



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

SIMULACIÓN POR MÉTODOS DE MONTE CARLO DE UNA CÁMARA
DE BURBUJAS CENTELLEANTE CON ARGÓN LÍQUIDO PARA
ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN ELÁSTICA NEUTRINO NÚCLEO.

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS

PRESENTA:
ERNESTO ALFONSO PITA

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

COMITÉ TUTOR
DR. GENARO TOLEDO SÁNCHEZ
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM
DR. ALEXIS AGUILAR ARÉVALO
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM

CIUDAD DE MÉXICO, JULIO 2019



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

En las últimas dos décadas se ha incrementado notablemente el interés científico por la materia oscura y la física de neutrinos [1, 2, 3, 4], áreas de investigación que enfrentan múltiples retos teóricos y experimentales. Estos dos campos están estrechamente relacionados en muchos aspectos, incluyendo las técnicas de detección; por ejemplo, los neutrinos son un ruido de fondo inevitable para la detección de materia oscura y los próximos experimentos alcanzarán muy pronto el llamado “piso de neutrinos” [5]. Por otra parte, en caso de existir, el neutrino estéril sería un candidato competitivo a partícula de materia oscura. Los nuevos detectores de materia oscura al ser cada vez más sensibles permitirían observar colisiones no estándares de los neutrinos. Se pueden registrar interacciones importantes como: la dispersión elástica coherente entre un neutrino y un núcleo ($CE\nu NS$) [6], este proceso de corriente neutral es fundamental en la explosión de supernovas donde los neutrinos juegan un papel crucial. Además, esta interacción permite monitorear externamente reactores de fisión [7]. Existen fenómenos de interés que se pueden medir con la $CE\nu NS$ tales como la dependencia de la sección eficaz en N^2 (número de neutrones) o probar la función de distribución de los neutrones (factor de forma nuclear), y por supuesto, realizar medidas de precisión en el modelo estándar y explorar Nueva Física. El trabajo de maestría está enfocado en el estudio de los ruidos de fondo internos y externos de una novedosa cámara de burbujas centelleante [8], utilizando alrededor de 10 kg de argón líquido. También se estiman los eventos que se registrarán en el detector una vez colocado cerca de un reactor nuclear para la detección de neutrinos mediante $CE\nu NS$. El diseño y construcción de la cámara de burbujas centelleante se lleva a cabo como parte de una colaboración entre: UNAM (México); Fermilab, PNNL, Drexel, Northwestern, Indiana (Estados Unidos); Queen’s y Alberta (Canadá).

Abstract

In the last two decades the scientific interest in dark matter and neutrino physics has increased notably [1, 2, 3, 4], research areas that face multiple theoretical and experimental challenges. These two fields are closely related in many aspects, including detection techniques; for example, neutrinos are an inevitable background for the detection of dark matter and the next generation of experiments will soon reach the so-called "neutrino floor" [5]. On the other hand, if it exists, the sterile neutrino would be a competitive candidate for a dark matter particle. The next generation of dark matter detectors will be more sensitive with the possibility to observe non-standard interactions of the neutrinos. A well known process is the coherent elastic dispersion between a neutrino and a nucleus ($CE\nu NS$) [6], this neutral current interaction is fundamental in the supernova explosion where neutrinos play a crucial role. In addition, this interaction allows to externally monitor fission reactors [7]. There are phenomena of interest that can be measured with the $CE\nu NS$ such as the dependence of the effective cross section on N^2 (number of neutrons) or testing the neutron distribution function (nuclear form factor), and of course, make precision measurements in the standard model and explore New Physics. The master's degree work is focused on the study of the internal and external background of a new scintillating bubble chamber [8], using about 10 kg of liquid argon. The events that will be recorded in the detector once placed near a nuclear reactor for the detection of neutrinos by $CE\nu NS$ are also estimated. The design and construction of the scintillating bubble chamber is carried out as part of a collaboration among: UNAM (Mexico); Fermilab, PNNL, Drexel, Northwestern, Indiana (United States); Queen's and Alberta (Canada).

Agradecimientos

En primer lugar al Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México por permitirme cursar mis estudios de posgrado en tan prestigiosa institución. Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico. A mi tutor principal Dr. Eric Vázquez Jáuregui, y a los miembros del comité de tutores Dr. Alexis Aguilar Arévalo y Dr. Genaro Toledo Sánchez por su ayuda y guía durante el proceso de investigación. A mis padres, hermano y novia por su paciencia y apoyo durante todo el proceso. Este trabajo fue realizado gracias al apoyo de UNAM-PAPIIT, proyecto No. IA100118 y Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), proyectos No. 252167 and No. A1-S-8960.

Índice

Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	x
1 Introducción	1
1.1 Física de Neutrinos	1
1.1.1 Descubrimiento del Neutrino	1
1.1.2 Sabores del Neutrino	2
1.1.3 Neutrino, ¿partícula de Dirac o Majorana?	3
1.1.4 Dispersión Elástica Coherente Neutrino-Núcleo ($CE\nu NS$)	4
1.1.5 Detección experimental de la Dispersión Elástica Coherente Neutrino-Núcleo	5
1.1.6 Fuentes de Neutrinos	6
1.2 Cámaras de Burbujas	8
1.2.1 Teoría de la creación de burbujas	9
1.2.2 Detección de Burbujas	10
1.2.3 Límite del Líquido Sobre-Calentado	11
1.2.4 Ruidos de Fondo en las Cámaras de Burbujas	12
1.2.5 Cámaras de Burbujas de la colaboración PICO	13
1.2.6 Cámara de Burbujas Centelleante (SBC)	17
1.3 GEANT4	19
1.3.1 Los Procesos Físicos	19
1.3.2 Geometría	20
1.3.3 Generador de Partículas	21
2 Simulación de la Cámara de Burbujas Centelleante	22
2.1 Diseño del Detector	22
2.2 Estimación de los Ruidos Internos del Detector	24
2.3 Estimación de los Ruidos Externos del Detector	34
2.4 Estimación de Eventos Registrados en la Planta Nuclear de Laguna Verde	35
3 Conclusiones	38
A Código para el cálculo de la tasa de eventos producto de neutrinos interactuando mediante $CE\nu NS$ en el detector	41
B NeuCBOT (Neutron Calculator Based On TALYS)	46
B.1 Cálculo de producción de neutrones empleando NeuCBOT	46
B.2 Ventajas del uso de NeuCBOT	47

Lista de Figuras

1.1	Espectro de energía de la desintegración β .	1
1.2	Diagrama de la interacción $CE\nu NS$.	4
1.3	Esquema del diseño experimental empleado por COHERENT para la detección de la $CE\nu NS$ [6].	6
1.4	Resultados de la medición de $CE\nu NS$ por la colaboración COHERENT. Aparece representada la señal en el detector de CsI[Na] durante los 12 μs después de encendido el haz de protones y durante los 12 μs previos como función de: (A) la energía (número de foto-electrones detectados) y (B) tiempo de llegada del evento al detector [6].	6
1.5	Espectro de neutrinos procedentes del frenado de piones [9].	7
1.6	Flujo y energía de neutrinos procedentes de varias fuentes [10].	8
1.7	Representación de la cadena de decaimiento del ^{238}U ; aparece el tiempo de vida medio de cada isótopo y sus canales de decaimiento.	13
1.8	Representación esquemática de la cámara de burbujas Pico-2L [11].	14
1.9	Distribución del parámetro AP en la cámara de burbujas de PICO-2L para neutrones provenientes de la fuente calibración de AmBe (negro) y de datos en la búsqueda de WIMP (rojo) para un umbral de 4.4 keV [11].	15
1.10	Los puntos verdes representan las tasas de eventos simples y múltiples observadas en la formación de burbujas provocadas por la fuente de calibración con un umbral de 3.2 keV. Las barras de error verdes representan la incertidumbre estadística. El histograma en negro muestra las tasas de eventos predichas en la simulación con GEANT4 [11].	15
1.11	Imágenes de dispersiones múltiples provocadas por neutrones en PICO-60. Se observan claramente los reflejos de los anillos LED empleados en la iluminación del detector; así como los arreglos de piezoeléctricos a los lados del contenedor de silicio [12].	16
1.12	Esquema de la cámara de burbujas prototipo de 30 g de xenón [8].	18
1.13	(Izquierda) Diferencia temporal entre la formación de la burbuja determinada acústicamente y su detección en el PMT, como función de la posición de la burbuja. La pendiente de esta función determina la velocidad del sonido en el xenón. (Derecha) Espectro de centelleo de la fuente de calibración de ^{57}Co de 122 keV. No se observan cambios en el espectro entre el estado comprimido y el sobre-calentado [8].	19
1.14	Esquema simplificado de la cámara de burbujas centelleante, basada en Xe líquido, simulada en GEANT4.	20
2.1	Esquema de la cámara de burbujas centelleante donde aparecen las dimensiones que se emplean en su construcción actualmente.	23

2.2	Tasas de eventos estimadas en la cámara de burbujas centelleante mediante <i>CEνNS</i> en argón y xenón si fuera colocada en el mismo sitio donde se realizan los experimentos CONNIE (Planta Nuclear Angra, Brasil) [13] y PROSPECT (Fuente de Espalación de Neutrones de Oak Ridge, Estados Unidos) [14].	25
2.3	Multiplicidad en las interacciones de los neutrones donde se aprecia una relación 3:1 entre simples y múltiples.	26
2.4	(Izquierda) Posición de interacción de los neutrones en el argón líquido representando su coordenada en el eje z como función de su radio cuadrado ($r^2 = x^2 + y^2$). (Derecha) Distribución de energía de retroceso de los núcleos de argón como resultado de sus interacciones con los neutrones radiogénicos.	26
2.5	Geometría empleada en las simulaciones de GEANT4 para el contenedor de presión de acero inoxidable, de izquierda a derecha aparecen representadas las geometrías: sin blindaje, con una pulgada y con dos pulgadas de polipropileno. El blindaje de polipropileno aparece en color azul.	28
2.6	(Izquierda) Distribución de los piezoeléctricos durante la simulación en GEANT4. (Derecha) Ampliación de los piezoeléctricos simulados en posición vertical y horizontal.	29
2.7	Diseño del la cámara de burbujas en GEANT4 para los contenedores de cuarzo (rojo), los aislantes de HDPE (verde) y los fuelles de acero inoxidable (azul).	32
2.8	Mediciones de espectros energéticos de neutrones de cinco ciudades de Estados Unidos. Cada espectro ha sido escalado al valor de referencia de la ciudad de Nueva York tomado al nivel del mar. [15].	34
2.9	Tasas de eventos estimadas debido a neutrinos y neutrones cosmogénicos en la cámara de burbujas centelleante como función de la energía umbral del detector si fuera colocada a 30 m de la Planta Nuclear de Laguna Verde.	36
3.1	Tasas total de eventos estimada debido a neutrinos y neutrones cosmogénicos en la cámara de burbujas centelleante como función de la energía umbral del detector si fuera colocada a 30 m de la Planta Nuclear de Laguna Verde.	39
B.1	Espectro energético de emisión de neutrones debido a reacciones (α, n) para partículas α de 5, 6, 7 y 8 MeV interaccionando en boro, flúor, hierro y cromo empleando sus abundancias isotópicas naturales; generados por NeuCBOT (azul) y SOURCES-4C (verde).	48

Lista de Tablas

1.1	Descripción de los cuatro modos de operación del detector y sus tiempos de exposición asociados. La incertidumbre experimental asociada al umbral proviene de la incertidumbre de la temperatura (0.3 °C) y la presión (0.7 psi).	16
2.1	Producción de neutrones de los materiales empleados en las simulaciones obtenidos del código NeuCBOT debido a reacciones (α, n) y fisión.	25
2.2	Actividades del ^{238}U y ^{232}Th empleadas en los componentes simulados de la cámara de burbujas.	27
2.3	Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión. Los neutrones se generan en el contenedor de presión de acero inoxidable de masa 80 kg.	29
2.4	Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión debido a las desintegraciones del ^{238}U , ^{232}Th y ^{210}Pb . Los neutrones fueron generados en los piezoeléctricos, cada uno de masa 23 g y producción de neutrones de $2.84 \cdot 10^{-6}$ [n/s·Bq].	30
2.5	Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones, generados en el reflector, en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión.	30
2.6	Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión. Los neutrones fueron generados en los LED, cada uno de masa 1 g.	30
2.7	Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión. Los neutrones fueron generados en un SiPM de 1 cm^2 y masa de 0.25 g.	31
2.8	Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones, generados en la cámara y lente Basler, en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión.	31
2.9	Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones generadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión. Se tuvieron en cuenta los contenedores de cuarzo, los fuelles de acero inoxidable y los aislantes de HDPE.	33
2.10	Límites de actividad superficial presentes en el contenedor de acero de los isótopos ^{210}Pb , ^{210}Po y ^{222}Rn para garantizar que cada uno de ellos genere como máximo 0.1 interacciones en el detector al año.	33

2.11	Eventos estimados en la cámara de burbujas provocados por neutrones cosmogénicos empleando diferentes espesores de blindaje de polipropileno. Se usó un flujo de 10.36 ± 1.55 neutrones/hora/cm ²	35
2.12	Flujo total de antineutrinos para uno de los reactores de la PNLV, a 100 m del centro del reactor. En la tercera y sexta columna aparece el error sistemático total [16].	36
3.1	Eventos estimados en la cámara de burbujas inducidos por neutrones cosmogénicos.	39

Capítulo 1

Introducción

1.1 Física de Neutrinos

1.1.1 Descubrimiento del Neutrino

Los neutrinos entraron a la Física Moderna en los inicios del siglo XX como una partícula de propiedades poco definidas que formaba parte de la desintegración β . En este tipo de desintegración, antes del surgimiento de una teoría completa del decaimiento β , se creía que el núcleo experimentaba una transición de la siguiente forma:



durante la cual se emite un electrón. Si se aplica la conservación de energía esta partícula debería tener una energía igual a la diferencia de masas entre los núcleos X y Y , energía de la reacción Q ; sin embargo, el espectro obtenido de la desintegración β (Fig. 1.1) es continuo, hecho que desconcertó a los investigadores de la época. Tomó alrededor de 20 años encontrar la explicación correcta a este fenómeno que tenía la apariencia de una violación en la conservación de energía. Fue W. Pauli quien propuso que en el decaimiento β surgía adicionalmente una partícula neutra y muy ligera que escapaba sin ser detectada. Asumiendo la existencia de esta nueva partícula el espectro del electrón sería continuo y solo la suma de su energía con la de esta *misteriosa* partícula sería igual a Q . La nueva partícula, años después, fue nombrada *neutrino* (ν) por Enrico Fermi quien fue el primero en tomar en serio la hipótesis de Pauli y a partir de la misma construyó su exitosa teoría del decaimiento β [17].

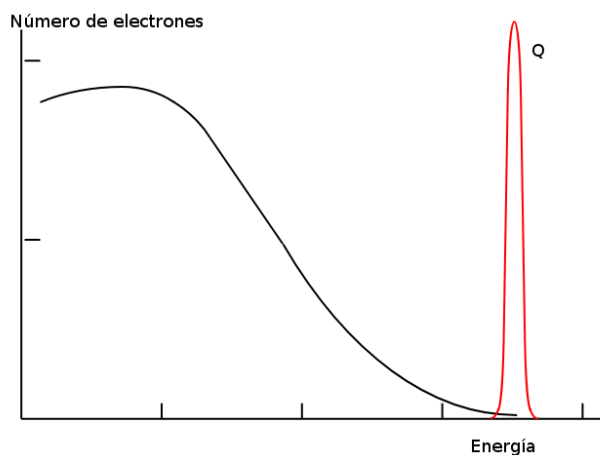


Figura 1.1: Espectro de energía de la desintegración β .

