



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS (FÍSICA)
INSTITUTO DE FÍSICA

**ESTUDIO DEL RUIDO DE FONDO DE NEUTRONES RADIOGÉNICOS
EN DEAP-3600**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS

PRESENTA:
MARIO ANDRÉS ALPÍZAR VENEGAS

TUTOR PRINCIPAL
DR. ERIC VÁZQUEZ JÁUREGUI
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

COMITÉ TUTOR
DR. EDUARDO PEINADO RODRÍGUEZ
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM
DR. JUAN CARLOS D'OLIVO SAEZ
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM

CIUDAD DE MÉXICO, AGOSTO 2021



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Resumen

Una de las grandes preguntas abiertas en la física actual es la de la materia oscura. Se hace un repaso por las principales observaciones que apuntan a su existencia. Se describen las WIMPs, neutrinos estériles y axiones como candidatos a materia oscura, también se presentan los métodos mediante los cuales podrían ser detectados: producción en colisionadores, detección directa e indirecta y experimentos de vertedero de haz. DEAP-3600 es uno de los experimentos líderes a nivel mundial de detección directa de materia oscura, se hace una descripción de sus componentes y del retroceso nuclear WIMP-nucleón en el argón líquido como su método de funcionamiento. Entre sus principales fuentes de ruido están los neutrones radiogénicos provenientes de reacciones (α , n) y fisión espontánea en sus componentes. Se utiliza el generador de eventos de Monte Carlo RAT para hacer simulaciones de los neutrones originados en el contenedor de acrílico, relleno de polietileno, relleno aislante de poliestireno (capas 1, 2 y 3), tubos fotomultiplicadores de recolección de centelleo del argón y de veto en el cuello del detector. Mediante el análisis de los datos generados, se muestra que, para la toma de datos de 388.4 días, el número esperado de neutrones en la región de interés para WIMPs es de $N_{388.4}^{ROI} = 0.42 \pm 0.19$. Adicionalmente, se establece un límite superior, al 90 % de confianza: $N_{388.4}^{ROI} < 0.66$. Se concluye que, en concordancia con el análisis hecho para 231 días, la región de interés permanece libre de eventos de ruido de neutrones radiogénicos. En caso de que se encuentre un exceso de eventos en dicha región durante la toma de datos de 388.4 días, se deben considerar explicaciones alternativas a los neutrones radiogénicos como principal causa.

Abstract

Currently, one of the main unanswered questions in physics is that of dark matter. The most compelling observations that point to its existence are reviewed. WIMPs, sterile neutrinos and axions are described as dark matter candidates. Production in colliders, direct and indirect detection, and beam dump experiments are presented as the available methods of detection. DEAP-3600 is one of the world leading experiments in direct detection of dark matter, a description of its components is made, as well as WIMP-nucleon nuclear recoil in liquid argon as its main method of detection. Radiogenic neutrons from (α, n) reactions and spontaneous fission in its components are among its main sources of background noise. The Monte Carlo event generator RAT is used to simulate neutrons originated in the acrylic vessel, polyethylene filler, filler insulation (layers 1, 2 and 3), argon scintillation recollecting and neck veto photomultiplier tubes. The analysis of the generated data shows that, for the 388.4 days livetime run, the number of expected neutron background events in the WIMP region of interest is $N_{388.4}^{ROI} = 0.42 \pm 0.19$. Additionally, an upper limit, at 90% confidence level, is established: $N_{388.4}^{ROI} < 0.66$. In accordance with the analysis carried for the 231 days livetime run, the WIMP region of interest remains free of background due to radiogenic neutrons. In case a data excess is found in the region of interest during the 388.4 days livetime run, alternative explanations to radiogenic neutrons should be considered as the main cause.

Agradecimientos

Agradezco al Instituto de Física de la UNAM y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por posibilitar mis aspiraciones académicas. A mi tutor principal, Dr. Eric Vázquez Jáuregui, cuya guía ha sido vital para desarrollar mi conocimiento y habilidades en física, así como también lo ha sido el apoyo de los miembros de mi comité: Dr. Eduardo Peinado Rodríguez y Dr. Juan Carlos D'Olivio Saez. Agradezco a mi Madre y mi Padre, gracias por el apoyo, la paciencia y la comprensión, esto es para ustedes. También a mi Abuelita, gracias por ser una segunda mamá.

Este trabajo fue realizado gracias al apoyo de DGAPA UNAM proyecto PAPIIT No. IN108020 y Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), proyecto No. A1-S-8960.

Índice general

1. Introducción	1
2. Evidencia	3
2.1. Curvas de Rotación	3
2.2. Lente Gravitacional	6
2.3. Razón Luminosidad-Masa en Cúmulos de Galaxias	8
2.4. Temperatura del gas en Cúmulos de Galaxias	9
2.5. Anisotropía de la Radiación Cósmica de Microondas	11
2.6. Formación de Estructura a Gran Escala	15
3. Candidatos y Formas de Detección	17
3.1. Partículas Masivas Débilmente Interactuantes	18
3.2. Neutrinos Estériles	22
3.3. Axiones	23
3.4. Formas de Detección	24
3.4.1. Producción en Colisionadores	24
3.4.2. Detección Indirecta	25
3.4.3. Detección Directa	26
3.4.4. Vertederos de Haz	27
4. DEAP-3600	29
4.1. Descripción General	29
4.2. Retroceso Nuclear	30
4.3. Discriminación por Forma de Pulso	31
4.4. Región de Interés	32
4.5. Fuentes de Ruido	33
4.5.1. Electrones y Rayos Gamma	34
4.5.2. Partículas Alfa	34
4.5.3. Neutrones	34
4.6. Resultados del Estudio más Reciente	35
5. Simulación y Resultados	37
5.1. Generación de Datos con Reactor Analysis Tool	37
5.2. Análisis de Datos	38
5.3. Resultados	44

5.3.1. Contenedor de Acrílico (AV)	44
5.3.2. Relleno de Polietileno (F)	46
5.3.3. Relleno Aislante de Poliestireno (FI)	48
5.3.4. Tubos Fotomultiplicadores (PMT)	52
5.3.5. Tubos Fotomultiplicadores del Cuello (NV)	54
5.3.6. Neutrones Esperados Totales Para 388.4 Días	57
6. Conclusiones	59
Apéndice A. Código para Generación de Datos	61
Apéndice B. Código de Cortes y Contadores	71
Apéndice C. Código de Análisis	77
Apéndice D. Cálculo de Incertidumbres	81
Apéndice E. Siglas y Abreviaciones Usadas	85

Índice de figuras

2.1. Superposición de las curvas de rotación de las 21 galaxias Sc estudiadas por Vera Rubin [3].	4
2.2. Contribuciones del halo de materia oscura, disco galáctico y gas no luminoso a la curva de rotación de la galaxia NGC 6503 [4].	5
2.3. Haz de luz deflectado un ángulo α , por un objeto de masa M , con parámetro de impacto d [8].	6
2.4. Cúmulo de Galaxias CL0024+17. A la izquierda se observan imágenes magnificadas y distorsionadas debido al lente gravitacional fuerte. A la derecha, en azul, una reconstrucción de las regiones donde posiblemente se localiza la materia oscura [15].	7
2.5. Cúmulo de Galaxias 1E 0657–56, conocido como «Cúmulo Bala». En rosado, las regiones con alta densidad de materia bariónica, y en azul las regiones donde el efecto de lente gravitacional es más pronunciado, posiblemente debido a la materia oscura. [18].	7
2.6. Cúmulo de galaxias Abell 2029, a la izquierda visto en rayos X por Chandra, y a la derecha en luz visible por el Observatorio Palomar [25].	10
2.7. Anisotropía dipolar en la radiación cósmica de microondas, debido al efecto Doppler generado por el movimiento relativo de la Tierra respecto a dicha radiación cósmica. Variación en temperatura, respecto al promedio de 2.7 K, en escala de color. [33].	12
2.8. Anisotropía en la radiación cósmica de microondas hasta el término $l \approx 2500$, se quita la contribución del término dipolar. Imagen obtenida por el satélite Planck [34].	13
2.9. Espectro de potencia de la temperatura de la CMB obtenido por el satélite Planck, expansión multipolar hasta $l \approx 2500$. En azul, la curva de mejor ajuste basada en el modelo Λ CDM [35].	13
2.10. Mapa de galaxias lejanas formando estructura de filamentos [38].	15
2.11. Estructura del universo a varias escalas, replicada por la simulación Millenium-II, usando el modelo cosmológico Λ CDM [40].	16
3.1. Rango de masas para los diversos candidatos a materia oscura.	17
3.2. Abundancia de WIMPs en función del parámetro $x = m_\chi/T$. A medida que la sección eficaz de aniquilación entre WIMPs aumenta, el desacople ocurre a menor temperatura, lo que resulta en una menor abundancia reliquia [7].	20

3.3.	Comparación entre la densidad reliquia de WIMPs Ω_χ y la densidad de materia oscura observada actualmente Ω_{DM} , para diferentes rangos de masas m_χ . Ambas densidades coinciden para el rango 100GeV-1TeV [45].	21
3.4.	Esquema de los mecanismos de búsqueda de candidatos a materia oscura, χ , según su relación con partículas del modelo estándar, MS.	24
3.5.	Proceso de aniquilación de WIMPs en el rango de energía de centro de masa de 100GeV, y sus productos del modelo estándar [51]	25
3.6.	Cotas impuestas a la sección eficaz independiente del spin WIMP-nucleón por varios experimentos de detección directa [63]. La región en verde está excluida con un 90 % de nivel de confianza.	27
3.7.	Esquema de la búsqueda de materia oscura con MiniBooNE [65].	27
4.1.	Tanque de agua y estructura externa de DEAP-3600 [69].	29
4.2.	Contenedor de acrílico y estructura interna [70].	30
4.3.	Retroceso nuclear producido por un WIMP [71].	31
4.4.	Bandas producidas por NR y ER en el espacio F_{prompt} y número de fotoelectrones detectados (PE) [76].	32
4.5.	Región de interés para WIMPs en el espacio F_{prompt} y número de fotoelectrones (PE) [70].	33
4.6.	Resultados de DEAP-3600 para la toma de datos de 231 días. En rojo se indica la ROI, se observa que no hay eventos contenidos dentro de la misma [70].	35
4.7.	Cota para la sección eficaz independiente del spin WIMP-nucleón impuesta por DEAP-3600, con un nivel de confianza de 90 %, tras una toma de datos de 231 días [70].	36
5.1.	Arriba: comparación de la distribución espacial de eventos para el relleno de polietileno antes de los cortes maestros (izquierda) y después (derecha). El eje X representa la coordenada radial al cuadrado en un corte transversal del detector, el eje Y la coordenada vertical, el origen de coordenadas corresponde al centro geométrico del contenedor esférico de acrílico. Abajo: comparación de eventos en el espacio de parámetros F_{prompt} contra PE antes de los cortes maestros (izquierda) y después (derecha).	41
5.2.	Regiones de exclusión en el espacio F_{prompt} contra PE, sin cortes para los PMTs. En negro se muestran las regiones de mayor a menor área: S1, S2, S3, ROI, en el título de cada gráfica se presenta el número de eventos contenidos en cada una de las regiones.	42
5.3.	En rojo: contenedor esférico de acrílico (AV) [69].	44

5.4. Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en el AV, con su respectivo conteo para cada región de exclusión. Arriba a la derecha se incluye el total de eventos incluidos después de los cortes, los promedios y los valores cuadráticos medios (rms) para F_{prompt} y PE, el valor de la integral de la gráfica y una matriz cuyas entradas cuentan los eventos según su ubicación en el espacio de parámetros, siendo la entrada central la mostrada en la gráfica.	45
5.5. Corte transversal del conjunto aislante térmico para un PMT. El relleno de polietileno se representa en color blanco, intercalado con capas de relleno aislante de poliestireno en celeste. [69].	46
5.6. Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en el relleno de polietileno, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.	47
5.7. En blanco se muestra el relleno de polietileno, las capas en celeste intercaladas son el relleno aislante. En rojo se indican las 3 capas tomadas en cuenta en este trabajo. [69].	48
5.8. Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en la primera capa del relleno de polietileno, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.	49
5.9. Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en la segunda capa del relleno de polietileno, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.	50
5.10. Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en la tercera capa del relleno de polietileno, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.	50
5.11. El ensamble de 255 tubos fotomultiplicadores encerrado entre 2 círculos rojos. [69].	52
5.12. Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en los PMTs, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.	53
5.13. Conexión entre el cuello y el contenedor de acrílico. Se representan en rojo las guías de flujo, en negro el contenedor de acrílico, en azul el recubrimiento del cuello del detector y en amarillo la esfera virtual de borosilicato utilizada para modelar un PMT (tamaño de la esfera no a escala) [86].	54
5.14. Vista superior de la región del cuello del detector. Plano Z=140.2 cm. En amarillo se representa la esfera de vidrio de borosilicato de 5 cm de radio usada para modelar un PMT, mientras que en azul se representan los otros 3 PMTs cuya contribución se modela en el análisis de datos. Esferas distribuidas de manera simétrica para asemejar la distribución de los PMTs.	55
5.15. Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en NV, con su respectivo conteo para cada región de exclusión. Datos generados para una sola esfera de borosilicato de radio 5 cm, para modelar uno de los 4 PMTs en el cuello del detector.	56

Índice de cuadros

2.1. Densidades físicas en la actualidad ($\Omega_i h^2$) como parámetros cosmológicos del modelo Λ CDM, en términos del parámetro de Hubble adimensional $h = 0.674 \pm 0.005 = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}}$ [35].	14
5.1. Componentes de DEAP-3600 tomados en cuenta en el análisis, con sus respectivos materiales, siglas para identificación y número de eventos utilizados en el análisis.	38
5.2. Masa de los componentes estudiados, tomado de [84]. FI se refiere a cada uno de los rellenos aislantes: FI1, FI2 y FI3. La incertidumbre de 2% en las mediciones se toma como un estimado conservador.	39
5.3. Pureza de los componentes estudiados, tomado de [85]. FI se refiere a cada uno de FI1, FI2 y FI3. Los límites superiores se presentan con 90% C.L.	39
5.4. Rendimiento (<i>yield</i>) de los componentes estudiados, calculado con SOURCES 4C [82]. La incertidumbre de 20% se toma como un estimado conservador obtenido de la base de datos con las secciones eficaces de las reacciones (α, n). FI se refiere a cada uno de: FI1, FI2 y FI3. La cantidad n es el número de neutrones.	39
5.5. Neutrones emitidos por año para las cadenas ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th en cada componente del detector. En el apéndice D se muestran los cálculos de las incertidumbres y el cuadro D.1 con límites superiores al 90% C.L.	40
5.6. Neutrones emitidos por año para las cadenas ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th en cada componente del detector. En el Apéndice D, se muestran los cálculos de las incertidumbres y el cuadro D.2 con límites inferiores al 90% C.L.	40
5.7. Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en el AV.	44
5.8. Número esperado de NR, producidos por neutrones, en el AV en 388.4 días para cada región de exclusión.	45
5.9. Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en el F.	46
5.10. Número esperado de NR, producidos por neutrones, en el F en 388.4 días para cada región de exclusión.	47
5.11. Radios internos y externos, medidos desde el centro del AV, para FI1, FI2 y FI3.	48
5.12. Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en FI1, FI2 y FI3.	49
5.13. Número esperado de NR, producidos por neutrones, en cada región de exclusión, en 388.4 días, en FI1, FI2 y FI3.	51

5.14. Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en los PMTs.	52
5.15. Número esperado de NR, producidos por neutrones, en los PMTs en 388.4 días para cada región de exclusión.	53
5.16. Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en NV. El factor de 4 modela la contribución total de los 4 PMTs.	55
5.17. Número esperado de NR, producidos por neutrones, en NV en 388.4 días para cada región de exclusión. Se toma en cuenta la contribución de los 4 PMTs. .	56
5.18. Número esperado de NR, producidos por neutrones, en 388.4 días para cada región de exclusión. Contribución total de AV, F, FI1, FI2, FI3, PMT y NV.	57
D.1. Límites superiores al 90% C.L. para neutrones emitidos por año para las cadenas ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th en cada componente del detector.	82
D.2. Límites inferiores al 90% C.L. para tiempo equivalente de emisión para las cadenas ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th en cada componente del detector.	82

1 Introducción

Una de las grandes preguntas abiertas en la física actual es la de la materia oscura. Aún no sabemos qué la constituye, tampoco sabemos si en realidad es un tipo de materia, o si este fenómeno se debe a una modificación de la teoría de la gravedad que conocemos.

La evidencia que apunta a la existencia de la materia oscura es toda de naturaleza gravitacional, pero variada en escalas de tamaño. La hay desde escalas galácticas, como curvas de rotación y efecto de lente gravitacional, hasta las escalas más grandes del universo, como la formación de filamentos. Además, a través del estudio de la radiación cósmica de microondas, se sabe que la materia oscura debería haber estado presente desde épocas tempranas del universo, para facilitar la formación de estructura tal y como la observamos hoy en día.

Tomando en cuenta la evidencia anterior, la materia oscura deberá tener carga eléctrica neutra, ser estable (con una vida media mayor o del orden de la edad del universo) y no relativista. Estas características hacen que la materia oscura no pueda ser explicada únicamente por materia del modelo estándar. En el marco de la filosofía de la ciencia propuesto por Thomas Kuhn [1], este tipo de observaciones se conocen como anomalías, y es necesaria una revolución científica para que puedan ser contenidas en un nuevo paradigma de la física. De existir, la materia oscura estaría constituida por nuevas partículas, aún no encontradas, debido a esto, la búsqueda de una explicación a estas anomalías es, a su vez, la búsqueda de Nueva Física.

Uno de los mayores esfuerzos por esclarecer esta interrogante es la búsqueda de materia oscura mediante detección directa. Este método se basa en detectar señales que serían producidas cuando estas partículas desconocidas interactúan con partículas del modelo estándar. Dentro de este campo, DEAP-3600 es uno de los experimentos líderes a nivel mundial.

Para un detector como DEAP-3600, la mitigación de fuentes de ruido es vital para alcanzar una alta sensibilidad en la búsqueda de materia oscura. Este trabajo se concentra en este aspecto específico, contribuyendo con simulaciones y modelos de algunas de las principales fuentes de ruido presentes en el detector.

Los contenidos de esta tesis se resumen, por capítulo, de la siguiente manera:

- En el capítulo 2, se brinda una descripción detallada de las principales observaciones que apuntan a la existencia de la materia oscura.
- En el capítulo 3, se estudia el origen y las propiedades de los candidatos más estudiados: las WIMPs, axiones y neutrinos estériles. También se detallan las principales formas en las que se busca la materia oscura: producción en colisionadores, detección directa e indirecta y experimentos de vertedero de haz.

- En el capítulo 4, se hace una descripción general del detector DEAP-3600 y se estudia el retroceso nuclear, mecanismo mediante el cual se busca detectar materia oscura. Además de esto, se incluye una descripción de las principales fuentes de ruido en el detector, así como los métodos de mitigación utilizados para lograr una alta sensibilidad. También se muestran los resultados publicados recientemente por la colaboración DEAP.
- El capítulo 5 describe el método utilizado para la simulación de ruido en DEAP-3600, así como también el análisis de datos correspondiente que permite interpretar los datos generados mediante las simulaciones. Adicionalmente, se presentan los resultados obtenidos para la simulación y modelado del ruido en los componentes del detector que realizan las mayores contribuciones de neutrones radiogénicos.
- Finalmente, el capítulo 6, contiene las conclusiones extraídas de los resultados obtenidos, así como también reflexiones sobre los métodos usados, pautas que se plantean para futuros análisis, y comentarios generales sobre el esfuerzo de la búsqueda de materia oscura.

A continuación se presentará el contenido de este trabajo, que busca ser una contribución pequeña, pero útil, dentro del gran esfuerzo colectivo que es la búsqueda de materia oscura.

2 Evidencia

La evidencia en favor de la existencia de la materia oscura es cuantiosa, y ha sido acumulada por décadas. Es importante aclarar que toda la evidencia que se tiene a favor de la materia oscura es indirecta, y se debe a interacciones gravitatorias, sin embargo, esta es variada y abarca desde escalas galácticas hasta la formación de grandes estructuras como cúmulos y filamentos.

En las siguientes secciones se hará un repaso de algunas de las observaciones que sustentan la proposición de la existencia de la materia oscura.

2.1. Curvas de Rotación

La primera vez que se propuso la existencia de la materia oscura fue en 1933 [2]. El responsable fue el físico y astrónomo suizo Fritz Zwicky, quien también acuñó el término *dunkle Materie* (materia oscura). Zwicky estudió el corrimiento al rojo, debido al efecto Doppler, mostrado por las galaxias en el cúmulo de galaxias Coma. Este corrimiento al rojo está relacionado a la velocidad rotacional de las galaxias, la que, a su vez, está relacionada a la densidad de materia del cúmulo. Zwicky encontró que, para que dichas galaxias tuvieran el corrimiento al rojo encontrado, la densidad total de materia en el cúmulo debía ser 400 veces mayor a la densidad de materia visible [2]. A esta forma de materia no visible, pero que ejerce efectos gravitacionales, le llamó materia oscura.

Esta misma anomalía se encuentra al realizar mediciones de la velocidad de rotación de galaxias individuales. La velocidad rotacional de una galaxia es medida usando el corrimiento al rojo por efecto Doppler de sus estrellas. Usando la teoría newtoniana, se puede estimar cómo varía esta velocidad rotacional en función a la distancia respecto al centro de masa de la galaxia. Igualando la fuerza centrípeta y la atracción gravitacional a una misma distancia r se obtiene:

$$\frac{mv(r)^2}{r} = \frac{GmM(r)}{r^2},$$
$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (2.1)$$

En (2.1), m representa la masa de una estrella individual, r la distancia de esa estrella respecto al centro de masa de la galaxia, G la constante gravitacional de Newton, y $M(r)$,

la masa de la galaxia en función de r , que está dada, en función de su densidad de masa ρ , por:

$$M(r) = \int_{V(r)} \rho(r') dV'. \quad (2.2)$$

Para las regiones externas de la galaxia, la densidad de masa debido a sus estrellas, es aproximadamente constante. Suponiendo que la contribución dominante a la masa de la galaxia está dada por sus estrellas, se obtiene la siguiente relación para la velocidad rotacional en función de la distancia r :

$$v(r) \propto r^{-1/2}, \quad (2.3)$$

sin embargo, cuando se midió esta velocidad orbital, se encontró que no sigue la relación obtenida en (2.3). Un ejemplo es el estudio publicado, en 1980, por la astrónoma estadounidense Vera Rubin, junto con Kent Ford y Norbert Thonnard, en el que dieron a conocer los resultados de las mediciones de la velocidad rotacional de 21 galaxias espirales tipo Sc [3]. En este estudio se encontró que la velocidad rotacional de estas galaxias muestra una tendencia aproximadamente constante a medida que aumenta la distancia respecto al núcleo de la galaxia.

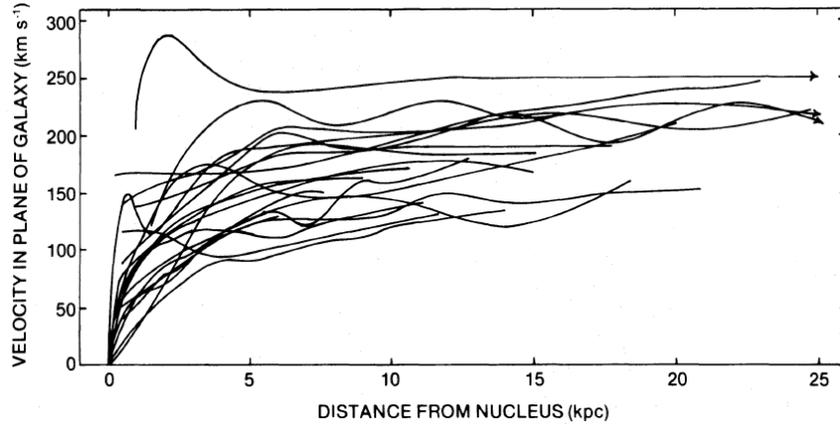


Figura 2.1: Superposición de las curvas de rotación de las 21 galaxias Sc estudiadas por Vera Rubin [3].

Para que se obtenga la tendencia mostrada en la figura 2.1, se debe cambiar la suposición hecha en la ecuación (2.3), es decir, se debe considerar que la contribución dominante a la masa de la galaxia no está dada por la materia visible. La dependencia del término $M(r)$ debe darse de la siguiente forma para que la velocidad orbital sea aproximadamente constante:

$$v(r) = \sqrt{\frac{G \int_{V(r)} \rho(r') dV'}{r}} = \text{constante}, \quad (2.4)$$

$$\Rightarrow M(r) = \int_{V(r)} \rho(r') dV' \propto r. \quad (2.5)$$

La ecuación (2.5) es consistente con una distribución de masa con simetría esférica, en ese caso, la densidad de masa de la galaxia debe ser proporcional a r'^{-2} :

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r') r'^2 dr' \propto \int_0^r \frac{r'^2}{r'^2} dr' \propto r. \quad (2.6)$$

La distribución esférica de masa propuesta en la ecuación (2.6) consistiría mayoritariamente de una forma de materia que ejerce efectos gravitacionales, pero, carece de interacción electromagnética, es decir, materia oscura. Esta región con alta densidad de materia oscura recibe el nombre de halo, y constituye la principal contribución a las curvas de rotación, como se observa en la figura 2.2.

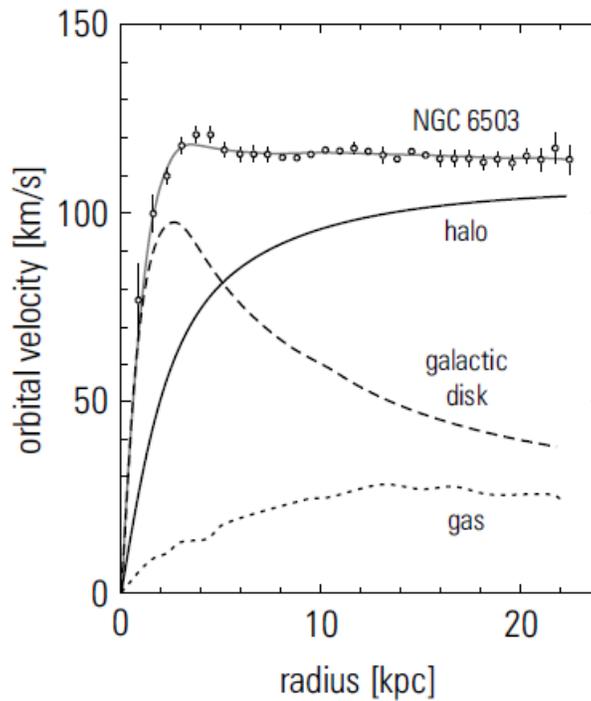


Figura 2.2: Contribuciones del halo de materia oscura, disco galáctico y gas no luminoso a la curva de rotación de la galaxia NGC 6503 [4].

Para ser consistente con las curvas de rotación, el halo de materia oscura debe tener una masa mucho mayor al de la materia visible de la galaxia que rodea. Para el caso de la Vía Láctea, se estima que la masa total de la galaxia dentro de un radio de 20 kpc es $1.91_{-0.17}^{+0.18} \times 10^{11}$ masas solares, mientras que la masa del halo de materia oscura al mismo radio es $1.37_{-0.17}^{+0.18} \times 10^{11}$ masas solares [5]. Usando esta suposición, se estima que la densidad de materia oscura en el sistema solar es $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$ [4].

Actualmente, la hipótesis de que la forma observada de las curvas de rotación se debe a la existencia de halos galácticos de materia oscura, que ejerce atracción gravitacional pero no interactúa de manera electromagnética, es la explicación más favorecida para esta anomalía.

2.2. Lente Gravitacional

Una consecuencia de la relatividad general es que la trayectoria seguida por la luz se curva apreciablemente cerca de objetos masivos, esto es observado como una deflexión de la luz recibida por el observador respecto a la emitida desde la fuente, y como una magnificación de dicha imagen recibida [6]. Detectar estas imágenes deflectadas y magnificadas indica la presencia de un objeto masivo cercano, sin embargo, en algunos casos este objeto masivo no interactúa de manera electromagnética.

El ángulo de deflexión α depende de la masa M del objeto y la distancia radial d entre el haz de luz y dicho objeto, también conocida como parámetro de impacto [7], como se muestra en la figura 2.3. La relación entre estas cantidades es:

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 d}. \quad (2.7)$$

En la ecuación (2.7), G es la constante de gravitación de Newton, y c es la velocidad de la luz en el vacío. En esta relación, se observa que el efecto de la deflexión será mayor cuanto mayor sea la masa del objeto, y cuanto más cerca pase el haz de luz de este.

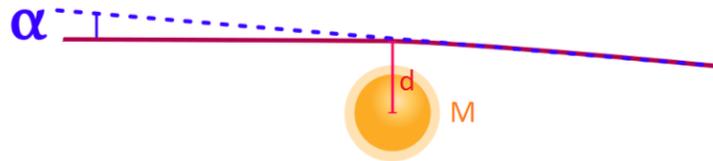


Figura 2.3: Haz de luz deflectado un ángulo α , por un objeto de masa M , con parámetro de impacto d [8].

