminuyendo el umbral de detección de ionización hasta el punto último de registrar un par electrón-hueco individual.

El programa de calibración de DAMIC permitió medir la producción de ionización de retrocesos nucleares todo el rango de interés para la búsqueda de materia oscura liviana que el detector DAMIC100 llevará a cabo durante 2017.

Conclusiones

Nuestra concepción más acaba del cosmos está basada en la hipótesis de que existe una forma de materia que llamamos oscura, distinta a la ordinaria y cinco veces más abundante que ella. La evidencia observacional, astrofísica y cosmológica que motiva su existencia es concluyente: la materia ordinaria (bariónica) es insuficiente para comprender, en el marco de la relatividad general y el modelo estándar de la cosmología (Λ CDM), una serie de fenómenos en distintas escalas. El hecho de que casi todas las evidencias observacionales parezcan ser independientes entre sí es aún más intrigante, mientras que a la vez brinda solidez a la hipótesis de la materia oscura. Suponer la existencia de materia oscura es la explicación para todos estos fenómenos juntos más sencilla que se ha formulado. Sin embargo, a pesar de que la comunidad casi en pleno postula su existencia, su naturaleza permanece ignota. Hasta el momento, no se ha podido detectar en el laboratorio en forma convincente, a pesar de un esfuerzo que, desde la hipótesis de su detectabilidad a través de retrocesos nucleares, lleva más de 30 años.

Las afirmaciones de DAMA acerca de que la señal de modulación observada se debe a partículas de materia oscura interactuando con el detector ha despertado en la comunidad gran interés en partículas de baja masa ($m_\chi < 10 \text{ GeV}/c^2$). En este contexto, y motivado por modelos teóricos que dan sustento a estas partículas, el experimento DAMIC resulta relevante y competitivo, debido a su ultra bajo umbral de detección de energía depositada como ionización, $\lesssim 40 \text{ eV}_{ee}$.

La señal esperada de la interacción de la materia oscura con el detector está dada por la deposición de energía por parte de retrocesos nucleares. Éstos, a diferencia de los retrocesos electrónicos, sólo convierten una fracción de su energía cinética inicial en ionización. De allí que, para interpretar los datos arrojados por el detector para la búsqueda de materia oscura, es crucial medir la respuesta de ionización de los retrocesos nucleares.

En el capítulo 1 planteamos el problema de la materia oscura. Describimos la evidencia experimental que motiva su hipótesis. Concluimos que debe ser aproximadamente cinco veces más abundante que la materia bariónica, que debe ser fría, prácticamente no colisional, estable en escalas de tiempo cosmológico y, no es redundante recalcarlo, no puede estar compuesta de bariones. Descartamos los posibles candidatos dentro del modelo estándar de las partículas elementales y argumentamos a favor de las llamadas WIMPs (*Weakly Interactive Massive Particles*), partículas masivas que interactúan con intensidad de la escala de la fuerza electrodébil, mediante un mecanismo desconocido aún.

En el capítulo 2 describimos los métodos utilizados para la detección de WIMPs, haciendo hincapié en su búsqueda por detección directa. Describimos la señal que se espera producto de la interacción del *viento* de WIMPs que formaría el halo galáctico con el detector, y explicamos la magnitud de interés en las búsquedas: la tasa de eventos diferencial. Luego mencionamos las dificultades a las que se enfrentan este tipo de experimentos, específicamente la bajísima relación señal al fondo espurio. Detallamos la naturaleza del fondo espurio y las estrategias y métodos utilizados para mitigarlo. Concluimos el capítulo resumiendo del estado actual de las búsquedas por detección directa, comentando el caso particular de la colaboración DAMA.

En el capítulo 3 realizamos una descripción del experimento de búsqueda de materia oscura por detección directa DAMIC (acrónimo de *Dark Matter In CCDs*). El mismo está basado en la utilización de sensores CCDs (*Charge-Coupled Devices*) como detectores de partículas, en lugar de su uso convencional como sensores de luz (cámaras). Expusimos los principios de funcionamiento de los CCDs y sus ventajas para identificar las partículas que interactúan con él, y la posibilidad de la reconstrucción tridimensional de la trayectoria que éstas siguen dentro del sensor. Detallamos los motivos del bajo umbral de detección, describimos el arreglo experimental de DAMIC en el laboratorio subterráneo SNOLAB y la instalación del detector DAMIC100.

En el capítulo 4 explicamos y fundamentamos la necesidad de caracterizar la respuesta del detector a retrocesos nucleares. Revisamos los antecedentes bibliográficos en el tema y los métodos utilizados. Finalmente, planteamos una forma nunca explorada para realizar este tipo de mediciones. La novedad introducida fue la utilización de un espectro amplio de neutrones incidentes y la determinación de la energía cada neutrón por la técnica del tiempo de vuelo. Justificamos su factibilidad y calculamos la cinemática de la interacción elástica neutrón-núcleo para la reconstrucción de la energía de los retrocesos nucleares.

En el capítulo 5 describimos el experimento realizado para la medición de la eficiencia de ionización de retrocesos nucleares en silicio. Expusimos el método utilizado y detallamos el arreglo experimental, repasando cada componente del mismo. Por último, en el capítulo 6, presentamos el análisis y los resultados de Antonella, junto con el otro experimento de calibración de DAMIC en el cual utilizamos una fuente de fotoneutrones. Discutimos la consistencia de los resultados de ambos experimentos y el hecho de que el modelo de Lindhard aproxima adecuadamente los resultados a altas energías. A bajas energías, los datos indicaron por primera vez una desviación de este modelo. Ambos experimentos combinados cubrieron todo el rango de interés para la búsqueda de materia oscura que el detector DAMIC100 realizará durante 2017.

* * *

Se viven tiempos motivadores y estimulantes para el estudio de la cosmología. El problema de la materia oscura, tema planteado en esta tesis, se mantiene en pie luego de casi un siglo desde las primeras observaciones y conclusiones de Zwicky, alrededor de 1930. Tal vez nos encontremos en las vísperas de una revolución científica. Por un instante, analicemos las posibilidades que podrían ocurrir en las próximas décadas.

Por un lado, podemos suponer que las WIMPs u otro candidato de materia oscura podría ser detectado mediante algunos de los métodos descritos en el capítulo 2. Cualquiera sea este escenario, si bien representará un triunfo del modelo cosmológico actual, Λ CDM, abrirá una puerta hacia Física desconocida. Será inmediato preguntarse acerca de la naturaleza de esta partícula, como interactúa con las otras conocidas y cuáles son sus propiedades. Luego, querremos intentar encuadrar el conjunto de las partículas elementales (las del actual modelo estándar y las de materia oscura) en un marco conceptual global que formulará predicciones y ampliará nuestra concepción y entendimiento último sobre cómo está formado nuestro universo.