Los neutrinos son partículas especiales, son varios ordenes de magnitud más ligeros que cualquier otro fermión y la comprobación experimental de sus oscilaciones indica que poseen masa diferente de cero [1]. Los neutrinos no perciben la interacción fuerte ya que solo interactúan débilmente y con una sección eficaz extremadamente baja (para $E_\nu \sim 1\text{MeV}$ la sección eficaz es del orden de $\sigma \sim 10^{-44}\text{cm}^2$).

Estas partículas poseen momento angular intrínseco (espín) semi-entero, el cual es antiparalelo a su momento. Sin embargo, en los $\bar{\nu}$ su espín es paralelo. Esto significa que los ν son izquierdos mientras que los $\bar{\nu}$ son derechos; esta es la base de la naturaleza quiral de la interacción débil y es el origen de los efectos de violación de paridad que se observan en la naturaleza. Estas propiedades abren la posibilidad que los neutrinos sean *partículas de Majorana*, es decir, que las partículas ν y $\bar{\nu}$ son dos estados de diferente espín de la misma partícula, por lo que el neutrino sería su propia antipartícula. El resto de los fermiones son *partículas de Dirac* y poseen cuatro estados: partícula, antipartícula y cada uno de los anteriores con dos estados de espín independientes.

1.1.2 Sabores del Neutrino

En el Modelo Estándar de la Física de Partículas existen tres *sabores* de neutrinos. Cada neutrino completa un doblete con su correspondiente leptón cargado, por ejemplo, el bosón W^+ acopla a cada neutrino con su par leptónico:

$$\begin{aligned} W^+ &\longrightarrow e^+\nu_e, \\ &\longrightarrow \mu^+\nu_\mu, \\ &\longrightarrow \tau^+\nu_\tau, \end{aligned} \tag{1.2}$$

El subíndice que acompaña a cada neutrino se corresponde a su sabor. Históricamente, la primera evidencia de estas partículas ocurrió con el ν_e al estudiar el decaimiento beta. En la teoría de Fermi la intensidad de la interacción esta caracterizada por la constante G_F y puede ser interpretada como el intercambio de pesadas partículas virtuales, que no son otros que los bosones W^\pm con masas aproximadas de $M_W \simeq 80\text{GeV}$. La *debilidad* de la interacción débil puede ser explicada por el efecto de la gran masa (corto alcance) que poseen los bosones W^\pm , la constante de Fermi está definida por la ecuación:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{1}{8} \left(\frac{e}{\text{sen } \theta_W} \right)^2 \frac{1}{M_W^2}. \tag{1.3}$$

donde $\text{sen } \theta_W$ es el ángulo de Weinberg. La teoría de Fermi explica con éxito el espectro observado para electrones y positrones en la desintegración β y al mismo tiempo predice otros procesos que involucran corrientes débiles, en particular la existencia de la desintegración beta inversa.

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_e + p &\longrightarrow e^+ + n, \\ \nu_e + n &\longrightarrow e^+ + p. \end{aligned} \tag{1.4}$$

La sección eficaz de estas reacciones puede ser obtenida de la teoría y resulta extremadamente pequeña. Por ello, la detección de neutrinos no se realizó hasta 20 años después de su predicción y se logró gracias a los resultados de Reines y Cowan [18] en 1956. Ellos emplearon el reactor nuclear de Savannah River en Carolina del Sur como fuente de antineutrinos y un detector de agua que en su interior tenía disuelto cloruro de cadmio. La técnica de detección fue observar la emisión en coincidencia del positrón producto de la

reacción $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ y el fotón emitido en la desexcitación del Cd luego de la captura del neutrón: $n + {}^{112}\text{Cd} \rightarrow {}^{113}\text{Cd} + \gamma$.

El neutrino y antineutrino del muón son producidos por los decaimientos del muón y el pión:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}\tag{1.5}$$

Al producirse el descubrimiento del decaimiento $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ surgió la pregunta si la partícula que no se estaba detectando en esta reacción sería la misma que se producía en el decaimiento beta. La solución experimental a esta pregunta llegó en 1962 cuando se realizó el primer experimento con neutrinos, provenientes de un acelerador de protones, por L. Lederman, M. Schwarz y J. Steinberger. Mediante el bombardeo de un blanco de Berilio, con un haz primario de protones con energías de 15 GeV, se produce un haz secundario de piones los cuales producen neutrinos debido a su decaimiento; finalmente se estudia la interacción con los núcleos de la forma $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$ o $\nu_\mu + N \rightarrow e^- + X$. Solo el primer tipo de reacciones fueron observadas, demostrando que los ν_e y ν_μ son partículas diferentes.

El ν_τ se encuentra asociado al tercer leptón cargado, el τ^- que fue descubierto en Stanford en 1975. Los neutrinos tau y sus antineutrinos se producen en los decaimientos del τ^\pm :

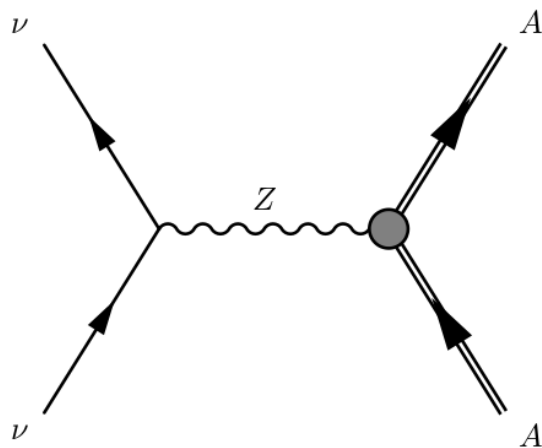
$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow \nu_\tau + W^-, \\ &\rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e, \\ &\rightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ &\rightarrow \nu_\tau + [\bar{u}s'].\end{aligned}\tag{1.6}$$

1.1.3 Neutrino, ¿partícula de Dirac o Majorana?

La pregunta sobre si los neutrinos pudieran ser sus propias antipartículas aún no tiene respuesta; si ese fuera el caso entonces serían partículas de Majorana, de lo contrario se clasificarían como partículas de Dirac al igual que los quarks y los leptones cargados. Se conoce experimentalmente que los $\bar{\nu}_e$ emitidos en el decaimiento β^- no son capturados en reacciones provocadas por ν_e , tal es el caso de la secuencia de reacciones 1.7.

$$\begin{aligned}n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \\ \bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} &\nrightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-\end{aligned}\tag{1.7}$$

No se observa incluso cuando la reacción $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ existe en la naturaleza. Este hecho no implica que los $\bar{\nu}_e$ y ν_e sean partículas diferentes debido a que la interacción débil, que provoca que los neutrinos interactúen, es quiral. Los $\bar{\nu}_e$ son partículas derechas, mientras que los ν_e que son absorbidos por el ${}^{37}\text{Cl}$ son izquierdos; por tanto el hecho de no observar la reacción 1.7 puede ser una consecuencia de la fuerte supresión dinámica ($\sim [\frac{m_\nu}{E}]^2$), incluso si $\bar{\nu}_e$ y ν_e fueran la misma partícula. La secuencia de reacciones descrita en 1.7 es por lo tanto posible si se cumplen dos condiciones: (1) $\bar{\nu}_e$ y ν_e son partículas idénticas (lo cual equivale a decir que el neutrino es una partícula de Majorana) y (2) la masa del neutrino es diferente de cero, por tanto la supresión de helicidad sería grande pero no absoluta. Algo similar a la secuencia de reacciones 1.7 se podría observar en el decaimiento doble beta sin neutrinos, por tanto el estudio de estas reacciones parece ser la mejor vía para verificar la naturaleza de estas partículas.


 Figura 1.2: Diagrama de la interacción $CE\nu NS$.

1.1.4 Dispersión Elástica Coherente Neutrino-Núcleo ($CE\nu NS$)

Los neutrinos pueden generar diversos tipos de reacciones. El canal en que ocurre la reacción depende de la energía del ν , el tipo de materia con que interactúa, etc. Un ejemplo de lo anterior es cuando un neutrino interactúa con un núcleo atómico. La partícula puede interactuar con los quarks del núcleo, puede interactuar con el nucleón como un todo o incluso podría interactuar con el núcleo como un todo. La Dispersión Elástica Coherente Neutrino-Núcleo ($CE\nu NS$) puede ser representada como el intercambio de un bosón Z virtual entre el neutrino incidente y el núcleo que interactúa como un todo (Fig. 1.2). La consecuencia de esta interacción es que el neutrino transmite una parte de su energía cinética y su momento lineal, mientras que el núcleo adquiere cierta energía de retroceso y permanece en su estado base.

La $CE\nu NS$ es extremadamente difícil de observar y permaneció sin detectar durante más de cuatro décadas hasta el 2017 [6]. Entre las razones que lo dificultan se encuentran que la energía de retroceso de los núcleos es muy baja ($\sim \text{keV}$) y como consecuencia de lo anterior distinguir esta débil señal entre el ruido de fondo asociado al propio experimento se ha convertido en un problema complejo. Por otro lado, para obtener buena estadística en el experimento se requieren fuentes intensas de neutrinos. Además, la elección del material sensible del detector influye tanto en la energía de retroceso como en la tasa de conteos; los núcleos pesados adquieren menor energía de retroceso, sin embargo poseen mayores secciones eficaces lo que implica un incremento en la tasa de conteos.

La probabilidad de que esta reacción ocurra solo es significativa cuando el momento lineal transferido por el neutrino sea mucho menor que el inverso del radio del núcleo (tomando el radio en unidades naturales). La condición anterior restringe los neutrinos que pueden interactuar mediante $CE\nu NS$ a los que posean energías por debajo de algunas decenas de MeV. La probabilidad de interacción elástica mejora al considerar núcleos en lugar de nucleones, escalando aproximadamente con el cuadrado del número de neutrones en el núcleo. Para núcleos pesados y fuentes de neutrinos lo suficientemente intensas esto puede llevar a una reducción dramática en la masa del detector, hasta unos pocos kilogramos.

El interés fundamental que surge alrededor de la $CE\nu NS$ radica en su sección eficaz; las estimaciones realizadas para esta magnitud resultan mayores que para otras interacciones neutrino-núcleo de hasta 50 MeV. Este hecho provoca que se deba incluir esta reacción en modelos que emplean neutrinos en el rango de energía mencionado anteriormente a altas densidades. Específicamente en el caso de las supernovas, la $CE\nu NS$ se espera que tenga un gran impacto, debido a que la energía típica de los neutrinos en supernovas tipo-II se encuentra

alrededor de los 20 MeV.

En el Modelo Estándar (SM) de la Física de Partículas la sección eficaz para la $CE\nu NS$ se expresa como [19, 20, 21, 9]:

$$\frac{d\sigma}{dT}(E, T) = \frac{G_F^2}{2\pi} M \left[2 - \frac{2T}{E} + \left(\frac{T}{E} \right)^2 - \frac{MT}{E^2} \right] \frac{Q_W^2}{4} F^2(Q^2). \quad (1.8)$$

donde E es la energía del neutrino incidente, T representa la energía de retroceso del núcleo, M la masa nuclear, F el factor de forma en el estado base y Q_W la carga nuclear débil.

La gran motivación que existe alrededor de la detección y estudio de la $CE\nu NS$ va más allá de comprobar las predicciones del Modelo Estándar. Esta interacción es una herramienta para descubrir las propiedades de los neutrinos y su estudio abarca diferentes direcciones. Entre ellos se encuentra la búsqueda de neutrinos estériles [22]; momento magnético del neutrino [23]; interacciones fuera del Modelo Estándar mediante nuevas partículas [24]; estudio de la estructura nuclear [25] y mejores cotas en el valor de la carga nuclear débil [26]. Por otra parte, la disminución de la masa activa de los detectores, y por tanto su tamaño, ha posibilitado la aplicación $CE\nu NS$ en el monitoreo no invasivo de reactores nucleares [7]. También se espera que la $CE\nu NS$ sea la interacción dominante en el transporte de neutrinos en el interior de las estrellas de neutrones y durante su colapso [27]. Además, en la búsqueda Partículas Masivas que Interactúan Débilmente (WIMP), las cuales representan las candidatas actuales más probables a materia oscura, se basan en el mismo principio de dispersión coherente con el núcleo; y pronto estará limitada su búsqueda por el fondo irreducible producido por neutrinos solares y atmosféricos mediante $CE\nu NS$ [5].

1.1.5 Detección experimental de la Dispersión Elástica Coherente Neutrino-Núcleo

La $CE\nu NS$ fue medida por primera vez en el 2017 por la colaboración COHERENT, cuarenta y tres años después de su predicción teórica. Para lograr esta medición se empleó la Fuente de Espalación de Neutrones (SNS), localizada en el Laboratorio Nacional Oak Ridge, la cual genera el haz pulsado de neutrones más intenso del mundo. Este haz se genera mediante la interacción de protones, acelerados hasta energías de $\sim 1 GeV$, con un blanco de mercurio. Las fuentes de espalación simultáneamente crean gran cantidad de neutrinos; los cuales se generan cuando los piones, originados en la interacción de los protones con el blanco de mercurio, decaen en reposo. En esta fuente se producen neutrinos de tres sabores (ν_μ rápido, ν_e retardado y $\bar{\nu}_\mu$ retardado) y de bajas energías lo que los hace favorables para su detección mediante $CE\nu NS$; cada uno de estos neutrinos presentan secciones eficaces similares para la dispersión coherente a una energía definida. Cuando la fuente está en funcionamiento aproximadamente $5 \cdot 10^{20}$ protones inciden en el blanco de mercurio por día y cada protón produce la emisión isotrópica de ~ 0.08 neutrinos de cada sabor.

Aunque la producción de neutrinos de esta fuente puede parecer grande, los neutrones que escapan del blindaje que rodea al blanco de mercurio pueden saturar el detector de $CE\nu NS$, ubicado en la zona de instrumentos (Fig. 1.3). Los retrocesos nucleares producidos por neutrones dominan ampliamente sobre los retrocesos que generan los neutrinos y hacen imposible su detección; por esta razón se realizó un estudio para encontrar el lugar con menor flujo de neutrones cercano a la fuente de espalación.

El detector empleado para la $CE\nu NS$ está basado en sodio dopado con yoduro de cesio debido a su gran sección eficaz y que genera suficiente centelleo para la detección de los retrocesos nucleares con energías por debajo de los keV . En la Fig. 1.4 aparecen los resultados de las mediciones realizadas por la colaboración COHERENT durante quince meses. Se comparan

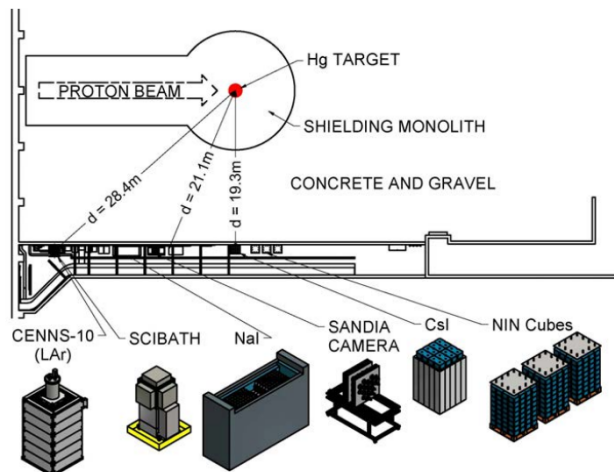


Figura 1.3: Esquema del diseño experimental empleado por COHERENT para la detección de la $CE\nu NS$ [6].