Tomando en cuenta el efecto de magnificación, el estudio del efecto de lente gravitacional se divide en los regímenes de lente fuerte y lente débil. Estudiando imágenes tomadas por el telescopio espacial Hubble, entre otros, ha sido posible encontrar el efecto de lente gravitacional fuerte en numerosas ocasiones en regiones donde no hay suficiente materia bariónica para originarlo [9], por ejemplo el cúmulo de galaxias CL0024+17 [10, 11, 12] (ver figura 2.4). De manera similar, se ha descubierto evidencia de materia oscura mediante el estudio de lentes gravitacionales en el régimen débil [13, 14, 9].

Un caso de especial interés, lo presenta el cúmulo 1E 0657–56, conocido como «Cúmulo Bala». Este cúmulo es, realmente, la colisión de 2 cúmulos de galaxias, los cuales fueron observados mediante métodos ópticos para estudiar el efecto de lente gravitacional presente [16], y también mediante el satélite de observación de rayos X Chandra [17]. El estudio de lente gravitacional encontró dónde se concentra la mayor cantidad de masa en este cúmulo, mientras que las observaciones en rayos X, dónde se encuentra la mayor densidad de materia bariónica. Ambos resultados se contrastaron (ver figura 2.5), y se llegó a la revelación de que la región donde el efecto de lente gravitacional es más marcado no coincide con la región donde está la materia bariónica. Esto implica que, en el cúmulo bala, la mayor parte de la masa no corresponde a materia bariónica, sino a un tipo de materia que ejerce el efecto de lente gravitacional, pero no interactúa de manera electromagnética, tal y como se espera de la materia oscura.

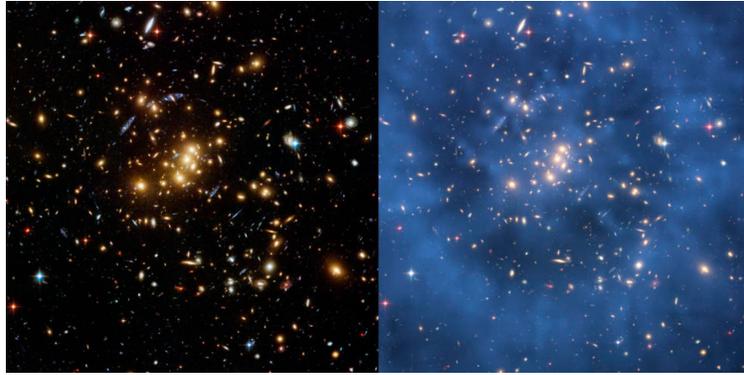


Figura 2.4: Cúmulo de Galaxias CL0024+17. A la izquierda se observan imágenes magnificadas y distorsionadas debido al lente gravitacional fuerte. A la derecha, en azul, una reconstrucción de las regiones donde posiblemente se localiza la materia oscura [15].

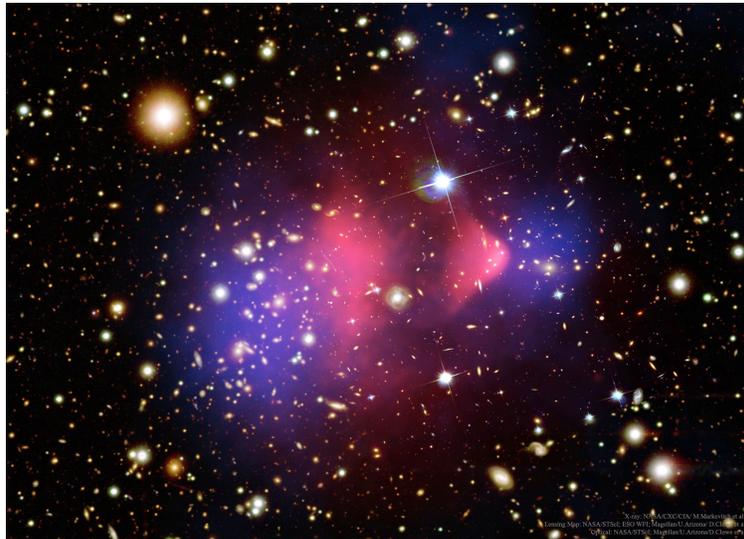


Figura 2.5: Cúmulo de Galaxias 1E 0657-56, conocido como «Cúmulo Bala». En rosado, las regiones con alta densidad de materia bariónica, y en azul las regiones donde el efecto de lente gravitacional es más pronunciado, posiblemente debido a la materia oscura. [18].

Desde entonces, más colisiones de cúmulos, que presentan esta disparidad entre efecto de lente gravitacional y cantidad de materia bariónica, han sido encontradas. Un ejemplo es el cúmulo MACSJ0025, conocido como «Bebé Bala», el cual también consiste de una colisión de 2 cúmulos que presenta esta misma diferencia marcada [9].

2.3. Razón Luminosidad-Masa en Cúmulos de Galaxias

Otra fuente de evidencia para la materia oscura viene de la razón entre la luminosidad y la masa de cúmulos de galaxias. La masa de un cúmulo de galaxias se puede estimar [19] utilizando el teorema del virial:

$$V = -2T. \quad (2.8)$$

La energía potencial gravitacional entre las galaxias del cúmulo, V , se puede escribir en términos de los índices i y j , que representan galaxias individuales del cúmulo, de la siguiente forma:

$$V = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^2}, \quad (2.9)$$

mientras que T , la suma de la energía cinética de cada galaxia del cúmulo, representada con el índice i , se escribe:

$$T = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2. \quad (2.10)$$

Sustituyendo (2.10) y (2.9) en (2.8) se obtiene:

$$\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^2} = \sum_i m_i v_i^2. \quad (2.11)$$

Se definen: la masa total del cúmulo M_c , el radio gravitacional r_g , la dispersión de velocidad pesada por la masa $\langle v^2 \rangle$ y la dispersión de la velocidad radial pesada por la masa $\langle v_r^2 \rangle$ de la siguiente forma:

$$M_c = \sum_i m_i, \quad (2.12)$$

$$r_g = 2M_c^2 \left(\sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right)^{-1}, \quad (2.13)$$

$$\langle v^2 \rangle = \sum_i m_i v_i^2 / M_c = 3 \langle v_r^2 \rangle. \quad (2.14)$$

Se reescribe (2.11) en términos de las cantidades anteriores, y se obtiene la siguiente expresión para la masa del cúmulo de galaxias:

$$M_c = 3 \frac{r_g \langle v_r^2 \rangle}{G}. \quad (2.15)$$

Para cúmulos de galaxias ricos promedio (que están formado por miles de galaxias y tienen una extensión de varios Mpc), se pueden tomar las aproximaciones $\sqrt{\langle v_r^2 \rangle} \approx 10^3 \text{ km/s}$ y

$r_g \approx 1Mpc$, con lo que se obtiene que para este tipo de cúmulos de galaxias, su masa aproximada a orden de magnitud, en términos de masas solares M_\odot , es [20]:

$$M_c \approx 10^{14} \frac{M_\odot}{h}, \quad (2.16)$$

donde h es el parámetro de Hubble adimensional ¹. Para la luminosidad de los cúmulos, es necesario considerar todas las longitudes de onda en las que estos emiten radiación electromagnética, así como las diferencias de luminosidad para cada región del cúmulo. Sin embargo, una estimación, a orden de magnitud en términos de la luminosidad solar L_\odot es [21]:

$$L_c \approx 10^{12} L_\odot. \quad (2.17)$$

Tomando la razón entre (2.17) y (2.16), se obtiene un valor aproximado de:

$$\frac{L_c}{M_c} \approx 10^{-2} \frac{hL_\odot}{M_\odot}. \quad (2.18)$$

Esto quiere decir que sólo una pequeña parte de la masa total del cúmulo se debe a la materia luminosa. Con cálculos más precisos [21], se obtiene que solamente entre el 10% y el 20% de la masa de los cúmulos de galaxias ricos promedio corresponde a la masa de las estrellas que los componen.

Si fuera el caso de que la mayoría de la materia del cúmulo estuviera compuesta por materia luminosa, como lo es para nuestro sistema solar, se esperaría que la razón entre L_c y M_c tenga un valor de 1. Esta discrepancia indica la presencia de una forma de materia no luminosa que contribuye a la mayoría de la masa del cúmulo.

Una posibilidad es que este exceso de masa se deba a objetos no luminosos compuestos por materia bariónica, tales como agujeros negros, enanas marrón y blancas y estrellas de neutrones, objetos que en su conjunto son conocidos como MACHOs por sus siglas en inglés. La masa de los MACHOs puede ser determinada mediante métodos que utilizan su efecto de lente gravitacional, y estos estudios muestran que la contribución de dichos objetos constituye apenas una pequeña parte de la masa total de las galaxias que los contienen [23]. Esto apunta a que la mayoría de la masa de los cúmulos de galaxias se debe a un tipo de materia no bariónica, que no interactúa de forma electromagnética pero sí lo hace de manera gravitatoria, y que forma grandes halos alrededor de dichos cúmulos. Con esto se tiene otra forma de evidencia a favor de la existencia de la materia oscura, ya que estas son justamente sus características principales.

2.4. Temperatura del gas en Cúmulos de Galaxias

La materia bariónica de los cúmulos de galaxias no está compuesta solamente por sus galaxias individuales, sino también por gas en el medio intergaláctico. Este gas es un remanente de cuando se formaron las galaxias del cúmulo, sin embargo, diversas circunstancias hicieron que permanezca como gas intergaláctico y no formara parte de las galaxias.

¹La dependencia de h se debe al método utilizado para estimar la masa, en este caso, simulaciones a partir de distancia transversal y distribución de velocidades [22].

El gas está confinado en el cúmulo por el efecto gravitatorio del mismo, la gravedad lo comprime y, en respuesta, este se calienta. A medida que la temperatura del gas sube, este emite radiación, lo que genera una presión que se opone a la compresión gravitatoria. Cuando la temperatura del gas es lo suficientemente alta, la presión generada por la radiación se equilibra con la gravedad que comprime el gas. A este estado se le conoce como equilibrio hidrostático [24], y se describe igualando el potencial gravitacional a un radio r y su contraparte térmico, que genera la expansión debida a la presión de la radiación, de la siguiente manera:

$$\frac{GM_c}{r} = -\frac{T_g k_B}{\mu m_p} \left[\frac{d \log \rho_{gas}}{d \log r} + \frac{d \log T_g}{d \log r} \right]. \quad (2.19)$$

En la ecuación (2.19), M_c es la masa total del cúmulo, T_g la temperatura del gas, ρ_g su densidad, μm_p es la masa promedio de las partículas que forman el gas y k_B la constante de Boltzmann. Los términos de la forma $\frac{d \log x}{d \log y}$ indican la derivada del logaritmo de la cantidad x respecto al logaritmo de la cantidad y .

Para un cúmulo rico típico, la temperatura del gas tiene valores del orden de $T_g \approx 10^8 K$ [19]. Estas temperaturas son tan altas que el pico de la emisión de radiación del gas ocurre en la región del espectro de rayos X (ver figura 2.6).

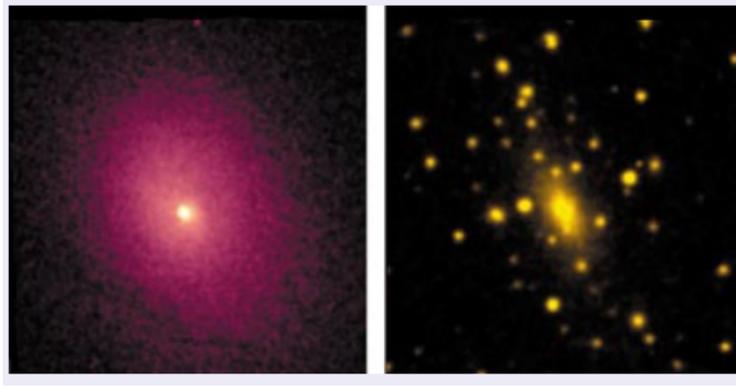


Figura 2.6: Cúmulo de galaxias Abell 2029, a la izquierda visto en rayos X por Chandra, y a la derecha en luz visible por el Observatorio Palomar [25]

Usando al ecuación (2.19), se puede encontrar que la temperatura del gas confinado en los cúmulos es demasiado alta como para ser explicada solamente por la materia luminosa del cúmulo [24]. Es necesario incluir otra forma de materia, no luminosa, que constituya la mayoría de la masa total del cúmulo. De esta manera se reafirman, por un método alternativo, los resultados presentados en la sección 2.3, lo cuál brinda aún más solidez a la conclusión de que la mayoría de la masa de los cúmulos de galaxias no es bariónica, sino que es materia oscura.

Por medio de este enfoque, también se puede obtener evidencia a favor de la materia oscura fría (no relativista), respecto a la materia oscura caliente (relativista) [26]. Haciendo comparaciones entre la posible distribución de la materia oscura en el cúmulo y las regiones con mayor emisión de rayos X, se encontró que la densidad de materia oscura crece hasta llegar a su máximo en la región central del cúmulo. Esta observación calza con las predicciones

del modelo de materia oscura fría, ya que si la materia oscura fuera relativista, primero se formarían estructuras más grandes como los cúmulos que luego se fragmentarían para formar galaxias individuales, lo que resultaría en densidad aproximadamente constante. Por otro lado, la materia oscura no relativista funciona de manera opuesta, formando primero galaxias que luego se unen para formar cúmulos, lo que produce una mayor densidad en la región central del cúmulo.

2.5. Anisotropía de la Radiación Cósmica de Microondas

En sus inicios, aproximadamente 10^{-10} s después del Big Bang, el universo estaba constituido por un plasma de quarks y gluones, así como también electrones y positrones. Conforme el universo se fue expandiendo y enfriando, estos quarks eventualmente formaron protones y neutrones, en un proceso conocido como bariogénesis, mientras que los electrones y positrones se aniquilaban entre sí, produciendo fotones. Esto llevó a un periodo durante el cual dichos fotones no se propagaban libremente, ya que se dispersaban contra las partículas cargadas que encontraban: protones y los electrones sobrevivientes a la aniquilación. A medida que la temperatura del universo bajaba, estos protones, neutrones y electrones, alcanzaron energías lo suficientemente bajas como para formar átomos de helio e hidrógeno, con carga eléctrica neutra. Fue en ese entonces, aproximadamente 380 mil años después del Big Bang, durante un periodo conocido como la recombinación, que los fotones se desacoplaron del equilibrio térmico en el que estaban con los electrones y positrones, y se propagaron libremente [27].

Estos fotones estaban en la región del espectro electromagnético correspondiente al infrarrojo y, desde su desacople, sufrieron un corrimiento al rojo, debido a la expansión del universo, que desplazó su longitud de onda pico a aproximadamente 2 mm [28], en la región de microondas. Debido a esto se les conoce como radiación cósmica de microondas (CMB por sus siglas en inglés). Esta radiación fue propuesta en 1948, por el físico ucraniano-estadounidense Georgiy Gamow [29], y la primera evidencia concluyente de su existencia fue encontrada, accidentalmente, por los físicos estadounidenses Arno Penzias y Robert Wilson, en 1965 [30].

Inicialmente, se encontró que esta radiación de fondo es isotrópica, es decir, que su temperatura es la misma en todas direcciones [30]. Posteriormente se estudió la radiación cósmica de microondas con mayor precisión, y se encontró que habían variaciones respecto la temperatura promedio, aproximadamente 2.7 K, según la dirección en la que se observe [31]. La más evidente de estas variaciones tiene una magnitud relativa a la temperatura promedio de $\frac{\Delta T}{T} = 1.23 \times 10^{-3}$, y se debe al efecto Doppler generado por el movimiento relativo de la Tierra respecto a la radiación cósmica de microondas [32]. A esta variación se le conoce como anisotropía dipolar de la CMB (ver figura 2.7).

Además de la dipolar, hay otras variaciones de menor magnitud y de más pequeña escala angular. Estas se pueden caracterizar describiendo la temperatura de la CMB en función de las coordenadas angulares θ y ϕ , correspondiendo a la dirección angular, respecto a la Tierra,

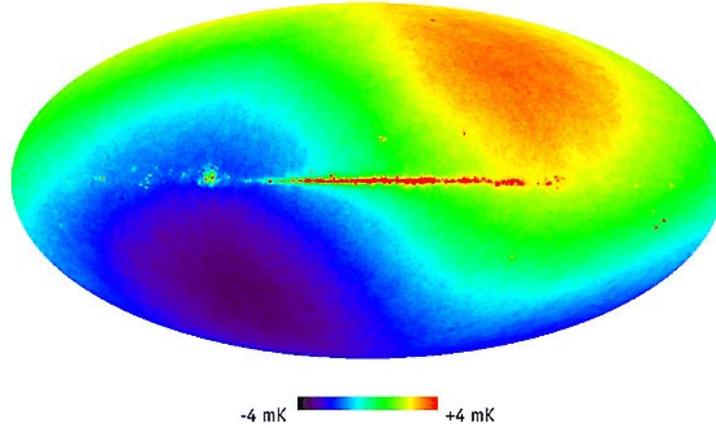


Figura 2.7: Anisotropía dipolar en la radiación cósmica de microondas, debido al efecto Doppler generado por el movimiento relativo de la Tierra respecto a dicha radiación cósmica. Variación en temperatura, respecto al promedio de 2.7 K, en escala de color. [33].

a la que se hacen las observaciones:

$$T(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (2.20)$$

El índice l en la ecuación (2.20) indica el orden de resolución angular, $l = 0$ corresponde al término monopolar encontrado originalmente por Penzias y Wilson, en el que no se puede ver la anisotropía, mientras que para $l = 2$ se obtiene el término dipolar, en el que se hace evidente la anisotropía por efecto Doppler. Cuanto mayor es el valor de l , mayor resolución angular se obtiene (ver figura 2.8). La relación aproximada que siguen la resolución angular y el índice l es:

$$\Delta\theta \approx \frac{180^\circ}{l}. \quad (2.21)$$

Con una mayor resolución angular, es posible captar fluctuaciones en la temperatura de magnitudes $\frac{\Delta T}{T}$ menores a la producida por el término dipolar. El origen de estas fluctuaciones de menor magnitud se debe a pequeñas variaciones en la densidad de los protones, neutrones, electrones y fotones en equilibrio térmico antes de la recombinación. En regiones donde la densidad era ligeramente mayor, la temperatura era también mayor, debido a la compresión generada por efectos gravitacionales, mientras que lo inverso ocurría en regiones con densidad menor al promedio.

El efecto de compresión gravitatoria producía mayor radiación de fotones, debido al aumento en la temperatura. Esta radiación ocasionaba que el plasma cercano se disperse y, por lo tanto, una disminución en la densidad de esta región. Una vez que la densidad decrecía, la gravedad volvía a ejercer su efecto de compresión y el proceso se iniciaba de nuevo. Esta alternancia, entre compresión gravitacional y expansión por la presión de radiación, generaba oscilaciones longitudinales que se propagaban por el plasma de bariones como ondas acústicas. Cuando ocurrió la recombinación, los fotones de la CMB se propagaron libremente.

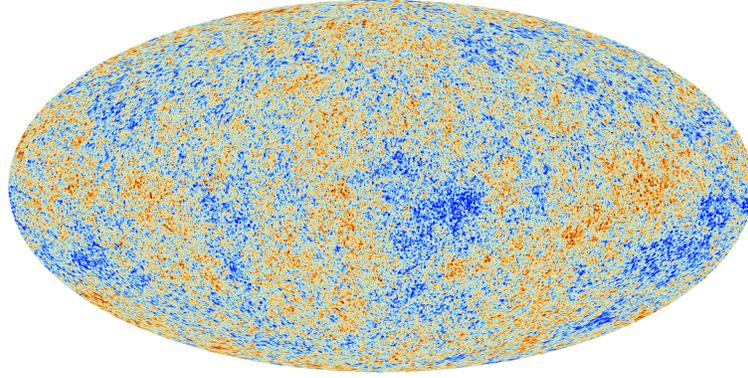


Figura 2.8: Anisotropía en la radiación cósmica de microondas hasta el término $l \approx 2500$, se quita la contribución del término dipolar. Imagen obtenida por el satélite Planck [34].

te, y la información contenida en estas ondas acústicas quedó registrada como pequeñas fluctuaciones en su temperatura, lo que ocasionó su anisotropía.

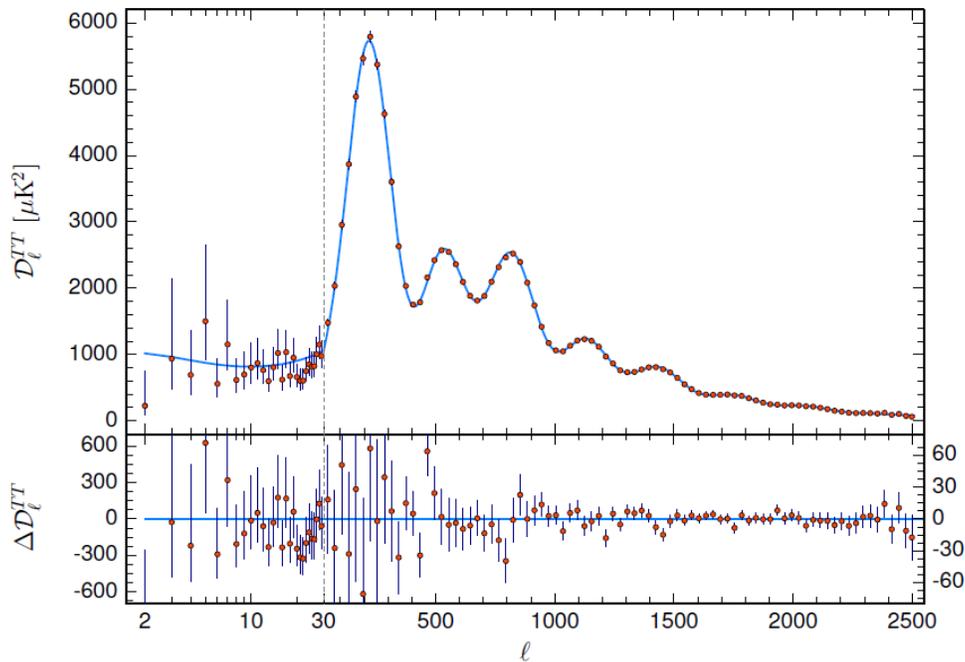


Figura 2.9: Espectro de potencia de la temperatura de la CMB obtenido por el satélite Planck, expansión multipolar hasta $l \approx 2500$. En azul, la curva de mejor ajuste basada en el modelo Λ CDM [35].

Ya que las ondas eran generadas por compresión gravitatoria, es posible obtener información sobre la densidad de materia presente en el universo en ese momento. Esto se logra comparando el espectro de potencia de la temperatura del CMB, es decir, su expansión multipolar, como se muestra en la ecuación (2.20), con las predicciones teóricas. El modelo cosmológico más exitoso en esa comparación es el que se conoce como Λ CDM, donde Λ se

Parámetro	Valor
$\Omega_\Lambda h^2$ (Energía Oscura)	0.3107 ± 0.0082
$\Omega_m h^2$ (Materia Total)	0.143 ± 0.001
$\Omega_c h^2$ (Materia Oscura Fría)	0.120 ± 0.001
$\Omega_b h^2$ (Materia Bariónica)	0.0224 ± 0.0001
$\Omega_\gamma h^2$ (CMB)	$(2.44 \pm 0.001) \times 10^{-5}$

Cuadro 2.1:

Densidades físicas en la actualidad ($\Omega_i h^2$) como parámetros cosmológicos del modelo Λ CDM, en términos del parámetro de Hubble adimensional $h = 0.674 \pm 0.005 = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}}$ [35]².

refiere a la constante cosmológica responsable de la expansión del universo, y CDM son las siglas en inglés para materia oscura fría. El término «fría» hace alusión a materia oscura no relativista, esto calza con el requisito presentado en las secciones 2.1 y 2.6, donde se menciona que la materia oscura debe ser no relativista para que posibilite la formación de estructuras a escalas galácticas y mayores, y en la sección 2.2, ya que también es requisito que la materia oscura no sea relativista para que forme halos alrededor de galaxias y cúmulos y ocasione el efecto de lente gravitacional. Como se observa en la figura 2.9, las predicciones teóricas están en excelente acuerdo con las observaciones experimentales, esto provee un sólido argumento en favor del modelo Λ CDM, y por lo tanto, de la materia oscura.

Los picos presentes en la figura 2.9 reciben el nombre de «picos acústicos», ya que son consecuencia directa de las ondas acústicas antes mencionadas. El estudio de estos picos de intensidad en el espectro de potencia del CMB permite determinar parámetros cosmológicos tales como la densidad de materia oscura y de materia bariónica. La altura del primer pico, de izquierda a derecha, permite estimar la densidad total de materia y energía del universo y, adicionalmente, que esta es consistente con una geometría plana. Al comparar la altura del segundo pico con la del primero, se puede estimar la densidad total de materia bariónica. Comparando estos picos con el tercero y los de menor altura, se estima la densidad de materia total. De esto se obtiene que hay una diferencia entre la cantidad total de materia presente y la de materia bariónica, de donde se infiere la densidad relativa de la materia oscura respecto a la bariónica [37]. Haciendo esta comparación, se obtiene que la materia oscura tiene una proporción aproximada de 5 a 1 respecto a la materia bariónica, como se detalla en el cuadro 2.1. Esto resalta la importancia de la búsqueda de la materia oscura, ya que es un tipo de materia 5 veces más abundante que la que ya conocemos.

²Actualmente existe tensión entre los 2 principales métodos para medir la constante de Hubble H_0 : ajuste con la CMB y el modelo Λ CDM, y mediciones de distancias a galaxias lejanas (*distance ladder*). Mediante el primero, la colaboración Planck obtuvo $H_0 = 67.4 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [35], mientras que con el segundo se llegó a $H_0 = 73.5 \pm 1.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [36]. Esta tensión también se extiende al parámetro h , en esta sección se utiliza el valor reportado por la colaboración Planck.

2.6. Formación de Estructura a Gran Escala

En la sección 2.1, se estudió la importancia de la materia oscura para la estabilidad de las galaxias y cúmulos de galaxias, mientras que en la sección 2.5, se detalló cómo esta dejó su marca en el CMB, por lo cual tuvo que existir desde épocas muy tempranas del universo. Debido a su temprana aparición y su fuerte efecto gravitacional, la materia oscura es necesaria para la formación de galaxias y cúmulos, pero no solamente estas, sino también estructuras a mayor escala.

La estructura del universo a gran escala se ha podido conocer mediante estudios de corrimiento al rojo de galaxias distantes. De esta forma, se ha revelado que la distribución de la materia en el universo no es uniforme, sino que existen estructuras alargadas, llamadas filamentos, donde se concentran la mayoría de las galaxias y cúmulos de galaxias (ver figura 2.10).

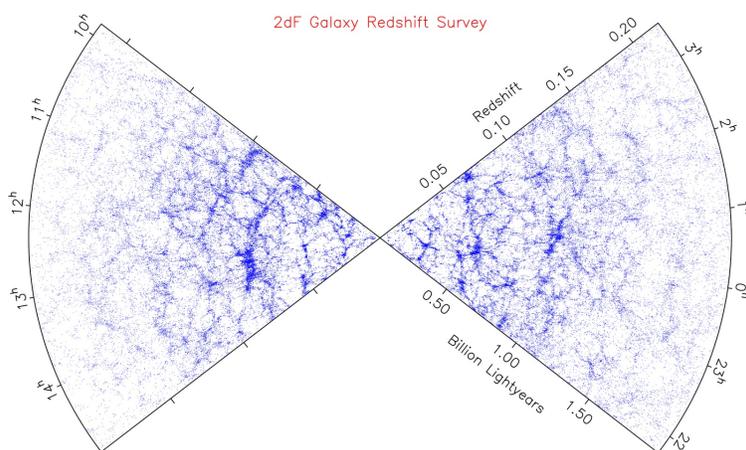


Figura 2.10: Mapa de galaxias lejanas formando estructura de filamentos [38].

Como se mencionó en la sección 2.5, las fluctuaciones en la densidad de la materia, presentes desde antes de la recombinación, provocaron que, a medida que el universo se expandía, existieron regiones con mayor concentración de dicha materia, esto fue posibilitado por la presencia de materia oscura. Después de la recombinación, estas regiones siguieron ejerciendo atracción gravitacional a la materia circundante. A medida que se acumulaba más materia, también era mayor la presión de la radiación generada, junto con la radiación remanente de la recombinación. Esto implica que, para que se formaran las estructuras a gran escala a pesar del efecto de la radiación, fue necesario un componente que ejerciera atracción gravitacional sin verse afectado por dicha radiación. La materia oscura fría, que ya estaría presente desde antes de la recombinación, tiene justo estas propiedades, y también cumple que, al ser no relativista, forma cúmulos que facilitan la formación de estructura.

La estructura a gran escala del universo puede ser replicada mediante simulaciones de N-cuerpos que modelan galaxias y cúmulos de galaxias como partículas puntuales que ejercen una atracción gravitacional entre sí. Se han hecho varias simulaciones de este tipo, una de las más famosas es Millenium [39, 40], y más recientemente Illustris [41, 42]. En ambos casos, se ha puesto a prueba el modelo cosmológico Λ CDM, obteniendo como resultado que la

combinación de la expansión del universo con la constante cosmológica Λ y la existencia de materia oscura fría, produce naturalmente la formación de filamentos a gran escala, así como también la formación de cúmulos de galaxias a escalas menores (ver figura 2.11).