Por el otro, pensemos qué podría ocurrir en el caso de que, en las próximas décadas, ningún esfuerzo logre detectar la materia oscura, ni por detección directa, ni indirecta, ni mediante colisionadores. Entonces tendremos un modelo cosmológico que plantea que el 27% del contenido de energía-materia del universo está formado por una forma de materia que no interactúa de modo alguno con las partículas del modelo estándar a menos de gravitatoriamente, y que representa el 84% de la materia total del universo. Notemos que en todo momento estamos evitando mencionar el problema de la energía oscura, la cual pensamos que es la responsable de la expansión acelerada del universo. No resulta inmediato hacerse la idea de una teoría Física establecida que involucre la existencia de una forma de materia con la cual no podemos interactuar, y de la que sólo podemos “inferir” su presencia. En este contexto, el modelo estándar de la cosmología podría refinarse para explicar esta situación. Actualmente, éste supone que en los instantes posteriores al Big Bang la materia oscura sí interactúa con el resto de las partículas, participando de las ondas de presión que luego dejaron los patrones en el CMB. Podría pensarse en alguna sofisticación a través de la cual esta tensión pueda resolverse, tal como que la interacción entre la materia oscura y la materia ordinaria perdió intensidad con la expansión del universo y al día de hoy es nula. Por otro lado, cabe pensar que existe la posibilidad de que el modelo Λ CDM sea abandonado por un nuevo paradigma.

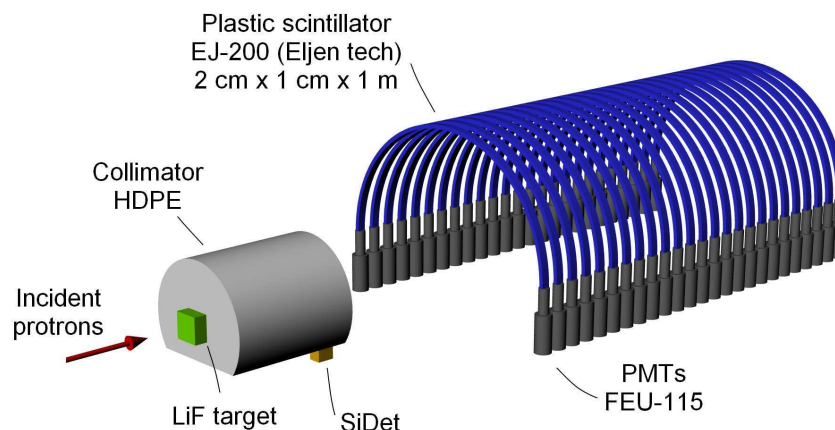
Finalmente, es interesante destacar que el modelo estándar de las partículas elementales y sus interacciones es incompatible con nuestra actual concepción de la teoría de la gravitación, la relatividad general. Tal vez esta incompatibilidad no sea más que otra cara del problema de la materia y la energía oscura.

Lo reiteramos, se viven tiempos motivadores y estimulantes para el estudio de la cosmología. En los próximos años, de una manera o de otra, habrá que estar atento a los nuevos descubrimientos.

Epílogo: breve historia de Antonella

En Buenos Aires, el día previo a mi vuelo hacia Chicago, allá por agosto de 2012, Juan Estrada y yo nos reunimos en el bar del Pabellón I de Ciudad Universitaria. Para ese entonces, yo no tenía mucha idea acerca de cosmología y la materia oscura. Mi experiencia había surcado un perfil un poco más tecnológico, habiendo desarrollado detectores de neutrones y de fotones gamma para reactores, medicina e industria nuclear. Ese día, Juan me contó acerca del experimento DAMIC, que recién había terminado su prueba de concepto en la caverna de MINOS en Fermilab y que proyectaba instalar en SNOLAB a finales de ese año. Esencialmente me convenció de que tenía entre manos un detector sensible como ningún otro, capaz de registrar apenas unos pocos electrones producto de partículas ionizantes. Pero, para poder utilizar este sensor (los CCDs) en la búsqueda de materia oscura y neutrinos por dispersión coherente, debía calibrar su respuesta a retrocesos nucleares. Entonces, discutimos un posible plan de trabajo para realizar esta calibración. En el reverso de una bandejita gris de cartón reciclado en la que minutos antes nos habían servido unas facturas, Juan esbozó tres ideas para medir la eficiencia de ionización por retrocesos nucleares. Utilizar una fuente radioactiva emisora de neutrones de espectro amplio, utilizar una fuente radioactiva emisora de neutrones monoenergética, y generar un haz de neutrones monoenergético mediante un acelerador de iones y usar un detector de neutrones para registrar el neutrón dispersado. Después de discutir un rato, lo miré y le dije que yo nunca había participado en un experimento de *scattering*, a lo que me respondió que él tampoco. No hizo falta discutir más: en mi interior ya había tomado partido por la última opción. Con lo cual, y para evitar problemas de control de sustancias alimenticias en el aeropuerto, decidí no conservar la bandejita gris de cartón reciclado con el plan de trabajo.

Al llegar a Fermilab recibí un detector de silicio de rayos-X tipo diodo PIN, sobre el cual Juan había pensado realizar la medición en lugar de los CCDs. Tomé contacto con el experimento SCENE, que estaba planificando utilizar el tándem de la Universidad de Notre Dame para hacer una medición similar a la que nosotros buscábamos, pero sobre argón líquido utilizando un haz de neutrones monoenergético. Visitamos el acelerador, hablamos con los profesores y aprendí sobre los parámetros de operación posibles. Hice los cálculos y me di cuenta de que tomar datos con un haz monoenergético demandaría años, dada la intensidad de protones y la masa del detector de silicio a utilizar. Allí fue cuando se me ocurrió que en lugar del haz



Diseño conceptual preliminar del espectrómetro de neutrones.

monoenergético podríamos utilizar un haz de espectro amplio para obtener más neutrones y medir la energía de cada neutrón mediante la técnica del tiempo de vuelo. Si bien la técnica del tiempo de vuelo para medir la energía de los neutrones estaba totalmente establecida y se conoce desde los años 1960' en la comunidad de Física de neutrones y nuclear, nunca había sido utilizada para un experimento de calibración de retrocesos nucleares.

Comencé a diseñar un espectrómetro de neutrones rápidos que tuviera la mayor cobertura y eficiencia posible y un costo razonable. El primer diseño consideraba detectores de neutrones cuya geometría era un arco de circunferencia. Esto tenía sentido dado que para la medición que queríamos hacer sólo era relevante el ángulo de dispersión respecto a los neutrones incidentes. Para una circunferencia cuya normal es paralela a la dirección de neutrones incidentes, todos sus puntos subtenden el mismo ángulo de dispersión. El concepto se muestra en la figura. A través de una gestión de Gastón Gutiérrez (científico de Fermilab), habíamos conseguido PMTs rusos que habían pertenecido al sistema de mounes de D0, con lo cual comenzamos a hacer pruebas con ellos. El objetivo era poder doblar las barras de centellador y empaquetarlas con los PMTs. Allí trabajé con David Butler y Jeannine Wilson, técnicos de Fermilab. Junto con Dave hicimos algunos intentos pero el resultado fue infructuoso. El tiempo se transcurría y decidimos dejar de lado la idea de los arcos e ir por los detectores en forma recta. Finalmente, junto con Jeannine armamos un par de barras de centellador con los tubos rusos que luego caractericé.

A finales de 2012 decidimos comprar un nuevo detector de silicio y su electrónica asociada. Trabajé con Vic Scarpine, *Applied Physicist* de Fermilab, para determinar la mejor opción. Para tomar la decisión consideré la forma de integrar la electrónica del detector con un futuro sistema de DAQ de neutrones.