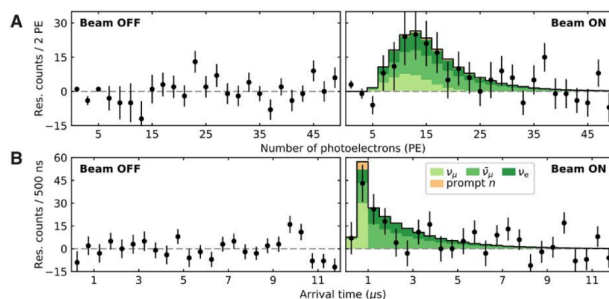


Figura 1.4: Resultados de la medición de $CE\nu NS$ por la colaboración COHERENT. Aparece representada la señal en el detector de CsI[Na] durante los $12 \mu s$ después de encendido el haz de protones y durante los $12 \mu s$ previos como función de: (A) la energía (número de foto-electrones detectados) y (B) tiempo de llegada del evento al detector [6].

los resultados antes de encender el haz de protones y luego de que impacten con el blanco de mercurio, observándose una diferencia notable en los eventos registrados cuando son generados neutrinos. Estos resultados son consistentes con el Modelo Estándar ya que las cálculos arrojaron que se deberían observar 173 ± 48 neutrinos y se registraron 134 ± 22 eventos.

1.1.6 Fuentes de Neutrinos

La primera fuente de neutrinos que se discutirá es la que surge al detener piones en aceleradores; este proceso se origina al bombardear núcleos pesados con protones. Este método se emplea tradicionalmente para producir neutrones pero también se puede emplear en la generación de piones. Los piones que surgen del bombardeo son detenidos en el propio material en un tiempo del orden de $10^{-10} s$. Los π^- son capturados por los núcleos del material mientras que los π^+ son frenados y decaen cuando alcanzan el reposo [28].

El proceso de decaimiento del pión, el cual posee una vida media de $\tau_\pi = 26$ ns, transcurre de la siguiente forma:



El μ^+ , que posee una vida media de $\tau_\mu = 2.2 \mu s$, decae por el siguiente esquema:

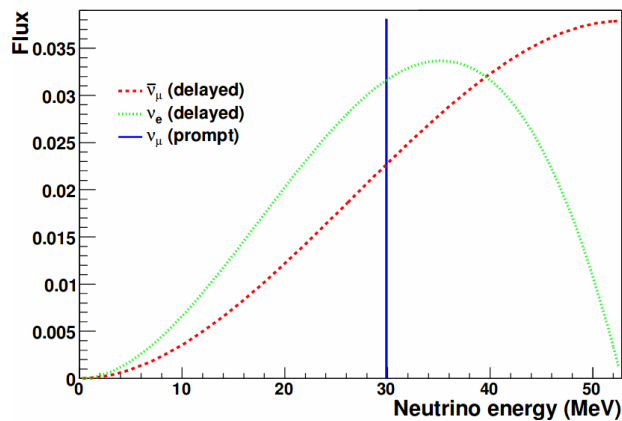


Figura 1.5: Espectro de neutrinos procedentes del frenado de piones [9].



La reacción 1.9 es un decaimiento de dos partículas y produce un par energético muón-neutrino con una energía de $E_{\nu\mu} = 29.8$ MeV. El segundo decaimiento (1.10) produce tres partículas y, por tanto, genera un espectro electrón-neutrino y muón-antineutrino con energías de hasta 52.8 MeV. Es importante señalar que la cantidad de neutrinos que se crean por pión es la misma para cada sabor, por tanto el flujo también será igual [29].

La energía con que son emitidos los neutrinos poseen el espectro deseado (Fig. 1.5) para que interactúen principalmente mediante $CE\nu NS$, precisamente la mitad superior del rango 0-50 MeV. En este rango, la mayor parte de los neutrinos interactuarán mediante $CE\nu NS$, mientras que los núcleos adquirirán mayores energías de retroceso (> 1 keV) que en la mitad inferior del rango 0-50 MeV. Adicionalmente esta técnica permite obtener haces pulsados de neutrinos, lo que beneficia la reducción del ruido de fondo.

La segunda fuente de neutrinos que se analizará son los reactores nucleares, los cuales producen grandes flujos de neutrinos de manera estable debido al decaimiento de los productos de la fisión. La potencia resultante es de alrededor de 2×10^{20} GW/s y consiste mayormente de neutrinos del electrón con energías de hasta 7 MeV.

Los reactores tiene la ventaja de proporcionar grandes fuentes flujos de neutrinos; sin embargo que los ν sean de un solo sabor y las bajas energías con que son emitidos los convierten en poco favorables para realizar experimentos de $CE\nu NS$. Estas bajas energías se traducen en que los neutrinos serán difíciles de detectar, debido a que las energías de retroceso de los núcleos estarán por debajo de los keV.

Las fuentes naturales de neutrinos son el tercer tipo que se mencionará; las cuales engloban a los geoneutrinos, los ν atmosféricos de baja energía, neutrinos solares y los generados en supernovas. Los geoneutrinos surgen por el decaimiento de los núcleos presentes en la Tierra, esta clase de partículas se caracterizan por muy bajas energías y flujos ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en la superficie [30]) y solo están presentes neutrinos del electrón. Los ν atmosféricos pueden presentar altas energías, sin embargo, la parte baja del espectro presenta un menor flujo que para energías mayores de 50 MeV. Los neutrinos solares poseen grandes flujos ($\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ de la cadena protón-protón y $\sim 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ del decaimiento del 8B [31]) pero en su mayoría las energías que presentan están por debajo de 1 MeV.

Los ν de supernovas vienen en dos formas: los neutrinos reliquia y los de estallido. El primer tipo son neutrinos difundidos de colapsos previos, es decir, de supernovas que ocurrieron en tiempos anteriores. Esta clase se caracteriza por bajos flujos (se estiman $12\text{-}16 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [30]) y están presentes todos los sabores. El segundo tipo de neutrinos solo aparece en el momento de

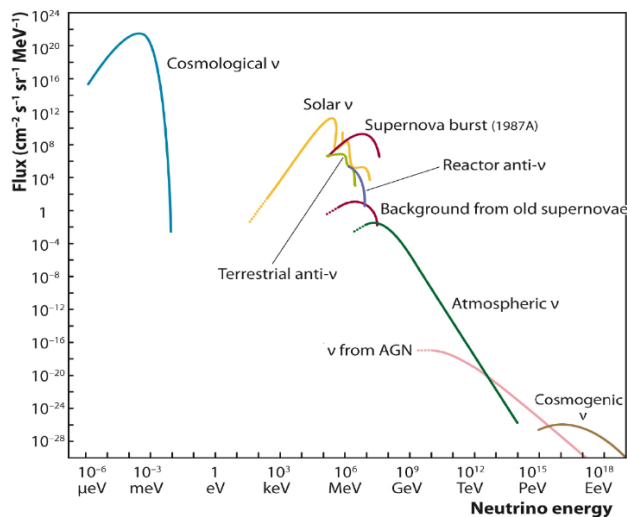


Figura 1.6: Flujo y energía de neutrinos procedentes de varias fuentes [10].

la supernova y como su nombre lo indica integran un pulso de gran flujo (comienza en el colapso gravitacional y dura alrededor de 20s [20]), también están compuestos de todos los sabores.

Los geoneutrinos, atmosféricos, solares y reliquia no son adecuados para su detección mediante $CE\nu NS$ a causa de sus bajos flujos, incluso cuando en principio podrían ser medidos. Por otro lado, los neutrinos de estallido de supernovas poseen todas las cualidades deseadas para su detección, el problema radica en que las supernovas son eventos raros, en nuestra galaxia ocurren como promedio una vez cada 30 años. Por lo mencionado anteriormente, no se pueden emplear como una fuente regular de neutrinos, aunque no dejan de ser importantes.

En la Fig. 1.6 aparece una comparación de los flujos y energías de las diferentes fuentes naturales, adicionalmente también están presentes los antineutrinos de reactores. El resto de las fuentes naturales de neutrinos que aparecen no son de interés para su detección mediante $CE\nu NS$. Los ν cosmológicos (los neutrinos de 1.9 K de fondo) tienen energías muy bajas para su detección y hasta el momento no han sido observados; los ν provenientes de Núcleos Galácticos Activos (AGN) y neutrinos cósmicos (originados en interacciones de protones ultra-energéticos con el fondo de microondas de 2.7 K) poseen energías muy elevadas y flujos muy bajos para la $CE\nu NS$.

1.2 Cámaras de Burbujas

Las cámaras de burbujas están basadas en la producción, por parte de partículas ionizantes, de burbujas en un líquido sobre-calentado. Las burbujas se forman a lo largo de la trayectoria de la partícula incidente y con las condiciones adecuadas define su trayectoria de forma precisa. La mayoría de los líquidos pueden ser empleados en este tipo de detectores bajo las condiciones adecuadas ya que este efecto no parece ser característico de solo algunos tipos de materiales. Con este fin se han empleado líquidos orgánicos, como el propano; otros más simples como el hidrógeno líquido e incluso gases raros al ser llevados a estado líquido funcionan en ciertos rangos de temperatura.

Todo líquido que se encuentre por encima de su temperatura de ebullición y aún mantenga su estado se dice que está sobre-calentado. El estado sobre-calentado es metaestable y se puede mantener en el tiempo controlando adecuadamente las variables termodinámicas del sistema. Además, se debe garantizar que el recipiente que contiene al líquido posea una superficie lisa, no deben existir burbujas de aire en el interior del detector, tampoco impurezas y se debe lograr un control estricto de la temperatura. Antes de la construcción de la primera cámara

de burbujas ya era conocido que la radiación ionizante podía iniciar la ebullición localizada de un líquido sobre-calentado [32]. Desde su surgimiento las cámaras de burbujas se han empleado en casi todas las áreas de la Física de Radiaciones; incluyendo la Física Nuclear, Física Médica, Dosimetría, Física Espacial y de Altas Energías. En esta última área recientemente han resurgido estos detectores ya que son sensibles a los retrocesos nucleares que se espera provoque la materia oscura en la forma de WIMP. Las cámaras de burbujas son insensibles a niveles mínimos de ruido de fondo que dificultan la detección de las WIMP, a la vez que mantienen la sensibilidad a retrocesos nucleares que caracteriza la dispersión de las WIMP y la CE ν NS.

1.2.1 Teoría de la creación de burbujas

La termodinámica clásica permite calcular el trabajo mínimo necesario (W) para crear una burbuja esférica de radio r :

$$W = 4\pi r^2 \gamma(T) - \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta P. \quad (1.11)$$

donde $\gamma(T)$ representa la tensión superficial del líquido a temperatura T , ΔP es la diferencia entre la presión del vapor en equilibrio y la presión externa aplicada. Este trabajo mínimo requerido para crear una burbuja es proporcional al tamaño de la misma, alcanzando un máximo y luego disminuyendo; este máximo de energía representa la barrera que debe ser superada para lograr la nucleación. El radio de la burbuja correspondiente a este máximo se denomina radio crítico (r_c) y está definido de la siguiente forma:

$$r_c = \frac{2\gamma(T)}{\Delta P}. \quad (1.12)$$

Combinando las ecuaciones 1.11 y 1.12 el trabajo mínimo necesario para formar una burbuja con radio crítico queda expresado de la siguiente forma:

$$W = \left(\frac{16\pi}{3}\right) \left[\frac{\gamma^3(T)}{(\Delta P)^2}\right]. \quad (1.13)$$

La relación anterior implica que a medida que la temperatura aumenta, W disminuye ya que se requiere menos energía para provocar una nucleación. Hasta la fecha no existe una teoría completa de la inducción de nucleación por radiación ionizante, pero el modelo de "pico térmico" de Seitz ha funcionado correctamente para explicar los aspectos básicos de la nucleación [33]. La teoría de Seitz plantea que cuando una partícula cargada pesada se frena a su paso por un líquido la energía cinética se transfiere como energía térmica en regiones muy pequeñas del espacio, como "picos de temperatura". El calor transferido induce vaporización localizada dentro del líquido, surgiendo rutas de micro-burbujas de diferentes tamaños en la ruta de la partícula incidente; solo las micro-burbujas que alcanzan el radio crítico pueden crecer hasta llegar a ser burbujas macroscópicas observables. Considerando otros factores dinámicos como la viscosidad, la energía mínima requerida para la formación de una burbuja se expresa como [34]:

$$E_m = W + H + E_{pared} + F. \quad (1.14)$$

donde H es la energía de vaporización, E_{pared} la energía cinética transferida al líquido por el movimiento de la pared de vapor y F la energía transmitida al líquido durante el crecimiento de la burbuja debido a las fuerzas viscosas. Experimentalmente se ha comprobado que los dos últimos términos pueden ser despreciados y, por tanto, W es el término predominante en la formación de burbujas.

La nucleación inducida por radiación es un proceso dinámico que involucra la termodinámica de fluidos en el crecimiento de la burbuja. Estos elementos no están incluidos en la aproximación termodinámica de equilibrio realizada por Seitz y por esta razón no brinda una descripción completa del proceso. Un modelo dinámico completo de la creación de burbujas en líquidos sobre-calentados provocada por radiación ionizante fue presentado por Sun [35] usando métodos numéricos.

Para el caso de neutrones, estos depositan energía mediante la creación de partículas ionizantes secundarias que surgen de la interacción con los núcleos del líquido. Para un neutrón de energía E_n que interactúa con un núcleo de número atómico A , la mayor cantidad de energía cinética que le puede transferir al núcleo en una colisión elástica está determinada por la expresión:

$$E_A = \frac{4AE_n}{(A+1)^2}. \quad (1.15)$$

Luego de que el núcleo recibe esta energía es dispersado fuera del átomo y se desplaza por el líquido disminuyendo su energía debido a la interacción columbiana hasta que alcanza el reposo. Para una energía constante de los neutrones incidentes, los núcleos del líquido adquirirán diferentes energías cinéticas dependiendo de sus números atómicos. El ión con mayor índice lineal de transferencia de energía ($\frac{dE}{dx}$) en el líquido jugará un papel fundamental en la formación de burbujas; la energía depositada por dicha partícula dentro de la distancia L , que determina su trayectoria, debe ser mayor que la energía requerida para la formación de burbujas:

$$W = L \frac{dE}{dx} = kr_c \frac{dE}{dx}. \quad (1.16)$$

En la expresión anterior se ha asociado la longitud L con el radio crítico de la burbuja mediante la constante numérica k . Apfel [36] descubrió que W se corresponde solo con el 3 – 5% de la energía depositada por los iones en el diámetro crítico $2r_c \frac{de}{dx} = E_c$. Posteriormente se comprobó este resultado con los datos experimentales de Greenspan y Tschiegg [37], donde se midieron la dependencia de la temperatura de las señales acústicas de umbral para líquidos expuestos a una fuente de neutrones de $Pu - Be$. El factor termodinámico definido como $\frac{W}{E_c}$ es aproximadamente constante para diferentes configuraciones experimentales y este hecho sugiere que la física de la nucleación es independiente de las condiciones de irradiación y el líquido empleado. El factor termodinámico ha sido empleado para calcular la energía umbral de los neutrones para un líquido con temperatura conocida [36]. También se ha observado de manera empírica [38] que mediante la introducción de una magnitud denominada "super-calor reducido" definida como:

$$\frac{T - T_b}{T_c - T_b}. \quad (1.17)$$

Donde T_b y T_c representan la temperatura de ebullición y la crítica del líquido empleado, es posible predecir la energía umbral de los neutrones en un líquido sobre-calentado a una temperatura conocida.

1.2.2 Detección de Burbujas

Existen dos formas de detectar la nucleación en una cámara de burbujas: empleando dispositivos activos o pasivos. La forma más sencilla es emplear un método pasivo, y a su vez la primera que se utilizó: consiste en contar las burbujas usando solamente la vista. Este método de identificar eventos puede ser empleado solamente cuando el flujo de radiación ionizante que llega al líquido es pequeño o cuando la tasa de formación de burbujas es baja.

Otros dispositivos de medición pasivos se basan en cuantificar el volumen de vapor creado al surgir las burbujas. Un ejemplo de lo anterior es el NeutrometerHD (Apfel Enterprises Inc.), donde una pipeta de 0.1 ml de resolución que contiene un gel está acoplada al recipiente que encierra el líquido. Cuando comienza la formación de burbujas, el vapor formado empuja al gel a lo largo de la pipeta la cual está calibrada para registrar la cantidad de eventos.