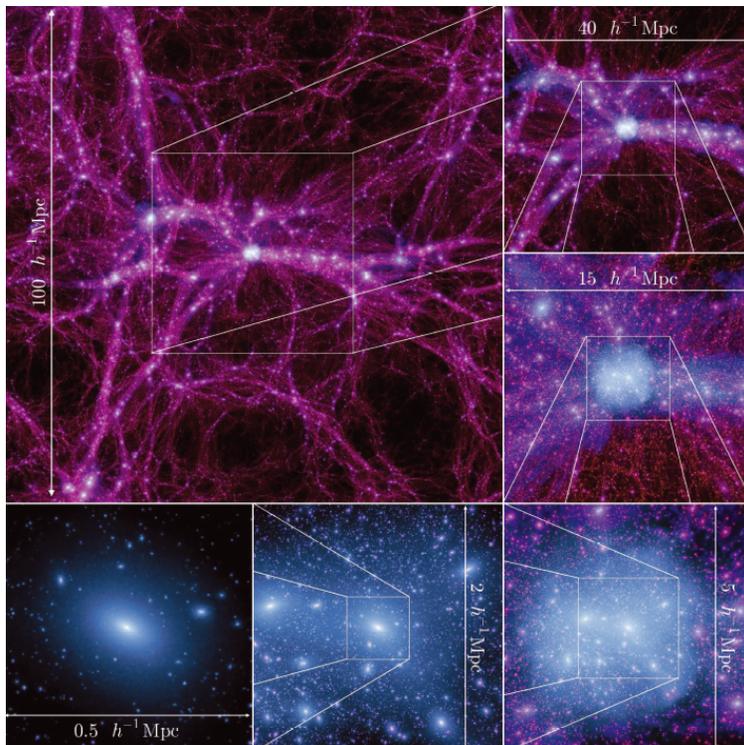


Figura 2.11: Estructura del universo a varias escalas, replicada por la simulación Millenium-II, usando el modelo cosmológico Λ CDM [40].

3 Candidatos y Formas de Detección

En el capítulo 2 se presentaron algunos de los argumentos más convincentes a favor de la existencia de la materia oscura, esto motiva a preguntarse de qué está hecha, en caso de que exista. La evidencia presentada permite extraer varias condiciones que debe cumplir cualquier partícula candidata a materia oscura:

1. Debido a que no tiene interacción electromagnética, cualquier partícula que la constituya debe ser de carga eléctrica neutra.
2. Ya que forma halos y estructuras que permiten la formación de galaxias, cúmulos y filamentos, la materia oscura debe estar constituida por partículas masivas no relativistas.
3. La materia oscura está presente desde antes de la recombinación, en el universo temprano, por lo que debe estar constituida por una partícula estable, con un tiempo de vida mayor o igual que la edad del universo.

En primera instancia, se debe verificar si hay algún candidato dentro del modelo estándar que cumpla las condiciones anteriormente enumeradas. El primer requisito deja por fuera todas las partículas cargadas (quarks, electrón, muón, tau y W^\pm). El requisito de partícula masiva no relativista deja por fuera al fotón y a los neutrinos activos (ν_e , ν_μ y ν_τ). Por último, el bosón de Higgs, el Z y los gluones quedan descartados con el requisito de la estabilidad. De esta forma se hace evidente que la materia oscura no puede ser explicada por la materia conocida del modelo estándar, es por esto que la búsqueda de la materia oscura es un portal a nueva física.

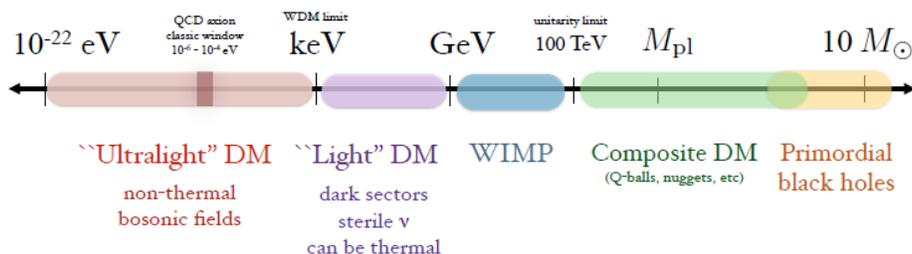


Figura 3.1: Rango de masas para los diversos candidatos a materia oscura.

Ya que ninguna partícula del modelo estándar puede explicar la materia oscura, son necesarias extensiones teóricas del mismo que brinden nuevos candidatos. Como se observa en la

figura 3.1, dichas extensiones del modelo estándar producen una gran variedad de candidatos a materia oscura, de diversos orígenes y con un amplio rango de masas, que va desde los 10^{-22} eV hasta objetos astronómicos como los MACHOs. A continuación se presentarán las propiedades más significativas de los candidatos más estudiados, conocidos como WIMPs, así como también algunas características de axiones y neutrinos estériles.

3.1. Partículas Masivas Débilmente Interactuantes

Los candidatos a materia oscura más estudiados son las WIMPs, (siglas de *weakly interacting massive particles*), es decir, partículas masivas que interactúan gravitacionalmente y, a lo sumo, mediante la fuerza nuclear débil. Son partículas que cumplen naturalmente con las condiciones para ser materia oscura, y esto las vuelve sujeto de estudio habitual, tanto en trabajos teóricos como en búsquedas experimentales.

Uno de los mecanismos mediante el cuál las WIMPs se habrían producido es conocido como congelamiento térmico (*thermal freezeout*). Este habría ocurrido cuando la temperatura del universo temprano bajó lo suficiente como para que estos se desacoplaran del equilibrio térmico respecto al resto de partículas del universo, durante la transición de la era electrodébil, aproximadamente 10^{-10} s después del Big Bang. Como se detalló en 2.5, la materia oscura dejó evidencias de su existencia en la CMB, lo cuál significa que esta ya existía desde antes de la recombinación y coincide con el mecanismo de producción propuesto para las WIMPs.

Para mostrar cómo las WIMPs (χ) producidas por congelamiento térmico podrían explicar la densidad de materia oscura observada hoy en día [43], se parte del universo temprano, cuando la temperatura del plasma térmico era mucho mayor que la energía en reposo de las WIMPs. Estas estaban en equilibrio térmico mediante procesos de producción y aniquilación, como se muestra en (3.1):

$$\chi\bar{\chi} \iff e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ, HH. \quad (3.1)$$

En el equilibrio térmico se aniquilaban a una tasa igual a la que se producían, siendo la expansión del universo lo único que disminuía apreciablemente su densidad numérica. Este proceso está descrito por la ecuación de Boltzmann:

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn + \langle \sigma_{an}v \rangle (n_{eq}^2 - n^2). \quad (3.2)$$

En (3.2), n es la densidad numérica de las WIMPs, H el parámetro de Hubble, v la velocidad relativa entre WIMPs y $\langle \sigma_{an}v \rangle$ el promedio térmico de la sección eficaz de aniquilación WIMP-WIMP. El término proporcional a n_{eq}^2 representa la creación de WIMPs, y el término proporcional a $-n^2$ su aniquilación, mientras que $-3Hn$ es la disminución en la densidad de WIMPs debido a la expansión del universo. Otra relación importante es el cambio en el tiempo de la densidad de entropía total, s , en el universo que se expande:

$$\frac{ds}{dt} = -3Hs. \quad (3.3)$$

Para la abundancia, definida como $Y = n/s$, se obtiene la siguiente ecuación de evolución temporal usando (3.2) y (3.3):

$$\frac{dY}{dt} = s \langle \sigma_{anv} \rangle (Y_{eq}^2 - Y^2). \quad (3.4)$$

La ecuación (3.4) se puede reescribir en términos de la temperatura T de los fotones de la CMB usando el parámetro $x = m_\chi/T$, donde m_χ es la masa del WIMP, para esto, se toma la derivada temporal de x y se usa (3.3):

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{m_\chi}{T^2} \frac{dT}{dt} = -\frac{m_\chi}{T^2} \frac{dT}{ds} \dot{s} = 3Hs \frac{m_\chi}{T^2} \frac{dT}{ds}. \quad (3.5)$$

Usando (3.5), se obtiene la abundancia en función del parámetro x :

$$\frac{dY}{dx} = \frac{s \langle \sigma_{anv} \rangle (Y_{eq}^2 - Y^2)}{(3Hs)(m_\chi/T^2)} \frac{ds}{dT} = \frac{m_\chi}{3Hx^2} \frac{ds}{dT} \langle \sigma_{anv} \rangle (Y_{eq}^2 - Y^2). \quad (3.6)$$

El parámetro de Hubble está relacionado con la densidad de energía total, del universo dominado por radiación, mediante la ecuación de Friedmann:

$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3}. \quad (3.7)$$

Mientras que las densidades de energía y entropía se parametrizan en términos de la temperatura de los fotones del CMB de la siguiente manera:

$$\rho = g_{eff}(T) \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad s = h_{eff}(T) \frac{2\pi^2}{45} T^3. \quad (3.8)$$

En (3.8), $g_{eff}(T)$ y $h_{eff}(T)$ son los grados de libertad efectivos como función de la temperatura. Para una partícula relativista de un grado de libertad interno, se tiene que $g_{eff}(T) = h_{eff}(T) = 1$ [44], además, se pueden reescribir en términos de una sola variable de grados de libertad efectivos:

$$g_*^{1/2} = \frac{h_{eff}}{g_{eff}} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{T}{h_{eff}} \frac{dh_{eff}}{dT} \right). \quad (3.9)$$

Sustituyendo (3.8) y (3.9) en (3.6) y tomando a factor un signo negativo, se obtiene:

$$\frac{dY}{dx} = -\sqrt{\frac{\pi}{45G}} \frac{g_*^{1/2} m_\chi}{x^2} \langle \sigma_{anv} \rangle (Y^2 - Y_{eq}^2). \quad (3.10)$$

La ecuación (3.10) es integrada mediante métodos numéricos desde $x = 0$ hasta $x_0 = m_\chi/T_0$, donde x_0 es el valor actual del parámetro x y $T_0 = 2.726$ K es la temperatura actual de los fotones de la CMB. A medida que la temperatura del universo baja, y el parámetro x aumenta, se produce el desacople de las WIMPs, estos ya no son producidos, y su aniquilación se vuelve despreciable. Esto resulta en una abundancia aproximadamente constante, conocida como abundancia reliquia. Cuanto mayor sea la sección eficaz de aniquilación entre WIMPs, más tarde se dará el desacople, lo que resultará en una abundancia reliquia menor (ver

figura 3.2). La densidad reliquia de WIMPs en el universo puede escribirse en términos de la abundancia de la siguiente forma:

$$\Omega_\chi = \frac{\rho_\chi^0}{\rho_{crit}} = \frac{m_\chi s_0 Y_0}{\rho_{crit}}. \quad (3.11)$$

Usando que la densidad crítica de energía del universo está dada por $\rho_{crit} = \frac{3H^2}{8\pi G}$, y s_0 es la densidad de entropía total actual del universo, se obtiene:

$$\Omega_\chi h^2 = 2.755 \times 10^8 \frac{m_\chi}{GeV} Y_0. \quad (3.12)$$

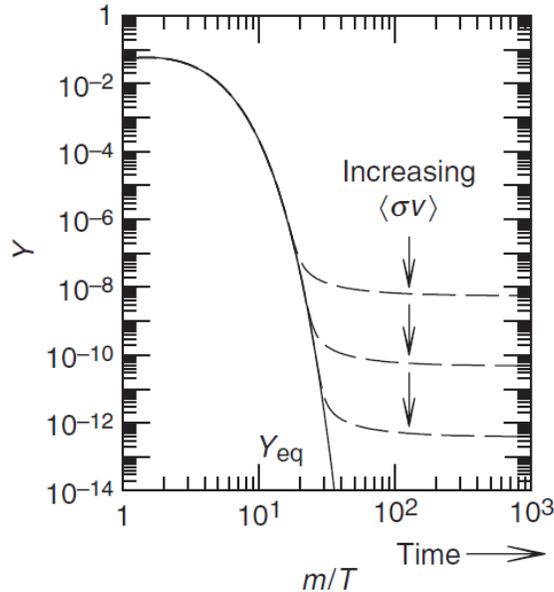


Figura 3.2: Abundancia de WIMPs en función del parámetro $x = m_\chi/T$. A medida que la sección eficaz de aniquilación entre WIMPs aumenta, el desacople ocurre a menor temperatura, lo que resulta en una menor abundancia reliquia [7].

La densidad reliquia de WIMPs para un rango de masas de 100GeV - 1TeV, pertenecientes a la escala electrodébil, coincide con la totalidad de la densidad de materia oscura observada actualmente (ver figura 3.3). Esta aparente coincidencia es conocida como el «milagro WIMP», y aún si las WIMPs no constituyen el 100% de la materia oscura, es posible que estas puedan explicar una porción significativa de la misma. Este es uno de los argumentos más fuertes para la búsqueda de WIMPs como candidatos a materia oscura.

Uno de los modelos que propone la existencia de WIMPs es el de la supersimetría. En él, cada partícula del modelo estándar tendría su partícula supersimétrica correspondiente, a cada bosón conocido le correspondería un fermión, y viceversa, con la diferencia de que las masas de estas partículas supersimétricas deben ser mayores a las de las partículas ya conocidas.

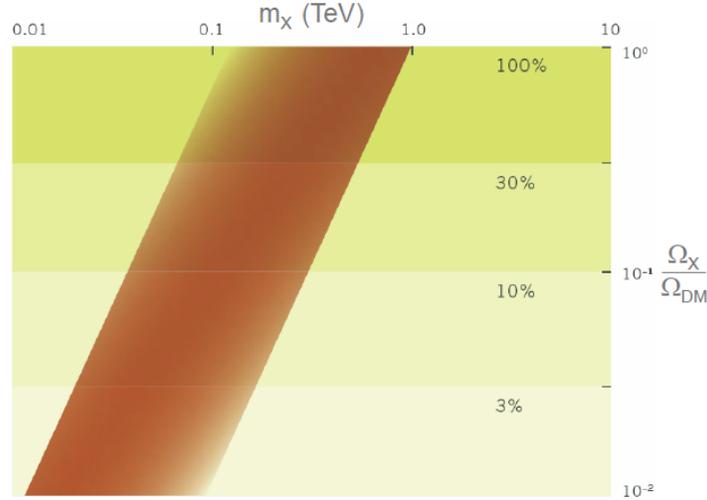


Figura 3.3: Comparación entre la densidad reliquia de WIMPs Ω_χ y la densidad de materia oscura observada actualmente Ω_{DM} , para diferentes rangos de masas m_χ . Ambas densidades coinciden para el rango 100GeV-1TeV [45].

Uno de estos modelos es el supersimétrico minimal, MSSM por sus siglas en inglés. En este, la simetría de números bariónico y leptónico ya no es conservada, en cambio, se conserva la simetría llamada paridad-R:

$$R = (-1)^{3B+L+2S}. \quad (3.13)$$

Esta simetría depende el número bariónico B , leptónico L y el spin S . Todas las partículas del modelo estándar tienen un valor de $R = 1$, mientras que las partículas supersimétricas del MSSM tienen un valor de $R = -1$. La conservación de la paridad-R hace que la partícula supersimétrica más ligera, LSP por sus siglas en inglés, sea estable. Dentro del MSSM, el candidato más apropiado para LSP es el neutralino más ligero, debido a su estabilidad y a su rango de masa. Existen cuatro diferentes neutralinos, los cuáles son fermiones de Majorana de spin 1/2, que consisten de combinaciones del wino \tilde{W}^3 (compañero supersimétrico del tercer componente del triplete del bosón de norma W), el bino \tilde{B} (compañero del campo de norma U(1) correspondiente a la hipercarga débil) y los higgsinos neutrales \tilde{H}_1 y \tilde{H}_2 (compañeros de los componentes neutros de dos dobletes de Higgs) [7]. El más ligero de estos neutralinos se escribe como una combinación de los campos mencionados tomando la siguiente forma:

$$\chi = \alpha\tilde{B} + \beta\tilde{W}^3 + \gamma\tilde{H}_1 + \delta\tilde{H}_2. \quad (3.14)$$

En (3.14), α , β , δ y γ corresponden a los coeficientes resultantes de diagonalizar la matriz de mezcla correspondiente a los \tilde{W}^3 , \tilde{B} , \tilde{H}_1 y \tilde{H}_2 .

Una alternativa no supersimétrica, es el modelo de Kaluza-Klein. En él, se propone la existencia de dimensiones espaciales adicionales a las 3 ya observadas, las cuales estarían compactificadas. Si estas dimensiones existen, y si las partículas del modelo estándar se

pueden propagar por ellas, entonces existen partículas llamadas compañeros de Kaluza-Klein [46].

También podría existir un momento conservado a lo largo de estas dimensiones. Para un tipo especial de ellas, llamado dimensiones extra universales (UED), este momento sería conservado en algunos casos. A esto se le conoce como simetría de Kaluza-Klein, y, de manera análoga a la LSP, la partícula de Kaluza-Klein más ligera (LKP) sería estable. Un ejemplo es el fotón de Kaluza-Klein, el cuál es un candidato bosónico a materia oscura, que también cuenta con el beneficio del milagro WIMP para su densidad reliquia [7].

3.2. Neutrinos Estériles

La oscilación de los neutrinos entre sus tres estados de sabor (electrónico, muónico y taónico) hace evidente que son masivos, y que se propagan como estados propios de masa (m_1 , m_2 y m_3) que son combinaciones de los tres estados de sabor. Dentro del modelo estándar no hay una explicación para el mecanismo por el cual los neutrinos adquieren masa. Esta es una de las fuentes de evidencia más convincentes para la necesidad de física más allá del modelo estándar.

Una forma de explicar la masa de los neutrinos es utilizando el mecanismo del sube y baja (*see-saw mechanism*) [7, 45, 47]. Para esto, se agregan N neutrinos de quiralidad derecha ν_R^α , donde $\alpha = 1, 2, \dots, N$ (usualmente se toma $N = 3$), los cuales deben ser neutros en carga eléctrica y débil, por lo que se les conoce como neutrinos estériles. Los términos de masa renormalizables más generales para el sector de los leptones, incluyendo los N neutrinos de quiralidad derecha, son:

$$\mathcal{L}_{masa} = -Y_{ij}^e \bar{L}^i H e_R^j - Y_{i\alpha}^\nu \bar{L}^i \tilde{H} \nu_R^\alpha - iM_{\alpha\beta} \bar{\nu}_R^\alpha \nu_R^\beta + c.h. \quad (3.15)$$

Los índices i y j abarcan las tres generaciones de leptones en el modelo estándar, α y β los N neutrinos estériles. En (3.15), el segundo término corresponde al término de masa de Dirac, mientras que el tercero al de Majorana. Y_{ij}^e es la matriz de Yukawa para el electrón, muón y tau, mientras que $Y_{i\alpha}^\nu$ es la matriz para los neutrinos. L_i representa los tres dobletes de SU(2) para los leptones, H es la representación del Higgs que transforma en la representación fundamental de SU(2) y tiene hipercarga de 1/2 mientras que $\tilde{H} \equiv i\sigma_2 H^*$ es la representación del Higgs fundamental en SU(2) e hipercarga -1/2, y $M_{\alpha\beta}$ es la matriz de masa de Majorana.

Cuando sucede el rompimiento de la simetría electro-débil, el campo de Higgs adquiere un valor de expectación del vacío $\langle H \rangle \approx 247$ GeV, y los neutrinos se propagan como estados propios que diagonalizan la matriz de masa. Por simplicidad, se considera una generación:

$$m_\nu(1gen) = \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

donde m corresponde a la masa generada por el término de Dirac, y M a la que proviene del término de Majorana. Las masas físicas que diagonalizan (3.16) son:

$$m_\nu(1gen)_{1,2} = \sqrt{m^2 + \frac{1}{4}M^2} \pm \frac{1}{2}M. \quad (3.17)$$

Para el límite en que $M \gg m$, se tiene que las soluciones se pueden tomar como $m_{pesada} \gg m_{liviana}$. Estas están dadas por:

$$m_{pesada} \approx M, \quad m_{liviana} \approx \frac{m^2}{M} \approx \frac{m^2}{m_{pesada}}. \quad (3.18)$$

El motivo para el nombre del mecanismo sube y baja se hace evidente en la ecuación (3.18), ya que si el valor de m sube, el de M baja, y viceversa. Si se toma $m_{liviana}$ como la masa medida a partir de oscilaciones atmosféricas $m_{liviana} = \sqrt{\Delta m_{atm}^2} \approx 0.05 eV$, y el acople de Yukawa en el rango $Y^\nu \approx 10^{-8} - 10^{-5}$, a partir de (3.18) se obtiene que:

$$m_{pesada} \approx \frac{(Y^\nu \langle H \rangle)^2}{m_{liviana}} \approx 1 keV - 1 TeV. \quad (3.19)$$

Esto coloca a m_{pesada} aproximadamente en la escala electrodébil, y posibilita que los neutrinos estériles sean candidatos a materia oscura viables.

3.3. Axiones

Los axiones surgen como resultado de una posible solución ante el problema CP fuerte, y no directamente como una propuesta de candidato para materia oscura. El problema CP fuerte consiste en determinar por qué no se observa violación de la simetría CP (conjugación de carga y paridad) en las interacciones fuertes, tal y como sí se observa en las débiles.

Una de las soluciones propuestas a este problema consiste en añadir nuevos campos al modelo estándar, de tal forma que produzcan una nueva simetría global $U(1)$ anómala, es decir, una simetría de la acción clásica del sistema pero no de la teoría cuántica. A esta se le conoce como simetría Peccei-Quinn $U(1)_{PQ}$, y en caso de ser rota espontáneamente, produciría un bosón de pseudo-Goldstone, con masa diferente de 0, conocido como el axión.

La masa del axión está dada, aproximadamente, por:

$$m_a \approx \frac{0.6 eV \cdot 10^7 GeV}{f_a}, \quad (3.20)$$

donde f_a es la constante de decaimiento del axión [47]. Procesos astrofísicos, como la emisión de axiones de estrellas rojas gigantes, imponen la cota $f_a > 10^{10} GeV$, mientras que cotas cosmológicas, como la requerida para que la densidad de energía del universo sea cercana a la densidad crítica, imponen $f_a < 10^{12} GeV$. Estas cotas colocan la masa del axión en el siguiente rango:

$$10^{-4} eV < m_a < 10^{-2} eV, \quad (3.21)$$

sin embargo, estas cotas pueden evitarse y el rango para la masa del axión ampliarse usando modelos ligeramente diferentes [48].

Los axiones cumplen los requisitos necesarios para formar la materia oscura fría, sin embargo, requieren consideraciones adicionales relacionadas al rompimiento de la simetría Peccei-Quinn (PQ) [48], las cuales se formulan en 2 condiciones:

- a) La simetría PQ se rompe espontáneamente durante la inflación.
- b) La simetría PQ nunca se restaura después de que su rompimiento espontáneo ocurre.

Ya sea que se cumplan ambas, o que se rompa al menos una de las condiciones, los axiones pueden constituir la totalidad, o una fracción significativa, de la materia oscura observada actualmente. Esto motiva su estudio y búsqueda experimental como uno de los principales candidatos a materia oscura.

3.4. Formas de Detección

En las secciones anteriores se discutieron las principales características de algunos de los candidatos a materia oscura más estudiados. También resulta de importancia mencionar cuáles son los principales mecanismos mediante los cuales se buscan estos candidatos. En esta sección se hará un breve recuento de las principales formas en las que se enfoca la búsqueda de los candidatos a materia oscura: producción en colisionadores, detección indirecta y, el enfoque principal de este trabajo, detección directa. También se hará una breve mención al método de vertederos de haz (*beam dumps*), que combina los métodos de producción y detección directa.

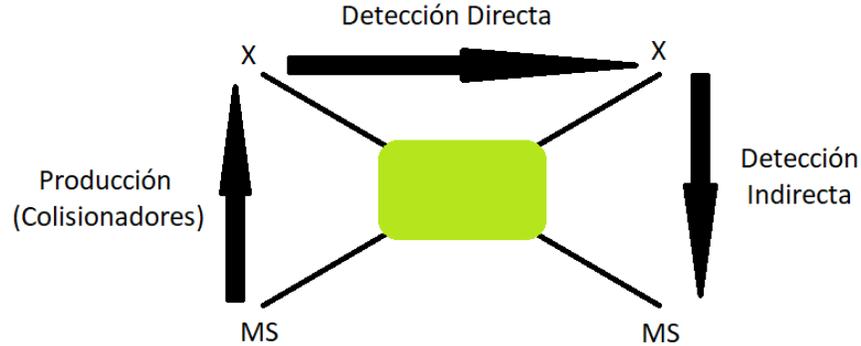


Figura 3.4: Esquema de los mecanismos de búsqueda de candidatos a materia oscura, χ , según su relación con partículas del modelo estándar, MS.

3.4.1. Producción en Colisionadores

Uno de los mecanismos de búsqueda es la producción de partículas de materia oscura a partir de partículas del modelo estándar. Esto ocurriría mediante procesos de la siguiente forma:

$$MS + MS \rightarrow \chi + \chi + MS. \quad (3.22)$$

En este tipo de interacciones, se producen partículas nuevas, χ , las cuales posteriormente resultan en productos del modelo estándar mediante algún proceso posterior a su producción.

En este caso, se detectarían los productos MS y también un faltante de momento transversal, correspondiente a las χ que no se detectaron.

El principal lugar donde se llevan a cabo este tipo de búsquedas es el gran colisionador de hadrones (LHC), en Ginebra. Las colaboraciones ATLAS y CMS se han encargado de hacer los principales esfuerzos en la búsqueda de materia oscura en el LHC. Hasta el momento, ninguna ha detectado evidencia de alguna desviación del modelo estándar para colisiones protón-protón con energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV [49, 50]. Estas búsquedas no han revelado alguna desviación significativa de las predicciones del modelo estándar, por lo tanto no han detectado evidencia de partículas de materia oscura, pero han podido establecer límites más restrictivos para los diferentes modelos teóricos que se han puesto a prueba.

3.4.2. Detección Indirecta

Otro mecanismo para la búsqueda de materia oscura consiste en la detección de productos del modelo estándar derivados de la interacción entre 2 o más candidatos a materia oscura. Estas interacciones comúnmente se enfocan como procesos de aniquilación o decaimiento:

$$\chi + \chi \rightarrow MS + MS. \quad (3.23)$$

Si bien la detección indirecta no es un método que permite la observación directa de la materia oscura como tal, sí permite distinguir entre los diversos candidatos, de acuerdo a los productos que surgirían de los procesos de aniquilación. Para las WIMPs, los productos detectables de su aniquilación incluyen rayos gamma, neutrinos, anti-protones y anti-deuterones (ver figura 3.5).

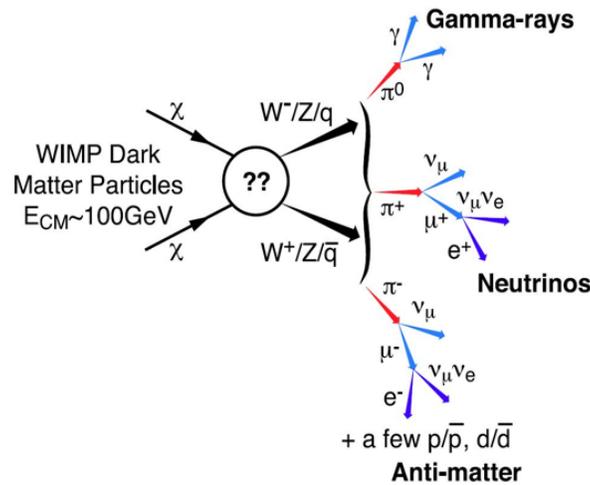


Figura 3.5: Proceso de aniquilación de WIMPs en el rango de energía de centro de masa de 100 GeV, y sus productos del modelo estándar [51]

Para los neutrinos estériles, la detección indirecta podría darse mediante el decaimiento de estos en neutrinos activos y fotones. Estos fotones estarían en el rango de rayos X y tendrían una energía que depende de la masa del neutrino estéril $E_\gamma \approx m_\nu/2$. La detección característica sería un flujo mono-energético de estos rayos X [45].

Algunos ejemplos de experimentos que buscan materia oscura mediante la detección indirecta son: los satélites Fermi [51] y Chandra [52], el arreglo de telescopios VERITAS en Arizona [53], el telescopio de neutrinos IceCube en la Antártica [54], y el detector de radiación de Cherenkov HAWC en Puebla, México [55].

Una observación interesante fue hecha por el satélite Chandra en 2018, este satélite encontró un flujo de rayos X mono-energéticos de 3.5 keV, el cual proviene del centro de la Vía Láctea [56]. Esto podría indicar la presencia de neutrinos estériles en el rango de masa de 7 keV y su posterior decaimiento. Sin embargo, estos resultados cuentan con poca significancia estadística, y no han sido encontrados en subsecuentes búsquedas, por lo que esta detección se mantiene como evidencia no conclusiva [57]. Por otra parte, los resultados negativos permiten establecer límites a la sección eficaz de aniquilación de WIMPs, lo cual posibilita discriminar entre los diferentes modelos disponibles.