En marzo de 2013 hice el primer experimento en el tándem de la Universidad de Notre Dame, con un haz monoenergético. Conté con la colaboración para la instalación y operación del experimento de Guillermo Fernández Moroni (estudiante de doctorado de la Universidad Nacional del Sur) y de Javier Tiffenberg (posdoc

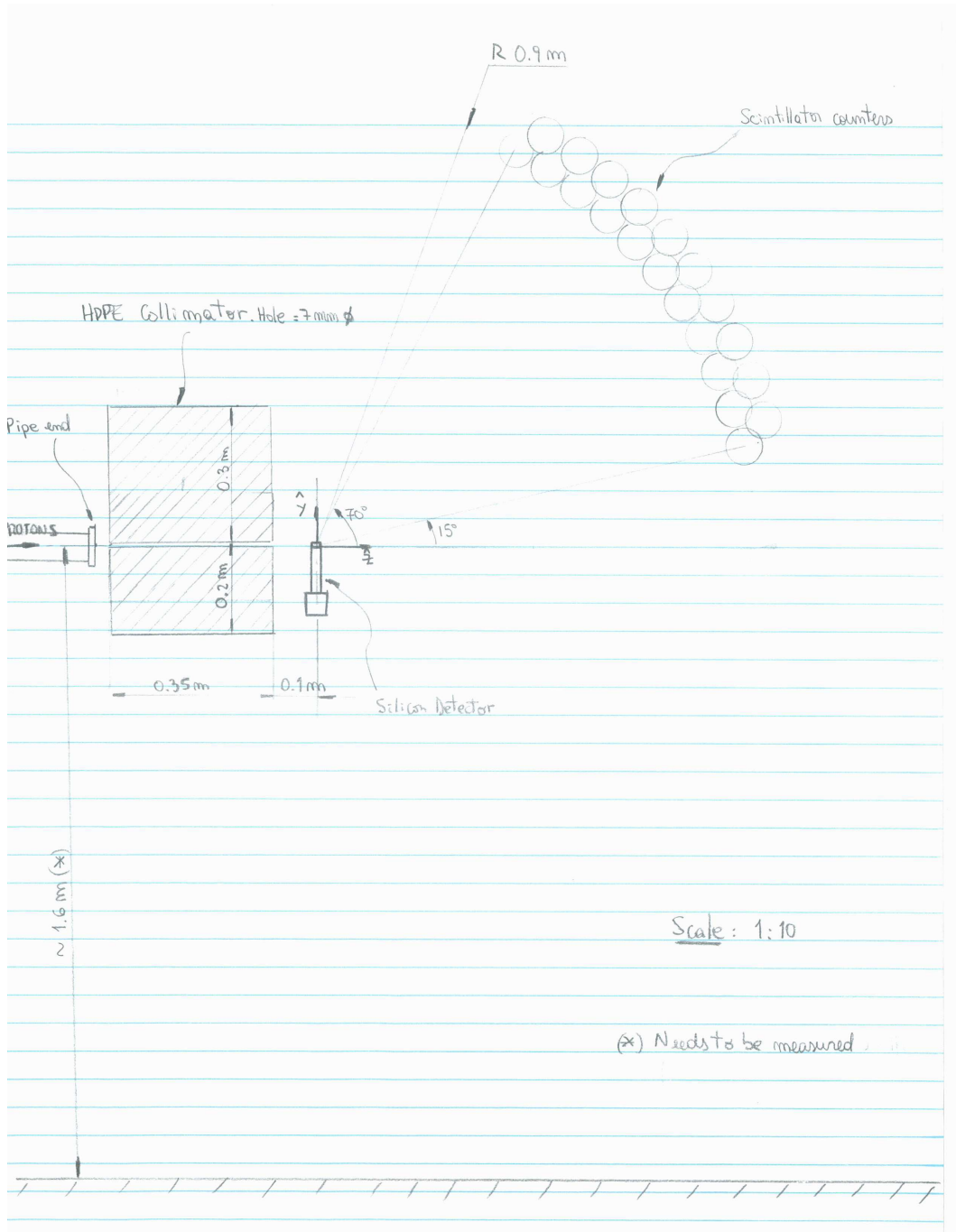
de Fermilab). En esta prueba colocamos una de las barras en el haz de neutrones y la otra a un cierto ángulo, para intentar observar la dispersión. Los soportes mecánicos para esta prueba los armé junto con Kevin Kuk, técnico de Fermilab. Para la lectura del DAQ conté con la ayuda de Geoffrey Savage, *Applied Physicist* de Fermilab. Si bien pudimos registrar neutrones en la barra en el haz, no observamos ningún evento de coincidencia con la segunda barra. El motivo fue el alto umbral de detección de neutrones conseguido, causado por el acople entre el centellador y los PMTs (simplemente apoyados en aire) y la relativa baja ganancia de los PMTs ($< 10^5$).

A mediados de 2013, Gustavo Cancelo (ingeniero de Fermilab) consiguió varias cajas de PMTs del calorímetro hadrónico central de CDF, de dos pulgadas de diámetro y de alta ganancia. Armamos un par de barras de centellador con estos nuevos tubos usando cemento óptico para su acople. En noviembre de ese año obtuvimos tiempo de haz para probar el sistema. Para esta corrida teníamos el blanco de LiF grueso diseñado y, gracias a la pericia de John Greene de Argonne National Laboratory y la gestión de Vic Scarpine, fabricado. Convencidos de que los detectores de neutrones funcionarían, la idea era probar y caracterizar el espectro de neutrones. Además, llevamos el detector de silicio, para intentar ver dispersión en él como objetivo de máxima. Participaron colaborando en esta corrida de dos días Leonel Villanueva (estudiante de licenciatura en Física de la Universidad de Guanajuato), Javier Tiffenber y Juan Estrada. Estando en el haz aún tomando datos observamos la dispersión de neutrones en ambos detectores. Además, vimos claramente la señal en el detector de silicio producto del espectro amplio de neutrones. El concepto había funcionado.

A partir de ese entonces comencé a diseñar el experimento, escalando el arreglo con el que habíamos obtenido buenos resultados en la prueba de concepto. La limitación principal con la que conté fue el número de PMTs con el que disponíamos. El número de canales de electrónica disponibles con el repositorio PREP era más que suficiente. En la siguiente figura se puede ver un esquema del diseño de mi puño y letra. Siguiendo la tradición de Física Altas Energías y Astropartículas de nombrar a los experimentos, hice lo propio con el que me había tocado liderar: Antonella. El nombre no es un acrónimo, ni una sigla, ni un juego de palabras, ni refiere a una persona en particular. Simplemente me pareció un bonito nombre.

Junto con Gastón Gutiérrez, Marco Reyes (Profesor de la Universidad de Guanajuato en sabático en Fermilab) y Junhui Liao (estudiante de doctorado de la Universidad de Zürich), realizamos un análisis de *likelihood* del modelo de Lindhard de los datos recabados en la prueba de concepto. Mi dedicación principal durante ese período estuvo abocada al diseño y construcción de Antonella, con lo cual participé marginalmente en el análisis detallado de esos datos. El resultado preliminar fue publicado en Fermilab Today, con buena repercusión.