Entre los dispositivos activos, el primero fue desarrollado por Apfel y Roy (1983) [39] midiendo los cambios de presión cada vez que se forma una burbuja mediante un piezoeléctrico. Al formarse una burbuja ocurre una "explosión" como consecuencia de la creación de la misma en contra de la tensión superficial del líquido. Este pulso de presión, asociado a cada nucleación individual, es registrado por el piezoeléctrico, acoplado a una de las paredes del recipiente que contiene el líquido sobre-calentado, y luego transformado en una señal eléctrica. La señal eléctrica es posteriormente amplificada, comparada y digitalizada para su almacenamiento.

Aunque los dispositivos activos son más precisos que los pasivos, estos últimos poseen diversas aplicaciones como la dosimetría. Los dispositivos pasivos tienen principios de funcionamiento más sencillos, no necesitan fuentes de energía y se emplean ampliamente en la física médica debido a que brindan la precisión requerida en estas aplicaciones. También podrían ser empleados en presencia de altos flujos de radiación ya que de esta manera se evita la saturación en la electrónica asociada a los dispositivos activos.

1.2.3 Límite del Líquido Sobre-Calentado

La energía umbral para la formación de burbujas depende de que tan sobre-calentado se encuentre el líquido; por esta razón surge la pregunta de que tan elevada puede ser la temperatura del líquido antes que entre en ebullición, o cual es el límite de sobre-calentamiento que se puede alcanzar. La temperatura de ebullición del líquido es el límite inferior para que se considere sobre-calentado ya que para una presión determinada por encima de esta temperatura el líquido, o se convierte en vapor, o se vuelve sobre-calentado. Otra magnitud importante es la temperatura crítica (T_c), definida como el límite superior de temperatura a partir de la cual la fase líquida deja de existir. La T_c no puede ser alcanzada en la práctica pero sí existe una temperatura máxima que el líquido puede alcanzar sin ebullición que se denomina "límite de sobre-calentado del líquido". Conocer el límite de sobre-calentado (T_{sl}) es también importante en varias aplicaciones industriales donde un líquido caliente, no volátil, se pone en contacto con uno frío y volátil. Si la temperatura del líquido caliente alcanza la T_{sl} del líquido frío ocurrirá una explosión por vaporización que puede dañar al personal que trabaja involucrado en estos procesos industriales [40].

El límite de sobre-calentado puede ser estimado tanto por la teoría termodinámica considerando al sistema en equilibrio o mediante el análisis dinámico de la formación de burbujas de radio crítico. Usando la ecuación de estado de Van der Waals, se puede estimar el límite máximo de sobre-calentamiento:

$$T_{sl} = \frac{27T_c}{32}. \quad (1.18)$$

También existe una relación empírica válida para la mayoría de los líquidos orgánicos:

$$T_{sl} = T_c \left[0.11 \left(\frac{P}{P_c} \right) + 0.89 \right]. \quad (1.19)$$

Donde P_c es la presión crítica y P la presión a la que está sometido el líquido.

La teoría mecánica estática predice que la tasa de formación de burbujas con radio crítico por unidad de volumen J se expresa como:

$$J = Nf \exp\left(\frac{-W}{kT}\right). \quad (1.20)$$

Con N como la densidad de moléculas en el líquido sobre-calentado y k la constante de Boltzmann. Para definir el límite de temperatura de sobre-calentamiento se emplea un valor de $J = 10^6$ nucleaciones/ m^3 .

1.2.4 Ruidos de Fondo en las Cámaras de Burbujas

Las cámaras de burbujas, en su empleo para la detección de neutrinos y materia oscura, requieren operar con los mínimos niveles de radiación de fondo posibles. Estas interacciones no deseadas en el detector surgen debido a procesos radioactivos en las componentes del mismo, en los materiales que constituyen el sitio donde se ubique el detector, y debido a radiaciones cósmicas. El principal problema que originan las radiaciones de fondo es que no siempre existen métodos para discriminarlas y por tanto muchos de ellos son indistinguibles de los eventos de interés. Entre las partículas más importantes que generan interacciones no deseadas en el detector se encuentran los rayos α , β , γ y neutrones; afortunadamente las cámaras de burbujas presentan muy buena discriminación de rayos gamma, típicamente la probabilidad que estas partículas provoquen nucleaciones es de $\sim 10^{-10}$ [11]; algo similar ocurre con las β , que al tener recorridos libres medios grandes, no depositan la energía necesaria dentro del radio crítico para la formación de una burbuja y más del 98% [11] de estas partículas atraviesan el detector sin provocar nucleaciones. En el caso de las alfa, debido a la discriminación mediante la señal acústica que generan, tampoco representan una gran dificultad en la identificación de ruido de fondo. Sin embargo, los neutrones constituyen una importante fuente de ruido, los mismos pueden generar interacciones simples o múltiples, siendo las interacciones simples prácticamente indistinguibles de la señal generada por una WIMP o un neutrino (CE ν NS), por esta razón disminuir al máximo las fuentes de neutrones es el principal reto en este tipo de detectores.

Los ruidos internos surgen a causa de los decaimientos radioactivos generados en los materiales que componen el detector. En todos los componentes del detector están presentes trazas de las principales cadenas radioactivas (^{238}U , ^{232}Th y ^{40}K), las cuales forman parte de todos los materiales que se encuentran en la naturaleza; por tanto, los componentes del detector se deben elegir con altos niveles de pureza.

El ^{238}U posee un tiempo de vida media de $t_{1/2} = 4.47 \times 10^9$ años. Este isótopo se encuentra en pequeñas concentraciones (ppm o ppb) en los materiales con que se construye el detector y se debe estimar la cantidad presente durante las simulaciones del detector debido a los eventos que provoca su desintegración. La cadena del ^{238}U posee nueve radio-isótopos con tiempo de vida media mayores a un día, varios núcleos con tiempos de vida muy cortos y un isótopo estable al final de la cadena, el ^{206}Pb (Fig. 1.7). El ^{238}U decae a ^{226}Ra , con tiempo de vida medio de 1600 años, a través de cuatro isótopos intermedios; el equilibrio secular en la cadena se rompe en el ^{226}Ra porque este elemento es un metal alcalino mientras que todos sus precursores son actínidos. Debido a que estos dos grupos poseen propiedades químicas diferentes es posible que algún proceso químico los afecte de forma diferente. Además, como el ^{226}Ra tiene un tiempo de vida medio muy grande, el equilibrio secular permanecerá roto si se saca el ^{226}Ra de equilibrio con sus predecesores.

El ^{232}Th posee un tiempo de vida medio de $t_{1/2} = 1.4 \times 10^{10}$ años y también se encuentra presente en las diferentes partes del detector. En la naturaleza este elemento forma parte de todo tipo de materiales y se estima que está presente en los suelos en una concentración de 6 partes por millón (ppm); alrededor del 99% del torio que existe en la naturaleza está compuesto de ^{232}Th . Los isótopos más importantes, respecto al ruido de fondo, que se originan producto del decaimiento del ^{232}Th son el ^{212}Bi y ^{208}Tl , estas cadenas de desintegración emiten rayos α , β y γ .

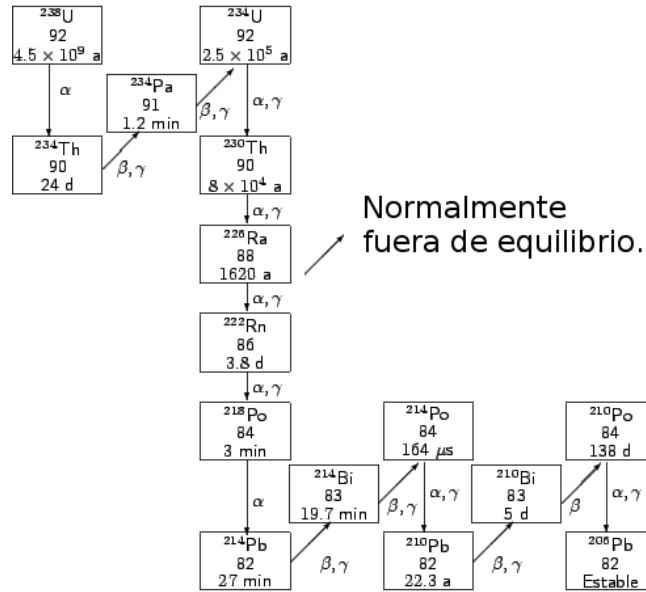


Figura 1.7: Representación de la cadena de decaimiento del ^{238}U ; aparece el tiempo de vida medio de cada isótopo y sus canales de decaimiento.

La tercera familia radioactiva es el ^{40}K , este isótopo también está presente de forma natural en los componentes del detector, siendo su tiempo de vida medio $t_{1/2} = 1.24 \times 10^9$. El principal modo de desintegración del ^{40}K es vía β en el 89.5% de los casos, produciendo un isótopo estable de ^{40}Ca . En los casos restantes se desintegra mediante captura electrónica generando un isótopo de ^{40}Ar y una partícula γ de 1.46 MeV.

En el caso de los neutrones, sus interacciones son muy similares a las que se espera originen las WIMP ya que también son eléctricamente neutros e interactúan elásticamente con los núcleos atómicos, representan el ruido de fondo más complicado de caracterizar e identificar. Los neutrones se originan fundamentalmente de los decaimientos de las familias radioactivas, en la fisión (^{238}U) y de las reacciones (α, n) que provocan las partículas α , provenientes de las desintegraciones de las familias del ^{238}U , ^{235}U y ^{232}Th , en los diferentes componentes del detector; también surgen neutrones provocados por rayos cósmicos. Las reacciones (α, n) ocurren principalmente con los isótopos de ^{13}C y ^{18}O ; sin embargo, para obtener la probabilidad de emisión de un neutrón mediante (α, n) es necesario considerar varios factores como la distribución de niveles energéticos del núcleo blanco, la paridad, el espín y los estados accesibles para el núcleo hijo. Para obtener la producción de neutrones mediante la reacción (α, n), en los diferentes componentes del detector, se empleó el código NeuCBOT [41] (Apéndice B), el cual realiza una de las descripciones más completas de las reacciones (α, n) actualmente.

Generalmente la energía de los muones al nivel del mar se encuentra en el orden de los GeV, por esta razón interactúan con la materia principalmente mediante ionización. Los electrones generados en este proceso poseen energías iniciales en la escala de los MeV, pero luego de ser dispersados y producir cascadas electrónicas llegan a las decenas de eV. Debido a este mecanismo de interacción de los muones, provenientes de rayos cósmicos, no representan una fuente de ruido importante en la cámara de burbujas, debido a sus altos niveles de discriminación para procesos que generan ionización y radiación de frenado que producen retrocesos electrónicos.

1.2.5 Cámaras de Burbujas de la colaboración PICO

La colaboración PICO, originada en la unión de las colaboraciones PICASSO y COUPP, comenzó la búsqueda de materia oscura mediante la construcción y posterior puesta en marcha

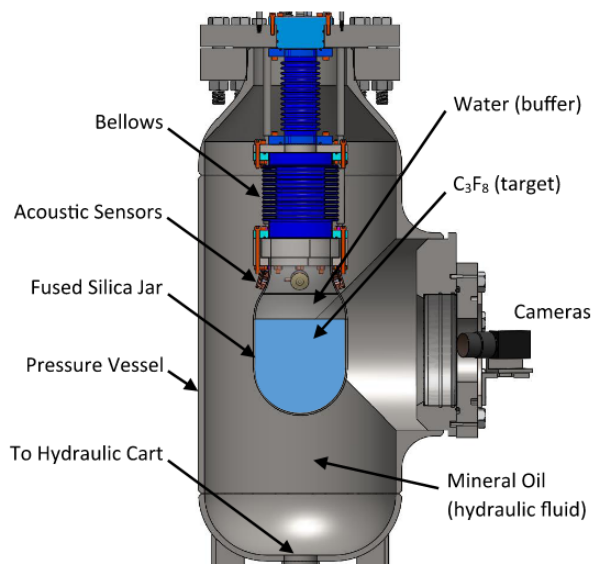


Figura 1.8: Representación esquemática de la cámara de burbujas Pico-2L [11].

de una cámara de burbujas basada en C_3F_8 a partir octubre de 2013 y hasta mayo de 2014. Esta primera cámara de burbujas de la colaboración, denominada PICO-2L, se instaló en SNOLAB, Canadá, a unos 6 km de profundidad. El detector está compuesto por un contenedor de silicio sellado en la parte superior por un fuelle de acero inoxidable; los cuales se encuentran inmersos en un contenedor de presión lleno de líquido hidráulico (Fig. 1.8). El contenedor de silicio está lleno de 2.90 kg de C_3F_8 (2.09 litros de fluido con una densidad de 1.39 kg/litro a una temperatura de 12°C y 30 psi). En el exterior del contenedor de silicio se colocaron tres piezoeléctricos de titanato de plomo con zinconato de plomo para registrar las señales acústicas del proceso de formación de burbujas; debido a los altos niveles de radiación que presentan estos piezoeléctricos, se fabricaron especialmente para el detector con un factor de 100 de menor emisión de neutrones mediante reacciones (α, n) [42], respecto a anteriores detectores de la colaboración COUPP. La cámara de burbujas también presenta dos cámaras CCD para tomar imágenes de la formación de burbujas a una razón de 100 capturas por segundo para luego mediante un software reconstruir la posición en 3D de las nucleaciones.

Luego de ubicar la posición de formación de la burbuja, el siguiente paso en el procesamiento de datos es analizar la señal acústica registrada en los piezoeléctricos. Para ello se define el parámetro AP de la siguiente forma:

$$AP = A(T) \sum_j G_j \sum_n C_n(\vec{x}) \sum_{f_{min}^n}^{f_{max}^n} f \times psd_f^j, \quad (1.21)$$

donde $A(T)$ es un factor dependiente de la temperatura de la cámara, G_j es la ganancia del piezoeléctrico j , $C_n(\vec{x})$ se corresponde a un factor de corrección dependiente de la posición de formación de la burbuja; f es la frecuencia, f_{min} y f_{max} los límites de la banda de frecuencias; psd_f^j es la densidad espectral de frecuencias para el piezoeléctrico j .

El parámetro AP se escala de forma tal que posea valor de uno para el pico correspondiente a los retrocesos nucleares inducidos por la fuente de calibración de Americio-Berilio (AmBe). Existe una clara separación entre el pico producido por partículas alfa y el que originan los retrocesos nucleares simples de la Fig. 1.9; este hecho ilustra el poder de discriminación acústica para eliminar eventos producidos por partículas alfa que posee este detector.

Los ruidos de fondo que surgen en el volumen activo del detector están asociados a la producción de neutrones mediante reacciones (α, n) y neutrones de fisión originados en los

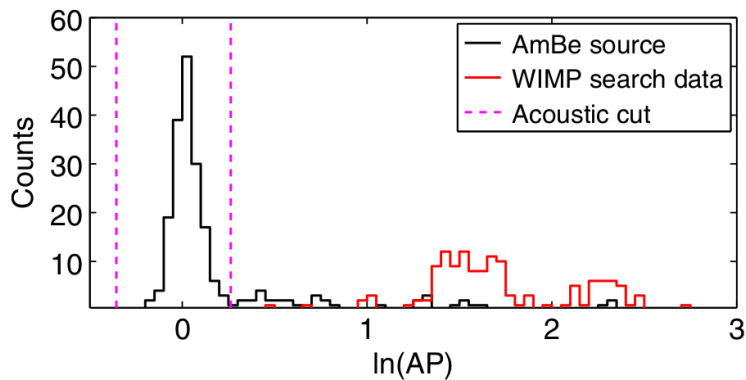


Figura 1.9: Distribución del parámetro AP en la cámara de burbujas de PICO-2L para neutrones provenientes de la fuente calibración de AmBe (negro) y de datos en la búsqueda de WIMP (rojo) para un umbral de 4.4 keV [11].