3.4.3. Detección Directa

La detección directa de materia oscura ocurre cuando esta interactúa con materia conocida y los productos de esta interacción siguen siendo materia oscura y un componente detectable del modelo estándar. Históricamente, se conoce como experimentos de detección directa a aquellos en donde las interacciones de las partículas de materia oscura ocurrirían en el detector, a diferencia de los experimentos de detección indirecta, en los que dichos detectores solamente captarían productos de interacciones que ocurrieron en otros lugares. Un mecanismo específico de detección directa será estudiado más a fondo en la sección 4.2.

Los procesos físicos que ocurren en este tipo de detección son de dispersión (elástica o inelástica), para la primera toman esta forma:

$$\chi + MS \rightarrow \chi + MS. \quad (3.24)$$

Para estudiar esta interacción, los experimentos de detección directa de materia oscura utilizan 2 tipos de componentes principales: cristales a baja temperatura y gases nobles en estado líquido. Dentro de los primeros se encuentran COSINE-100 [58] y CRESST [59], que usan cristales de yoduro de sodio dopado con talio, NaI(Tl), y tungstato de calcio, CaWO₄, respectivamente.

Los detectores a base de un gas noble en estado líquido utilizan argón y xenón principalmente. En estos experimentos la dispersión buscada es la que ocurriría entre los núcleos de los átomos de los gases nobles y las WIMPs. Algunos ejemplos de detectores que utilizan xenón son XENON1T [60] y LUX [61], mientras que DEAP-3600, que es el enfoque principal de este trabajo y será descrito detalladamente en el capítulo 4, utiliza argón. También es posible la búsqueda directa de axiones, como se hace en ADMX [62], el experimento de materia oscura de axiones, por sus siglas en inglés. Este usa un campo magnético para producir microondas detectables a partir de los axiones.

Hasta el momento, no hay evidencia significativa de detección directa de materia oscura, sin embargo, estos resultados permiten establecer cotas cada vez más restrictivas a la sección eficaz de interacción entre WIMPs y los nucleones de los gases nobles utilizados en los detectores (ver figura 3.6).

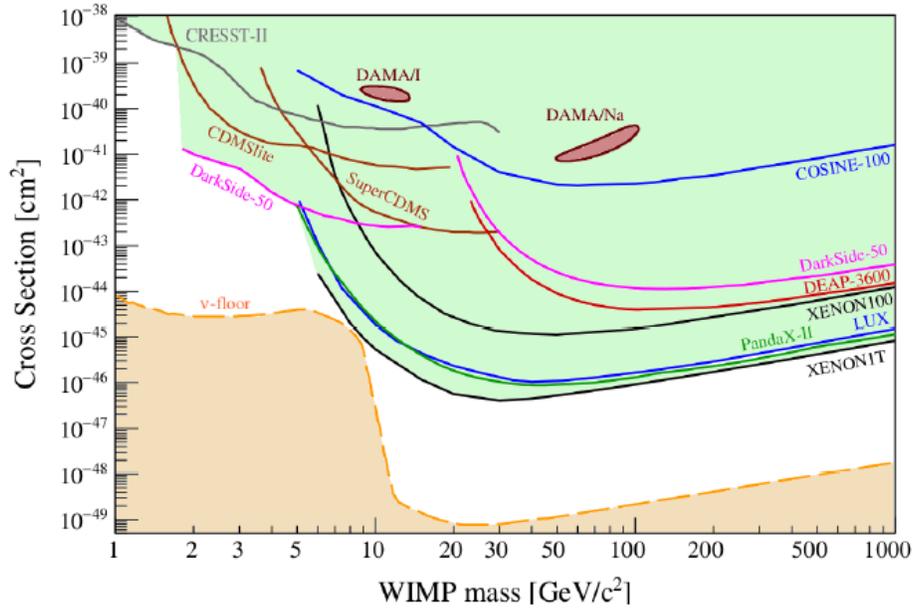


Figura 3.6: Cotas impuestas a la sección eficaz independiente del spin WIMP-nucleón por varios experimentos de detección directa [63]. La región en verde está excluida con un 90 % de nivel de confianza.

3.4.4. Vertederos de Haz

En estos experimentos se combina la producción y la detección directa. Primero, se vierte un haz de protones en un blanco, donde sus interacciones producirían partículas de materia oscura en el rango de masa de MeV a unos cuantos GeV. Posteriormente, estas partículas serían detectadas mediante detección directa.

Un ejemplo es la búsqueda de materia oscura llevada a cabo con el detector MiniBooNE, el cual consiste en un contenedor esférico de 12.2 m de diámetro, con capacidad para 818 toneladas de aceite mineral [64]. Para esta búsqueda, se vertió un haz de protones de 8 GeV en un blanco de acero, seguidamente, se usó MinibooNE para detección directa de materia oscura de masa sub-GeV, cuyas interacciones serían mediadas por un fotón oscuro que se mezcla cinéticamente con el fotón ordinario. Esto permitió imponer límites al parámetro $Y = \epsilon^2 \frac{g_D^2}{4\pi} \left(\frac{m_\chi}{m_\nu} \right)$, donde m_χ es la masa de la materia oscura, m_ν la masa del fotón oscuro, ϵ el ángulo cinético de mezcla y g_D^2 el acoplamiento de norma oscuro [65].

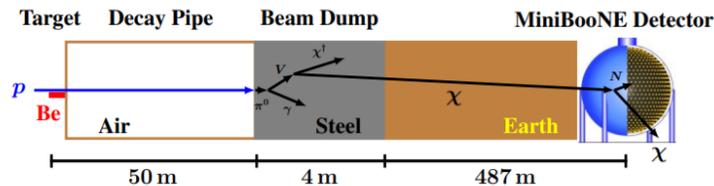


Figura 3.7: Esquema de la búsqueda de materia oscura con MiniBooNE [65].

4 DEAP-3600

4.1. Descripción General

DEAP-3600 es uno de los experimentos de detección directa de materia oscura más importantes a nivel mundial. Está localizado en SNOLAB, 2 km bajo tierra, en Ontario, Canadá, y se especializa en la detección de WIMPs [66], aunque también hay planes para que se use en la búsqueda de axiones [67] y neutrinos estériles [68]. Es un detector de centelleo que funciona mediante retroceso nuclear en argón líquido, este proceso se describe en detalle en la sección 4.2.

La parte externa de este detector (ver figura 4.1) consta de un tanque cilíndrico de 7.8 m de diámetro y altura, hecho de paneles de acero inoxidable galvanizado, el cual está lleno con agua que se mantiene a 12 °C [69]. Además de esto, cuenta con un sistema de refrigeración que utiliza nitrógeno líquido para mantener el argón de la parte interna del detector en estado líquido. También cuenta con equipos electrónicos para la toma de datos. Dentro del tanque cilíndrico se encuentra una coraza esférica de acero, de 3.4 m de diámetro, la cual es sostenida por un tubo de acero de 3 m de largo y 30 cm de diámetro. Este tubo es conocido como el cuello del detector.

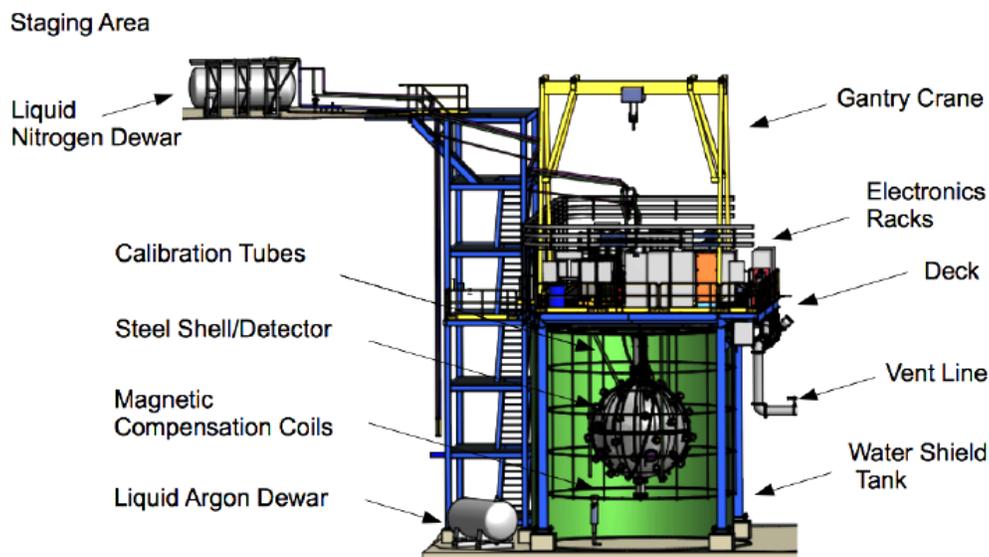


Figura 4.1: Tanque de agua y estructura externa de DEAP-3600 [69].

Dentro de la coraza esférica de acero, se encuentra un contenedor de acrílico de 85 cm de radio interno y 5 cm de espesor (a temperatura ambiente) [69]. En este contenedor se mantiene argón líquido, a una temperatura entre 84-87 K y una presión de 13-15 psia (0.88-1.02 atm). El contenedor de acrílico tiene capacidad para 3600 kg de argón líquido, sin embargo, debido a una falla en una de sus válvulas, las tomas de datos hasta la actualidad se han hecho con aproximadamente 3279 kg de este líquido (ver figura 4.3).

La parte interna del contenedor de acrílico está cubierta por una capa de tetrafenil butadieno (TPB), la cual tiene la función de desplazar la longitud de onda del centelleo, emitido por el argón, de ultravioleta a luz visible. Posteriormente, esta luz de centelleo es amplificada por tubos fotomultiplicadores (PMT), de los cuales DEAP-3600 cuenta con 255, modelo Hamamatsu R5912, que tienen un factor de ganancia típico de 8.0×10^5 [69]. Adicionalmente, en la parte externa de la coraza de acero, también se encuentran 48 de estos PMTs.

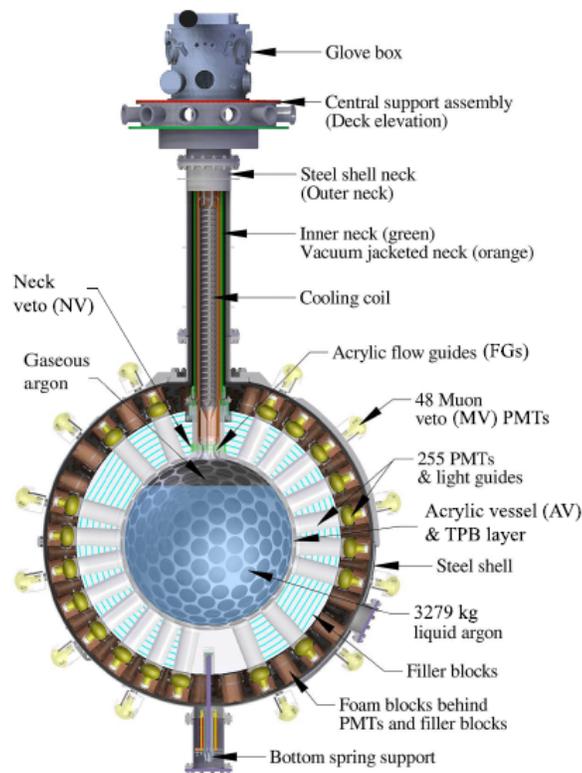


Figura 4.2: Contenedor de acrílico y estructura interna [70].

4.2. Retroceso Nuclear

El proceso de dispersión mediante el cual se busca detectar WIMPs, en DEAP-3600, recibe el nombre de retroceso nuclear, NR, por sus siglas en inglés. En el NR, el WIMP interactúa con el núcleo de argón mediante el proceso de dispersión elástica. Esto hace que el núcleo del argón forme estados ligados llamados excímeros.

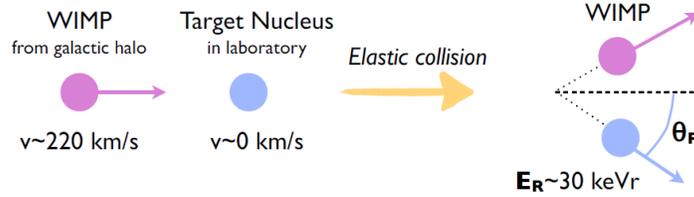


Figura 4.3: Retroceso nuclear producido por un WIMP [71].

El isótopo más estable y abundante del argón, que tiene números atómico y másico de $Z = 18$ y $A = 40$ respectivamente, no contiene nucleones con spines desapareados. Esto hace que, en DEAP-3600, se estudie solamente el caso en el que la interacción, entre las WIMPs y los nucleones del argón, es independiente de los posibles acoplamientos de spin que podrían ocurrir entre ellos. La sección eficaz, independiente del spin, para la interacción entre el WIMP y el núcleo de un átomo es [72]:

$$\sigma_{SI} = \frac{4\mu^2}{\pi} (Zf_p + (A - Z)f_n)^2, \quad (4.1)$$

donde μ es la masa reducida entre el WIMP y el núcleo, A y Z son los números atómico y másico, y los factores de forma f_p y f_n , que en unidades naturales tienen dimensiones de energía⁻², describen el acoplamiento entre el WIMP y los protones y neutrones.

La energía depositada por las WIMPs en el retroceso nuclear, E_R , está dada por [73]:

$$E_R = \frac{\mu^2 v^2 (1 - \cos\theta)}{m_N}. \quad (4.2)$$

En (4.2), μ es la masa reducida mencionada en (4.1), v es la velocidad relativa entre el WIMP y el núcleo en el marco del centro de masa, θ es el ángulo de dispersión en el marco de centro de masa y m_N es la masa del núcleo. La energía de retroceso en el argón es baja, del orden de unas decenas de keV, para WIMPs de masa 100 GeV [74].

Posteriormente, el excímero libera este exceso de energía como radiación ultravioleta, con una longitud de onda de 128 nm. Esta radiación es desplazada, por el recubrimiento de TPB, a un espectro cuyo pico ocurre a los 420 nm. Después de esto, esta luz visible es amplificada por los PMTs, lo que posibilita la detección de la radiación emitida por retroceso nuclear.

4.3. Discriminación por Forma de Pulso

La discriminación por forma de pulso, o PSD por sus siglas en inglés, es un método utilizado en DEAP-3600 para diferenciar entre las interacciones de retroceso nuclear con el núcleo del átomo de argón (NR), y las de retroceso electrónico con su nube electrónica (ER). Ambas interacciones pueden formar estados ligados conocidos como excímeros, pero el NR forma con mayor probabilidad el excímero conocido como singlete, mientras que el ER forma mayormente el excímero conocido como triplete. Estos reciben sus nombres debido al estado de acoplamiento de sus espines. El singlete tiene un tiempo de vida aproximado de 7.0 ns, mientras que el triplete uno de 1600.0 ns [75]. Esto implica que en el NR, la radiación

ultravioleta se emite más rápidamente que en el ER. Esta diferencia es en lo que se basa el método PSD para separar ambos procesos.

Este método utiliza un parámetro llamado F_{prompt} (ver ecuación 4.3), el cual define una ventana de tiempo antes y después de que ocurre un NR, y cuenta la cantidad de fotoelectrones que se detectan durante esta ventana [70]:

$$F_{prompt} = \frac{\sum_{t=-28ns}^{60ns} PE(t)}{\sum_{t=-28ns}^{10\mu s} PE(t)}. \quad (4.3)$$

Ya que el excímero causado por NR tiene un tiempo de vida menor que el del ER, los NR tienen un valor de F_{prompt} mayor que los ER. Al graficar F_{prompt} y el número de fotoelectrones detectados, PE, se obtienen las franjas que se observan en la figura 4.4. La franja superior, con valor $F_{prompt} \approx 0.7$ corresponde a los retrocesos nucleares, mientras que la franja inferior, con $F_{prompt} \approx 0.3$ es generada por los retrocesos electrónicos. Esto permite discriminar entre ambas interacciones.

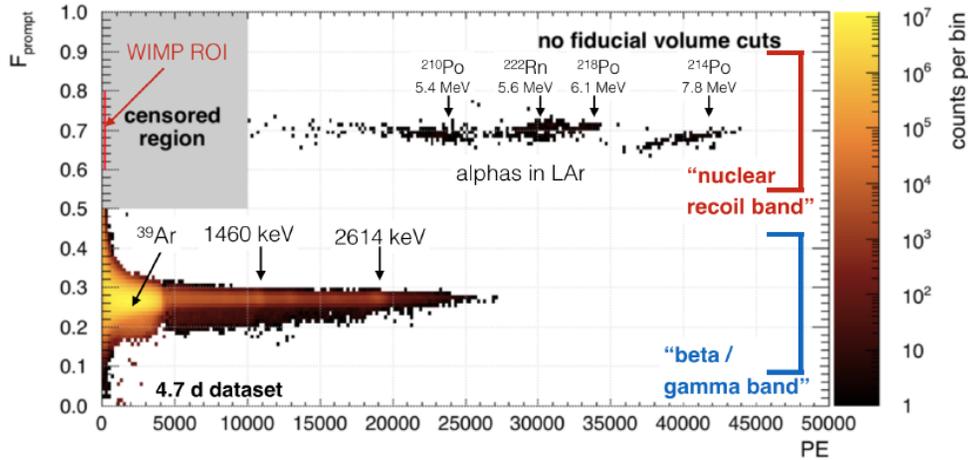


Figura 4.4: Bandas producidas por NR y ER en el espacio F_{prompt} y número de fotoelectrones detectados (PE) [76].

4.4. Región de Interés

Para identificar las señales que podrían deberse a un retroceso nuclear producido por un WIMP, se define la región de interés (ROI) en el espacio F_{prompt} y fotoelectrones detectados (PE) (ver figura 4.5). La ROI se encuentra sobre la banda de NR, aprovechando el método PSD para aislar el ruido debido a ER, y está definida como la intersección de las siguientes curvas [70]:

- En el rango de 95-160 PE, la curva se define tal que el número de eventos de retroceso electrónico esperado sea menor a 0.05.

- La curva de 160-200 PE está definida para una pérdida de aceptación de retrocesos nucleares constante del 1 %.
- La curva superior que recorre el rango 95-200 PE delimita una pérdida de aceptación de retrocesos nucleares constante del 30 %, esto propicia que el número esperado de eventos debidos a partículas alfa en la región de interés sea menor a 0.5.
- El límite superior para PE está dado por la cinemática de la interacción WIMP-núcleo de argón, para WIMPs en el rango de masas de 100 GeV. Para valores mayores de PE, se espera que el ruido producido por partículas alfa y neutrones sea mayor, mientras que no se aumentaría significativamente la fracción de WIMPs esperados.

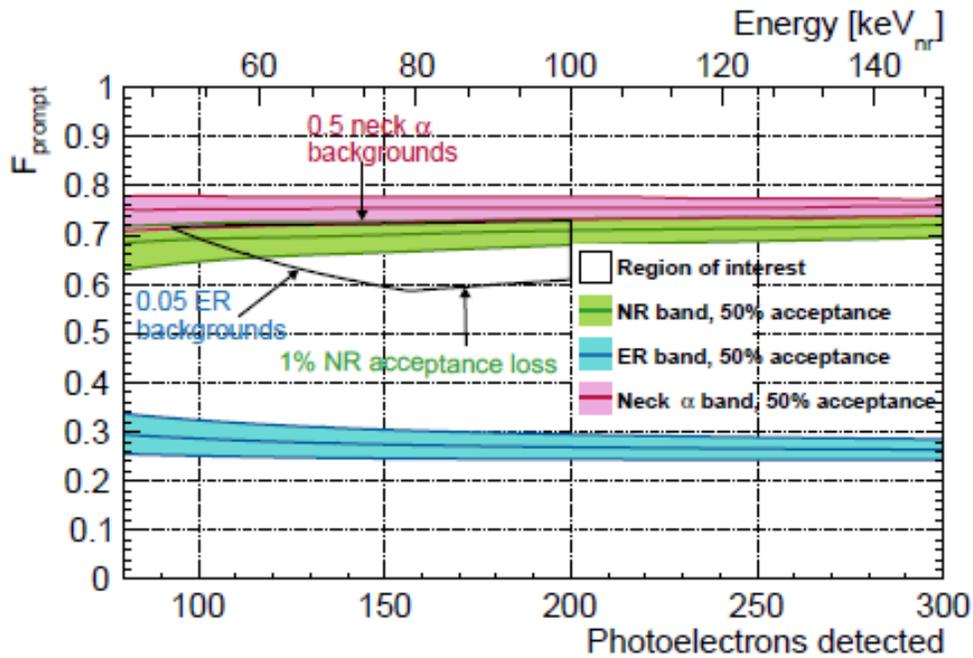


Figura 4.5: Región de interés para WIMPs en el espacio F_{prompt} y número de fotoelectrones (PE) [70].

4.5. Fuentes de Ruido

Ya que la energía del retroceso nuclear que se busca detectar es baja, es de vital importancia minimizar las fuentes de ruido en detectores como DEAP-3600. Las principales fuentes de ruido que pueden interferir con el proceso de detección son: electrones, rayos gamma, partículas alfa y neutrones generados por eventos cosmogénicos y radiogénicos.

4.5.1. Electrones y Rayos Gamma

Los electrones son generados mayormente por decaimiento beta del ^{39}Ar en el argón líquido. Por otra parte, los rayos gamma provienen de decaimientos de ^{232}Th , ^{238}U y ^{40}K . Ambos pueden interaccionar con los átomos de argón, pero lo harán con la nube de electrones, en el proceso conocido como retroceso electrónico (ER). Estos se discriminan mediante el método PSD, que permite mitigar el ruido proveniente de procesos ER.

Además de esto, electrones de decaimiento beta, o de dispersiones de rayos gamma, pueden producir radiación de Cherenkov en el vidrio de los PMT. La radiación de Cherenkov tiene un componente ultravioleta significativo, por lo tanto, cuando esto ocurre, los PMTs pueden detectar parte de esta radiación ultravioleta de Cherenkov. Esto representa una fuente de ruido, ya que se asemeja a la radiación proveniente de retroceso nuclear. Para mitigar este ruido, se utilizan las propiedades absorbentes de luz ultravioleta del contenedor de acrílico, y también se puede utilizar el método PSD. Ya que la radiación de Cherenkov es emitida en escalas de tiempo muy cortas, < 1 ns, estos eventos tienen un valor aproximado de $F_{prompt} \approx 0.9$, significativamente mayor que el de los retrocesos nucleares, por lo que se pueden discriminar descartando valores por encima de lo esperado para los NR [70].

4.5.2. Partículas Alfa

Las partículas alfa están formadas por dos protones y dos neutrones, al igual que un núcleo de helio-4. En DEAP-3600 son generadas por el decaimiento alfa de ^{222}Rn , ^{220}Rn y ^{210}Po [76]. Las partículas alfa no interactúan con el argón mediante ER, pero son una fuente de ruido ya que cuando son emitidas en el argón líquido, o en las superficies cercanas a este, pueden depositar su energía en el argón y generar señales similares a las de un retroceso nuclear [77].

Las partículas alfa de mayor energía (5.5 a 8.8 MeV)[70] producen un número de fotoelectrones mayor al que produciría un WIMP, por lo tanto estos no contribuyen al ruido en la región de interés. Las alfa de menor energía sí pueden producir señales registradas en la región de interés. Para filtrar esta fuente de ruido, se realizan cortes en el volumen fiducial de argón. Ya que la mayoría de alfas de baja energía se emiten en la superficie del contenedor acrílico, el recubrimiento de TPB y el cuello del detector, los cortes al volumen de argón, para las tomas de datos, se hacen en la coordenada radial, a 750 mm, y en la coordenada vertical, o Z, a 550 mm, medido desde el centro geométrico del contenedor esférico de acrílico.

4.5.3. Neutrones

El proceso de retroceso nuclear no sucede exclusivamente entre WIMPs y el núcleo de átomos, otras partículas, como los neutrones también pueden producirlo. Esto representa una fuente de ruido para DEAP-3600, y detectores similares, ya que el retroceso nuclear entre neutrones y el argón podría producir falsas detecciones que podrían pasar por WIMPs.

Estos neutrones se subdividen en dos categorías: los cosmogénicos y los radiogénicos. Los neutrones cosmogénicos son producidos por interacciones entre el detector y muones atmosféricos, en reacciones (μ, n) . Al estar 2 km bajo tierra, el detector tiene un blindaje equivalente a 6 km de agua, esto ayuda a disminuir significativamente el ruido producido

por muones atmosféricos. Los muones que penetran el blindaje y pasan por el tanque de agua cilíndrico, en el que está sumergido el detector, producen radiación de Cherenkov que es captada por los PMTs externos. Este método permite contrastar las detecciones de NR en el argón con la radiación de Cherenkov en los PMTs externos, y así descartar estos eventos.

Los neutrones radiogénicos provienen de fisión espontánea y reacciones (α, n) producidas por cadenas naturales de decaimiento alfa en los materiales del detector. De estas fuentes, la principal contribución la realizan las reacciones (α, n) provenientes del decaimiento alfa del ^{238}U y el ^{238}Th . Estos contribuyen con aproximadamente el 70 % del total de los neutrones que podrían ocasionar retroceso nuclear [76].

Para mitigar este ruido, el principal método que se utiliza actualmente en DEAP-3600, además de usar materiales con baja radiactividad, es realizar simulaciones de Monte Carlo que permitan estimar cuántos neutrones podrían pasar como WIMPs para cierto tiempo de toma de datos y medir la captura de neutrones en el acrílico [78]. Con esto se realizan cortes al volumen de argón que se utiliza como componente activo para la toma de datos, lo cual minimiza el número de retrocesos nucleares que ocurren debido a neutrones.

El fin de este trabajo es modelar el ruido producido por las principales fuentes de neutrones radiogénicos para la toma de datos más reciente, de 388.4 días. Esto se desarrollará en el capítulo 5.

4.6. Resultados del Estudio más Reciente

El estudio más reciente publicado por la colaboración DEAP-3600 se llevó a cabo en 2019, y contó con un tiempo de toma de datos de 231 días [70]. Para esta toma de datos, se esperaba un número de eventos en la ROI de $0.62^{+0.31}_{-0.28}$. El número de eventos observados, posterior a los métodos antes mencionados para mitigación de ruido, fue 0 (ver imagen 4.6).

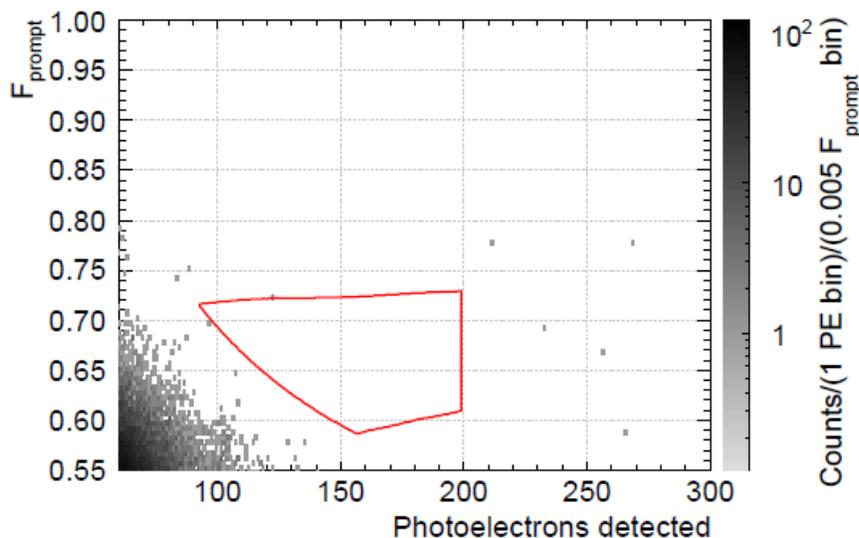


Figura 4.6: Resultados de DEAP-3600 para la toma de datos de 231 días. En rojo se indica la ROI, se observa que no hay eventos contenidos dentro de la misma [70].

Utilizando estos resultados, la colaboración DEAP ha logrado establecer, con un nivel de confianza del 90 %, una cota superior para la sección eficaz WIMP-nucleón independiente del spin de $3.9 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$, para WIMPs de 100 GeV (ver figura 4.7).

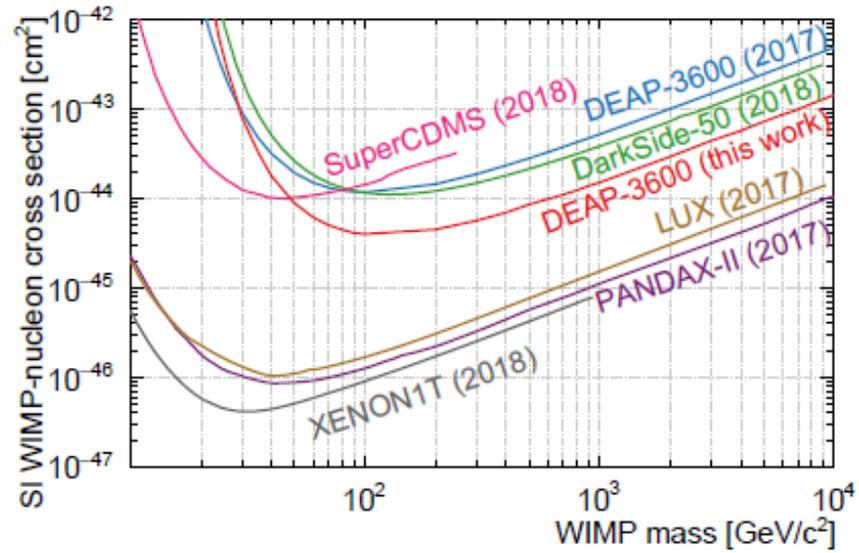


Figura 4.7: Cota para la sección eficaz independiente del spin WIMP-nucleón impuesta por DEAP-3600, con un nivel de confianza de 90 %, tras una toma de datos de 231 días [70].