Durante todo 2014 completamos el diseño y construcción de Antonella. El mecanizado de los centelladores lo hice junto con Jim Wish, técnico de Fermilab, y Anna Pla, química de Fermilab. Construimos las barras centelladoras junto con Andrew Lathrop y Rolando Flores, técnicos de Fermilab de la vieja guardia. Conté con la colaboración de Alex Kavner, estudiante de Bachelor en Física de la Universidad de



Esquema del diseño conceptual del espectrómetro de neutrones de Antonella.

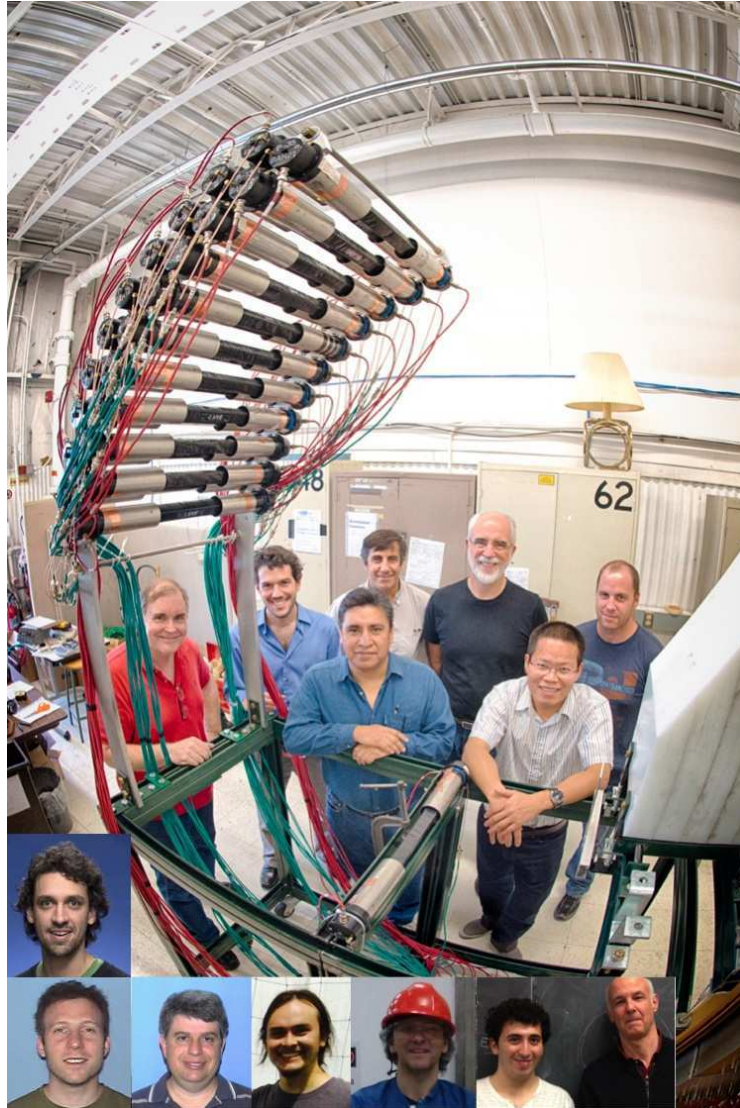
Michigan en estancia en Fermilab como estudiante de verano, para la caracterización de las barras centelladoras. Jorge Molina, Profesor de la Universidad Nacional de Asunción, y Junhi Liao se sumaron al esfuerzo realizando simulaciones de Geant4, que asistieron al diseño del experimento. El diseño mecánico lo realicé en colaboración con Edward Chi, ingeniero mecánico de Fermilab. En la construcción de los arcos de aluminio que soportaron a las barras de centellador conté con la colaboración de Otto Álvarez, técnico de Fermilab. La construcción e integración de la toda la mecánica fue hecha junto con Andrew Lathrop. Para el sistema de DAQ conté con la colaboración de Jonathan Lewis, *Applied Physicist* de Fermilab responsable de PREP. Juan Collar, profesor de la Universidad de Chicago, nos prestó algunos discriminador de fracción constante que habíamos pensado utilizar y que luego decidimos no hacerlo. Durante ese año viajé varias veces a la Universidad de Notre Dame, para ajustar los detalles de los preparativos del experimento. Interactué con los profesores y científicos de la Universidad, especialmente con Wanpeng Tan. Tomé el entrenamiento para operar el haz y poder hacer guardias nocturnas a mi cargo. En todo momento conté con la ayuda y guía inestimable de Javier Tiffenberg, Gustavo Cancelo, Gastón Gutierrez y Juan Estrada.

Por algún motivo no develado aún, cada vez que fuimos a hacer un experimento al tándem de la Universidad de Notre Dame nevbaba impiadosamente. La tercera vez que llevamos hardware allí no fue la excepción. Obtuvimos turno para el haz en febrero de 2015, por dos semanas. Allí cumplí el rol de *run manager*. Durante la instalación, Andrew Lathrop cumplió un rol fundamental, asistiendo en la solución de todos los percances típicos de cualquier experimento de Física Experimental de Altas Energías que se precie. Colaboraron con guardias en la toma de datos Javier Tiffenber, Juan Estrada, Gustavo Cancelo, Alex Kavner, Junhui Liao, Gastón Gutiérrez y varios estudiantes de Física de la Universidad de Notre Dame. Yann Guardincerri, posdoc de Fermilab, y Javier Tiffenberg participaron durante las primeras corridas, aportando su experiencia para ayudar a organizar el experimento y la toma de datos. Al finalizar el experimento, aún con el arreglo experimental montado, un equipo del Departamento de alineación y metrología de Fermilab, integrado por O'Sheg Oshinowo, Charles Wilson y Michel O'Boyle, realizó la medición geométrica de las posiciones de todos los componentes del mismo. Junto con la semana en la que rehíce casi todas las láminas de dibujo técnico en primer año de la secundaria, el período de adquisición de datos de Antonella fue el momento de mi vida en el que menos dormí.

Ya con los datos adquiridos, y con la certeza de que su calidad era de grado científico, organizamos el grupo de análisis dividiendo las tareas. Con la guía de Gastón Gutiérrez, cumplí el rol de coordinador de este esfuerzo. El grupo de la Universidad de Michigan, formado por Alex Kavner y su mentor el Profesor Dante Amidei, tuvo la responsabilidad de calibrar la escala de tiempos. Gustavo Cancelo se ocupó de la calibración de la escala de energía. El grupo de la Universidad de Guanajuato, formado por Marco Reyes y Rafael Olalla (estudiante de doctorado) fueron los responsables de estudiar el espectro de neutrones. Junhui Liao y Jorge Molina fueron quienes generaron las simulaciones de Geant4. Organizamos reuniones semanales para poner en común los avances, de las cuales participaron Javier

Tiffenberg y Juan Estrada.

Las historias detrás de los experimentos suelen ser esquivas a la mirada científica. Historias que son el fruto del esfuerzo humano, usualmente oculto tras los histogramas y las ecuaciones. Estas líneas reflejan mi visión personal de la historia del experimento Antonella. En ella se resume el trabajo mancomunado de una treintena de personas que hicieron posible esta pequeña aventura científica.