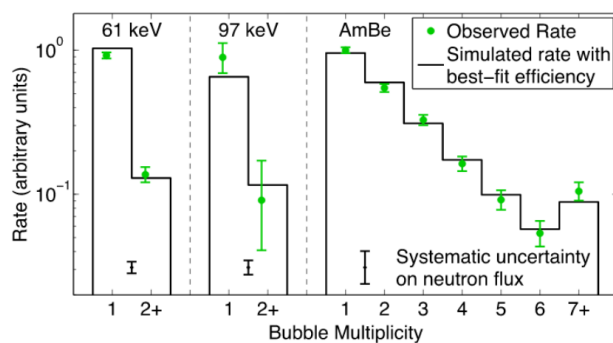


Figura 1.10: Los puntos verdes representan las tasas de eventos simples y múltiples observadas en la formación de burbujas provocadas por la fuente de calibración con un umbral de 3.2 keV. Las barras de error verdes representan la incertidumbre estadística. El histograma en negro muestra las tasas de eventos predichas en la simulación con GEANT4 [11].

diferentes componentes del detector. Antes de su instalación, todos los componentes que se encuentran en la vecindad del volumen activo del detector, son analizados para medir sus niveles de radioactividad y los resultados se agregan a la simulación mediante Monte Carlo del detector. La tasa de producción de neutrones y sus espectros energéticos de las reacciones (α, n) se obtienen del código SOURCES-4C [43], donde la contribución fundamental al fondo de neutrones proviene del decaimiento alfa en las cadenas del ^{238}U , ^{232}Th y ^{235}U . La tasa y distribución angular de los neutrones cosmogénicos producidos en la caverna de rocas se obtuvieron de [44] y fueron normalizados al flujo de muones medido por el experimento SNO [45]. Los neutrones son propagados en el detector empleando GEANT4 y el número de neutrones que inducen una sola nucleación en el detector se estima en 1.0 ± 0.3 para PICO-2L. También se realizó la simulación de la fuente de calibración de AmBe, obteniéndose resultados acordes con el experimento (Fig. 1.10).

Otra característica favorable que posee este detector es su insensibilidad a retrocesos electrónicos. La cámara de burbujas fue expuesta a una fuente de ^{133}Ba de 1 mCi para comprobar su comportamiento; y no se registraron eventos durante la exposición a la fuente gamma a un umbral de 3.2 keV, por esta razón se determinó que la probabilidad de que partículas gamma provoquen nucleaciones en este detector es menor a 3.5×10^{-10} . Los resultados del detector PICO-2L en la búsqueda de materia oscura se realizaron empleando cuatro diferentes umbrales, obteniendo la mayor cantidad de datos en 3.2 y 6.1 keV (Tabla. 1.1). Se registraron nueve eventos candidatos para el umbral de 3.2 keV y tres eventos en 6.1 keV;

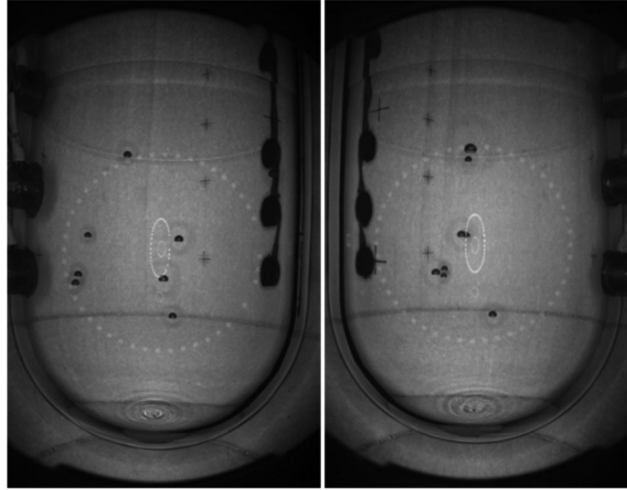


Figura 1.11: Imágenes de dispersiones múltiples provocadas por neutrones en PICO-60. Se observan claramente los reflejos de los anillos LED empleados en la iluminación del detector; así como los arreglos de piezoeléctricos a los lados del contenedor de silicio [12].

sin ningún evento candidato a WIMP en 4.4 y 8.1 keV. Todos estos eventos fueron confirmados varias veces verificando individualmente la información de cada burbuja para asegurar que los datos eran correctos, esto se hizo revisando cada una de las imágenes obtenidas.

T ($^{\circ}C$)	P (psi)	Umbral de Seitz, E_T (keV)	Tiempo de Detección (d)	Exposición a WIMP (kg-día)	No. eventos candidatos
14.2	31.1	3.2 ± 0.2	32.2	74.8	9
12.2	31.1	4.4 ± 0.3	7.5	16.8	0
11.6	36.1	6.1 ± 0.3	39.7	82.2	3
11.6	41.1	8.1 ± 0.5	18.2	37.8	0

Tabla 1.1: Descripción de los cuatro modos de operación del detector y sus tiempos de exposición asociados. La incertidumbre experimental asociada al umbral proviene de la incertidumbre de la temperatura ($0.3^{\circ}C$) y la presión (0.7 psi).

El siguiente paso para la colaboración fue desarrollar el detector PICO-60, el cual posee un principio de funcionamiento similar a PICO-2L y es la cámara de burbujas más grande que existe actualmente para la búsqueda de materia oscura. El detector consiste en un contenedor de silicio con 30 cm de diámetro y 1 m de largo unido en su parte superior a un fuelle flexible de acero inoxidable. El contenedor de acero que rodea al silicio tiene 60 cm de diámetro y 167 cm de largo; el líquido hidráulico empleado en este detector es propilenglicol. Para la primera toma de datos el contenedor de silicio se llenó con 36.8 ± 0.2 kg de CF_3I (18.4 litros con una densidad de 2.05 kg/litro a $22^{\circ}C$ y presión atmosférica). PICO-60 también se ubicó en SNOLAB en el interior de un tanque de agua con 2.9 m de diámetro y 3.7 m de alto; que además de brindar blindaje contra la radiación externa funciona como control de temperatura.

En PICO-60 se usaron dos cámaras CMOS de 1888×1700 que toman 50 imágenes por segundo para registrar la formación de burbujas. También tiene un conjunto de LEDs que se encienden sincronizados con las imágenes que toman las cámaras y, junto a reflectores ubicados en el exterior del contenedor de silicio, obtienen el registro de la formación de burbujas (Fig. 1.11). Para registrar la señal acústica se emplearon también piezoeléctricos de titanato de plomo con zinconato de plomo, trece en este detector, de baja radioactividad.

Para la búsqueda de materia oscura se contaba con datos de 1335 kg-día provenientes de las señales acústicas y de la posición 3D donde surgían las burbujas. Luego de ser procesados no se encontró ningún evento que fuera un candidato a WIMP. Posteriormente el detector PICO-60

se llenó con C_3F_8 para tomar datos durante un mes. En este tiempo se determinó que la eficiencia de detección de burbujas del detector fue de $(85.1 \pm 1.8)\%$ para eventos simples y de $(99.4 \pm 0.1)\%$ para múltiples.

Luego de la toma de datos con PICO-60, el siguiente paso de la colaboración consistió en diseñar una nueva cámara de burbujas para la búsqueda de materia oscura, denominada PICO-40L. Este nuevo detector contará con una tecnología diferente, la cual consiste en invertir el envase de cuarzo, además de otras mejoras a los sistemas de presión, temperatura y adquisición de datos. PICO-40L se encuentra en proceso de ensamblaje en condiciones de alta pureza radiactiva para su posterior instalación en SNOLAB.

1.2.6 Cámara de Burbujas Centelleante (SBC)

Poco después del surgimiento de las cámaras de burbujas (1959) nació la idea de emplear líquidos en las cámaras de burbujas que además de la nucleación presentaran propiedades centelleantes. El primer material que se utilizó con este fin fue el propano líquido mezclado con naftalina [46] con el cual se observaron las potencialidades de esta técnica que permitía medir eventos en coincidencia. Recientemente esta idea ha sido empleada nuevamente con el objetivo de realizar mediciones directas de WIMP usando xenón líquido. La primera demostración de que el xenón se podía emplear para una cámara de burbujas centelleantes se realizó con un prototipo de 30 g de este material en 2017 [8].

El xenón, sin considerar sus propiedades centelleantes, tiene una sensibilidad a los rayos gamma muy similar al CF_3I , para una E_m determinada. El xenón es un material centelleante muy eficiente, por esta razón las pérdidas de energía mediante la emisión de luz pueden reducir la nucleación considerablemente. Los retrocesos nucleares, por su propia naturaleza, pierden la mayor parte de su energía directamente en forma de calor; realizando un ajuste al xenón del modelo de Lindhard [47] se obtiene que un núcleo de xenón en retroceso con energía de 10 keV pierde 2.1 keV a través de canales electrónicos (generación de ionización y centelleo) y 7.9 keV a través del frenado del núcleo. Por esta razón, las pérdidas de energía mediante centelleo resultan pequeñas frente a la transferencia en forma de calor que generan las burbujas en el líquido; pero a su vez este efecto disminuye la ya bastante pequeña probabilidad de nucleación provocada por retrocesos de electrones.

En la Fig. 1.12 aparece un esquema de esta primera cámara de burbujas centelleante basada en xenón líquido. El volumen activo del detector se encuentra en un rango de temperaturas de $-50\text{ }^\circ\text{C}$ a $-65\text{ }^\circ\text{C}$ y el detector central consiste en un recipiente de 24 mm de diámetro y altura de 27 mm conteniendo 30 g de xenón líquido. El xenón líquido está rodeado por dos frascos de cuarzo y se extiende hacia abajo a través de un conducto anular de 0.5 mm de ancho y 80 mm de longitud; este conducto establece un gradiente de temperatura uniendo el frasco que contiene el xenón sobre-calentado y el que está en estado líquido estable que se encuentra debajo ($-105\text{ }^\circ\text{C}$).

Ambas regiones a diferentes temperaturas se encuentran contenidas en criostatos al vacío con un conductor de aluminio conectado a un baño de nitrógeno líquido. También contiene calentadores separados para ambas regiones manteniendo sus temperaturas con variaciones máximas de $0.1\text{ }^\circ\text{C}$ alrededor de sus valores prefijados. En el interior del criostato se colocan dos espejos que permiten obtener una vista completa del contenedor con el xenón sobre-calentado; para que sea captado por una cámara CCD colocada en la parte superior del criostato, en el exterior de este, a temperatura ambiente. El xenón se ilumina por luces infrarrojas LED de 955 nm las cuales se encienden sincronizadas con la cámara, que graba 840 μs cada 10 ms. En la parte superior de la capsula que contiene el xenón líquido se ha colocado un tubo fotomultiplicador Hamamatsu R6834, que no registra la luz solar.

El xenón en el volumen activo del detector realiza ciclos entre 200 psi (14 bar), que se

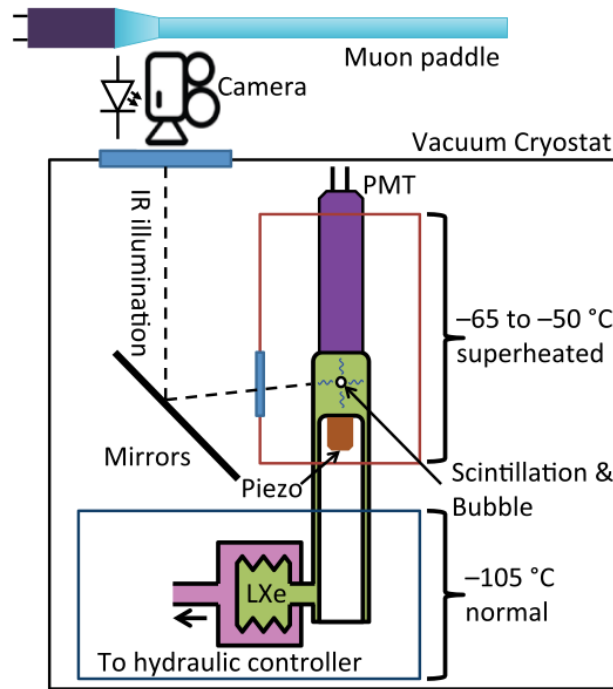


Figura 1.12: Esquema de la cámara de burbujas prototipo de 30 g de xenón [8].

corresponde con el estado estable del líquido, y 30 *psi* (2 *bar*), que caracteriza al estado sobre-calentado. El control de presión lo establece un sistema hidráulico, que mediante retroalimentación mantiene la presión con variaciones menores de 0.1 *psi* alrededor del valor establecido. El ciclo de presión para un solo evento comienza en estado comprimido, estable, del xenón; para luego expandirse durante varios segundos hasta 50 *psi*, que se corresponde con $E_m = 15.9$ (6.9) *keV* a -60°C (-55°C). En este punto la presión disminuye, a una velocidad de 0.1 – 0.5 *psi/s*, hasta alcanzar el valor de 30 *psi* y se mantienen en este punto hasta que una partícula produzca una burbuja. Cuando se detecta un evento, el sistema hidráulico comprime rápidamente el xenón hasta alcanzar el estado estable y se mantiene en el durante 60 s antes de comenzar un nuevo ciclo. La compresión del sistema es iniciada tanto por la cámara al registrar una burbuja o por los sensores de presión del sistema hidráulico.

Para realizar la calibración del detector se usa una fuente gamma de ^{57}Co de 122 keV. Esta fuente se empleó para determinar la eficiencia de centelleo del detector y estudiar la nucleación producida por interacciones gamma. La eficiencia de centelleo de la cámara de burbujas se midió con la fuente de calibración a una distancia de 74 cm del volumen activo del detector, obteniendo una tasa de interacción de 335 Hz; para el estudio de la formación de burbujas la fuente se ubicó junto al criostato del detector brindando una tasa de interacción de 24.7 kHz. Los espectros de centelleo fueron para -55°C y -60°C , mientras que la presión varió de 30 a 200 *psi* (Fig. 1.13). Como era de esperar, no se apreció dependencias con la presión y la temperatura; debido a que en el rango de variables termodinámicas empleadas la densidad solo cambia en un 2%.

La alta tasa de eventos provocada por la fuente de ^{57}Co incluyó cuatro nucleaciones simples en 516 s de exposición con un umbral termodinámico de 4.2 keV; debido a la alta tasa de interacciones no se pueden establecer coincidencias entre las nucleaciones y los eventos de foto-absorción a 122 keV. Esta tasa de nucleaciones es solo ligeramente superior a la tasa de eventos de fondo promedio registrada de 1.6 mHz y como se observó una variación diferente a la de Poisson en los eventos de fondo, no se tomaron en cuenta estos eventos como evidencia de nucleación por rayos gamma. Con estas mediciones se obtuvo un límite superior de 6.3×10^{-7}

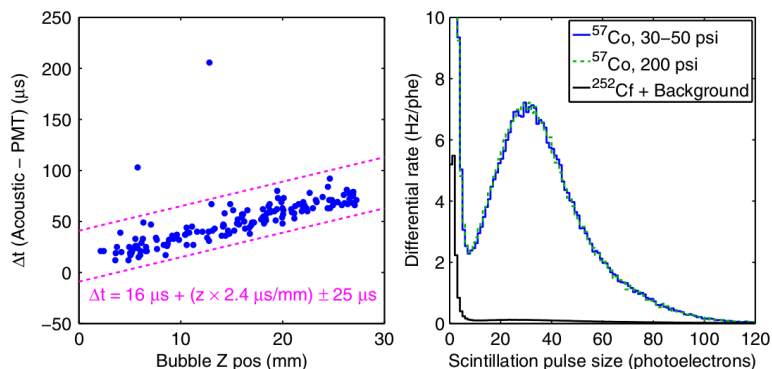


Figura 1.13: (Izquierda) Diferencia temporal entre la formación de la burbuja determinada acústicamente y su detección en el PMT, como función de la posición de la burbuja. La pendiente de esta función determina la velocidad del sonido en el xenón. (Derecha) Espectro de centelleo de la fuente de calibración de ^{57}Co de 122 keV. No se observan cambios en el espectro entre el estado comprimido y el sobre-calentado [8].

en la eficiencia de nucleación inducida por rayos gamma en xenón con un umbral de 4.2 keV. Esta misma sensibilidad a rayos gamma se midió en CF_3I con $E_T = 5.5$ keV; extrapolando este resultado en CF_3I a $E_T = 4.2$ keV se obtiene 6×10^{-6} [48]; este resultado es un orden de magnitud mayor que en el xenón. Este resultado apoya la hipótesis que la formación de burbujas debido a rayos gamma en el xenón se encuentra suprimida por la emisión de luz centelleante.