5 Simulación y Resultados

En este capítulo se presentará el método utilizado para modelar el ruido ocasionado por neutrones radiogénicos debido al decaimiento de los isótopos ^{238}U y ^{232}Th presentes en algunos de los principales componentes de DEAP 3600. Para esto, se hará un breve recuento de las características principales del software utilizado para las simulaciones. Posteriormente se mostrarán los cálculos que llevan desde los datos generados por las simulaciones hasta el número de retrocesos nucleares (NR) provocados por neutrones radiogénicos esperados para la toma de datos de 388.4 días. Por último, se presentarán los resultados finales de este trabajo.

5.1. Generación de Datos con Reactor Analysis Tool

Para la generación de datos en el presente trabajo, se utilizó el software Reactor Analysis Tool (RAT) [79], el cual es empleado ampliamente por la colaboración DEAP. RAT es una amalgama del generador de Monte Carlo Geant4 [80] y la herramienta de análisis de datos ROOT [81]. El lenguaje de programación en el cual se basa RAT es C++, este se utilizó para la generación y análisis de datos. Para este trabajo también se utilizó Bash (*Bourne Again Shell*), para escribir los códigos con las instrucciones de ejecución conocidos como *scripts*, y Python, para los cálculos numéricos finales.

Para la generación de datos, se utilizaron archivos conocidos como macros, los cuales cuentan con instrucciones que indican cuáles son las interacciones físicas relevantes, en este caso los retrocesos nucleares entre neutrones y el núcleo del argón. Además de esto, en los macros también se especifican la cantidad de eventos generados y la ubicación dentro del detector desde la cuál se generarán los mismos. Dentro de los macros se incluye un espectro de energías correspondiente al material de cada componente, para esto se tomaron datos existentes generados con el software SOURCES 4C [82]. Un ejemplo de estos macros se encuentra en el apéndice A.

Los macros fueron enviados a clusters de la organización Compute Canada [83], aprovechando la asociación de la colaboración DEAP con esta, para que su ejecución se dé en paralelo y así minimizar el tiempo utilizado en la generación de datos. No todos los datos generados fueron tomados en cuenta, ya que algunos presentaron fallas. Para remediar esto, el análisis se realizó usando solamente los eventos que no sufrieron fallas. En el cuadro 5.1 se muestran los componentes de DEAP-3600 estudiados en este trabajo, las siglas por las que se identifican y el número de eventos usados para cada uno. Estos componentes fueron elegidos ya que se identificaron como los que contribuyen en mayor medida a los ruidos de

fondo en anteriores tomas de datos, en la sección 5.3 se brinda más detalle sobre cada uno.

Componente	Material	Eventos Usados
Contenedor Central de Acrílico (AV)	acrílico	12420
Relleno de Polietileno (Filler, F)	polietileno	997000
Relleno Aislante 1 (Filler Ins1, FI1)	poliestireno	611000
Relleno Aislante 2 (Filler Ins2, FI2)	poliestireno	587200
Relleno Aislante 3 (Filler Ins3, FI3)	poliestireno	521300
Tubos Fotomultiplicadores (PMT)	vidrio de borosilicato	98000000
Tubos Fotomultiplicadores en el Cuello (NV)	vidrio de borosilicato	527000

Cuadro 5.1: Componentes de DEAP-3600 tomados en cuenta en el análisis, con sus respectivos materiales, siglas para identificación y número de eventos utilizados en el análisis.

5.2. Análisis de Datos

El modelado del ruido se basó en los neutrones radiogénicos producidos por las reacciones (α, n) y de fisión espontánea, que ocurren en los isótopos ^{232}Th , y las partes alta y baja de la cadena de decaimiento del ^{238}U . La cadena de decaimiento del ^{238}U consiste en decaimientos alfa y beta hasta llegar al isótopo del radón ^{222}Rn . Debido a su estado gaseoso, el radón puede filtrarse más fácilmente por los componentes del detector, lo que hace que los productos de sus posteriores decaimientos alfa puedan generar señales de ruido más fácilmente. Debido a esto, es preferible estudiar la cadena de decaimiento del ^{238}U antes y después del ^{222}Rn de forma separada, estas reciben el nombre de partes alta y baja de la cadena, o ^{238}U alta y baja [77]. Para este trabajo, se realizaron simulaciones únicamente para la parte baja de la cadena del ^{238}U , la cual ocasiona los efectos dominantes. Posteriormente, se utilizaron el rendimiento (*yield*) y la pureza de las ^{238}U baja, ^{238}U alta y ^{232}Th para calcular sus contribuciones (ver cuadros 5.3 y 5.4).

Utilizando la masa (m), pureza (P) y el rendimiento (Y), se calcula la cantidad esperada de neutrones emitidos por año (f_n) por cada isótopo para cada componente:

$$f_n \left[\frac{n}{yr} \right] = m[g] \times P[ppb] \times Y \left[\frac{n}{g \cdot ppb \cdot yr} \right]. \quad (5.1)$$

En la ecuación (5.1) se muestran las unidades de cada cantidad entre paréntesis cuadrados, y se le asigna la letra n a la cantidad adimensional número de neutrones. Utilizando los datos de los cuadros 5.2, 5.3 y 5.4 se calcula la cantidad esperada de neutrones emitidos por año

Componente	Masa (kg) $\pm 2\%$
AV	643.00
F	2843.00
FI	32.00
PMT	188.96
NV	1.36

Cuadro 5.2: Masa de los componentes estudiados, tomado de [84]. FI se refiere a cada uno de los rellenos aislantes: FI1, FI2 y FI3. La incertidumbre de 2% en las mediciones se toma como un estimado conservador.

Componente	Pureza (ppb)		
	^{238}U baja	^{238}U alta	^{232}Th
AV	<0.0084	<0.180	<0.041
F	0.029 \pm 0.021	<1.04	<0.037
FI	2.71 \pm 0.28	9.38 \pm 5.18	<0.37
PMT	175.64 \pm 4.93	150.54 \pm 71.34	423.81 \pm 10.70
NV	175.64 \pm 4.93	150.54 \pm 71.34	423.81 \pm 10.70

Cuadro 5.3: Pureza de los componentes estudiados, tomado de [85]. FI se refiere a cada uno de FI1, FI2 y FI3. Los límites superiores se presentan con 90% C.L.

Componente	Rendimiento ($\times 10^{-12}$ n/g/s/ppb) $\pm 20\%$		
	^{238}U baja	^{238}U alta	^{232}Th
AV	8.496	15.00	3.983
F	8.634	14.93	4.103
FI	25.34	25.34	4.850
PMT	132.0	43.36	58.47
NV	132.0	43.36	58.47

Cuadro 5.4: Rendimiento (*yield*) de los componentes estudiados, calculado con SOURCES 4C [82]. La incertidumbre de 20% se toma como un estimado conservador obtenido de la base de datos con las secciones eficaces de las reacciones (α, n). FI se refiere a cada uno de: FI1, FI2 y FI3. La cantidad n es el número de neutrones.

por las ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th para cada uno de los componentes. Esta se muestra en el cuadro 5.5.

Utilizando el número esperado de neutrones emitidos por año y el número de eventos usados para cada componente, se calcula el tiempo de emisión al que equivale la cantidad de eventos usados. A esta cantidad se le llama tiempo equivalente t_{eq} , y se calcula como se muestra en la ecuación (5.2):

$$t_{eq} [yr] = \frac{e [n]}{f_n [n/yr]}, \quad (5.2)$$

donde e representa la cantidad de eventos usados para cada componente. En el cuadro 5.6 se muestran los resultados para cada isótopo en cada componente.

Componente	Neutrones Emitidos por Año $\left[\frac{n}{y}\right]$		
	^{238}U baja	^{238}U alta	^{232}Th
AV	1.45 ± 0.29	54.7 ± 11.0	3.39 ± 0.68
F	22.4 ± 16.9	$(1.39 \pm 0.28) \times 10^3$	13.6 ± 2.7
FI1, FI2, FI3	69.3 ± 15.7	$(2.40 \pm 1.41) \times 10^2$	1.81 ± 0.36
PMT	$(1.38 \pm 0.28) \times 10^5$	$(3.89 \pm 0.20) \times 10^5$	$(1.48 \pm 0.30) \times 10^5$
NV	$(9.94 \pm 2.02) \times 10^2$	$(2.80 \pm 1.44) \times 10^2$	$(1.06 \pm 0.21) \times 10^3$

Cuadro 5.5: Neutrones emitidos por año para las cadenas ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th en cada componente del detector. En el apéndice D se muestran los cálculos de las incertidumbres y el cuadro D.1 con límites superiores al 90 % C.L.

Componente	Tiempo Equivalente de Emisión[yr]		
	^{238}U baja	^{238}U alta	^{232}Th
AV	$(8.57 \pm 1.72) \times 10^3$	$(2.27 \pm 0.46) \times 10^2$	$(3.66 \pm 0.74) \times 10^3$
F	$(4.45 \pm 3.36) \times 10^4$	$(7.17 \pm 1.44) \times 10^2$	$(7.33 \pm 1.48) \times 10^4$
FI1	$(8.82 \pm 2.00) \times 10^3$	$(2.55 \pm 1.50) \times 10^3$	$(3.38 \pm 0.68) \times 10^4$
FI2	$(8.47 \pm 1.92) \times 10^3$	$(2.45 \pm 1.44) \times 10^3$	$(3.24 \pm 0.65) \times 10^5$
FI3	$(7.52 \pm 1.70) \times 10^3$	$(2.17 \pm 1.28) \times 10^3$	$(2.88 \pm 0.58) \times 10^5$
PMT	$(7.10 \pm 1.44) \times 10^2$	$(2.52 \pm 1.30) \times 10^3$	$(6.62 \pm 1.34) \times 10^2$
NV	$(5.30 \pm 1.08) \times 10^2$	$(1.88 \pm 0.97) \times 10^3$	$(4.97 \pm 1.01) \times 10^2$

Cuadro 5.6: Neutrones emitidos por año para las cadenas ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th en cada componente del detector. En el Apéndice D, se muestran los cálculos de las incertidumbres y el cuadro D.2 con límites inferiores al 90 % C.L.

Para descartar diversas fuentes de ruido se aplican una serie de filtros conocidos como cortes maestros. Estos cumplen las siguientes funciones:

- Descartar eventos generados por radiación de Cherenkov en las guías de luz de los PMTs para mitigar el ruido generado por electrones y gammas.
- Descartar eventos generados en la fase gaseosa del argón.
- Evitar el efecto de saturación por apilamiento (*pile up*) que ocurre cuando se registran múltiples eventos simultáneamente.

- Mitigar el ruido generado por neutrones y partículas alfa mediante la reducción del volumen fiducial de argón líquido. La colaboración DEAP utiliza cortes diferentes para la toma de datos con el detector y para la generación de datos de Monte Carlo. Como se indicó en la sección 4.5.2, para la toma de datos se aplica un corte radial en 750.0 mm y uno vertical en 550.0 mm, mientras que para las simulaciones el corte radial utilizado es de 608.5 mm y el vertical de 550.0 mm.

La figura 5.1 muestra gráficas de distribución espacial de los eventos, y de F_{prompt} vs PE, que hacen evidente el efecto de los cortes maestros. En el apéndice B se muestra el código que implementa estos cortes.

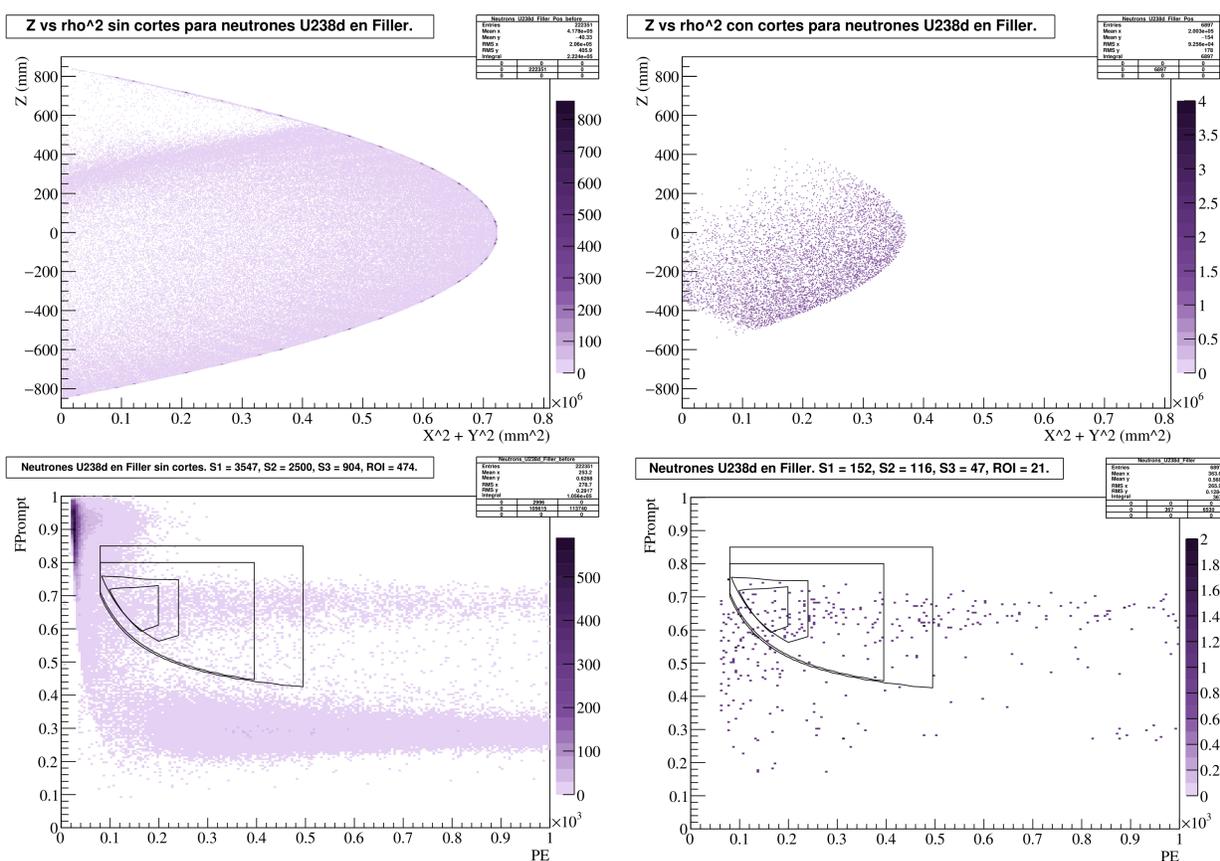


Figura 5.1: Arriba: comparación de la distribución espacial de eventos para el relleno de polietileno antes de los cortes maestros (izquierda) y después (derecha). El eje X representa la coordenada radial al cuadrado en un corte transversal del detector, el eje Y la coordenada vertical, el origen de coordenadas corresponde al centro geométrico del contenedor esférico de acrílico. Abajo: comparación de eventos en el espacio de parámetros F_{prompt} contra PE antes de los cortes maestros (izquierda) y después (derecha).

Para el análisis de los datos generados se utilizan los parámetros F_{prompt} y PE definidos en la sección 4.3, en el espacio generado por estos parámetros se empleó la región de interés definida en la sección 4.4, así como también regiones de exclusión similares más permisivas.

Estas regiones de exclusión permiten estudiar el comportamiento de las fuentes de ruido en la vecindad de la región de interés y se utilizan para el procedimiento de apertura de datos (*unblinding*), ya que la colaboración DEAP lleva a cabo los estudios de forma ciega para mitigar posibles sesgos al analizar los datos. Se utilizaron tres de estas, progresivamente más restrictivas, hasta llegar a la región de interés (ver figura 5.2). El código utilizado para el análisis cuenta la cantidad de eventos contenidos en cada una de las regiones. El apéndice C muestra un ejemplo del código utilizado para realizar este análisis.

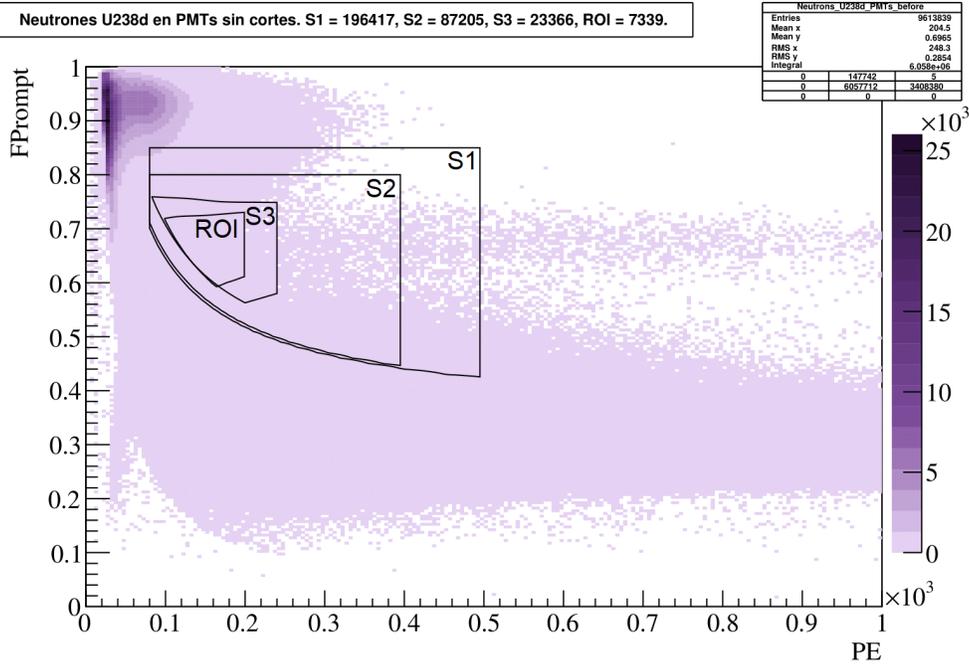


Figura 5.2: Regiones de exclusión en el espacio F_{prompt} contra PE, sin cortes para los PMTs. En negro se muestran las regiones de mayor a menor área: S1, S2, S3, ROI, en el título de cada gráfica se presenta el número de eventos contenidos en cada una de las regiones.

El resultado del análisis provee un número de eventos esperados en cada una de las regiones, para la toma de datos de 388.4 días, debido a los neutrones radiogénicos modelados. Para obtener este resultado se debe tomar en cuenta cada una de las regiones, los componentes y los isótopos, por lo que se añaden índices a las cantidades involucradas:

$$i = {}^{238}\text{U baja}, {}^{238}\text{U alta}, {}^{232}\text{Th}.$$

$$j = \text{AV}, \text{F}, \text{FI1}, \text{FI2}, \text{FI3}, \text{PMT}, \text{NV}.$$

$$k = \text{S1}, \text{S2}, \text{S3}, \text{ROI}.$$

El número de neutrones para cada región utiliza el cálculo hecho para el tiempo equivalente, que depende de los isótopos y los componentes ($t_{eq; i, j}$), el número de eventos en cada una

de las regiones, para cada isótopo y cada componente ($r_{i,j,k}$) y el tiempo de toma de datos (t_d):

$$N_{i,j,k}[n] = \frac{r_{i,j,k}[n]}{t_{eq; i,j} [yr]} \times t_d [yr] = \frac{r_{i,j,k}[n] \times m_j[g] \times t_d[yr]}{e_j[n]} P_{i,j}[ppb] \times Y_{i,j}[n/g/yr/ppb], \quad (5.3)$$

donde el tiempo de toma de datos está dado por:

$$t_d [yr] = \frac{388.4}{365} [yr].$$

Finalmente, el número total de NR producidos por neutrones esperados para la región k , $N_{T; k}$, se obtiene cuando se hace la sumatoria sobre los componentes y los isótopos para esa determinada región:

$$N_{T; k} = \sum_{i,j} N_{i,j,k}. \quad (5.4)$$

En la sección 5.3, se presentan los resultados de estos cálculos para los componentes estudiados. Cada resultado se presenta con su intervalo de incertidumbre y también con un límite superior al 90 % de nivel de confianza (C.L.).

5.3. Resultados

5.3.1. Contenedor de Acrílico (AV)

El contenedor de acrílico se encuentra en la parte interna del detector. Como se detalló en la sección 4.1, es esférico, de 85 cm de radio interno y 5 cm de espesor a temperatura ambiente, mientras que a temperaturas de operación con argón líquido su radio interno disminuye a 84.6 cm (ver figura 5.3).

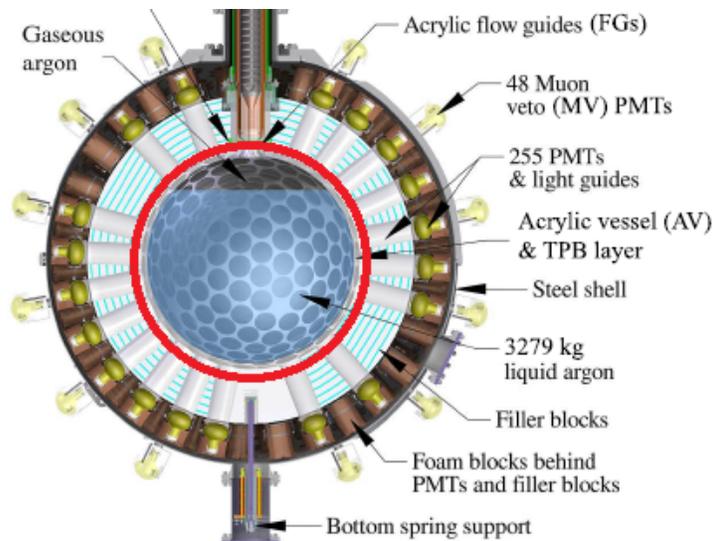


Figura 5.3: En rojo: contenedor esférico de acrílico (AV) [69].

En el AV se utilizaron un total de 12420 eventos simulados, de los cuales se obtuvo el siguiente conteo, después de aplicar los cortes maestros, para cada una de las regiones:

Región	Conteo de NR (AV)
S1	63
S2	54
S3	15
ROI	11

Cuadro 5.7: Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en el AV.

Tomando en cuenta el conteo de retrocesos nucleares, y realizando el análisis indicado en la sección 5.2, se obtienen los resultados para el número esperado de NR por región de exclusión, para el AV en 388.4 días de toma de datos que se muestran en el cuadro 5.8.

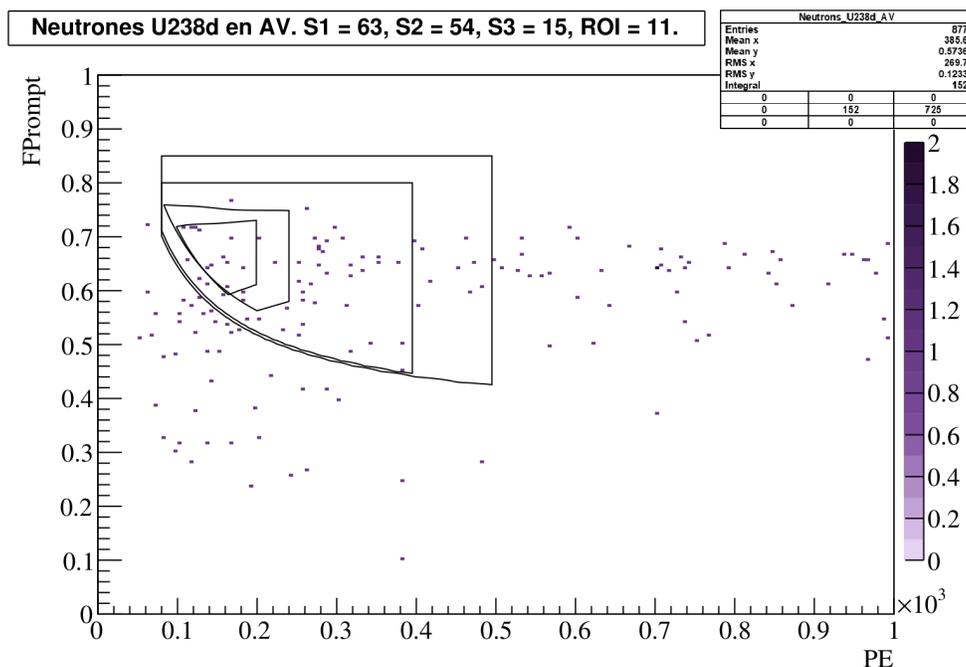


Figura 5.4: Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en el AV, con su respectivo conteo para cada región de exclusión. Arriba a la derecha se incluye el total de eventos incluidos después de los cortes, los promedios y los valores cuadráticos medios (rms) para F_{prompt} y PE, el valor de la integral de la gráfica y una matriz cuyas entradas cuentan los eventos según su ubicación en el espacio de parámetros, siendo la entrada central la mostrada en la gráfica. Además de esto, a la derecha se incluye una barra con el código de color para el número de eventos representado en cada punto de la gráfica.

Región	Neutrones Esperados (AV)	Límite Superior (90% C.L.)
S1	0.32 ± 0.06	0.40
S2	0.28 ± 0.05	0.34
S3	0.08 ± 0.01	0.09
ROI	0.06 ± 0.01	0.07

Cuadro 5.8: Número esperado de NR, producidos por neutrones, en el AV en 388.4 días para cada región de exclusión.

5.3.2. Relleno de Polietileno (F)

El relleno de polietileno forma parte de los bloques aislantes térmicos que mantienen los PMTs a una temperatura ambiente, mientras que el argón líquido se conserva a temperaturas entre 84 K y 87 K. Adicionalmente, este bloque cumple la función de aislar el argón líquido de los neutrones emitidos por los PMTs. Se encuentra entre el contenedor de acrílico y la capa aislante de poliuretano (ver figura 5.5). El relleno de polietileno se encuentra intercalado con 7 capas de relleno aislante de poliestireno, de las cuales se modelan 3 en la sección 5.3.3. Para este trabajo, el relleno de polietileno se aproxima como una sola capa continua, cuyo radio interno medido desde el centro del AV es 90.78cm, y su radio externo es 135.14cm.

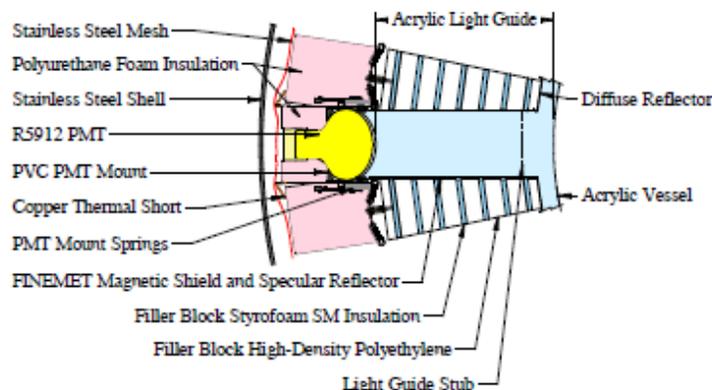


Figura 5.5: Corte transversal del conjunto aislante térmico para un PMT. El relleno de polietileno se representa en color blanco, intercalado con capas de relleno aislante de poliestireno en celeste. [69].

En el relleno de polietileno se utilizaron en total 997000 eventos, con los que se obtuvo el siguiente conteo en las regiones de exclusión después de los cortes:

Región	Conteo de NR (F)
S1	152
S2	116
S3	47
ROI	21

Cuadro 5.9: Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en el F.

Usando el conteo mostrado se obtienen los resultados para el número esperado de NR por región de exclusión, para el F en 388.4 días de toma de datos, mostrados en el cuadro 5.10.

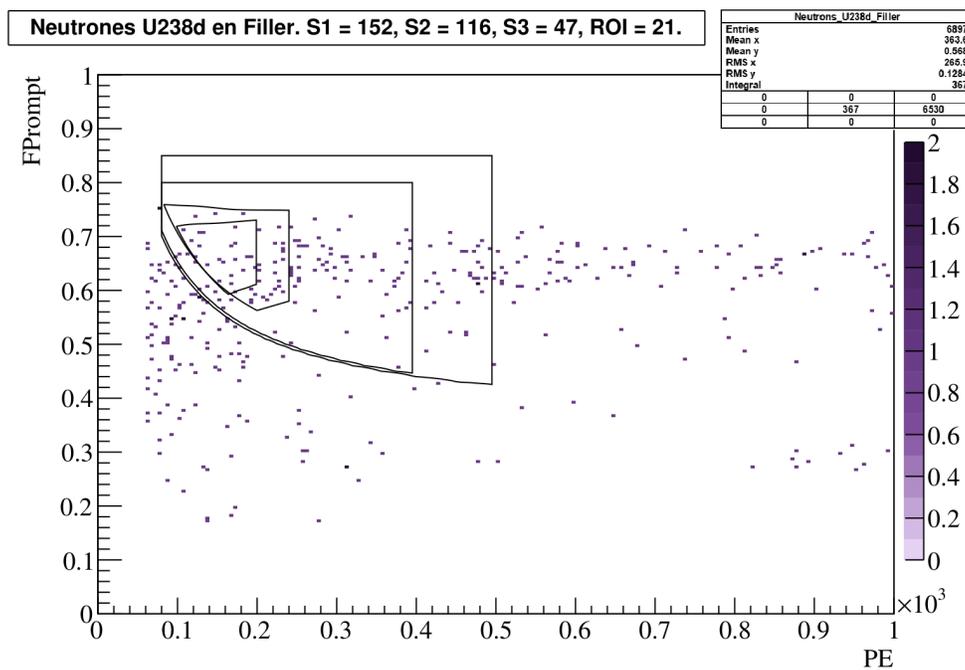


Figura 5.6: Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en el relleno de polietileno, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.