Fotografía de los participantes científicos de Antonella. Junto al detector, de izquierda a derecha: Andrew Lathrop, Federico Izraelevitch, Marco Reyes, Gustavo Cancelo, Gastón Gutierrez, Junhui Liao y Juan Estrada. Fotos pequeñas, de izquierda a derecha, de arriba hacia abajo: Yann Guardincerri, Javier Tiffenberg, Vic Scarpine, Leonel Villanueva, Jorge Molina, Alex Kavner y Dante Amidei.

Bibliografía

- [1] E. Corbelli *et al.*, “The extended rotation curve and dark matter halo of M33,” *Mon. Not. R. Astron. Soc. Astrophys. J.*, vol. 311, p. 441, 2000.
- [2] V. Rubin *et al.*, “Rotational properties of 21 Sc galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 to UGC 2885,” *Astrophys. Jour.*, vol. 238, p. 471, 1980.
- [3] H. Babcock, “The rotation of the Andromeda nebula,” *Lick Observatory bulletin*, vol. 498, p. 41, 1939.
- [4] F. Zwicky, “On the masses of nebulae and of clusters of nebulae,” *Astrophys. Jour.*, vol. 86, p. 217, 1937.
- [5] C. Chang *et al.*, “Wide-field lensing mass maps from Dark Energy Survey science verification data,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, p. 051301, 2015.
- [6] M. J. Jee, J. P. Hughes, F. Menanteau, C. Sifon, R. Mandelbaum, L. F. Barrientos, L. Infante, and K. Y. Ng, “Weighing “el gordo” with a precision scale: Hubble space telescope weak-lensing analysis of the merging galaxy cluster actl j0102–4915 at $z= 0.87$,” *The Astrophysical Journal*, vol. 785, no. 1, p. 20, 2014.
- [7] A. Penzias *et al.*, “A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s,” *Astrophys. J.*, vol. 142, p. 419, 1965.
- [8] R. Adam, The Planck Collaboration, *et al.*, “Planck 2015 results I. Overview of products and scientific results,” *Astron. and Astrophys.*, vol. 594, p. 38, 2016.
- [9] A. Sánchez *et al.*, “The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Cosmological implications of the configuration-space clustering wedges,” *MNRAS*, vol. 142, no. 2, p. 1640, 2016.
- [10] A. Riess *et al.*, “A 2.4% determination of the local value of the Hubble constant,” *Astrophys. J.*, vol. 826, no. 1, p. 31, 2016.
- [11] G. Hinshaw, D. Larson, E. Komatsu, D. Spergel, C. Bennett, J. Dunkley, M. Nolta, M. Halpern, R. Hill, N. Odegard, *et al.*, “Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological parameter results,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 208, no. 2, p. 19, 2013.

- [12] J. Dunkley, R. Hlozek, J. Sievers, V. Acquaviva, P. A. Ade, P. Aguirre, M. Amiri, J. Appel, L. Barrientos, E. S. Battistelli, *et al.*, “The Atacama Cosmology Telescope: cosmological parameters from the 2008 power spectrum,” *The Astrophysical Journal*, vol. 739, no. 1, p. 52, 2011.
- [13] R. Keisler, C. Reichardt, K. Aird, B. Benson, L. Bleem, J. Carlstrom, C. Chang, H. Cho, T. Crawford, A. Crites, *et al.*, “A measurement of the damping tail of the cosmic microwave background power spectrum with the South Pole Telescope,” *The Astrophysical Journal*, vol. 743, no. 1, p. 28, 2011.
- [14] C. Patrignani, Particle Data Group, *et al.*, “Section 28: Cosmic microwave background,” *Chin. Phys. C*, vol. 40, p. 100001, 2016.
- [15] R. Cyburt *et al.*, “Big bang nucleosynthesis: Present status,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 88, p. 015004, 2016.
- [16] R. Epstein, J. Lattimer, and D. Schramm, “The origin of deuterium,” *Nature (London)*, vol. 263, no. 5574, pp. 198–202, 1976.
- [17] C. Alcock, R. Allsman, D. R. Alves, T. Axelrod, A. C. Becker, D. Bennett, K. H. Cook, N. Dalal, A. J. Drake, K. Freeman, *et al.*, “The MACHO project: microlensing results from 5.7 years of Large Magellanic Cloud observations,” *The Astrophysical Journal*, vol. 542, no. 1, p. 281, 2000.
- [18] P. Tisserand, L. Le Guillou, C. Afonso, J. Albert, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, J. Beaulieu, X. Charlot, *et al.*, “Limits on the MACHO content of the galactic halo from the EROS-2 survey of the Magellanic Clouds,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 469, no. 2, pp. 387–404, 2007.
- [19] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, “Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints,” *Physics Reports*, vol. 405, no. 5, pp. 279–390, 2005.
- [20] C. Patrignani, P. D. Group, *et al.*, “Review of particle physics,” *Chinese physics C*, vol. 40, no. 10, p. 100001, 2016.
- [21] C. Bird *et al.*, “Dark matter pair-production in b to s transitions,” *Mod. Phys. Lett. A*, vol. 21, p. 457, 2006.
- [22] C. Boehm and P. Fayer, “Scalar dark matter candidates,” *Nuc. Phys. B*, vol. 683, p. 219, 2004.
- [23] J. Navarro *et al.*, “The structure of cold dark matter halos,” *Astrophys. J.*, vol. 462, p. 563, 1996.
- [24] M. Klasen, M. Pohl, and G. Sigl, “Indirect and direct search for dark matter,” *Progress in particle and nuclear physics*, vol. 85, pp. 1–32, 2015.
- [25] A. Albert, B. Anderson, K. Bechtol, A. Drlica-Wagner, M. Meyer, M. Sánchez-Conde, L. Strigari, M. Wood, T. Abbott, F. Abdalla, *et al.*, “Searching for dark matter annihilation in recently discovered Milky Way satellites with Fermi-LAT,” *The Astrophysical Journal*, vol. 834, no. 2, p. 110, 2017.