1.3 GEANT4

Actualmente existen disímiles paquetes para realizar simulaciones basados en Monte-Carlo, sin embargo GEANT4 [49] es sin dudas el más completo y a la vez más complejo de todos. Por la forma en que este paquete está construido permite mejor acceso a todas las etapas de la simulación y por esta razón se vuelve más complejo. Por otro lado, también ofrece la ventaja de que puede ser integrado con ROOT [50] para procesar los resultados de la simulación.

Otra de sus ventajas es la forma en que se define la geometría del sistema a simular, porque permite gran libertad de diseño y la manera en que se agregan componentes es muy intuitiva. Permite emplear materiales de todo tipo y complejidad, además de incluir propiedades adicionales a los medios como campos eléctricos y magnéticos.

GEANT4 requiere que el usuario para realizar cualquier análisis implemente cuatro áreas fundamentales para la simulación (en términos de C++, la implementación de cuatro clases virtuales): los procesos físicos (esta clase permite incluir los mecanismos de interacción necesarios para la simulación, es decir, la física del problema), la fuente de partículas, la geometría del detector y el análisis que se debe realizar sobre los resultados de la simulación. Una vez implementadas estas cuatro clases, GEANT4 realizará la generación de partículas de acuerdo al tipo de fuente definida por el usuario; transportará estas partículas y las hará interaccionar de acuerdo a las listas de física escogidas, para finalmente analizar los resultados evento por evento.

1.3.1 Los Procesos Físicos

El trabajo está centrado en la simulación de una cámara de burbujas centelleante basada en argón líquido, la cual se encuentra actualmente en proceso de diseño; y, por esta razón, es

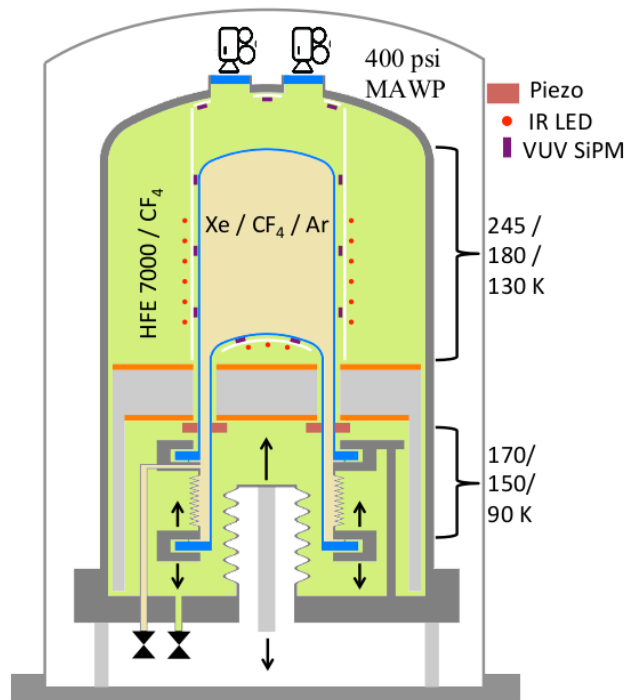


Figura 1.14: Esquema simplificado de la cámara de burbujas centelleante, basada en Xe líquido, simulada en GEANT4.

necesario realizar un estudio del ruido de fondo que aportan los diferentes componentes de la cámara.

Para realizar la simulación en GEANT4 se modificó el ejemplo avanzado denominado "Underground Physics". Este ejemplo consiste en un detector cuyo material activo es xenón líquido, con propiedades centelleantes, diseñado para la detección de materia oscura en condiciones de bajo ruido de fondo. Se realizó la construcción de nuestra simulación sobre este ejemplo precisamente para aprovechar sus listas de física, entre las que se incluyen: propiedades ópticas de los medios, modelos de bajas energías para interacciones electromagnéticas, modelos de neutrones de alta precisión (neutronHP) y decaimientos radioactivos.

1.3.2 Geometría

La geometría del detector constituye una de las partes más importantes de la simulación. GEANT4 proporciona al usuario un conjunto de categorías para la construcción del sistema que permite la generación de cualquier geometría sin importar su complejidad. Cada una de estas categorías son partes del código en C++, por tanto la geometría se encuentra codificada en GEANT4.

La geometría inicial a simular aparece representada en la Fig. 1.14 y consiste en una cámara de burbujas centelleante basada en argón líquido de 5 litros. Los componentes internos de la cámara de burbujas son una réplica exacta del experimento PICO-40L [12] solo que en una escala de la mitad de las dimensiones originales. Al igual que en la cámara prototipo de xenón de 30 g la configuración interna se realizó sin añadir controlador de temperatura, ya que se estableció un gradiente de temperatura entre la zona superior con el xenón sobre-calentado y la parte inferior con el material estable.

El frasco de silicio, que contiene el argón líquido sobre-calentado, se encuentra inmerso en el contenedor de presión, que a su vez está dentro de un criostato al vacío. El contenedor de presión tiene en su interior CF₄, que es un fluido inerte y se encuentra en estado líquido tanto a 90 K, región "fría", como a 130 K, región "caliente".

Para detectar el centelleo de la cámara se empleó un sistema de detección de luz ultravioleta en el vacío (VUV) con SiPM ubicado en la parte exterior del frasco de silicio, inmerso en el CF_4 . Con el fin de mejorar la eficiencia en la colección de la luz, la zona interior del contenedor de presión fue revestida con una delgada capa de PTFE ($\sim 200 \mu m$). Este material es un buen reflector y con el espesor adecuado se logra una alta eficiencia de reflexión para los $175 nm$ con que centellea el argón; mientras que es translúcido para la luz de $940 nm$ con que se ilumina la cámara para obtener imágenes.

1.3.3 Generador de Partículas

En GEANT4 existen diferentes modalidades para generara partículas, una de ellas es la distribución espacial de la fuente (volumétrica, superficial, puntual); y la otra es el tipo de partículas que serán emitidas (α , β , γ o isótopos naturales y artificiales). El objetivo de estas simulaciones es estimar los eventos producidos por neutrones en el argón líquido.

Entre las principales fuentes internas de neutrones en el detector se encuentran los producidos mediante reacciones (α, n) en sus diferentes componente y por fisión. Por esta razón son simulados sus espectros en los diferentes materiales que lo componen (acero inoxidable, cuarzo, CF_4 , etc) provenientes de las principales cadenas radiactivas naturales (^{238}U , ^{232}Th , ^{222}Rn).

Con el fin de obtener los espectros de emisión de neutrones en diferentes materiales provenientes de reacciones (α, n) y fisión se empleo el código NeuCBOT [41]. Este código es una herramienta para calcular la producción (*yield*) de las reacciones (α, n) y los espectros energéticos de los neutrones emitidos por cualquier material expuesto a determinadas partículas alfas.

Capítulo 2

Simulación de la Cámara de Burbujas Centelleante

Actualmente se encuentra en proceso de diseño una cámara de burbujas centelleante basada de argón líquido con cinco litros de volumen activo. Esta cámara representa la continuación del prototipo de xenón líquido, luego que fuera demostrado el funcionamiento de esta primera cámara de burbujas centelleante [8]. Como parte del proceso de diseño y selección de los componentes del detector, el trabajo expuesto a continuación consiste en el desarrollo de un modelo completo del detector, basado en GEANT4, para la estimación de los ruidos internos y externos que aparecerán en la cámara de burbujas; así como establecer sus límites de operación en la detección de neutrinos y WIMP. También se realizó la estimación de la señal esperada en el detector si fuera instalado a 30 m de uno de los reactores de la Planta Nuclear de Laguna Verde (PNLV) para la detección de neutrinos mediante $CE\nu NS$.

2.1 Diseño del Detector

El diseño y construcción de la primera cámara de burbujas escalable basada en argón líquido representará una mejora respecto al anterior prototipo debido a que poseerá un umbral para los retrocesos de núcleos de argón de 100 eV; por este motivo el detector tendrá sensibilidad a WIMP en la escala de los GeV y a neutrinos provenientes de reactores mediante dispersión elástica coherente neutrino núcleo. Para el diseño del detector se planea construir una cámara de burbujas, similar a las empleadas por la colaboración PICO, llenarla con un líquido sobre-calentado (argón) centelleante y registrar las interacciones que ocurran en el detector con cámaras de video, sensores acústicos y fotomultiplicadores de silicio (SiPM). Este tipo de cámaras de burbujas poseen un gran poder de discriminación de los retrocesos electrónicos ($\sim 10^{-10}$) combinado con la resolución energética típica de los líquidos centelleantes que permite identificar los eventos individualmente.

Una vez construido el detector será capaz de operar tanto con xenón como con argón, lo que no implicará ninguna modificación en el diseño de la cámara de burbujas más que la variación de la temperatura de operación. Esta ventaja es importante tanto en la búsqueda de WIMP (el argón provee mejor sensibilidad a las WIMP de bajas masas mientras que el xenón es mejor para mayores masas y es sensible a las interacciones dependientes de espín para acoplamiento WIMP-neutrón) y para la medición de $CE\nu NS$; también se planea emplear CF_4 como material sensible del detector debido a que también es centelleante, con una longitud de onda similar a las del xenón y una temperatura de sobre-calentamiento entre la del argón y el xenón.

La construcción de la cámara de burbujas persigue dos objetivos fundamentales: demostrar la viabilidad de construir cámaras de burbujas centelleantes a grandes escalas y comprobar la hipótesis que los gases nobles pueden ser sobre-calentados cerca de su límite termodinámico

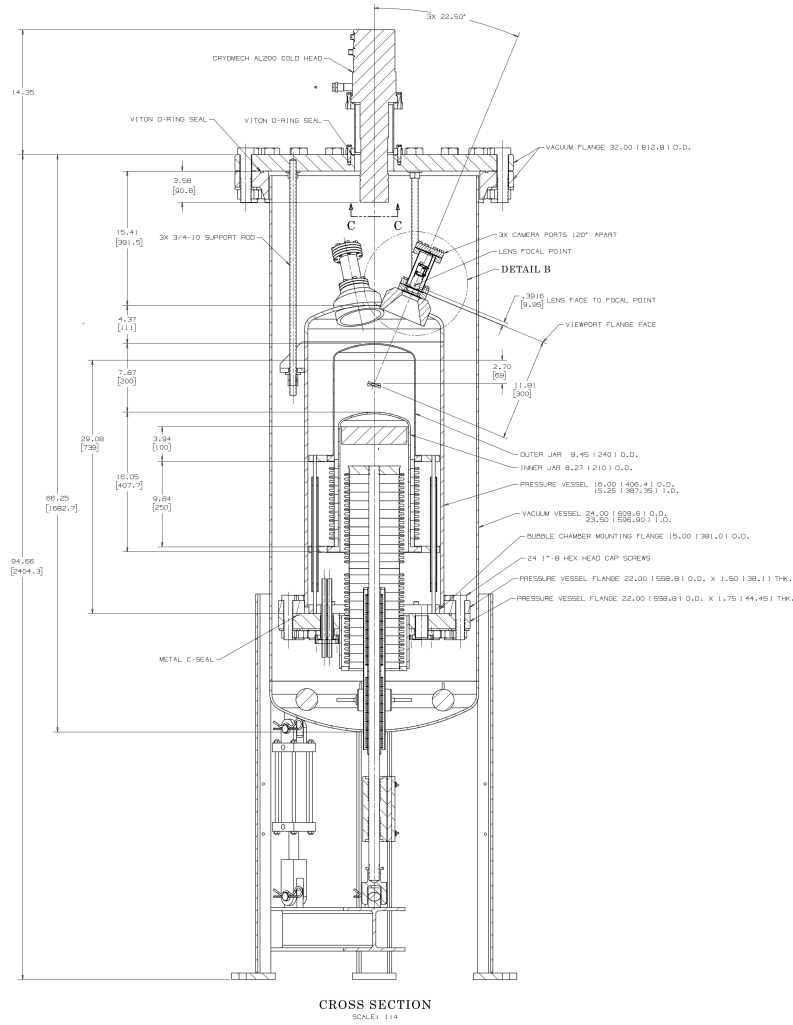


Figura 2.1: Esquema de la cámara de burbujas centelleante donde aparecen las dimensiones que se emplean en su construcción actualmente.

sin que aparezcan nucleaciones provocadas por retrocesos electrónicos. Analizándolos por separado, las cámaras de burbujas y los detectores de líquidos centelleantes, son tecnologías de detección fácilmente escalables, los problemas surgen cuando se desea emplear ambas en un mismo detector. El primer prototipo de 30 g de xenón desarrollado en Northwestern no es escalable debido a que el contenedor de silicio, dentro del cual está el xenón, se ubicó directamente en el interior del criostato al vacío sin la presencia de un líquido hidráulico en el exterior del contenedor que permitiese controlar la presión y esta configuración no puede ser aplicada para contenedores más grandes. Otra razón que lo hace no escalable es la baja eficiencia de colección de la luz que presenta el detector, se emplearon fotomultiplicadores que no eran sensibles a la luz solar y con una eficiencia del 8 % para las emisiones de 175 nm que genera el xenón ya que eran compatibles con la iluminación empleada para la cámara, que registraba las nucleaciones.

El diseño actual de la cámara de burbujas aparece representado en la Fig. 2.1, los componentes internos del detector (contenedor de silicio, fuelles, soportes, etc) son una réplica a la mitad de las dimensiones de la cámara de burbujas empleada en PICO 40L. El contenedor de silicio y los fuelles se encuentran en el interior de un contenedor de presión de acero inoxidable, el cual está localizado dentro de un criostato al vacío. El contenedor de presión se llenará con CF_4 , el cual es un fluido inerte tanto en la región "fría" (90 K) como en la "caliente" (130

K) que caracterizan las etapas de funcionamiento del detector. A diferencia de las cámaras de burbujas empleadas por la colaboración PICO, el contenedor de presión en este detector se encuentra aislado durante su operación, siendo la compresión mecánica, que efectúan los fuelles, la encargada de mantener los ciclos de presión del detector. Este nuevo sistema simplifica el control de presión de la cámara y reduce su tiempo de recuperación luego de ocurrir una nucleación.

El sistema de colección de luz en el detector estará basado en SiPM sensibles a luz ultravioleta del vacío (VUV), ubicados fuera del contenedor de silicio e inmersos en el líquido hidráulico (CF_4). Tanto el contenedor de silicio como el CF_4 presentan un alto coeficiente de transmisión para la luz de centelleo generada en el xenón líquido de 175 nm, mientras que se emplearán SiPM con eficiencia en la colección de la luz mayor al 20%. El contenedor de silicio no es transparente a la luz emitida por el argón al centellear, por esta razón el argón líquido se mezclara con xenón en una concentración entre 10 y 100 ppm.

Para mejorar la eficiencia geométrica en la colección de la luz, el contenedor de silicio estará rodeado con una película de politetrafluoroetileno (PTFE) de aproximadamente 200 μm de espesor. La iluminación LED de 900 nm usada por el sistema de adquisición de imágenes se ubicará detrás de la película de PTFE; el PTFE es un reflector, el cual con el grosor adecuado es capaz de reflejar con buena eficiencia la luz de centelleo del xenón (175 nm) manteniéndose, al mismo tiempo, translúcido a la luz de 940 nm empleada para registrar las burbujas [51].