Región	Neutrones Esperados (F)	Límite Superior (90% C.L.)
S1	0.23 ± 0.05	0.29
S2	0.18 ± 0.03	0.22
S3	0.07 ± 0.01	0.08
ROI	0.03 ± 0.01	0.04

Cuadro 5.10: Número esperado de NR, producidos por neutrones, en el F en 388.4 días para cada región de exclusión.

5.3.3. Relleno Aislante de Poliestireno (FI)

Como se indicó en la sección 5.3.2, el relleno de polietileno y el relleno aislante forman un conjunto cuya función es aislar térmicamente los PMTs. El relleno aislante está constituido de poliestireno, y está intercalado en medio del de polietileno formando 7 capas. Para este trabajo se toma en cuenta la contribución de las 3 capas más cercanas al argón líquido, ya que se espera que la contribución de las capas posteriores sea menor y no afecte significativamente el resultado obtenido (ver figura 5.7).

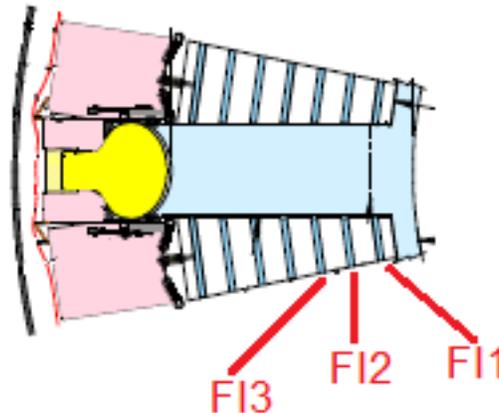


Figura 5.7: En blanco se muestra el relleno de polietileno, las capas en celeste intercaladas son el relleno aislante. En rojo se indican las 3 capas tomadas en cuenta en este trabajo. [69].

Los radios internos y externos de cada una de las capas, medidas desde el centro del AV, están dadas en el cuadro 5.11.

Componente	Radio Interno (cm)	Radio Externo (cm)
FI1	92.685	93.955
FI2	99.035	100.305
FI3	105.385	106.655

Cuadro 5.11: Radios internos y externos, medidos desde el centro del AV, para FI1, FI2 y FI3.

En el cuadro 5.12 se muestra el conteo de retrocesos nucleares en cada región de exclusión, para cada capa del relleno aislante estudiada. Tanto en esta tabla, como en las imágenes 5.8, 5.9 y 5.10 se observa una tendencia a la disminución en el conteo a medida que aumenta la distancia de la capa de aislante respecto al argón líquido. Esto apoya la afirmación de que la contribución de las capas 4, 5, 6 y 7 es aún menor, y sustenta la suposición de que dicha contribución no es significativa en comparación a la de las capas 1, 2 y 3.

Componente	Región	Conteo de NR
FI1	S1	1615
	S2	1288
	S3	449
	ROI	238
FI2	S1	502
	S2	392
	S3	155
	ROI	81
FI3	S1	164
	S2	128
	S3	49
	ROI	23

Cuadro 5.12: Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en FI1, FI2 y FI3.

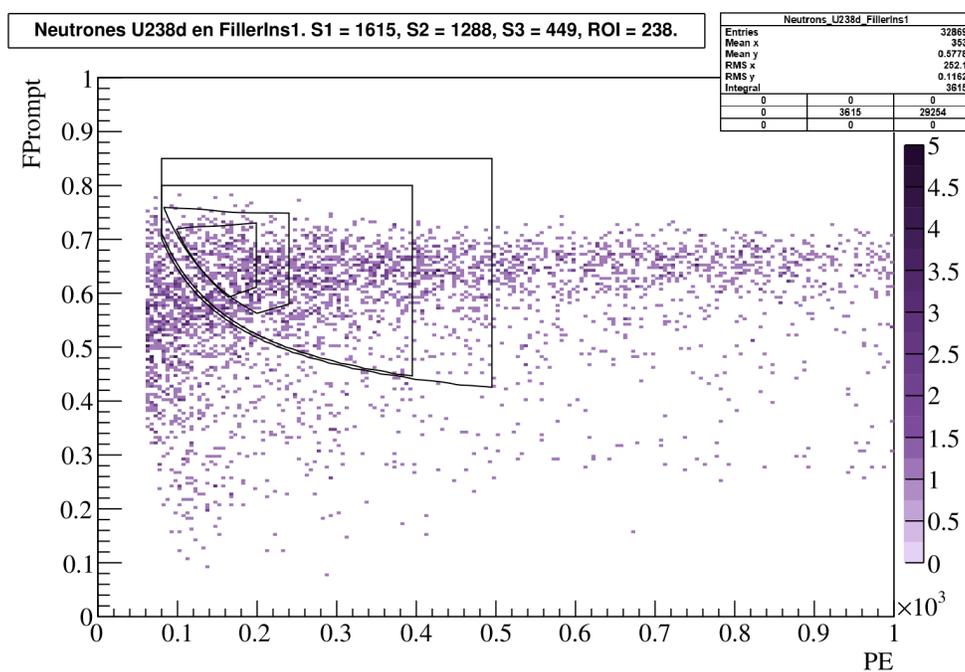


Figura 5.8: Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en la primera capa del relleno de polietileno, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.

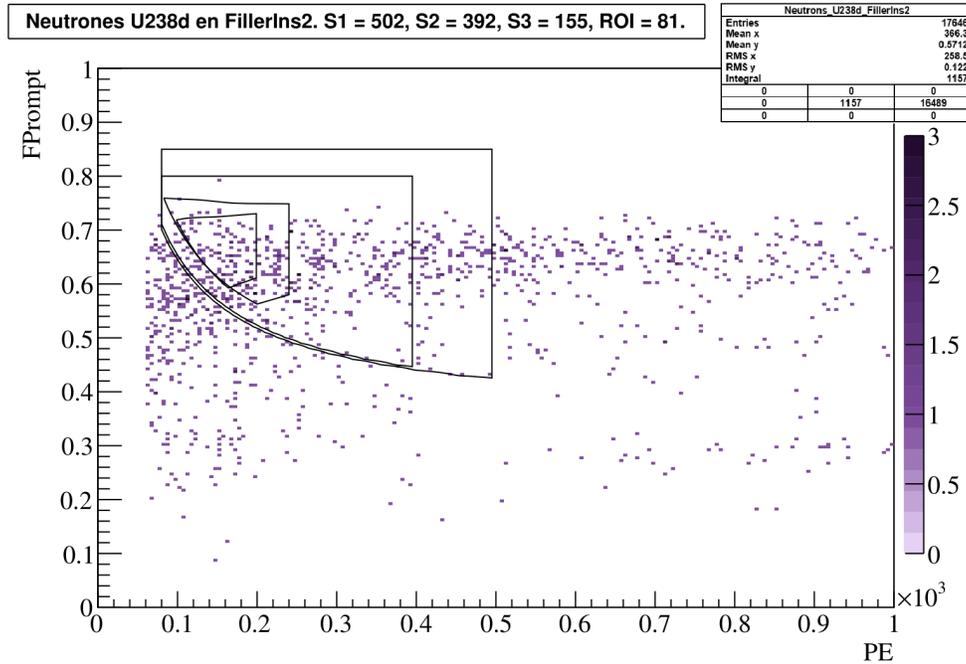


Figura 5.9: Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en la segunda capa del relleno de polietileno, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.

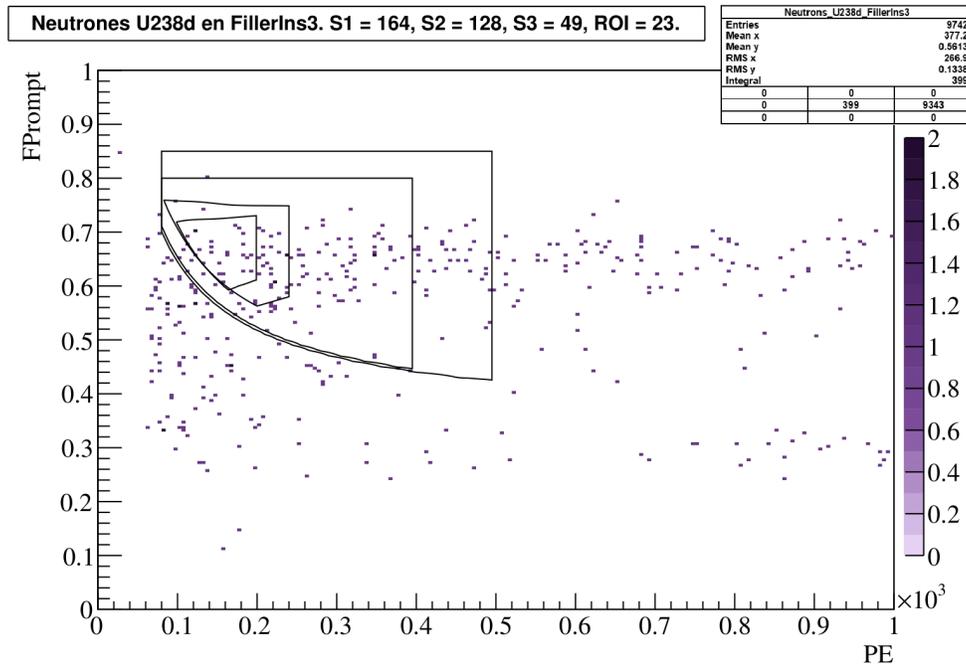


Figura 5.10: Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en la tercera capa del relleno de polietileno, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.

De manera similar a como se hizo para los componentes anteriormente presentados, se muestran los resultados de retrocesos nucleares esperados en cada región de exclusión, para el FI1, FI2 y FI3, en el cuadro 5.13.

Componente	Región	Neutrones Esperados	Límite Superior (90 % C.L.)
FI1	S1	0.87 ± 0.40	1.38
	S2	0.70 ± 0.32	1.11
	S3	0.25 ± 0.11	0.39
	ROI	0.13 ± 0.06	0.21
FI2	S1	0.28 ± 0.13	0.45
	S2	0.22 ± 0.10	0.35
	S3	0.09 ± 0.04	0.14
	ROI	0.05 ± 0.02	0.08
FI3	S1	0.10 ± 0.05	0.16
	S2	0.08 ± 0.04	0.13
	S3	0.03 ± 0.01	0.04
	ROI	0.01 ± 0.01	0.02

Cuadro 5.13: Número esperado de NR, producidos por neutrones, en cada región de exclusión, en 388.4 días, en FI1, FI2 y FI3.

5.3.4. Tubos Fotomultiplicadores (PMT)

DEAP-3600 cuenta con 255 tubos fotomultiplicadores (PMT) para detección del centelleo del argón líquido. Cada uno cuenta con una guía de luz de acrílico de 50 cm, y se ubican a 140.653 cm del centro geométrico del AV (ver figura 5.11).

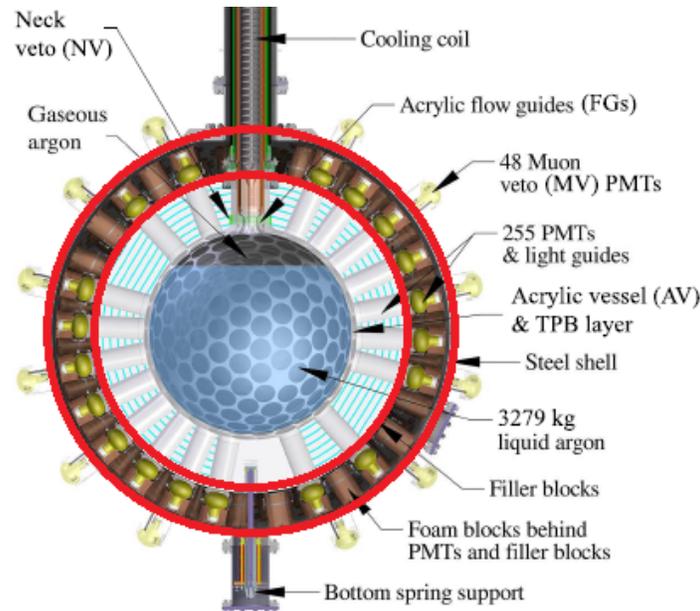


Figura 5.11: El ensamble de 255 tubos fotomultiplicadores encerrado entre 2 círculos rojos. [69].

El vidrio de borosilicato presente en los PMTs tiene la mayor cantidad de emisión esperada de neutrones de todos los componentes analizados en este trabajo, como se observa en el cuadro 5.5. El conteo de eventos de NR en cada una de las regiones de exclusión para los datos simulados en los PMTs es:

Región	Conteo de NR (PMT)
S1	179
S2	147
S3	57
ROI	34

Cuadro 5.14: Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en los PMTs.

El número esperado de NR en cada región de exclusión se muestra en el cuadro 5.15.

Debido a su alto número de emisión de neutrones, el arreglo de PMTs realiza la mayor contribución de neutrones en las regiones de exclusión para la toma de datos de 388.4 días.

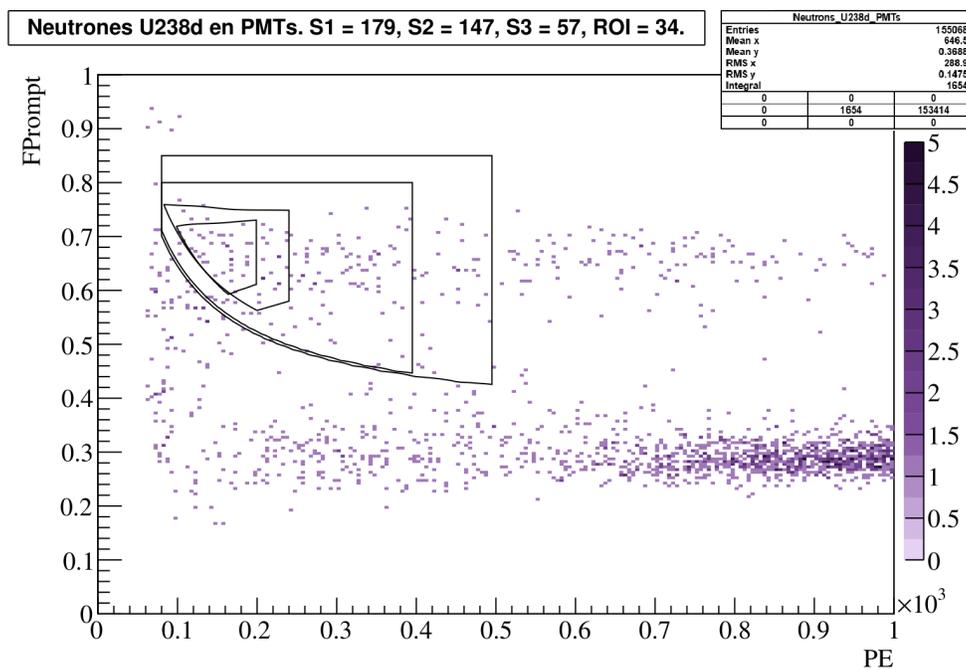


Figura 5.12: Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en los PMTs, con su respectivo conteo para cada región de exclusión.

Región	Neutrones Esperados (PMT)	Límite Superior (90% C.L.)
S1	0.64 ± 0.09	0.75
S2	0.52 ± 0.07	0.61
S3	0.20 ± 0.03	0.24
ROI	0.12 ± 0.02	0.15

Cuadro 5.15: Número esperado de NR, producidos por neutrones, en los PMTs en 388.4 días para cada región de exclusión.

5.3.5. Tubos Fotomultiplicadores del Cuello (NV)

DEAP-3600 también cuenta con 4 PMTs en el cuello del detector, los cuales tienen la función de detectar radiación emitida por fuentes de ruido en esta zona del detector. Estos PMTs utilizan el mismo vidrio de borosilicato que los usados para detectar el centelleo del argón, por lo tanto, también realizan una contribución significativa al ruido por neutrones.

Para modelar estos PMTs, en la generación de datos, se creó un volumen virtual correspondiente a una esfera de 5 cm de radio de vidrio de borosilicato ubicada en la posición que se muestra en la figura 5.13.

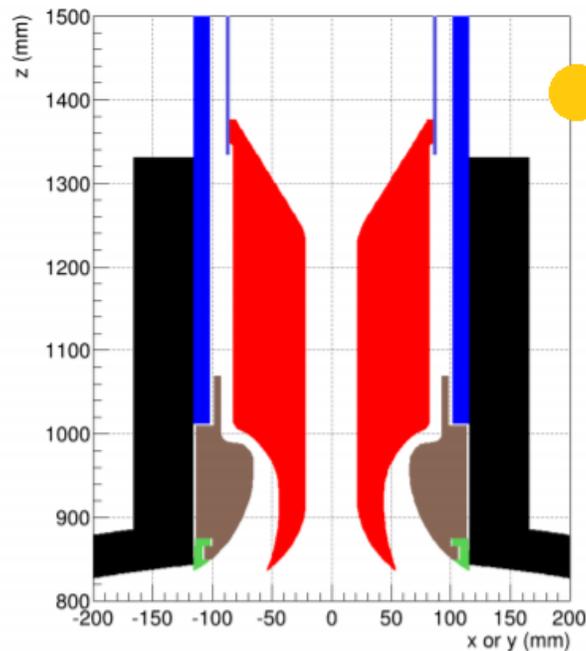


Figura 5.13: Conexión entre el cuello y el contenedor de acrílico. Se representan en rojo las guías de flujo, en negro el contenedor de acrílico, en azul el recubrimiento del cuello del detector y en amarillo la esfera virtual de borosilicato utilizada para modelar un PMT (tamaño de la esfera no a escala) [86].

Posteriormente, para aproximar la contribución de los otros 3 PMTs, se multiplicó por 4 el conteo de cada región de exclusión correspondiente a los NR producidos desde la esfera de borosilicato, esto para modelar una distribución simétrica como la mostrada en la figura 5.14.

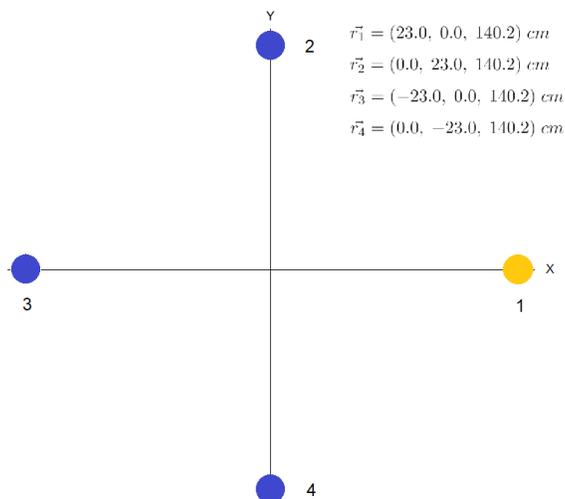


Figura 5.14: Vista superior de la región del cuello del detector. Plano $Z=140.2$ cm. En amarillo se representa la esfera de vidrio de borosilicato de 5 cm de radio usada para modelar un PMT, mientras que en azul se representan los otros 3 PMTs cuya contribución se modela en el análisis de datos. Esferas distribuidas de manera simétrica para asemejar la distribución de los PMTs.

Región	Conteo de NR (NV)
S1	$4 \times 1 = 4$
S2	$4 \times 1 = 4$
S3	$4 \times 1 = 4$
ROI	$4 \times 1 = 4$

Cuadro 5.16: Conteo de NR para las regiones de exclusión, para la ^{238}U baja en NV. El factor de 4 modela la contribución total de los 4 PMTs.

Con estos datos, se calculó la cantidad esperada de neutrones por región de exclusión para los tubos fotomultiplicadores del cuello del detector, estos se muestran en el cuadro 5.17.

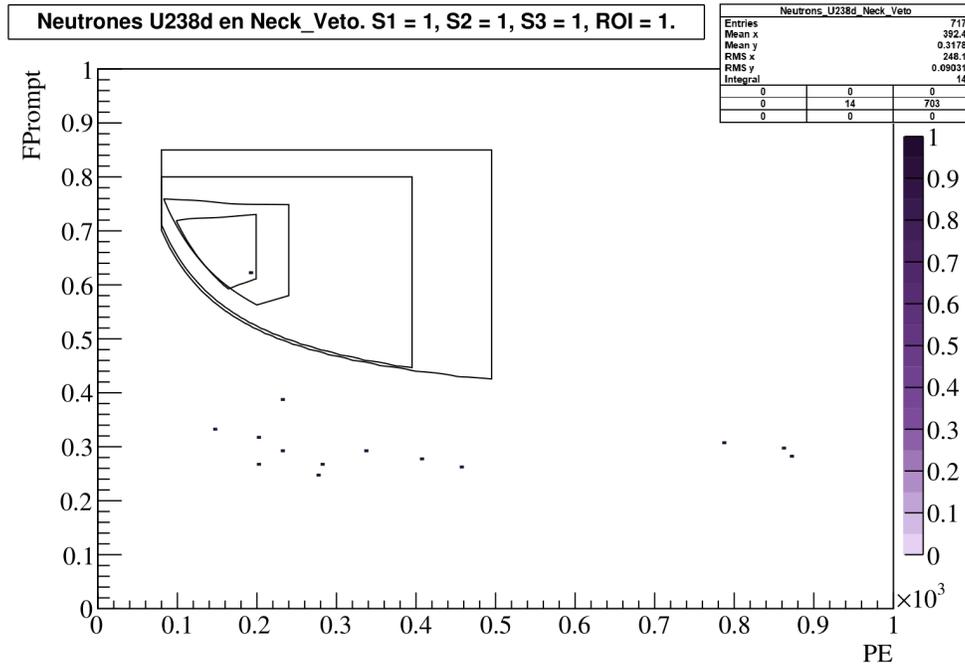


Figura 5.15: Gráfica de F_{prompt} contra PE para los neutrones provenientes de la ^{238}U baja en NV, con su respectivo conteo para cada región de exclusión. Datos generados para una sola esfera de borosilicato de radio 5 cm, para modelar uno de los 4 PMTs en el cuello del detector.

Región	Neutrones Esperados (NV)	Límite Superior (90% C.L.)
S1	$(1.89 \pm 0.26) \times 10^{-2}$	2.22×10^{-2}
S2	$(1.89 \pm 0.26) \times 10^{-2}$	2.22×10^{-2}
S3	$(1.89 \pm 0.26) \times 10^{-2}$	2.22×10^{-2}
ROI	$(1.89 \pm 0.26) \times 10^{-2}$	2.22×10^{-2}

Cuadro 5.17: Número esperado de NR, producidos por neutrones, en NV en 388.4 días para cada región de exclusión. Se toma en cuenta la contribución de los 4 PMTs.

5.3.6. Neutrones Esperados Totales Para 388.4 Días

El número total de neutrones por región de exclusión, tomando en cuenta la contribución de todos los componentes, se obtiene sumando los resultados presentados en las secciones 5.3.1-5.3.5.

Región	Neutrones Esperados (Total)	Límite Superior (90 % C.L.)
S1	2.48 ± 1.55	3.95
S2	1.98 ± 0.92	3.16
S3	0.73 ± 0.34	1.16
ROI	0.42 ± 0.19	0.66

Cuadro 5.18: Número esperado de NR, producidos por neutrones, en 388.4 días para cada región de exclusión. Contribución total de AV, F, FI1, FI2, FI3, PMT y NV.

El resultado principal obtenido de este trabajo es el número total de eventos de ruido en la región de interés para búsqueda de WIMPs, para 388.4 días de toma de datos:

$$N_{388.4}^{ROI} = 0.42 \pm 0.19. \quad (5.5)$$

Adicionalmente, se establece un límite superior, al 90% de nivel de confianza:

$$N_{388.4}^{ROI} < 0.66. \quad (5.6)$$

6 Conclusiones

La materia oscura es una hipótesis que explica observaciones tales como: las curvas de rotación de galaxias y cúmulos de galaxias, la presencia del efecto de lente gravitacional en regiones donde no hay suficiente materia bariónica para producirlo, la razón luminosidad-masa y la temperatura del gas en los cúmulos de galaxias, la anisotropía del CMB y la formación de estructura a gran escala en el universo. De existir, la materia oscura sería un portal a Nueva Física, ya que sus características principales no pueden ser cumplidas simultáneamente por ningún constituyente del modelo estándar.

Los principales candidatos para materia oscura son las WIMPs y para confirmar su existencia es necesaria su detección directa. DEAP-3600 es uno de los experimentos líderes a nivel mundial en este campo. Una de las principales fuentes de ruido que se deben mitigar en DEAP-3600 es la de los neutrones provenientes de reacciones (α, n) y fisión espontánea en los componentes del detector, ya que no es posible distinguirlos de las WIMPs al interactuar con el argón líquido.

En este trabajo se realizaron simulaciones de Monte Carlo para modelar el ruido producido por neutrones cosmogénicos provenientes de varios componentes del detector: el contenedor de acrílico (AV), el relleno de polietileno (F), las 3 primeras capas de relleno aislante (FI1, FI2 y FI3), los tubos fotomultiplicadores encargados de registrar el centelleo del argón (PMT) y los tubos fotomultiplicadores de filtrado de ruido en el cuello del detector (NV). Se escogieron estos componentes ya que son las principales fuentes de neutrones radiogénicos en el detector.

Posteriormente se calculó el número esperado de neutrones provenientes de dichos componentes que se filtrarían en la región de interés de búsqueda de WIMPs, en un tiempo de toma de datos de 388.4 días. Se encontró que 0.42 ± 0.19 eventos en la región de interés para WIMPs serían producidos por los neutrones radiogénicos provenientes de los componentes incluidos en este trabajo. Se espera que los resultados obtenidos aquí cumplan un rol importante en el análisis de fuentes de ruido hecho por la colaboración DEAP para la toma de datos mencionada, con el fin de establecer una cota para la sección eficaz WIMP-nucleón independiente del spin.

La principal conclusión extraída de este resultado es que, al ser menor a 1 el número de eventos de ruido en la región de interés, se espera que esta permanezca libre de ruido ocasionado por neutrones radiogénicos originados en los componentes estudiados en este trabajo. Esto concuerda con los resultados obtenidos por la colaboración DEAP para la toma de datos de 231 días, en la que el número esperado de eventos de ruido en la región de interés fue de $N_{231}^{ROI} = 0.62^{+0.31}_{-0.28}$ [70]. En caso de que la toma de datos de 388.4 días resulte en un exceso de eventos en la región de interés, se deben considerar causas alternativas a los neutrones radiogénicos como principal explicación. Se deben contemplar otras fuentes de

ruido no tomadas en cuenta en esta investigación antes de recurrir a una explicación basada en Nueva Física.

En este trabajo se consideraron solamente las fuentes de neutrones radiogénicos que realizan una contribución significativa al ruido en el detector. No se consideraron fuentes como, por ejemplo: las reacciones (α, n) y fisión espontánea que ocurren en la roca en la que se encuentra SNOLAB, así como también las reacciones (μ, n) ocasionadas por muones atmosféricos. Esto hace que la diferencia entre el análisis hecho en este trabajo y uno que sí contenga estas fuentes no sea significativa.

Uno de los principales planes a futuro en la colaboración DEAP es realizar mejoras al detector, para poder utilizar la máxima capacidad de 3600 kg de argón líquido. También se trabajará en la implementación de aprendizaje automatizado en el análisis de datos, esto para poder discriminar entre interacciones de retrocesos nucleares múltiples, ocasionadas por neutrones, e interacciones de un único retroceso nuclear, las cuáles podrían ser ocasionadas, con mayor probabilidad, por WIMPs. Adicionalmente, se harán esfuerzos en la búsqueda de materiales que tengan una menor emisión de neutrones por año, esto con miras a la construcción de la siguiente generación de detectores de materia oscura que utilizan argón: Darkside 20k [87] y Argo [88].

Los esfuerzos realizados por DEAP, y colaboraciones similares, nos acercan a esclarecer la interrogante de la existencia de la materia oscura, uno de los principales componentes de nuestro universo. Como consecuencia de esto, el trabajo en este campo nos podría llevar a física más allá del modelo estándar, brindando un nuevo auge a la física de partículas. Esto resalta la importancia de esta labor, la cual se ha hecho, y se continuará haciendo, con el fin principal de extender las fronteras del conocimiento humano.