- [26] A. Drlica-Wagner, K. Bechtol, E. Rykoff, E. Luque, A. Queiroz, Y.-Y. Mao, R. H. Wechsler, J. D. Simon, B. Santiago, B. Yanny, *et al.*, “Eight ultra-faint galaxy candidates discovered in year two of the Dark Energy Survey,” *The Astrophysical Journal*, vol. 813, no. 2, p. 109, 2015.
- [27] A. Drlica-Wagner, A. Albert, K. Bechtol, M. Wood, L. Strigari, L. Baldini, R. Essig, J. Cohen-Tanugi, B. Anderson, R. Bellazzini, *et al.*, “Search for gamma-ray emission from DES dwarf spheroidal galaxy candidates with Fermi-LAT data,” *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 809, no. 1, p. L4, 2015.
- [28] Y. Mambrini, G. Arcadi, and A. Djouadi, “The LHC diphoton resonance and dark matter,” *Physics Letters B*, vol. 755, pp. 426–432, 2016.
- [29] ATLAS and CMS Collaborations, “Presentations to be published,” in *International Conference on High Energy Physics*, 2016.
- [30] M. Vogelsberger, A. Helmi, V. Springel, S. D. White, J. Wang, C. S. Frenk, A. Jenkins, A. Ludlow, and J. F. Navarro, “Phase-space structure in the local dark matter distribution and its signature in direct detection experiments,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 395, no. 2, pp. 797–811, 2009.
- [31] M. W. Goodman and E. Witten, “Detectability of certain dark-matter candidates,” *Phys. Rev. D*, vol. 31, p. 3059, 1985.
- [32] A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, M. Butner, G. Canelo, A. C. Vázquez, B. C. Vergara, A. Chavarria, C. Chavez, J. de Mello Neto, *et al.*, “Search for low-mass WIMPs in a 0.6 kg day exposure of the DAMIC experiment at SNOLAB,” *Physical Review D*, vol. 94, no. 8, p. 082006, 2016.
- [33] R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo, S. Castellano, R. Cerulli, C. Dai, A. d’Angelo, S. d’Angelo, A. Di Marco, *et al.*, “Final model independent result of DAMA/LIBRA–phase1,” *The European Physical Journal C*, vol. 73, no. 12, p. 2648, 2013.
- [34] R. Agnese *et al.*, “New results from the search for low-mass weakly interacting massive particles with the CDMS low ionization threshold experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 071301, 2016.
- [35] P. Cushman, C. Galbiati, D. McKinsey, H. Robertson, T. Tait, D. Bauer, A. Borgland, B. Cabrera, F. Calaprice, J. Cooley, *et al.*, “Snowmass CF1 summary: WIMP dark matter direct detection,” *arXiv preprint arXiv:1310.8327*, 2013.
- [36] J. Lewin and P. Smith, “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil,” *Astroparticle Physics*, vol. 6, no. 1, pp. 87–112, 1996.
- [37] “<https://www.hep.shef.ac.uk/research/dm/intro.php>.”

- [38] J. B. Battat, J. Brack, E. Daw, A. Dorofeev, A. Ezeribe, J.-L. Gauvreau, M. Gold, J. Harton, J. Landers, E. Law, *et al.*, “First background-free limit from a directional dark matter experiment: results from a fully fiducialised DRIFT detector,” *Physics of the Dark Universe*, vol. 9, pp. 1–7, 2015.
- [39] C. McCabe, “Astrophysical uncertainties of dark matter direct detection experiments,” *Physical Review D*, vol. 82, no. 2, p. 023530, 2010.
- [40] D. Akerib, X. Bai, S. Bedikian, E. Bernard, A. Bernstein, A. Bolozdynya, A. Bradley, D. Byram, S. Cahn, C. Camp, *et al.*, “The Large Underground Xenon (LUX) experiment,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 704, pp. 111–126, 2013.
- [41] DarkSide Collaboration, 2016. <http://darkside.lngs.infn.it/>.
- [42] H. Cao, *A study of nuclear recoils in liquid argon time projection chamber for the direct detection of WIMP dark matter*. PhD thesis, Princeton University, 2014.
- [43] C. Amole, M. Ardid, D. M. Asner, D. Baxter, E. Behnke, P. Bhattacharjee, H. Borsodi, M. Bou-Cabo, S. Brice, D. Broemmelsiek, *et al.*, “Dark matter search results from the PICO-2L C₃F₈ bubble chamber,” *Physical review letters*, vol. 114, no. 23, p. 231302, 2015.
- [44] P. Grothaus, M. Fairbairn, and J. Monroe, “Directional dark matter detection beyond the neutrino bound,” *Physical Review D*, vol. 90, no. 5, p. 055018, 2014.
- [45] E. Armengaud *et al.*, “Constraints on low-mass WIMPs from the EDELWEISS-III dark matter search,” *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, vol. 2016, no. 05, p. 019, 2016.
- [46] G. Angloher, A. Bento, C. Bucci, L. Canonica, X. Defay, A. Erb, F. von Feilitzsch, N. F. Iachellini, P. Gorla, A. Gütlein, *et al.*, “Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector,” *The European Physical Journal C*, vol. 76, no. 1, pp. 1–8, 2016.
- [47] P. Agnes, L. Agostino, I. Albuquerque, T. Alexander, A. Alton, K. Arisaka, H. Back, B. Baldin, K. Biery, G. Bonfini, *et al.*, “Results from the first use of low radioactivity argon in a dark matter search,” *Physical Review D*, vol. 93, no. 8, p. 081101, 2016.
- [48] E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo, A. Askin, L. Baudis, A. Behrens, K. Bokeloh, E. Brown, T. Bruch, G. Bruno, *et al.*, “Dark matter results from 100 live days of XENON100 data,” *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 13, p. 131302, 2011.
- [49] C. E. Aalseth, CoGeNT Collaboration, *et al.*, “CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors,” *Phys. Rev. D*, vol. 88, p. 012002, 2013.

- [50] C. Aalseth, P. Barbeau, J. Colaresi, J. Collar, J. D. Leon, J. Fast, N. Fields, T. Hossbach, A. Knecht, M. Kos, *et al.*, “Search for an annual modulation in three years of cogent dark matter detector data,” *arXiv preprint arXiv:1401.3295*, 2014.
- [51] C. Aalseth, P. Barbeau, J. D. Leon, J. Fast, T. Hossbach, A. Knecht, M. Kos, M. Marino, H. Miley, M. Miller, *et al.*, “Maximum likelihood signal extraction method applied to 3.4 years of CoGeNT data,” *arXiv preprint arXiv:1401.6234*, 2014.
- [52] R. Agnese, Z. Ahmed, A. Anderson, S. Arrenberg, D. Balakishiyeva, R. B. Thakur, D. Bauer, J. Billard, A. Borgland, D. Brandt, *et al.*, “Silicon detector dark matter results from the final exposure of CDMS II,” *Physical review letters*, vol. 111, no. 25, p. 251301, 2013.
- [53] J. R. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*, vol. 83. SPIE press, 2001.
- [54] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [55] S. E. Holland, D. E. Groom, N. P. Palaio, R. J. Stover, and M. Wei, “Fully depleted, back-illuminated charge-coupled devices fabricated on high-resistivity silicon,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 50, no. 1, pp. 225–238, 2003.
- [56] J. Barreto, H. Cease, H. Diehl, J. Estrada, B. Flaughner, N. Harrison, J. Jones, B. Kilminster, J. Molina, J. Smith, *et al.*, “Direct search for low mass dark matter particles with CCDs,” *Physics Letters B*, vol. 711, no. 3, pp. 264–269, 2012.
- [57] A. E. Chavarria, J. Tiffenberg, A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, G. Cancelo, J. C. D’Olivo, J. Estrada, G. F. Moroni, F. Izraelevitch, *et al.*, “DAMIC at SNOLAB,” *Physics Procedia*, vol. 61, pp. 21–33, 2015.
- [58] J. Zhou, *Direct dark matter detection with the DAMIC experiment at SNOLAB*. PhD thesis, University of Chicago, 2015.
- [59] J. Liao, *Low mass WIMP detection with CCDs*. PhD thesis, University of Zürich, 2016.
- [60] J. Estrada, J. Molina, J. Blostein, and G. Fernandez, “Plasma effect in silicon charge coupled devices (CCDs),” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 665, pp. 90–93, 2011.
- [61] B. Flaughner, H. Diehl, K. Honscheid, T. Abbott, O. Alvarez, R. Angstadt, J. Annis, M. Antonik, O. Ballester, L. Beaufore, *et al.*, “The dark energy camera,” *The Astronomical Journal*, vol. 150, no. 5, p. 150, 2015.
- [62] B. Flaughner, “The dark energy survey,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 20, no. 14, pp. 3121–3123, 2005.