De llegar a comprobarse que el umbral termodinámico puede ser alcanzado manteniendo el detector insensible a las nucleaciones provocada por retrocesos electrónicos, el impacto en la detección de WIMP y neutrinos mediante $CE\nu NS$ sería enorme. Con un umbral de detección de 100 eV para los retrocesos de los núcleos de argón, se extiende la sensibilidad para la detección de WIMP en un orden de magnitud respecto a las TPC de xenón. Los niveles de umbrales por debajo de los keV en argón y xenón también permiten la detección de neutrinos provenientes de reactores, mediante $CE\nu NS$ (Fig. 2.2). Este detector constituye la única tecnología escalable disponible actualmente para medir $CE\nu NS$ en reactores.

2.2 Estimación de los Ruidos Internos del Detector

Para la estimación de los ruidos internos del detector se realizó un modelo completo de la cámara de burbujas en GEANT4 empleando las mismas dimensiones que aparecen en la Fig. 2.1. Para cada simulación en GEANT4 fueron necesarios los espectros de emisión de neutrones mediante reacciones (α, n), calculados con el código NeuCBOT, de esta forma los neutrones son creados en cada componente del detector empleando una distribución angular isotrópica. NeuCBOT se utiliza para el cálculo de la producción de neutrones en las reacciones (α, n) (Tabla. 2.1) y fisión así como el espectro energético de los neutrones emitidos, puede ser elegido cualquier material que se desee emplear y luego se define la energía de partículas alfa a la que se encuentra expuesto; se pueden elegir listas de partículas alfa o cadenas radiactivas. Para cada simulación fue generado previamente el espectro energético de neutrones para luego ser incorporado a los ficheros de entrada de GEANT4; para cada uno de los componentes fue necesario realizar tres simulaciones: una para la parte superior de la cadena del ^{238}U , que comienza con el ^{238}U y termina en el ^{230}Th , otra para la parte inferior de la misma cadena que comienza en el ^{226}Ra y termina en el ^{206}Pb y la tercera para la cadena del ^{232}Th .

La separación de la cadena del ^{238}U en dos partes se debe a que el ^{238}U tiene un tiempo de vida medio de $4.47 \cdot 10^9$ años y decae a ^{226}Ra , con tiempo de vida medio de 1600 años a través de cuatro isótopos intermedios; el equilibrio secular en la cadena se rompe en el ^{226}Ra debido a que este elemento es un metal alcalino mientras que todos sus precursores son actínidos. Debido a que estos dos grupos poseen propiedades químicas diferentes es posible que algún proceso químico los afecte de forma diferente. Además, como el ^{226}Ra tiene un tiempo de vida

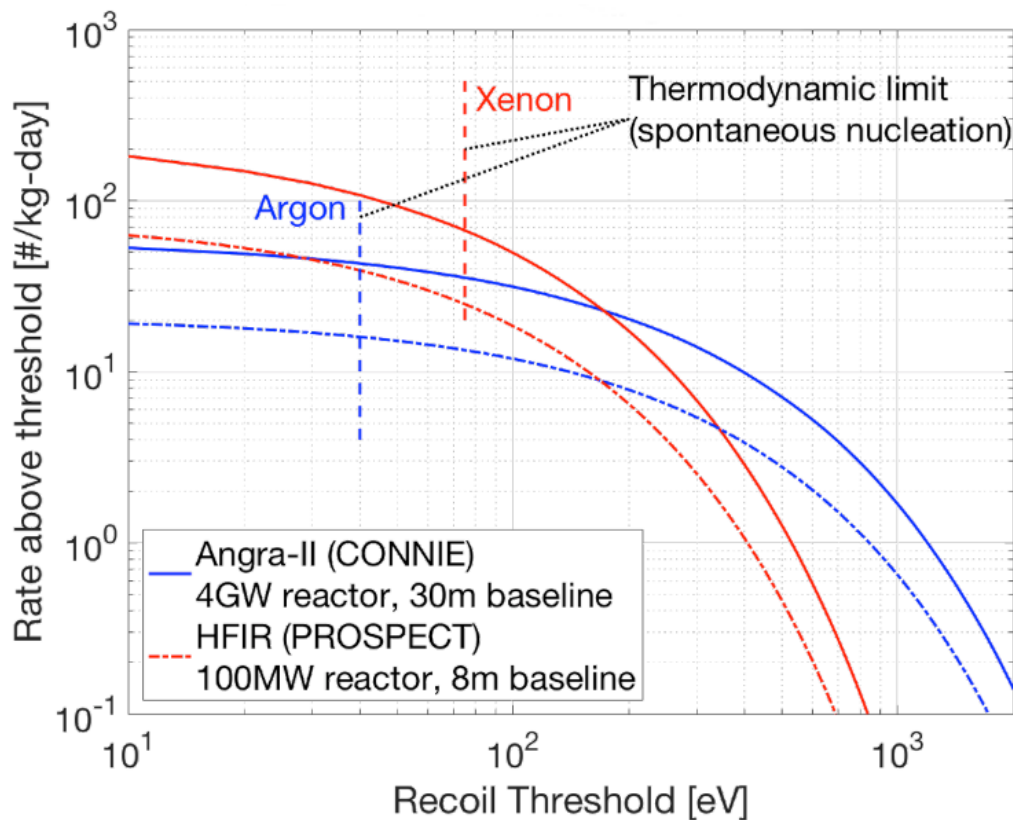


Figura 2.2: Tasas de eventos estimadas en la cámara de burbujas centelleante mediante $CE\nu NS$ en argón y xenón si fuera colocada en el mismo sitio donde se realizan los experimentos CONNIE (Planta Nuclear Angra, Brasil) [13] y PROSPECT (Fuente de Espalación de Neutrones de Oak Ridge, Estados Unidos) [14].

Material	Producción Neutrones [n/s·Bq] (^{238}U)	Producción Neutrones [n/s·Bq] (^{232}Th)
Acero Inoxidable	$1.65 \cdot 10^{-6}$	$1.96 \cdot 10^{-6}$
Piezo	$1.15 \cdot 10^{-6}$	$1.10 \cdot 10^{-6}$
Cobre	$1.13 \cdot 10^{-6}$	$3.85 \cdot 10^{-7}$
PCB	$1.62 \cdot 10^{-6}$	$6.05 \cdot 10^{-7}$
Aluminio	$3.04 \cdot 10^{-5}$	$4.52 \cdot 10^{-5}$
Titanio	$3.91 \cdot 10^{-6}$	$7.33 \cdot 10^{-6}$
HDPE	$2.08 \cdot 10^{-6}$	$1.10 \cdot 10^{-6}$
LED	$1.12 \cdot 10^{-5}$	$1.67 \cdot 10^{-5}$
Silicio	$3.22 \cdot 10^{-6}$	$3.44 \cdot 10^{-6}$
Cuarzo	$2.25 \cdot 10^{-6}$	$1.80 \cdot 10^{-6}$

Tabla 2.1: Producción de neutrones de los materiales empleados en las simulaciones obtenidos del código NeuCBOT debido a reacciones (α, n) y fisión.

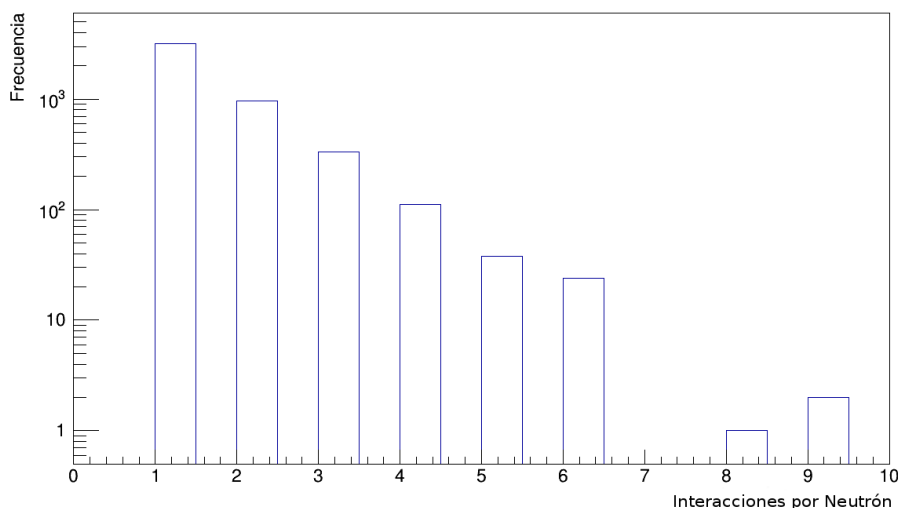


Figura 2.3: Multiplicidad en las interacciones de los neutrones donde se aprecia una relación 3:1 entre simples y múltiples.

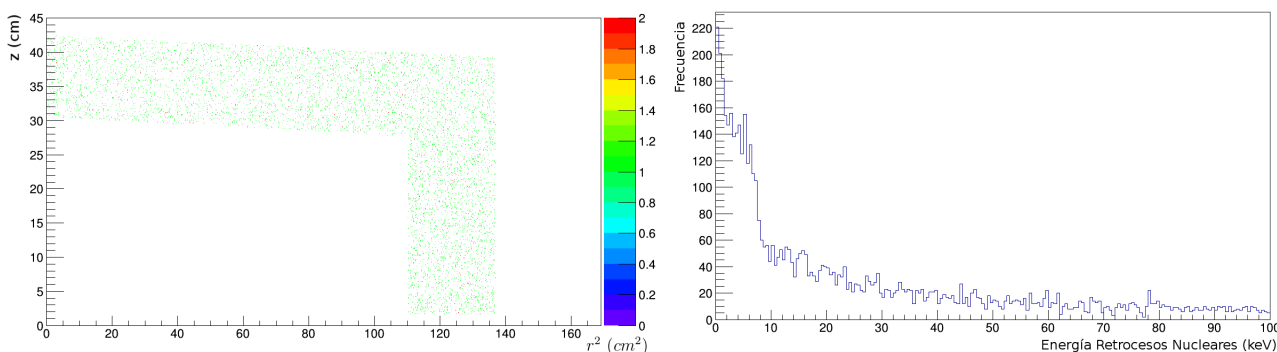


Figura 2.4: (Izquierda) Posición de interacción de los neutrones en el argón líquido representando su coordenada en el eje z como función de su radio cuadrado ($r^2 = x^2 + y^2$). (Derecha) Distribución de energía de retroceso de los núcleos de argón como resultado de sus interacciones con los neutrones radiogénicos.

medio muy grande el equilibrio secular permanecerá roto si se saca el ^{226}Ra de equilibrio con sus predecesores. Otro punto importante a considerar es el rompimiento del equilibrio secular en el radón debido a que este es el único elemento que es un gas en las cadenas del uranio y torio, lo cual provoca que fácilmente se disperse entre los materiales.

En las simulaciones realizadas se observó que la multiplicidad de las interacciones de los neutrones aproximadamente guarda la razón 3:1 entre simples y múltiples (Fig. 2.3). Este resultado es muy útil ya que las interacciones simples son indistinguibles de las que se espera produzca un neutrino, mientras que las múltiples sí pueden ser discriminadas; por tanto, empleando esta relación se puede estimar los eventos simples en el detector. También se obtienen de las simulaciones la energía de los retrocesos de los núcleos de argón al interactuar con neutrones (Fig. 2.4) ya que estos datos son empleados para determinar los ruidos del detector en función del umbral de detección.

Las actividades empleadas en las simulaciones, obtenidas de [52], para los cálculos de las tasas de eventos en los componentes del detector aparecen en la Tabla. 2.2 separadas en la parte superior (desde ^{234}Th) e inferior (desde ^{226}Ra) de la cadena del uranio y el torio.

En cada componente del detector se simuló los espectros de emisiones de neutrones provenientes de las reacciones (α, n) y fisión que surgen al interactuar las partículas alfa

Componente	Actividad (mBq/kg) ^{238}U Superior (desde ^{234}Th)	Actividad (mBq/kg) ^{238}U Inferior (desde ^{226}Ra)	Actividad (mBq/kg) ^{232}Th
Acero Inoxidable	<344.89	<14.22	<16.21
Piezo	4.15 ± 3.09	8.39 ± 3.87	<7.08
PCB	27.80 ± 600.75	215.77 ± 37.95	20.06 ± 34.15
Cobre	233.59 ± 174.91	4.26 ± 5.46	0.11 ± 4.40
Reflector	<568.79	708.91 ± 38.09	213.47 ± 27.95
HDPE	<190.41	<8.49	<9.41
LED	684.49 ± 309.95	404.18 ± 442.55	<442.50
Cuarzo	<138.62	2.25 ± 6.40	<6.59

Tabla 2.2: Actividades del ^{238}U y ^{232}Th empleadas en los componentes simulados de la cámara de burbujas.

originadas de los decaimientos del ^{238}U y ^{232}Th . En estas simulaciones se le dio más importancia a los componentes más próximo al volumen activo del detector, entre ellos se encuentran: los contenedores de silicio, los piezoeléctricos, la película reflectora de PTFE, los SiPM, el líquido hidráulico (CF_4) y el contenedor de presión de acero inoxidable. Una vez realizada las simulaciones de cada uno de estos componentes del detector, los resultados obtenidos de GEANT4 son la cantidad de neutrones que interaccionan en el volumen activo del detector (argón líquido), separando los neutrones que producen un solo retroceso nuclear (simples) de los que interaccionan más de una vez (múltiples). Esta separación en los tipos de interacciones de los neutrones se realiza debido a que los ruidos más importante lo representas los neutrones que producen una sola dispersión, ya que su señal es prácticamente indistinguible de la esperada que produciría una WIMP o neutrino en el detector.

Para traducir la información obtenida de la simulación en la cantidad de eventos debido a ruido que surgirá en el detector, se empleó la producción de las diferentes reacciones (α, n) simuladas; esta información se obtiene del NeuCBOT y representa la cantidad de neutrones que son emitidos por el material por unidad de tiempo y por actividad de los isótopos que emiten partículas alfa (Y [n/s·Bq]). También se emplearon las concentraciones de los cadenas radiactivas del ^{238}U y ^{232}Th presentes en los componentes del detector, estos valores se obtuvieron de las mediciones realizadas en SNOLAB por las colaboraciones PICO y PICASSO [52] empleando un detector de germanio de alta pureza (HPGe). Finalmente la cantidad de eventos producidos en el detector por año (T), se obtiene de la siguiente expresión:

$$T = \frac{N \cdot Y \cdot A_{Esp} \cdot M \cdot 31536000}{E_{Sim}}. \quad (2.1)$$

En 2.1, N representa la cantidad de neutrones que interaccionan en el argón líquido, Y la producción de neutrones calculada por NeuCBOT, A_{Esp} la actividad por unidad de masa presente en los componentes del detector, M la masa de la parte del detector simulada y E_{Sim} la cantidad de eventos generados durante la simulación.