A Código para Generación de Datos

Código para la generación de eventos en RAT para el volumen filler ins 1.

```
#####  
# Fill Level: 551  
# Hardware: bulkTPB_partial_LArcoating_50micron  
# File type: neutrons_Filler_insulation1_U238down  
# DEAP/CLEAN RAT neutrontf2@aa42d8dfe52d8b68bebd3d774f6cf7d73dee2db6  
#####  
  
### Omitir procesos muónicos y hadrónicos  
/glg4debug/glg4param omit_muon_processes 1.0  
/glg4debug/glg4param omit_hadronic_processes 0.0  
  
### Cargar los archivos de geometría del detector  
/rat/db/set DETECTOR experiment "DEAP-3600"  
/rat/db/set DETECTOR geo_file  
"DEAP-3600/DEAP-3600bulkTPB_partial_LArcoating_50micron.geo"  
  
/rat/db/set GEO[cryoliquid_top] material "gaseous_Ar"  
/rat/db/set GEO[cryoliquid] material "liquid_Ar"  
/rat/db/set GEO[cryoliquid_top] z_split 551.0  
/rat/db/set GEO[cryoliquid] z_split 551.0  
  
/rat/db/set DAQ eb_enable_v1740 1  
  
/rat/db/set DAQ trigger_settings "456"  
  
### Fit para correcciones por eficiencia del PMT  
/rat/db/set PMTEFF use_couchdb_for_generator 1  
/rat/db/set PMTEFF use_couchdb_for_processors 1  
  
/rat/db/set DAQ asumsum_window 1000000  
  
/run/initialize  
  
# Almacena trayectorias principales, no fotones
```

```
/tracking/storeTrajectory 1
/tracking/storeOpticalTrackID false
/tracking/discardParticleTrajectory opticalphoton
/tracking/verbose 1
```

```
### Dejar de almacenar trayectorias después de 1s
###para no hacer uso excesivo de memoria
/tracking/setMaxGlobalTime 1.e7
```

```
### Comienza el ciclo de eventos
```

```
/rat/proc daq
/rat/proc smartcal
```

```
/rat/proc lowlevelcuts
/rat/proc multievent
/rat/proc triggertime
/rat/proc timefit
/rat/proc subpeakisolation
/rat/proc latelightvars
```

```
/rat/proc charge
```

```
/rat/proc fitcentroid
/rat/proc singlettriplefit
/rat/proc ringpe
```

```
/rat/proc singlepe
/rat/proc fmaxpe
/rat/proc nmaxpe
/rat/procset chargeest "nsc"
```

```
/rat/proc eventprecursor
/rat/proc saturationfix
/rat/procset enableCorrection 1
```

```
/rat/proc surfacesearch
/rat/procset num_first_pulses 10
/rat/procset num_highest_charge_pulses 3
```

```
/rat/proc lratio
/rat/proc fitmblikelihood
/rat/proc lsvm
```

```
/rat/proc shellfit
/rat/procset scale_ROIElowfp 10
/rat/procset scale_betas 10

/rat/proc lrecoil
/rat/procset no_afterpulses 0
/rat/procset pe_per_keV 7.1 # Fig. 70 in DEAP-STR-2018-004

/rat/proc lrecoil
/rat/procset no_afterpulses 1
/rat/procset pe_per_keV 7.1 # Fig. 70 in DEAP-STR-2018-004

/rat/proc timefit2

/rat/proc multisite
/rat/proc promptsubpeakstat
/rat/proc pmtfirstpulse
/rat/procset time_window_start -150.
/rat/procset time_window_end 150.
/rat/procset last_gar_pmt_id 64

/rat/proc count
/rat/procset update 10

/rat/proc python
/rat/procset class "ratproc.DeltaT()"

/rat/proc python
/rat/procset class
"ratproc.ntuple.Ntuple(
'neutrons_Filler_insulation1_U238down_nominal_000000000.ntp.root',
'data_mc')"

/rat/proc prune
/rat/procset prune "raw"

/rat/proc outroot
/rat/procset file
"neutrons_Filler_insulation1_U238down_nominal_000000000.cal.root"

### Termina loop de Eventos
#crea un cascarón esférico que contenga la primera capa
#del aislante de relleno
/generator/add gps
/gps/pos/type Volume
```

```
/gps/pos/shape HollowSphere
/gps/pos/centre 0. 0. 0.
/gps/pos/radius 94.0 cm
/gps/pos/inner_radius 92.6 cm
/gps/pos/confine filler_insulation1 #eventos de originan del volumen filler ins 1
/gps/ang/type iso #la distribución angular es isotrópica
/gps/energytype Arb
/gps/histname arb
/gps/particle neutron #emite neutrones
```

#Espectro de U238baja para polystyrene

```
/gps/hist/point 0.000E+00 0.000E+00
/gps/hist/point 5.000E-02 1.179E-02
/gps/hist/point 1.000E-01 8.854E-03
/gps/hist/point 1.500E-01 1.094E-02
/gps/hist/point 2.000E-01 1.257E-02
/gps/hist/point 2.500E-01 1.409E-02
/gps/hist/point 3.000E-01 1.559E-02
/gps/hist/point 3.500E-01 1.635E-02
/gps/hist/point 4.000E-01 1.685E-02
/gps/hist/point 4.500E-01 1.714E-02
/gps/hist/point 5.000E-01 1.724E-02
/gps/hist/point 5.500E-01 1.725E-02
/gps/hist/point 6.000E-01 1.712E-02
/gps/hist/point 6.500E-01 1.699E-02
/gps/hist/point 7.000E-01 1.696E-02
/gps/hist/point 7.500E-01 1.692E-02
/gps/hist/point 8.000E-01 1.683E-02
/gps/hist/point 8.500E-01 1.672E-02
/gps/hist/point 9.000E-01 1.658E-02
/gps/hist/point 9.500E-01 1.642E-02
/gps/hist/point 1.000E+00 1.622E-02
/gps/hist/point 1.050E+00 1.596E-02
/gps/hist/point 1.100E+00 1.559E-02
/gps/hist/point 1.150E+00 1.495E-02
/gps/hist/point 1.200E+00 1.423E-02
/gps/hist/point 1.250E+00 1.373E-02
/gps/hist/point 1.300E+00 1.331E-02
/gps/hist/point 1.350E+00 1.291E-02
/gps/hist/point 1.400E+00 1.251E-02
/gps/hist/point 1.450E+00 1.210E-02
/gps/hist/point 1.500E+00 1.169E-02
/gps/hist/point 1.550E+00 1.129E-02
/gps/hist/point 1.600E+00 1.088E-02
```

/gps/hist/point	1.650E+00	1.048E-02
/gps/hist/point	1.700E+00	1.011E-02
/gps/hist/point	1.750E+00	9.757E-03
/gps/hist/point	1.800E+00	9.416E-03
/gps/hist/point	1.850E+00	9.080E-03
/gps/hist/point	1.900E+00	8.748E-03
/gps/hist/point	1.950E+00	8.442E-03
/gps/hist/point	2.000E+00	8.164E-03
/gps/hist/point	2.050E+00	7.889E-03
/gps/hist/point	2.100E+00	7.612E-03
/gps/hist/point	2.150E+00	7.336E-03
/gps/hist/point	2.200E+00	7.058E-03
/gps/hist/point	2.250E+00	6.783E-03
/gps/hist/point	2.300E+00	6.511E-03
/gps/hist/point	2.350E+00	6.242E-03
/gps/hist/point	2.400E+00	5.977E-03
/gps/hist/point	2.450E+00	5.718E-03
/gps/hist/point	2.500E+00	5.467E-03
/gps/hist/point	2.550E+00	5.221E-03
/gps/hist/point	2.600E+00	4.983E-03
/gps/hist/point	2.650E+00	4.753E-03
/gps/hist/point	2.700E+00	4.527E-03
/gps/hist/point	2.750E+00	4.308E-03
/gps/hist/point	2.800E+00	4.099E-03
/gps/hist/point	2.850E+00	3.906E-03
/gps/hist/point	2.900E+00	3.775E-03
/gps/hist/point	2.950E+00	3.714E-03
/gps/hist/point	3.000E+00	3.775E-03
/gps/hist/point	3.050E+00	3.877E-03
/gps/hist/point	3.100E+00	4.102E-03
/gps/hist/point	3.150E+00	4.307E-03
/gps/hist/point	3.200E+00	4.489E-03
/gps/hist/point	3.250E+00	4.520E-03
/gps/hist/point	3.300E+00	4.578E-03
/gps/hist/point	3.350E+00	4.650E-03
/gps/hist/point	3.400E+00	4.775E-03
/gps/hist/point	3.450E+00	4.769E-03
/gps/hist/point	3.500E+00	4.836E-03
/gps/hist/point	3.550E+00	4.963E-03
/gps/hist/point	3.600E+00	5.180E-03
/gps/hist/point	3.650E+00	5.618E-03
/gps/hist/point	3.700E+00	5.930E-03
/gps/hist/point	3.750E+00	5.945E-03
/gps/hist/point	3.800E+00	5.891E-03
/gps/hist/point	3.850E+00	5.853E-03

/gps/hist/point	3.900E+00	5.798E-03
/gps/hist/point	3.950E+00	5.731E-03
/gps/hist/point	4.000E+00	5.669E-03
/gps/hist/point	4.050E+00	5.645E-03
/gps/hist/point	4.100E+00	5.603E-03
/gps/hist/point	4.150E+00	5.551E-03
/gps/hist/point	4.200E+00	5.588E-03
/gps/hist/point	4.250E+00	5.563E-03
/gps/hist/point	4.300E+00	5.498E-03
/gps/hist/point	4.350E+00	5.506E-03
/gps/hist/point	4.400E+00	5.417E-03
/gps/hist/point	4.450E+00	5.237E-03
/gps/hist/point	4.500E+00	5.141E-03
/gps/hist/point	4.550E+00	5.135E-03
/gps/hist/point	4.600E+00	5.042E-03
/gps/hist/point	4.650E+00	5.071E-03
/gps/hist/point	4.700E+00	5.119E-03
/gps/hist/point	4.750E+00	5.114E-03
/gps/hist/point	4.800E+00	5.080E-03
/gps/hist/point	4.850E+00	5.011E-03
/gps/hist/point	4.900E+00	4.954E-03
/gps/hist/point	4.950E+00	4.840E-03
/gps/hist/point	5.000E+00	4.736E-03
/gps/hist/point	5.050E+00	4.783E-03
/gps/hist/point	5.100E+00	4.765E-03
/gps/hist/point	5.150E+00	4.709E-03
/gps/hist/point	5.200E+00	4.602E-03
/gps/hist/point	5.250E+00	4.475E-03
/gps/hist/point	5.300E+00	4.354E-03
/gps/hist/point	5.350E+00	4.199E-03
/gps/hist/point	5.400E+00	3.969E-03
/gps/hist/point	5.450E+00	3.649E-03
/gps/hist/point	5.500E+00	3.366E-03
/gps/hist/point	5.550E+00	3.136E-03
/gps/hist/point	5.600E+00	3.045E-03
/gps/hist/point	5.650E+00	3.014E-03
/gps/hist/point	5.700E+00	2.996E-03
/gps/hist/point	5.750E+00	2.981E-03
/gps/hist/point	5.800E+00	2.963E-03
/gps/hist/point	5.850E+00	2.926E-03
/gps/hist/point	5.900E+00	2.918E-03
/gps/hist/point	5.950E+00	2.909E-03
/gps/hist/point	6.000E+00	2.893E-03
/gps/hist/point	6.050E+00	2.876E-03
/gps/hist/point	6.100E+00	2.855E-03

/gps/hist/point	6.150E+00	2.821E-03
/gps/hist/point	6.200E+00	2.770E-03
/gps/hist/point	6.250E+00	2.740E-03
/gps/hist/point	6.300E+00	2.712E-03
/gps/hist/point	6.350E+00	2.683E-03
/gps/hist/point	6.400E+00	2.644E-03
/gps/hist/point	6.450E+00	2.530E-03
/gps/hist/point	6.500E+00	2.410E-03
/gps/hist/point	6.550E+00	2.374E-03
/gps/hist/point	6.600E+00	2.335E-03
/gps/hist/point	6.650E+00	2.199E-03
/gps/hist/point	6.700E+00	2.092E-03
/gps/hist/point	6.750E+00	2.035E-03
/gps/hist/point	6.800E+00	1.971E-03
/gps/hist/point	6.850E+00	1.915E-03
/gps/hist/point	6.900E+00	1.871E-03
/gps/hist/point	6.950E+00	1.816E-03
/gps/hist/point	7.000E+00	1.713E-03
/gps/hist/point	7.050E+00	1.580E-03
/gps/hist/point	7.100E+00	1.486E-03
/gps/hist/point	7.150E+00	1.400E-03
/gps/hist/point	7.200E+00	1.284E-03
/gps/hist/point	7.250E+00	1.150E-03
/gps/hist/point	7.300E+00	1.035E-03
/gps/hist/point	7.350E+00	9.590E-04
/gps/hist/point	7.400E+00	9.025E-04
/gps/hist/point	7.450E+00	8.390E-04
/gps/hist/point	7.500E+00	7.711E-04
/gps/hist/point	7.550E+00	7.281E-04
/gps/hist/point	7.600E+00	6.973E-04
/gps/hist/point	7.650E+00	6.697E-04
/gps/hist/point	7.700E+00	6.393E-04
/gps/hist/point	7.750E+00	6.043E-04
/gps/hist/point	7.800E+00	5.677E-04
/gps/hist/point	7.850E+00	5.283E-04
/gps/hist/point	7.900E+00	4.710E-04
/gps/hist/point	7.950E+00	3.882E-04
/gps/hist/point	8.000E+00	3.343E-04
/gps/hist/point	8.050E+00	3.100E-04
/gps/hist/point	8.100E+00	2.902E-04
/gps/hist/point	8.150E+00	2.712E-04
/gps/hist/point	8.200E+00	2.545E-04
/gps/hist/point	8.250E+00	2.391E-04
/gps/hist/point	8.300E+00	2.250E-04
/gps/hist/point	8.350E+00	2.121E-04

/gps/hist/point	8.400E+00	2.003E-04
/gps/hist/point	8.450E+00	1.896E-04
/gps/hist/point	8.500E+00	1.798E-04
/gps/hist/point	8.550E+00	1.708E-04
/gps/hist/point	8.600E+00	1.616E-04
/gps/hist/point	8.650E+00	1.519E-04
/gps/hist/point	8.700E+00	1.416E-04
/gps/hist/point	8.750E+00	1.310E-04
/gps/hist/point	8.800E+00	1.209E-04
/gps/hist/point	8.850E+00	1.114E-04
/gps/hist/point	8.900E+00	1.028E-04
/gps/hist/point	8.950E+00	9.477E-05
/gps/hist/point	9.000E+00	8.667E-05
/gps/hist/point	9.050E+00	7.851E-05
/gps/hist/point	9.100E+00	7.031E-05
/gps/hist/point	9.150E+00	6.219E-05
/gps/hist/point	9.200E+00	5.427E-05
/gps/hist/point	9.250E+00	4.651E-05
/gps/hist/point	9.300E+00	3.898E-05
/gps/hist/point	9.350E+00	3.177E-05
/gps/hist/point	9.400E+00	2.490E-05
/gps/hist/point	9.450E+00	1.839E-05
/gps/hist/point	9.500E+00	1.193E-05
/gps/hist/point	9.550E+00	5.728E-06
/gps/hist/point	9.600E+00	4.573E-06
/gps/hist/point	9.650E+00	4.331E-06
/gps/hist/point	9.700E+00	4.082E-06
/gps/hist/point	9.750E+00	3.858E-06
/gps/hist/point	9.800E+00	3.659E-06
/gps/hist/point	9.850E+00	3.451E-06
/gps/hist/point	9.900E+00	3.267E-06
/gps/hist/point	9.950E+00	3.090E-06
/gps/hist/point	1.000E+01	2.920E-06
/gps/hist/point	1.005E+01	2.757E-06
/gps/hist/point	1.010E+01	2.600E-06
/gps/hist/point	1.015E+01	2.464E-06
/gps/hist/point	1.020E+01	2.318E-06
/gps/hist/point	1.025E+01	2.209E-06
/gps/hist/point	1.030E+01	2.073E-06
/gps/hist/point	1.035E+01	1.958E-06
/gps/hist/point	1.040E+01	1.847E-06
/gps/hist/point	1.045E+01	1.757E-06
/gps/hist/point	1.050E+01	1.654E-06
/gps/hist/point	1.055E+01	1.556E-06
/gps/hist/point	1.060E+01	1.476E-06

```
/gps/hist/point 1.065E+01 1.401E-06
/gps/hist/point 1.070E+01 1.312E-06
/gps/hist/point 1.075E+01 1.243E-06
/gps/hist/point 1.080E+01 1.176E-06
/gps/hist/point 1.085E+01 1.112E-06
/gps/hist/point 1.090E+01 1.051E-06
/gps/hist/point 1.095E+01 9.760E-07
/gps/hist/point 1.100E+01 9.355E-07
/gps/hist/point 1.105E+01 8.812E-07
/gps/hist/point 1.110E+01 8.449E-07
/gps/hist/point 1.115E+01 7.786E-07
/gps/hist/point 1.120E+01 7.463E-07
/gps/hist/point 1.125E+01 6.996E-07
/gps/hist/point 1.130E+01 6.546E-07
/gps/hist/point 1.135E+01 6.272E-07
/gps/hist/point 1.140E+01 5.853E-07
/gps/hist/point 1.145E+01 5.609E-07
/gps/hist/point 1.150E+01 5.217E-07
/gps/hist/point 1.155E+01 4.998E-07
/gps/hist/point 1.160E+01 4.632E-07
/gps/hist/point 1.165E+01 4.436E-07
/gps/hist/point 1.170E+01 4.092E-07
/gps/hist/point 1.175E+01 3.917E-07
/gps/hist/point 1.180E+01 3.752E-07
/gps/hist/point 1.185E+01 3.436E-07
/gps/hist/point 1.190E+01 3.289E-07
/gps/hist/point 1.195E+01 3.150E-07
/gps/hist/point 1.200E+01 3.018E-07
/gps/arbint Lin
```

```
# Tasa de eventos
/generator/rate/set 1
# Cantidad de eventos a generar
/run/beamOn 20
```


B Código de Cortes y Contadores

Código que aplica los cortes maestros y cuenta los eventos en cada una de las regiones S1, S2, S3 Y ROI, para la primera capa del relleno aislante de poliestireno, escrito en C++.

```
#include <stdio.h>
#include <string.h>

void Cuts(const char * myfile) {

    gROOT->SetStyle("Plain");
    gStyle->SetOptStat(1111111); // añade la caja de estadística
    gStyle->SetOptFit(0);
    gStyle->GetAttDate()->SetTextColor(1);
    gStyle->SetLabelFont(132,"XYZ");
    gStyle->SetTextFont(132);
    gStyle->SetTitleFont(132,"XYZ");
    gStyle->SetPalette(1);
    gROOT->ForceStyle();

    char filename[1024];
    sprintf(filename,"%s",myfile);
    char outroot[63];
    strncpy(outroot,&filename[133],63);
    outroot[63] = '\0';
    char outhist[ ]= "Neutrons_U238d_FillerIns1";
    char outhistb[ ]= "Neutrons_U238d_FillerIns1_before";
    char outpos[ ]= "Neutrons_U238d_FillerIns1_Pos";
    char outposb[ ]= "Neutrons_U238d_FillerIns1_Pos_before";

    //Se accesan los eventos y se definen los histogramas
    //de FPrompt vs PE y Posición
    TChain *gChain = new TChain("T_satCorr");
    gChain->Add(filename);
    TChain *rungChain = new TChain("runT");
    rungChain->Add(filename);
    Long64_t nentries = gChain->GetEntries();
    std::cout << "Entries: " << nentries << endl;
```

```

RAT::DS::Root *ds = new RAT::DS::Root();
gChain->SetBranchAddresses("ds", &ds);
RAT::DS::Run *run = new RAT::DS::Run();
runcChain->SetBranchAddresses("run", &run);
TH2F* FPE_before = new TH2F(outhistb,";
Number of PE;FPrompt",200,0,1000, 200, 0.0, 1.0);
TH2F* FPE = new TH2F(outhist,";Number of PE;
FPrompt",200,0,1000, 200, 0.0, 1.0);
TH2F* Pos_before = new TH2F(outposb,";X^2 + Y^2 (mm^2);
Z (mm)", 500, 0.0, 810000.0,500,-900.0,900.0);
TH2F* Pos = new TH2F(outpos,";X^2 + Y^2 (mm^2);
Z (mm)", 500, 0.0, 810000.0,500,-900.0,900.0);

//Se extraen las regiones S1, S2, S3 y ROI
TFile *f = new TFile("new_blinding_boxes.root");
TGraph* strip1 = (TGraph*)f->Get("strip1_gr"); //S1
TGraph* strip2 = (TGraph*)f->Get("strip2_gr"); //S2
TGraph* roi_gr = (TGraph*)f->Get("roi_gr"); //S3

TFile *f = new TFile("roi_802_days_11March2020_nsc_rp60_all_tops.root");
TGraph* fpcut_gr = (TGraph*)f->Get("roi_top30_cut"); //ROI

//Inicialización de contadores para antes de los cortes
int jj = 0;
int kk = 0;
int ll = 0;
int mm = 0;

//Inicialización de contadores para después de los cortes
int j = 0;
int k = 0;
int l = 0;
int m = 0;

//Inicia el bucle de eventos (event loop)
for (Int_t i=0; i<nentries;i++){
    gChain->GetEntry(i);

    if (!ds->ExistCAL()) continue;
    if (!ds->ExistTS()) continue;
    if (!ds->ExistEV()) continue;

    RAT::DS::CAL* cal = ds->GetCAL(0);
    RAT::DS::TS* ts = ds->GetTS(0);

```

```

RAT::DS::EV* ev = ds->GetEV(0);

int numPE = ds->GetCAL(0)->GetQPE();
double FPrompt = ds->GetCAL(0)->GetFPrompt();

TVector3 recpos = ev->GetMBLikelihood()->GetPosition();
double xrec = recpos.X();
double yrec = recpos.Y();
double zrec = recpos.Z();
FPE_before->Fill(numPE, FPrompt);
Pos_before->Fill((xrec*xrec)+(yrec*yrec), zrec);

//Contadores antes de los cortes
if (fpcut_gr->IsInside(numPE,FPrompt)){
jj++;
}
if (strip1->IsInside(numPE,FPrompt)){
kk++;
}
if (strip2->IsInside(numPE,FPrompt)){
ll++;
}
if (roi_gr->IsInside(numPE,FPrompt)){
mm++;
}
// Cortes maestros
//-----

//descarta eventos sin información de carga
if (cal->GetQPE() <= 0) continue;

//corte para "pile up", remueve eventos coincidencia
if (cal->GetSubeventCount() > 1) continue;

//corte adicional para "pile up" antes del trigger
if (cal->GetEventTime() <= 2250) continue;

//corte adicional para "pile up" después del trigger
if (cal->GetEventTime() >= 2700) continue;

//corte para número de pulsos mayor a 3 en los primeros 1600 ns del evento
if (cal->GetNumEarlyPulses() > 3) continue;

//descarta eventos generados por radiación de Cherenkov en las guías de luz
if (ev->GetFmaxpe() >= 0.4) continue;

```

```

//descarta eventos de alta carga en los 2 anillos superiores de PMTs
if ( (ev->GetChargeTopRing() + ev->GetChargeSecondRing())/
cal->GetQPE() >= 0.04) continue;

//descarta eventos de baja carga en los 3 anillos de PMTs del fondo del detector
if ( (ev->GetChargeBottomRing() + ev->GetChargeSecondBottomRing() +
ev->GetChargeThirdBottomRing())/cal->GetQPE() >= 0.1) continue;

//descarta eventos que fueron posicionados por 3 o más PMTs como generados en la
//fase gaseosa del argón
if (ev->GetPulseIndexFirstGAr() <= 2) continue;

// Accesa las variables necesarias para los cortes fiduciales de volumen
Double_t promptPE = cal->GetNSCBayes() * ev->GetRprompt60Bayes();
if (!ev->ExistMBLikelihood()) continue;
TVector3 mbPos(ev->GetMBLikelihood()->GetPosition().X(),
ev->GetMBLikelihood()->GetPosition().Y(),ev->GetMBLikelihood()->GetPosition().Z());
if (!ev->ExistTimeFit2()) continue;
TVector3 tf2Pos(ev->GetTimeFit2()->GetX(),ev->GetTimeFit2()->GetY(),
ev->GetTimeFit2()->GetZ());

// cortes fiduciales de volumen
// corte radial en 608.5 mm y vertical en 550.0 mm
if (ev->GetMBLikelihood()->GetPosition().Mag() >= 608.5 ||
ev->GetMBLikelihood()->GetPosition().Z() >= 550.0) continue;

//-----

// Se llenan los histogramas con los datos después de los cortes
FPE->Fill(numPE, FPrompt);
Pos->Fill((xrec*xrec)+(yrec*yrec), zrec);

//Contadores después de los cortes
if (fpcut_gr->IsInside(numPE,FPrompt)){
j++;
}
if (strip1->IsInside(numPE,FPrompt)){
k++;
}
if (strip2->IsInside(numPE,FPrompt)){

```

```

    l++;
}
if (roi_gr->IsInside(numPE,FPrompt)){
    m++;
}
}

//Se guardan las variables contadores en bins de histogramas
TH1* hist_before = new TH1I("hist_before", "Strips and ROI", 4, 0.0, 4.0);
hist_before->SetBinContent(1, kk); //S1
hist_before->SetBinContent(2, ll); //S2
hist_before->SetBinContent(3, mm); //S3
hist_before->SetBinContent(4, jj); //ROI

TH1* hist = new TH1I("hist", "Strips and ROI", 4, 0.0, 4.0);
hist->SetBinContent(1, k); //S1
hist->SetBinContent(2, l); //S2
hist->SetBinContent(3, m); //S3
hist->SetBinContent(4, j); //ROI

printf("Events in strip1 before: %d\n", kk);
printf("Events in strip2 before: %d\n", ll);
printf("Events in strip3 before: %d\n", mm);
printf("Events in ROI before: %d\n", jj);

printf("Events in strip1: %d\n", k);
printf("Events in strip2: %d\n", l);
printf("Events in strip3: %d\n", m);
printf("Events in ROI: %d\n", j);

//Guarda los histogramas creados
RAT::DEAPStyle *fStyle = RAT::DEAPStyle::GetStyle();
fStyle->chooseDSPalette(1);
TCanvas* canvas = new TCanvas();
FPE->SetTitle(Form("Neutrones de U238down en PMTs."));
FPE->Draw("COLZ");
fpcut_gr->Draw("SAME");
roi_gr->Draw("SAME");
strip1->Draw("SAME");
strip2->Draw("SAME");
canvas->Update();
fStyle->shortPalette(FPE, canvas);

//Añade los histogramas a una lista
TObjArray Hlist(0);

```

```
Hlist.Add(FPE_before);
Hlist.Add(FPE);
Hlist.Add(Pos_before);
Hlist.Add(Pos);
Hlist.Add(canvas);
Hlist.Add(hist);
Hlist.Add(hist_before);
TFile h(outroot,"recreate");
Hlist.Write();
h.Close();
}
```

C Código de Análisis

Código de análisis de datos para la primera capa del relleno aislante de poliestireno, escrito en C++.

```
void analysis(const char * myfile) {

gROOT->SetStyle("Plain");
gStyle->SetOptStat(1111111); // añade la caja de estadística
gStyle->SetOptFit(0);
gStyle->GetAttDate()->SetTextColor(1);
gStyle->SetLabelFont(132,"XYZ");
gStyle->SetTextFont(132);
gStyle->SetTitleFont(132,"XYZ");
gStyle->SetPalette(1);
gROOT->ForceStyle();

char filename[1024];
sprintf(filename,"%s",myfile);

TFile *f = new TFile(filename);
TH2F *Total_before = (TH2F*)f->Get("Neutrons_U238d_FillerIns1_before");
TH2F *Total = (TH2F*)f->Get("Neutrons_U238d_FillerIns1");
TH2F *Pos_before = (TH2F*)f->Get("Neutrons_U238d_FillerIns1_Pos_before");
TH2F *Pos = (TH2F*)f->Get("Neutrons_U238d_FillerIns1_Pos");
TH1I *hist_before = (TH1I*)f->Get("hist_before");
TH1I *hist = (TH1I*)f->Get("hist");

//carga las regiones de exclusión
TFile *f = new TFile("new_blinding_boxes.root");
TGraph* strip1 = (TGraph*)f->Get("strip1_gr");
TGraph* strip2 = (TGraph*)f->Get("strip2_gr");
TGraph* roi_gr = (TGraph*)f->Get("roi_gr"); //esta es S3

TFile *f = new TFile("roi_802_days_11March2020_nsc_rp60_all_tops.root");
TGraph* fpcut_gr = (TGraph*)f->Get("roi_top30_cut");

//Toma los contenidos de los contadores de
```

```

//eventos en cada una de las regiones de exclusión

int b_s1 = hist_before->GetBinContent(1);
int b_s2 = hist_before->GetBinContent(2);
int b_s3 = hist_before->GetBinContent(3);
int b_roi = hist_before->GetBinContent(4);

int n_s1 = hist->GetBinContent(1);
int n_s2 = hist->GetBinContent(2);
int n_s3 = hist->GetBinContent(3);
int n_roi = hist->GetBinContent(4);

printf("Events in strip1 before: %d\n", b_s1);
printf("Events in strip2 before: %d\n", b_s2);
printf("Events in strip3 before: %d\n", b_s3);
printf("Events in ROI before: %d\n", b_roi);

printf("Events in strip1: %d\n", n_s1);
printf("Events in strip2: %d\n", n_s2);
printf("Events in strip3: %d\n", n_s3);
printf("Events in ROI: %d\n", n_roi);

RAT::DEAPStyle *fStyle = RAT::DEAPStyle::GetStyle();
fStyle->chooseDSPalette(1); // Palette '1' is a purple colour
TCanvas* canvas = new TCanvas();
Total->SetTitle(Form("Neutrones U238d en FillerIns1.
S1 = %d, S2 = %d, S3 = %d, ROI =
%d.",n_s1,n_s2,n_s3,n_roi));

//Genera las gráficas de FPrompt vs PE y Z vs X^2+Y^2
Total->Draw("COLZ");
fpcut_gr->Draw("SAME");
roi_gr->Draw("SAME");
strip1->Draw("SAME");
strip2->Draw("SAME");
canvas->Update();
fStyle->shortPalette(Total, canvas);
TPaletteAxis *palette = (TPaletteAxis*)Total->GetListOfFunctions()->
FindObject("palette");
palette->SetY1NDC(0.18);
palette->SetY2NDC(0.80);
TPaveStats *st = (TPaveStats*)Total->FindObject("stats");
st->SetY1NDC(0.85);
st->SetY2NDC(0.995);

```

```

canvas->Print("U238downFillerIns1Neutrons.pdf");

TCanvas* canvas2 = new TCanvas("Pos_before","z rho^2",800,600);
Pos_before->SetTitle("Z vs rho^2 sin cortes para neutrones U238d en FillerIns1.");
Pos_before->Draw("COLZ");
canvas2->Update();
fStyle->shortPalette(Pos_before, canvas2);
TPaletteAxis *palette = (TPaletteAxis*)Pos_before->GetListOfFunctions()->
FindObject("palette");
palette->SetY1NDC(0.18);
palette->SetY2NDC(0.80);
TPaveStats *st = (TPaveStats*)Pos_before->FindObject("stats");
st->SetY1NDC(0.85);
st->SetY2NDC(0.995);
canvas2->Print("Position_before_U238downFillerIns1Neutrons.pdf");

TCanvas* canvas3 = new TCanvas("Pos","z rho^2",800,600);
Pos->SetTitle("Z vs rho^2 con cortes para neutrones U238d en FillerIns1.");
Pos->Draw("COLZ");
canvas3->Update();
fStyle->shortPalette(Pos, canvas3);
TPaletteAxis *palette = (TPaletteAxis*)Pos->GetListOfFunctions()->
FindObject("palette");
palette->SetY1NDC(0.18);
palette->SetY2NDC(0.80);
TPaveStats *st = (TPaveStats*)Pos->FindObject("stats");
st->SetY1NDC(0.85);
st->SetY2NDC(0.995);
canvas3->Print("Position_U238downFillerIns1Neutrons.pdf");

TCanvas* canvas4 = new TCanvas();
Total_before->SetTitle(Form("Neutrones U238d en FillerIns1 sin cortes.
S1 = %d, S2 = %d, S3 = %d, ROI =
%d.",b_s1,b_s2,b_s3,b_roi));
Total_before->Draw("COLZ");
fpcut_gr->Draw("SAME");
roi_gr->Draw("SAME");
strip1->Draw("SAME");
strip2->Draw("SAME");
canvas4->Update();
fStyle->shortPalette(Total_before, canvas4);
TPaletteAxis *palette = (TPaletteAxis*)Total_before->GetListOfFunctions()->
FindObject("palette");
palette->SetY1NDC(0.18);
palette->SetY2NDC(0.80);

```

```
TPaveStats *st = (TPaveStats*)Total_before->FindObject("stats");  
st->SetY1NDC(0.85);  
st->SetY2NDC(0.995);  
canvas4->Print("U238downFillerIns1Neutrons_before.pdf");
```

D Cálculo de Incertidumbres

Para calcular los intervalos de incertidumbre, se utilizó la siguiente ecuación, para el caso de variables independientes con correlación y covarianza de 0:

$$f = f(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \sigma_{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \sigma_{x_2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \sigma_{x_n}\right)^2}. \quad (\text{D.1})$$

Para establecer los límites superiores al 90 % de nivel de confianza, se usó:

$$x_{90\%} = x_m + 1.28 \cdot \sigma_x, \quad (\text{D.2})$$

donde $x_{90\%}$ es el límite superior, x_m es la media y σ_x es una desviación estándar. Como se indica en 5.2, los índices i , j y k se usaron para designar cadenas de decaimiento, componentes del detector y regiones de exclusión, respectivamente.