- [63] J. L. Orrell, C. E. Aalseth, I. J. Arnquist, T. A. Eggemeyer, B. D. Glasgow, E. W. Hoppe, M. E. Keillor, S. M. Morley, A. W. Myers, C. T. Overman, *et al.*, “Assay methods for ^{238}U , ^{232}Th , and ^{210}Pb in lead and calibration of ^{210}Bi bremsstrahlung emission from lead,” *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 309, no. 3, pp. 1271–1281, 2016.
- [64] N. C. Buchholz and P. N. Daly, “The MONSOON generic pixel server software design,” in *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pp. 364–372, International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [65] A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, D. Bole, M. Butner, G. Canelo, A. C. Vázquez, A. Chavarria, J. de Mello Neto, S. Dixon, *et al.*, “Measurement of radioactive contamination in the high-resistivity silicon ccds of the damic experiment,” *Journal of Instrumentation*, vol. 10, no. 08, p. P08014, 2015.
- [66] A. R. Sattler, “Ionization produced by energetic silicon atoms within a silicon lattice,” *Phys. Rev.*, vol. 138, no. 6A, p. 1815, 1965.
- [67] P. Zecher *et al.*, “Energy deposition of energetic silicon atoms within a silicon lattice,” *Phys. Rev. A*, vol. 41, no. 7, p. 4058, 1990.
- [68] G. Gerbier *et al.*, “Measurement of the ionization of slow silicon nuclei in silicon for the calibration of a silicon dark-matter detector,” *Phys. Rev. D*, vol. 42, no. 9, p. 3211, 1990.
- [69] B. Dougherty, “Measurement of ionization produced in silicon crystals by low-energy silicon atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 45, no. 3, p. 2104, 1992.
- [70] C. Coppi *et al.*, “Quenching factor measurement for CaWO_4 by neutron scattering,” *Nuc. Inst. Meth. Phys. Res. A*, vol. 559, p. 396, 2006.
- [71] H. Cao *et al.*, “Measurement of scintillation and ionization yield and scintillation pulse shape from nuclear recoils in liquid argon,” *Phys. Rev. D*, vol. 91, p. 092007, 2015.
- [72] J. Collar, “Applications of an $^{88}\text{Y}/\text{Be}$ photoneutron calibration source to dark matter and neutrino experiments,” *Physical review letters*, vol. 110, no. 21, p. 211101, 2013.
- [73] D. Akerib, S. Alsum, H. Araújo, X. Bai, A. Bailey, J. Balajthy, P. Beltrame, E. Bernard, A. Bernstein, T. Biesiadzinski, *et al.*, “Low-energy (0.7-74 keV) nuclear recoil calibration of the LUX dark matter experiment using DD neutron scattering kinematics,” *arXiv preprint arXiv:1608.05381*, 2016.
- [74] J. Lindhard *et al.*, “Integral equations governing radiation effects,” *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 33, p. 10, 1963.
- [75] S. Raman, E. Journey, J. Starner, and J. Lynn, “Thermal-neutron capture by silicon isotopes,” *Physical Review C*, vol. 46, no. 3, p. 972, 1992.

- [76] A. E. Chavarria *et al.*, “Measurement of the ionization produced by sub-keV silicon nuclear recoils in a CCD dark matter detector,” *Phys. Rev. D*, vol. 94, p. 082007, 2016.
- [77] Amptek Inc., “XR-100SDD, rev A0.” Amptek Users manual.
- [78] Amptek Inc., “Amptek Silicon Drift Detectors.” Amptek Application Note AN-SDD-003.
- [79] G. Prigozhin *et al.*, “Characterization of the silicon drift detector for NICER instrument,” in *Proc. SPIE 8453, High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy*, no. 845318 in V, 2012.
- [80] C. Burke *et al.*, “ ${}^7\text{Li}(p,n_0){}^7\text{Be}$ angular distribution to $E_p = 3.8$ MeV,” *Phys. Rev. C*, vol. 10, no. 4, p. 1299, 1974.
- [81] I. Spassova, D. Bardayan, J. Blackmon, J. Cizewski, R. Grzywacz, M. Madurga, B. Manning, C. Matei, E. Merino, P. O’Malley, *et al.*, “Characterization and resolution of VANDLE modules,” in *APS Division of Nuclear Physics Meeting Abstracts*, vol. 1, 2010.
- [82] C. Matei, D. W. Bardayan, J. C. Blackmon, J. Cizewski, R. Grzywacz, S. Liddick, W. Peters, and F. Sarazin, “The versatile array of neutron detectors at low energy (VANDLE),” *PoS (Nuclei in the Cosmos X)*, vol. 138, 2008.
- [83] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [84] B. Oshinowo and F. Izraelevitch, “Geometry survey of the time-of-flight neutron-elastic scattering (Antonella) experiment,” in *14th International Workshop on Accelerator Alignment (IWAA 2016), Grenoble, France*, Fermilab-CONF-16-455-PPD, 2016.
- [85] J. B. Marion and J. L. Fowler, eds., *Fast Neutron Physics, Part 1: Techniques*. Interscience Publishers, Inc., 1963.
- [86] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuc. Inst. Meth. Phys. Res. A*, vol. 506, p. 250, 2003.
- [87] Amptek Inc., “Amptek SuperSDD and SiPIN at Low Energies.” Internal note.
- [88] National Nuclear Data Center, USA., “Evaluated Nuclear Data File (ENDF) Retrieval and Plotting,” 2013. ENDF/B-VII.1 library.
- [89] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT—an object oriented data analysis framework,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 389, no. 1-2, pp. 81–86, 1997.

Índice de figuras

1.1.	Realización artística de la Vía Láctea, embebida en un halo esférico de materia oscura.	14
1.2.	Curva de rotación de la galaxia M33.	15
1.3.	Curvas de rotación de un conjunto de galaxias, estudiadas por Vera Rubin y colaboradores.	16
1.4.	Mapa de masa medida a través de lentes gravitatorias débiles, junto con los cúmulos de galaxias presentes en el plano frontal, producido por la colaboración Dark Energy Survey.	18
1.5.	Imagen compuesta del cúmulo El Gordo.	19
1.6.	Mapa de las anisotropías de temperatura del CMB medido por la colaboración Planck.	22
1.7.	Espectro de potencias de las anisotropías del fondo cósmico de microondas medido por los experimentos Planck, Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, Atacama Cosmology Telescope y South Pole Telescope.	23
1.8.	Abundancias primordiales de ^4He , D, ^3He y ^7Li . Mediciones y predicciones del modelo estándar de la nucleosíntesis del Big Bang.	25
2.1.	Límites de exclusión del espacio de fases sección eficaz WIMP-núcleo y masa de la WIMP de varios experimentos.	34
2.2.	Tasa de eventos diferencial en función de la energía del retroceso nuclear para WIMPs hipotéticas y para blancos de distintos materiales.	37
2.3.	Esquema de la modulación anual y diaria producida por el cambio en el hipotético <i>viento</i> de WIMPs sobre un detector.	37
2.4.	Esquema del experimento DarkSide, con el detalle de las señales de los PMTs en función del tiempo.	41
2.5.	Gráfico de la función F_{90} en función del tiempo de vuelo, para un detector de argón líquido iluminado por un haz mixto de fotones y neutrones.	43
3.1.	Esquema de la sección transversal de un CCD utilizado en DECam (<i>Dark Energy Camera</i>).	48
3.2.	Esquema de la transferencia de carga entre píxeles de CCD horizontalmente contiguos.	49