Para el número esperado de neutrones por año y su incertidumbre, se utilizó:

$$f_{n; i, j} = m_j \times P_{i, j} \times Y_{i, j},$$

$$\sigma_{f_{n; i, j}} = \sqrt{(P_{i, j} \times Y_{i, j} \times \sigma_{m_j})^2 + (m_j \times Y_{i, j} \times \sigma_{P_{i, j}})^2 + (m_j \times P_{i, j} \times \sigma_{Y_{i, j}})^2}. \quad (\text{D.3})$$

Las incertidumbres en las masas y en los rendimientos se tomaron como límites conservadores con el 2 % y el 20 % de sus valores, respectivamente:

$$\sigma_{m_j} = 0.02 \cdot m_j. \quad (\text{D.4})$$

$$\sigma_{Y_{i, j}} = 0.2 \cdot Y_{i, j}. \quad (\text{D.5})$$

Las incertidumbres para la pureza están dadas en el cuadro 5.3. Para los casos en que estas incertidumbres se presentan como un límite superior, estas no fueron tomadas en cuenta para el cálculo de σ_{f_n} , esto hace que, en estos casos, los intervalos de incertidumbre estén subestimados. Para compensar esto, se hicieron cálculos análogos para límites superiores al 90 % C.L. para todas las cantidades calculadas en este trabajo. Estos límites se pueden

Componente	Neutrones Emitidos por Año $\left[\frac{n}{y}\right]$		
	^{238}U baja	^{238}U alta	^{232}Th
AV	<1.82	<68.8	<4.26
F	<44.0	< 1.75×10^3	<17.1
FI1, FI2, FI3	<89.4	< 4.20×10^2	<2.28
PMT	< 1.74×10^5	< 6.45×10^4	< 1.86×10^5
NV	< 1.25×10^3	< 4.64×10^2	< 1.34×10^3

Cuadro D.1: Límites superiores al 90 % C.L. para neutrones emitidos por año para las cadenas ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th en cada componente del detector.

encontrar en la sección 5.3, en este apéndice se muestran cuadros con límites superiores para los neutrones esperados por año D.1 e inferiores para el tiempo equivalente de emisión D.2.

Para el cálculo de la incertidumbre en el tiempo equivalente de emisión, se utilizó que el número de eventos usados e es un número especificado sin incertidumbre.

$$t_{eq; i, j} = \frac{e_j}{f_{n; i, j}}.$$

$$\sigma_{t_{eq; i, j}} = \sqrt{\left(\frac{e_j}{f_{n; i, j}} \times \sigma_{f_{n; i, j}}\right)^2}. \quad (\text{D.6})$$

Componente	Tiempo Equivalente de Emisión [yr]		
	^{238}U baja	^{238}U alta	^{232}Th
AV	> 1.08×10^4	> 2.85×10^2	> 4.60×10^3
F	> 8.75×10^4	> 9.01×10^2	> 9.22×10^4
FI1	> 1.14×10^4	> 4.47×10^3	> 4.25×10^5
FI2	> 1.09×10^4	> 4.29×10^3	> 4.07×10^5
FI3	> 9.70×10^3	> 3.81×10^3	> 3.62×10^5
PMT	> 8.94×10^2	> 4.18×10^3	> 8.34×10^2
NV	> 6.68×10^2	> 3.12×10^3	> 6.26×10^2

Cuadro D.2: Límites inferiores al 90 % C.L. para tiempo equivalente de emisión para las cadenas ^{238}U alta y baja y el ^{232}Th en cada componente del detector.

El número de neutrones en una región de exclusión, para un determinado componente y una cadena de decaimiento es:

$$N_{i,j,k} = \frac{r_k}{t_{eq; i,j}} t_d,$$

y su incertidumbre respectiva es:

$$\sigma_{N_{i,j,k}} = \sqrt{\left(\frac{r_k}{t_{eq; i,j}^2} \times t_d \times \sigma_{t_{eq; i,j}}\right)^2}. \quad (\text{D.7})$$

Finalmente, para la incertidumbre en el número total de neutrones en una región de exclusión k , se suman las incertidumbres para cada cadena de decaimiento i y cada componente j :

$$N_{T; k} = \sum_{i,j} N_{i,j,k},$$

$$\sigma_{N_{T; k}} = \sqrt{\sum_{i,j} (\sigma_{N_{i,j,k}})^2}. \quad (\text{D.8})$$

E Siglas y Abreviaciones Usadas

Lista de siglas y abreviaciones utilizadas en este trabajo.

AV: contenedor de acrílico.

ER: retroceso electrónico.

F, Filler: relleno de polietileno.

FI, Filler Ins: relleno aislante de poliestireno, capas 1, 2 y 3.

NR: retroceso nuclear.

NV: tubo fotomultiplicador de veto en el cuello del detector.

PE: número de fotoelectrones registrados.

PMT: tubo fotomultiplicador.

PSD: discriminación por forma de pulso.

RAT: Reactor Analysis Tool (software de simulación y análisis).

ROI: región de interés.

TPB: tetrafenil butadieno.

WIMP: partícula masiva que interacciona débilmente.

Bibliografía

- [1] Thomas Kuhn. *The Structure of Scientific Revolutions*. second. The University of Chicago Press, 1970.
- [2] Fritz Zwicky. “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”. En: *Helvetica Physica Acta* 6 (1933), págs. 110-127.
- [3] Norbert Thonnard Vera C. Rubin W. Kent Ford Jr. “Rotational Properties of 21 Sc Galaxies With a Large Range of Luminosities and Radii, From NGC 4605 (R=4kc) to UGC 2885 (R=122kpc)”. En: *The Astrophysical Journal* 238 (jun. de 1980), págs. 471-487.
- [4] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer Nature, 2005.
- [5] Lorenzo Posti y Amina Helmi. “Mass and shape of the Milky Way’s dark matter halo with globular clusters from Gaia and Hubble”. En: *Astronomy Astrophysics* 621 (ene. de 2019), A56. ISSN: 1432-0746. DOI: [10.1051/0004-6361/201833355](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833355). URL: <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201833355>.
- [6] A. Einstein. “Lens-Like Action Of A Star By The Deviation Of Light In The Gravitational Field”. En: *Science* 84.2188 (1936), págs. 506-507. DOI: [10.1126/science.84.2188.506](https://doi.org/10.1126/science.84.2188.506).
- [7] Gianfranco Bertone. *Particle dark matter: observations, models and searches*. Cambridge University Press, 2013.
- [8] Steven Shapiro e Irwin Shapiro. *Gravitational deflection of light*. 2010. URL: https://www.einstein-online.info/en/spotlight/light_deflection/.
- [9] Richard Massey, Thomas Kitching y Johan Richard. “The dark matter of gravitational lensing”. En: *Reports on Progress in Physics* 73.8 (jul. de 2010), pág. 086901. ISSN: 1361-6633. DOI: [10.1088/0034-4885/73/8/086901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/8/086901). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/73/8/086901>.
- [10] M. J. Jee y col. “Discovery of a Ringlike Dark Matter Structure in the Core of the Galaxy Cluster Cl 0024+17”. En: *The Astrophysical Journal* 661.2 (jun. de 2007), págs. 728-749. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1086/517498](https://doi.org/10.1086/517498). URL: <http://dx.doi.org/10.1086/517498>.
- [11] M. J. Jee. “Tracing The Peculiar Dark Matter Structure in the Galaxy Cluster Cl 0024+17 with Intracluster Stars and Gas”. En: *The Astrophysical Journal* 717.1 (jun. de 2010), págs. 420-434. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1088/0004-637x/717/1/420](https://doi.org/10.1088/0004-637x/717/1/420). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/717/1/420>.

- [12] J. A. ZuHone, D. Q. Lamb y P. M. Ricker. “Rings of Dark Matter in Collisions Between Clusters of Galaxies”. En: *The Astrophysical Journal* 696.1 (abr. de 2009), págs. 694-700. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1088/0004-637x/696/1/694](https://doi.org/10.1088/0004-637x/696/1/694). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/696/1/694>.
- [13] M. James Jee y J. Anthony Tyson. “Dark Matter in the Galaxy Cluster CL J1226+3332 ATz= 0.89”. En: *The Astrophysical Journal* 691.2 (feb. de 2009), págs. 1337-1347. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1088/0004-637x/691/2/1337](https://doi.org/10.1088/0004-637x/691/2/1337). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/691/2/1337>.
- [14] M. James Jee y col. “MC2: Mapping The Dark Matter Distribution of the “Toothbrush” Cluster RX J0603.3+4214 With Hubble Space Telescope and Subaru Weak Lensing”. En: *The Astrophysical Journal* 817.2 (feb. de 2016), pág. 179. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.3847/0004-637x/817/2/179](https://doi.org/10.3847/0004-637x/817/2/179). URL: <http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/817/2/179>.
- [15] NASA y col. *Discoveries - Highlights — Shinning a Light on Dark Matter*. Feb. de 2017. URL: <https://www.nasa.gov/content/discoveries-highlights-shining-a-light-on-dark-matter>.
- [16] Douglas Clowe y col. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. En: *The Astrophysical Journal* 648.2 (ago. de 2006), págs. L109-L113. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162). URL: <http://dx.doi.org/10.1086/508162>.
- [17] Maxim Markevitch. “Chandra observation of the most interesting cluster in the universe”. En: *ESA Spec. Publ.* 604 (2006), pág. 723. arXiv: [astro-ph/0511345](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0511345).
- [18] NASA, M. Markevitch y D. Clowe. *APOD: 2017 January 15 - The Matter of the Bullet Cluster*. URL: <https://apod.nasa.gov/apod/ap170115.html>.
- [19] Craig L. Sarazin. “X-ray emission from clusters of galaxies”. En: *Rev. Mod. Phys.* 58 (1 ene. de 1986), págs. 1-115. DOI: [10.1103/RevModPhys.58.1](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.58.1). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.58.1>.
- [20] Nobuhiro Okabe y Graham P. Smith. “LoCuSS: weak-lensing mass calibration of galaxy clusters”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 461.4 (jun. de 2016), págs. 3794-3821. ISSN: 1365-2966. DOI: [10.1093/mnras/stw1539](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1539). URL: <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stw1539>.
- [21] Sarah L. Mulroy y col. “Galaxy cluster luminosities and colours, and their dependence on cluster mass and merger state”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 472.3 (ago. de 2017), págs. 3246-3255. ISSN: 1365-2966. DOI: [10.1093/mnras/stx2108](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2108). URL: <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stx2108>.
- [22] Darren J. Croton. “Damn You, Little h! (Or, Real-World Applications of the Hubble Constant Using Observed and Simulated Data)”. En: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 30 (2013). ISSN: 1448-6083. DOI: [10.1017/pasa.2013.31](https://doi.org/10.1017/pasa.2013.31). URL: <http://dx.doi.org/10.1017/pasa.2013.31>.

- [23] C. Alcock y col. “The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations”. En: *The Astrophysical Journal* 542.1 (oct. de 2000), págs. 281-307. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1086/309512](https://doi.org/10.1086/309512). URL: <http://dx.doi.org/10.1086/309512>.
- [24] Steen H. Hansen y col. “The temperature of hot gas in galaxies and clusters: baryons dancing to the tune of dark matter”. En: *The Astrophysical Journal* 734.1 (mayo de 2011), pág. 62. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1088/0004-637x/734/1/62](https://doi.org/10.1088/0004-637x/734/1/62). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/734/1/62>.
- [25] *Photo Album :: Abell 2029 :: 11 June 03*. Jun. de 2003. URL: <https://chandra.harvard.edu/photo/2003/abell12029/>.
- [26] Aaron D. Lewis, David A. Buote y John T. Stocke. “Chandra Observations of A2029: The Dark Matter Profile Down to below 0.01 r_{vir} in an Unusually Relaxed Cluster”. En: *The Astrophysical Journal* 586.1 (mar. de 2003), págs. 135-142. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1086/367556](https://doi.org/10.1086/367556). URL: <http://dx.doi.org/10.1086/367556>.
- [27] Paul D. Beale R.K. Pathria. *Statistical Mechanics*. third. Elsevier, 2011.
- [28] *Planck Satellite - UK Outreach Site*. URL: <https://plancksatellite.org.uk/science/cmb/>.
- [29] G. Gamow. “The Origin of Elements and the Separation of Galaxies”. En: *Phys. Rev.* 74 (4 ago. de 1948), págs. 505-506. DOI: [10.1103/PhysRev.74.505.2](https://doi.org/10.1103/PhysRev.74.505.2). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.74.505.2>.
- [30] A. A. Penzias y R. W. Wilson. “A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.” En: 142 (jul. de 1965), págs. 419-421. DOI: [10.1086/148307](https://doi.org/10.1086/148307).
- [31] G.F. Smoot y col. “First results of the COBE satellite measurement of the anisotropy of the cosmic microwave background radiation”. En: *Advances in Space Research* 11.2 (1991), págs. 193-205. ISSN: 0273-1177. DOI: [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(91\)90490-B](https://doi.org/10.1016/0273-1177(91)90490-B).
- [32] A. Kogut y col. “Dipole Anisotropy in the COBE Differential Microwave Radiometers First-Year Sky Maps”. En: *The Astrophysical Journal* 419 (dic. de 1993), pág. 1. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1086/173453](https://doi.org/10.1086/173453). URL: <http://dx.doi.org/10.1086/173453>.
- [33] Ruth Durrer. “The Cosmic Microwave Background”. En: *The Cosmic Microwave Background, by Ruth Durrer. ISBN 978-0-521-84704-9 (HB). Published by Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2008.* -1 (jul. de 2008). DOI: [10.1017/CB09780511817205](https://doi.org/10.1017/CB09780511817205).
- [34] ESA. *Planck and the cosmic microwave background*. URL: https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Planck/Planck_and_the_cosmic_microwave_background.
- [35] N. Aghanim y col. “Planck 2018 results”. En: *Astronomy Astrophysics* 641 (sep. de 2020), A6. ISSN: 1432-0746. DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910). URL: <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>.

- [36] M. J. Reid, D. W. Pesce y A. G. Riess. “An Improved Distance to NGC 4258 and Its Implications for the Hubble Constant”. En: *The Astrophysical Journal* 886.2 (nov. de 2019), pág. L27. ISSN: 2041-8213. DOI: [10.3847/2041-8213/ab552d](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab552d). URL: <http://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab552d>.
- [37] Katherine Freese. “Status of dark matter in the universe”. En: *International Journal of Modern Physics D* 26.06 (mar. de 2017), pág. 1730012. ISSN: 1793-6594. DOI: [10.1142/S0218271817300129](https://doi.org/10.1142/S0218271817300129). URL: <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271817300129>.
- [38] Mathew Colless. *The 2dF Galaxy Redshift Survey*. 2003. URL: <http://www.2dfgrs.net/>.
- [39] Volker Springel y col. “Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars”. En: *Nature* 435.7042 (jun. de 2005), págs. 629-636. ISSN: 1476-4687. DOI: [10.1038/nature03597](https://doi.org/10.1038/nature03597). URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nature03597>.
- [40] Michael Boylan-Kolchin y col. “Resolving cosmic structure formation with the Millennium-II Simulation”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 398.3 (sep. de 2009), págs. 1150-1164. ISSN: 1365-2966. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.15191.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15191.x). URL: <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15191.x>.
- [41] Mark Vogelsberger y col. “Introducing the Illustris Project: simulating the coevolution of dark and visible matter in the Universe”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 444.2 (ago. de 2014), págs. 1518-1547. ISSN: 1365-2966. DOI: [10.1093/mnras/stu1536](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1536). URL: <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stu1536>.
- [42] Volker Springel y col. “First results from the IllustrisTNG simulations: matter and galaxy clustering”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475.1 (dic. de 2017), págs. 676-698. DOI: [10.1093/mnras/stx3304](https://doi.org/10.1093/mnras/stx3304). URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stx3304>.
- [43] Joakim Edsjö y Paolo Gondolo. “Neutralino relic density including coannihilations”. En: *Physical Review D* 56.4 (ago. de 1997), págs. 1879-1894. ISSN: 1089-4918. DOI: [10.1103/PhysRevD.56.1879](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.1879). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.56.1879>.
- [44] Paolo Gondolo y Graciela Gelmini. “Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis”. En: *Nuclear Physics B* 360.1 (1991), págs. 145-179. ISSN: 0550-3213. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90438-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90438-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321391904384>.
- [45] Jonathan L. Feng. “Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection”. En: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 48.1 (ago. de 2010), págs. 495-545. ISSN: 1545-4282. DOI: [10.1146/annurev-astro-082708-101659](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101659). URL: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101659>.
- [46] Hsin-Chia Cheng, Jonathan L. Feng y Konstantin T. Matchev. “Kaluza-Klein Dark Matter”. En: *Physical Review Letters* 89.21 (oct. de 2002). ISSN: 1079-7114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.211301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.211301). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.211301>.
- [47] Matthew Dean Schwartz. *Quantum Field Theory and the Standard Model*. Cambridge University Press, 2020.

- [48] Luca Di Luzio y col. “The landscape of QCD axion models”. En: *Physics Reports* 870 (jul. de 2020), págs. 1-117. ISSN: 0370-1573. DOI: [10.1016/j.physrep.2020.06.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.06.002). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2020.06.002>.
- [49] G. Aad y col. “Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80fb1 of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ collected with the ATLAS experiment”. En: *Physical Review D* 101.1 (ene. de 2020). ISSN: 2470-0029. DOI: [10.1103/physrevd.101.012002](https://doi.org/10.1103/physrevd.101.012002). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.101.012002>.
- [50] A. M. Sirunyan y col. “Search for high mass dijet resonances with a new background prediction method in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ ”. En: *Journal of High Energy Physics* 2020.5 (mayo de 2020). ISSN: 1029-8479. DOI: [10.1007/jhep05\(2020\)033](https://doi.org/10.1007/jhep05(2020)033). URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05\(2020\)033](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05(2020)033).
- [51] *Fermi Gamma-ray Space Telescope: Exploring the Extreme Universe*. URL: <https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/eteu/dm/>.
- [52] *Chandra X-Ray Observatory*. URL: <https://chandra.harvard.edu/>.
- [53] *VERITAS Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*. URL: <https://veritas.sao.arizona.edu/>.
- [54] *Ice Cube South Pole Neutrino Observatory*. URL: <https://icecube.wisc.edu/>.
- [55] *HAWC The High Altitude Water Cherenkov Gamma-Ray Observatory*. URL: <https://www.hawc-observatory.org/>.
- [56] Nico Cappelluti y col. “Searching for the 3.5 keV Line in the Deep Fields with Chandra: The 10 Ms Observations”. En: *The Astrophysical Journal* 854.2 (feb. de 2018), pág. 179. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.3847/1538-4357/aaaa68](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaaa68). URL: <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aaaa68>.
- [57] Christopher Dessert, Nicholas L. Rodd y Benjamin R. Safdi. “The dark matter interpretation of the 3.5-keV line is inconsistent with blank-sky observations”. En: *Science* 367.6485 (mar. de 2020), págs. 1465-1467. ISSN: 1095-9203. DOI: [10.1126/science.aaw3772](https://doi.org/10.1126/science.aaw3772). URL: <http://dx.doi.org/10.1126/science.aaw3772>.
- [58] *COSINE-100 Dark Matter Experiment*. URL: <https://cosine.yale.edu/home>.
- [59] *CRESST*. URL: <https://www.cresst.de/index.php>.
- [60] *The XENON Experiment Enlightening the Dark*. URL: <http://www.xenon1t.org/>.
- [61] *LUX Dark Matter Experiment*. URL: <http://luxdarkmatter.org/>.
- [62] *The Axion Dark Matter eXperiment*. URL: <https://depts.washington.edu/admx/>.
- [63] Tongyan Lin. *TASI lectures on dark matter models and direct detection*. 2019. arXiv: [1904.07915](https://arxiv.org/abs/1904.07915) [hep-ph].
- [64] A.A. Aguilar-Arevalo y col. “The MiniBooNE detector”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 599.1 (feb. de 2009), págs. 28-46. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2008.10.028](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.10.028). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.10.028>.

- [65] A. A. Aguilar-Arevalo y col. “Dark matter search in nucleon, pion, and electron channels from a proton beam dump with MiniBooNE”. En: *Physical Review D* 98.11 (dic. de 2018). ISSN: 2470-0029. DOI: [10.1103/physrevd.98.112004](https://doi.org/10.1103/physrevd.98.112004). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.98.112004>.
- [66] M. Kuźniak y col. “DEAP-3600 Dark Matter Search”. En: *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 273-275 (abr. de 2016), págs. 340-346. ISSN: 2405-6014. DOI: [10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.048](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.048). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.048>.
- [67] Carl Rethmeier. *Search for 5.5 MeV Solar Axions in DEAP-3600*. [Diapositivas]. Carleton University. Jun. de 2020. URL: https://indico.cern.ch/event/914602/contributions/3860805/attachments/2053257/3442143/CRethmeier_CAP_axions.pdf.
- [68] Chris Jillings. *Status and Future Plans for DEAP-3600*. [Diapositivas]. DEAP Collaboration. Jul. de 2019. URL: <https://indico.cern.ch/event/806050/contributions/3502637/attachments/1884457/3105828/2019-DEAP-Jillings-Future-Projects-Rev1.pdf>.
- [69] P.-A. Amaudruz y col. “Design and construction of the DEAP-3600 dark matter detector”. En: *Astroparticle Physics* 108 (mar. de 2019), págs. 1-23. ISSN: 0927-6505. DOI: [10.1016/j.astropartphys.2018.09.006](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2018.09.006). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2018.09.006>.
- [70] R. Ajaj y col. “Search for dark matter with a 231-day exposure of liquid argon using DEAP-3600 at SNOLAB”. En: *Physical Review D* 100.2 (jul. de 2019). ISSN: 2470-0029. DOI: [10.1103/physrevd.100.022004](https://doi.org/10.1103/physrevd.100.022004). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.100.022004>.
- [71] Jodi Cooley. *Direct Dark Matter Searches*. [Diapositivas]. Southern Methodist University. Ago. de 2020. URL: https://indico.slac.stanford.edu/event/326/contributions/1359/attachments/595/1067/200819_ssi_DM.pdf_1-51.pdf.
- [72] John Ellis, Natsumi Nagata y Keith A. Olive. “Uncertainties in WIMP dark matter scattering revisited”. En: *The European Physical Journal C* 78.7 (jul. de 2018). ISSN: 1434-6052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-6047-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6047-y). URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6047-y>.
- [73] Stefano Profumo. *An introduction to particle dark matter*. World Scientific., 2017.
- [74] Marc Schumann. “Direct detection of WIMP dark matter: concepts and status”. En: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 46.10 (ago. de 2019), pág. 103003. ISSN: 1361-6471. DOI: [10.1088/1361-6471/ab2ea5](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ab2ea5). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/ab2ea5>.
- [75] W. Lippincott y col. “Scintillation time dependence and pulse shape discrimination in liquid argon”. En: *Physical Review C* 78 (ene. de 2008). DOI: [10.1103/PhysRevC.78.035801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.035801).
- [76] B. Lehnert. *Backgrounds in the DEAP-3600 Dark Matter Experiment*. 2018. arXiv: [1805.06073](https://arxiv.org/abs/1805.06073) [astro-ph.IM].

- [77] Christopher J. Stanford. “Alphas and surface backgrounds in liquid argon dark matter detectors”. Tesis doct. Princeton University, ene. de 2017. URL: <https://inspirehep.net/files/4e116cf69c71c094dbbf9d3d19c747d0>.
- [78] S Westerdale. “Radiogenic neutron background predictions in DEAP-3600 and in situ measurements”. En: *Journal of Physics: Conference Series* 1342 (ene. de 2020), pág. 012081. DOI: [10.1088/1742-6596/1342/1/012081](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1342/1/012081).
- [79] *Reactor Analysis Tool (RAT). Overview - RAT 1.0 documentation*. URL: <https://rat.readthedocs.io/en/latest/overview.html>.
- [80] *Geant4 - Overview*. URL: <https://geant4.web.cern.ch/>.
- [81] *ROOT Reference Documentation*. URL: <https://root.cern/doc/master/index.html>.
- [82] William B. et al. Wilson. *SOURCES 4C: a code for calculating (α,n), spontaneous fission, and delayed neutron sources and spectra*. Ene. de 2002. URL: https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:41092883.
- [83] *Compute Canada - About*. URL: <https://www.computecanada.ca/about/>.
- [84] Eric Vázquez-Jáuregui. *Neutrons Backgrounds in DEAP-3600: Simulations*. 2018.
- [85] *Sample Measurements - DEAP*. URL: https://www.snolab.ca/users/services/gamma-assay/HPGe_samples_deap_master.html.
- [86] Berta Bertrán et. al. *Background events from the DEAP-3600 neck components and TPB: a short note*. 2015.
- [87] C. E. Aalseth y col. “DarkSide-20k: A 20 tonne two-phase LAr TPC for direct dark matter detection at LNGS”. En: *The European Physical Journal Plus* 133.3 (mar. de 2018). ISSN: 2190-5444. DOI: [10.1140/epjp/i2018-11973-4](https://doi.org/10.1140/epjp/i2018-11973-4). URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjp/i2018-11973-4>.
- [88] The Global Argon Dark Matter Collaboration. *Future of Dark Matter Searches with Low-Radioactivity Argon*. Input to the European Particle Physics Strategy Update 2018-2020. Dic. de 2018. URL: https://indico.cern.ch/event/765096/contributions/3295671/attachments/1785196/2906164/DarkSide-Argo_ESPP_Dec_17_2017.pdf.