3.3.	Esquema del <i>Correlated Double Sampling</i> . Tensión en el amplificador de salida de un CCD en función del tiempo.	50
3.4.	Esquema de la difusión de la nube de carga en un CCD.	51
3.5.	Imagen de un CCD del experimento DAMIC, expuesta durante un minuto con fondo ambiental de partículas ionizantes.	52
3.6.	Mecanismo microscópico para la generación de la señal de WIMPs buscada en un detector CCD.	54
3.7.	Fotografía de un CCD de DAMIC, montado en un banco de prueba de laboratorio.	56
3.8.	Fotografía del montaje de los CCDs en la caja de cobre, en el detector DAMIC en SNOLAB.	56
3.9.	Fotografía del montaje de la vasija de vacío del detector DAMIC en SNOLAB.	58
3.10.	Fotografía del blindaje exterior del detector DAMIC en SNOLAB.	59
3.11.	Fotografía de la parte interior del blindaje formado por el castillo de plomo.	59
3.12.	Coincidencia espacial de dos trazas de partículas beta.	62
3.13.	Distribución de la carga en los píxeles de un CCD de DAMIC.	63
3.14.	Constante de calibración lineal de un CCD como función de la energía.	63
3.15.	Espectro de energía de los eventos candidatos para la búsqueda de WIMPs con el detector DAMIC durante la fase de R&D.	64
3.16.	Límite de exclusión de WIMPs impuestos por el detector DAMIC durante la fase de R&D.	64
4.1.	Eficiencia de ionización en función de la energía para silicio reportado por Sattler (1965).	71
4.2.	Eficiencia de ionización en función de la energía del retroceso nuclear reportada por experimentos previos a esta tesis.	71
4.3.	Esquema del experimento de calibración de retrocesos nucleares mediante una fuente de ^{124}Sb - ^9Be	74
4.4.	Espectro de energía de ionización de retrocesos nucleares inducido por la fuente de fotoneutrones.	74
4.5.	Esquema conceptual del experimento Antonella.	75
4.6.	Representación gráfica de la cinemática de la reacción de dispersión elástica neutrón-núcleo.	75
4.7.	Energía del retroceso nuclear calculada versus el ángulo de dispersión, para dos energías del retroceso nuclear.	78
5.1.	Fotografía del arreglo experimental de Antonella, en el acelerador tándem Van de Graaff FN, en el ISNAP, UND.	80
5.2.	Fotografía del detector XR-100SDD y su electrónica asociada.	81
5.3.	Esquema del interior del encapsulado de la parte activa del detector XR-100SDD.	81
5.4.	Ilustración del principio de funcionamiento de un diodo de silicio de arrastre.	82

5.5. Líneas de energía del neutrón constante en el sistema laboratorio versus energía del protón incidente y ángulo de salida del neutrón, para la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	83
5.6. Histograma de amplitud de pulsos de una barra de centellador del detector VANDLE, para diferentes acoples ópticos entre el centellador y los PMTs.	87
5.7. Fotografías de barras de centellador, desnudas y ensambladas.	88
5.8. Captura de pantalla del osciloscopio mostrando la señal de un PMT utilizado en las barras centelladoras de Antonella, excitado un láser pulsado.	90
5.9. Distribución de diferencias de tiempos entre los PMTs de una barra centelladora, para eventos de rayos-X producidos por una fuente de ${}^{55}\text{Fe}$ colocada en la mitad de la misma.	91
5.10. Histograma bidimensional que muestra la correlación entre el número de pulsos en los PMTs y el valor de la carga del pulso principal, para una barra de centellador excitada con una fuente de ${}^{57}\text{Co}$	93
5.11. Histograma bidimensional que muestra la correlación entre el número de pulsos en los PMTs y el valor de la carga del pulso principal para una barra de centellador registrando el fondo de radiación ionizante ambiental.	93
5.12. Distribución de ADC promedio de ambos PMTs de una barra de centellador excitada con una fuente de ${}^{57}\text{Co}$	94
5.13. Distribución de la diferencia de tiempos entre ambos PMTs de una barra de centellador, para eventos de la figura 5.12 con ADC en [600, 1023] cuentas.	94
5.14. Distribución de la diferencia de tiempos entre ambos PMTs de una barra de centellador, para eventos de la figura 5.12 con ADC en [0, 250] cuentas.	94
5.15. Fotografía de los arcos de aluminio utilizados como soporte de los PMTs de las barras centelladoras.	95
5.16. Diagrama en bloque del sistema de adquisición de datos del experimento Antonella.	98
5.17. Fotografía del sistema de adquisición de datos del experimento Antonella.	100
5.18. Dibujo de la geometría simulada en Geant4 para estudiar el fondo provocado por la interacción de los neutrones con los componentes accesorios de la parte activa del SiDet.	102
6.1. Esquema de los tiempos de ocurrencia de los distintos sucesos en el experimento Antonella.	106
6.2. Distribución de gamma instantáneos (<i>prompt gammas</i>) en uno de los PMTs de una barra de centellador.	108
6.3. Resoluciones de tiempos de las barras de centellador obtenidas a través del estudio de los gamma instantáneos, en función del número de indentificación de la barra.	109

6.4. Posición del pico de los gammas instantáneos para todos los PMTs en función del número de la corrida.	109
6.5. Ejemplo de una forma de onda del SiDet digitalizada (línea sólida negra), adquirida durante la corrida científica para la medición de la eficiencia de ionización.	111
6.6. Espectro de energía adquirido al utilizar una fuente de ^{55}Fe para calibrar el SiDet.	111
6.7. Calibración del SiDet: canal de ADC medido para las líneas de rayos-X del espectro mostrado en la figura 6.6, como función de la energía.	112
6.8. Eficiencia de un detector de silicio XR-100SDD como función de la energía.	114
6.9. Producción de neutrones a 0° mediante la reacción $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ en función de la energía de los neutrones.	116
6.10. Medición y simulación del espectro de neutrones producido con la reacción $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ utilizando una película de LiF de 4.74 mg/cm^2 de espesor.	116
6.11. Sección eficaz de dispersión elástica neutrón-hidrógeno en función de la energía del neutrón incidente.	117
6.12. Sección eficaz de dispersión elástica neutrón-silicio en función de la energía del neutrón incidente.	117
6.13. Datos experimentales de energía de ionización versus tiempo de vuelo, cuando se requiere un hit en una barra a 28° y a 43°	120
6.14. Energía del retroceso nuclear versus energía de ionización, con la contribución de todas las barras de centellador.	122
6.15. Histograma perfil del gráfico superior de la figura 6.14.	125
6.16. Eficiencia de ionización como función de la energía del retroceso nuclear medida en el experimento Antonella, junto con datos de experimentos previos y el modelo de Lindhard.	127
6.17. Resultados experimentales del trabajo de Gerbier et al. (1990).	128