Luego de obtener el número de eventos que interactúan en el detector es necesario estimar la incertidumbre asociada a este valor; las fuentes de incertidumbre sistemática provienen del cálculo de la masa (la cual se toma típicamente del 1% en este tipo de simulaciones), de los valores empleados de la producción de neutrones (se asumen del 15% pues está asociado a las incertidumbres de las secciones eficaces que emplea NeuCBOT) y en la medición de las actividades específicas de los componentes del detector. También existe incertidumbre estadística en las simulaciones realizadas en GEANT4, la cual se calcula como $1/\sqrt{E_{Sim}}$. Como cada una de las fuentes de incertidumbre son independientes y aleatorias, su propagación para

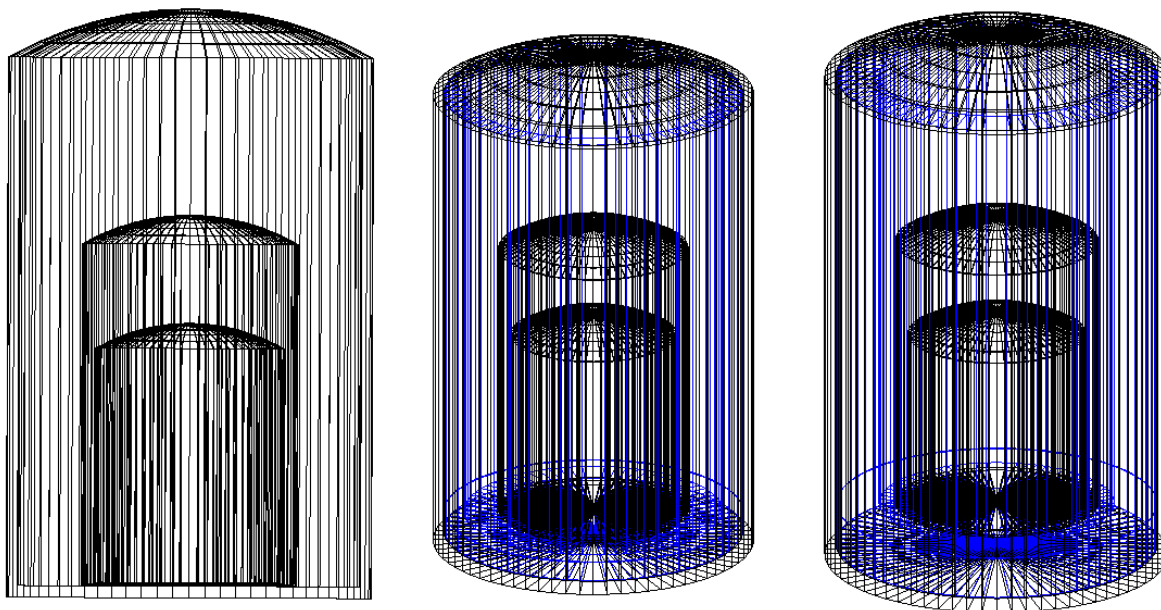


Figura 2.5: Geometría empleada en las simulaciones de GEANT4 para el contenedor de presión de acero inoxidable, de izquierda a derecha aparecen representadas las geometrías: sin blindaje, con una pulgada y con dos pulgadas de polipropileno. El blindaje de polipropileno aparece en color azul.

obtener el asociado a la tasa de neutrones que interaccionan se obtiene de la siguiente forma:

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Y}{Y}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{Esp}}{A_{Esp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{Sim}}{E_{Sim}}\right)^2} \quad (2.2)$$

El primer componente simulado del detector fue el contenedor de acero inoxidable que contiene el líquido hidráulico (CF_4). El acero inoxidable no es de los materiales con mayor producción de neutrones ($1.65 \cdot 10^{-6} \text{ n/s} \cdot Bq$ para el ^{238}U y $1.96 \cdot 10^{-6} \text{ n/s} \cdot Bq$ para el ^{232}Th) pero como es el componente con mayor masa de la cámara de burbujas y por su cercanía con el argón líquido aporta gran cantidad de eventos debido a neutrones radiogénicos. Para disminuir el fondo de neutrones producidos por el contenedor de acero inoxidable se introdujo en las simulaciones una capa cilíndrica de polipropileno entre el contenedor de presión y el contenedor de cuarzo que contiene el argón líquido para que funcionara como blindaje de neutrones. Se efectuaron tres diferentes simulaciones: la primera sin blindaje de polipropileno y la segunda y tercera con una capa cilíndrica de una y dos pulgadas de polipropileno respectivamente (Fig. 2.5). Este blindaje se encuentra inmerso en el líquido hidráulico. Los resultados de las simulaciones aparecen en la Tabla. 2.3 separados en las cadenas del ^{238}U y el ^{232}Th así como en los eventos que generan una sola dispersión en el argón líquido (simples) y los que provocan más de una (múltiples).

Los próximos componentes simulados fueron los piezoeléctricos. Estos componentes poseen masas pequeñas ($\sim 20 \text{ g}$) pero por su cercanía al argón líquido (se colocan fuera del contenedor externo de cuarzo) no deben ser despreciados. Se simularon en total cinco piezoeléctricos dispuestos a lo largo del contenedor de cuarzo para lograr una eficiente colección de la señal acústica (Fig. 2.6). Cada piezoeléctrico está compuesto por tres partes principales: una capa exterior de cobre, un PCB (*Printed Circuit Board*) y el material piezoeléctrico; este material está compuesto por titanio, zirconio y plomo por lo que también se tuvo en cuenta las partículas α emitidas por la cadena del ^{210}Pb . Los resultados de las simulaciones aparecen en la Tabla. 2.4 separados por los resultados de las simulaciones en cada una de las cinco posiciones en que

Producción Neutrones [n/s·Bq]	Cadena Radioactiva	Interacciones Simples [neutrones/año]	Interacciones Múltiples [neutrones/año]	Detalles
$1.65 \cdot 10^{-6}$	^{238}U	47.32 ± 7.11	25.25 ± 4.39	Sin Blindaje de Polipropileno
$1.96 \cdot 10^{-6}$	^{232}Th	3.10 ± 0.46	1.83 ± 0.27	
$1.65 \cdot 10^{-6}$	^{238}U	36.28 ± 5.45	23.45 ± 3.52	1" de Blindaje de Polipropileno
$1.96 \cdot 10^{-6}$	^{232}Th	1.76 ± 0.26	1.14 ± 0.17	
$1.65 \cdot 10^{-6}$	^{238}U	11.41 ± 1.71	8.21 ± 1.23	2" de Blindaje de Polipropileno
$1.96 \cdot 10^{-6}$	^{232}Th	0.41 ± 0.06	0.25 ± 0.03	

Tabla 2.3: Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión. Los neutrones se generan en el contenedor de presión de acero inoxidable de masa 80 kg.

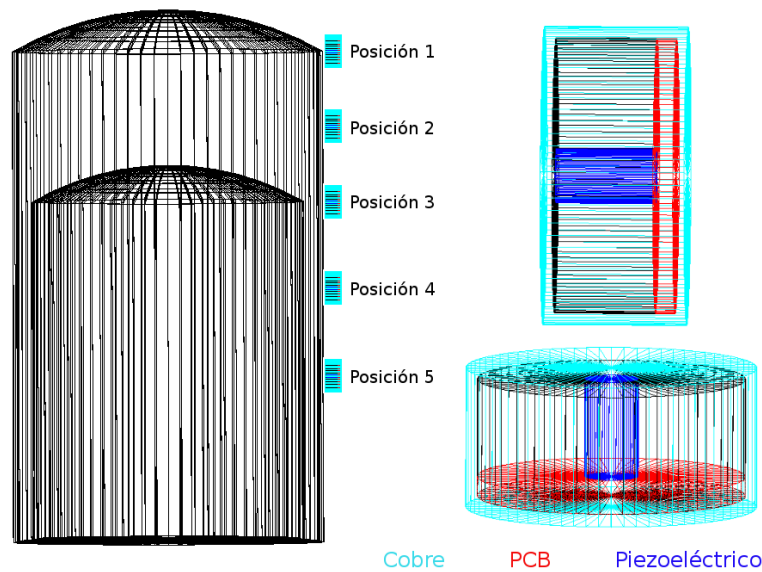


Figura 2.6: (Izquierda) Distribución de los piezoeléctricos durante la simulación en GEANT4. (Derecha) Ampliación de los piezoeléctricos simulados en posición vertical y horizontal.

fueron colocados los piezoeléctricos.

El componente que más ruido de fondo genera en el detector es el reflector colocado alrededor del contenedor externo de cuarzo. Este reflector tiene la función de reflejar los fotones generados en el argón, producto de su desexcitación, para ser registrados por los SiPM; y a su vez ser transparente a la luz infrarroja LED de 955 nm con que se ilumina el detector para un óptimo registro del proceso de formación de burbujas. El reflector que se empleará en la cámara de burbujas es fabricado por la compañía 3M y se usará el modelo 3290. Las especificaciones del fabricante indican que cada lámina del reflector está compuesta por una capa de aluminio de 0.3 mm de espesor unida a una capa de HDPE (High Density Polyethylene) con un grosor de 3 mm . Estas láminas reflectoras fueron analizadas por la colaboración PICO y detectaron que además de aluminio también presentaban titanio; por este motivo los resultados de las simulaciones se dividieron en los tres componentes principales: Al, Ti y HDPE (Tabla 2.5).

Otro de los componentes del detector son los LED que se emplean para iluminar la región donde se crean las burbujas. Los LED empleados emiten en el infrarrojo (955 nm) y se encienden sincronizados con las dos cámaras, ubicadas en la parte superior del envase de presión, cada vez que comienza el proceso de formación de una burbuja. Se simularon un total de seis

Interacciones Simples [neutrones/año]	Interacciones Múltiples [neutrones/año]	Detalles
$(4.56 \pm 0.68) \cdot 10^{-3}$	$(4.13 \pm 0.62) \cdot 10^{-3}$	Posición 1
$(5.23 \pm 0.78) \cdot 10^{-3}$	$(4.90 \pm 0.73) \cdot 10^{-3}$	Posición 2
$(3.88 \pm 0.58) \cdot 10^{-3}$	$(3.92 \pm 0.58) \cdot 10^{-3}$	Posición 3
$(1.60 \pm 0.24) \cdot 10^{-3}$	$(2.29 \pm 0.34) \cdot 10^{-3}$	Posición 4
$(8.02 \pm 1.21) \cdot 10^{-4}$	$(1.44 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$	Posición 5

Tabla 2.4: Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión debido a las desintegraciones del ^{238}U , ^{232}Th y ^{210}Pb . Los neutrones fueron generados en los piezoeléctricos, cada uno de masa 23 g y producción de neutrones de $2.84 \cdot 10^{-6}$ [n/s·Bq].

Producción Neutrones [n/s·Bq]	Masa [kg]	Cadena Radioactiva	Interacciones Simples [neutrones/año]	Interacciones Múltiples [neutrones/año]	Detalles
$3.04 \cdot 10^{-5}$	0.077	^{238}U	7.42 ± 1.11	5.44 ± 0.81	Aluminio
$4.52 \cdot 10^{-5}$	0.077	^{232}Th	3.41 ± 0.51	2.58 ± 0.38	Aluminio
$2.08 \cdot 10^{-6}$	0.056	^{238}U	$(6.69 \pm 1.01) \cdot 10^{-2}$	$(5.51 \pm 0.82) \cdot 10^{-2}$	HDPE
$1.10 \cdot 10^{-6}$	0.056	^{232}Th	$(2.74 \pm 0.41) \cdot 10^{-3}$	$(2.06 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}$	HDPE
$3.91 \cdot 10^{-6}$	0.077	^{238}U	7.25 ± 1.09	5.68 ± 0.85	Titanio
$7.34 \cdot 10^{-6}$	0.077	^{232}Th	3.49 ± 0.52	2.47 ± 0.37	Titanio

Tabla 2.5: Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones, generados en el reflector, en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión.

bloques, cada bloque compuesto por ocho LED, constituyendo 48 en total. Estos componentes están ubicados alrededor de las lentes de las cámaras Basler empleadas en el detector y los principales elementos que presentan son aluminio, fósforo, galio e indio. Existen varios valores de actividades reportadas para las cadenas radiactivas del ^{238}U y ^{232}Th por la colaboración PICO; para diferentes LED que han estudiado. En la Tabla. 2.6 se reportan las tasas de interacciones en función de cada actividad empleada en el cálculo, identificadas como PICO 54, CW 23 y CW 24, estos valores pueden ser consultados en [52].

Producción Neutrones [n/s·Bq]	Cadena Radioactiva	Interacciones Simples [neutrones/año]	Interacciones Múltiples [neutrones/año]	Detalles [52]
$1.12 \cdot 10^{-5}$	^{238}U	0.018 ± 0.002	0.017 ± 0.002	PICO 54
$1.67 \cdot 10^{-5}$	^{232}Th	0.045 ± 0.006	0.036 ± 0.005	
$1.12 \cdot 10^{-5}$	^{238}U	0.07 ± 0.01	0.07 ± 0.01	CW 23
$1.67 \cdot 10^{-5}$	^{232}Th	0.022 ± 0.003	0.017 ± 0.002	
$1.12 \cdot 10^{-5}$	^{238}U	0.012 ± 0.001	0.010 ± 0.001	CW 24
$1.67 \cdot 10^{-5}$	^{232}Th	0.019 ± 0.002	0.015 ± 0.002	

Tabla 2.6: Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión. Los neutrones fueron generados en los LED, cada uno de masa 1 g.

Los SiPM son otros de los componentes que se encuentran muy cercanos al argón líquido, ya que se colocan en la superficie del contenedor externo de cuarzo para registrar los centelleos del argón; por esta razón sus concentraciones de ^{238}U y ^{232}Th deben ser muy bajas. La colaboración PICO hasta el momento no ha realizado mediciones de actividades en SiPM por lo que los datos

empleados provienen de las colaboraciones DarkSide y nEXO para SiPM fabricados por FBK y Hamamatsu. Los resultados de las simulaciones aparecen en la Tabla. 2.7 y corresponden a un SiPM de 1 cm^2 de área, en la cámara de burbujas se implementarán en total 46 cm^2 de superficie cubierta por SiPM.

Producción Neutrones [n/s·Bq]	Cadena Radioactiva	Interacciones Simples [neutrones/año]	Interacciones Múltiples [neutrones/año]	Detalles
$3.22 \cdot 10^{-6}$	^{238}U	$(8.3 \pm 1.2) \cdot 10^{-11}$	$(7.5 \pm 1.1) \cdot 10^{-11}$	FBK, nEXO
$3.46 \cdot 10^{-6}$	^{232}Th	$(1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-11}$	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-11}$	
$3.22 \cdot 10^{-6}$	^{238}U	$(5.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-8}$	$(5.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-8}$	Hamamatsu, nEXO
$3.46 \cdot 10^{-6}$	^{232}Th	$(5.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-8}$	$(4.7 \pm 0.7) \cdot 10^{-8}$	
$3.22 \cdot 10^{-6}$	^{238}U	$(7.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-8}$	$(6.52 \pm 0.9) \cdot 10^{-8}$	FBK 1, DarkSide
$3.46 \cdot 10^{-6}$	^{232}Th	$(3.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-8}$	$(3.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-8}$	
$3.22 \cdot 10^{-6}$	^{238}U	$(4.7 \pm 0.7) \cdot 10^{-13}$	$(4.34 \pm 0.6) \cdot 10^{-13}$	FBK 2, DarkSide
$3.46 \cdot 10^{-6}$	^{232}Th	$(5.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-13}$	$(5.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-13}$	

Tabla 2.7: Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión. Los neutrones fueron generados en un SiPM de 1 cm^2 y masa de 0.25 g.

Para registrar la formación de burbujas en el detector se emplearán dos cámaras Basler CCD (*Charge Coupled Device*) colocadas en la parte superior del envase de presión. Cada una de las cámaras será colocada de forma tal que pueda registrar las imágenes directamente empleando la iluminación de los LED; este sistema de adquisición de imágenes se pone en marcha al registrar señal en los SiPM o los piezoeléctricos de forma automática. Las cámaras y sus respectivos lentes se encuentran compuestas principalmente de aluminio, material que cuenta con la mayor producción de neutrones de todos los empleados, pero al estar alejadas del argón líquido su contribución a los ruidos de fondo no es la más significativa. La colaboración PICO ha estudiando las concentraciones de radioisótopos en estos componentes y los valores se emplearon en las simulaciones (PICO 90 y 91 [52]). Los resultados de la Tabla. 2.8 se corresponden con las simulaciones de una sola cámara, ya que por la simetría del sistema no fue necesario simular ambas.

Componente	Producción Neutrones [n/s·Bq]	Masa [kg]	Cadena Radioactiva	Interacciones Simples [neutrones/año]	Interacciones Múltiples [neutrones/año]	Detalles [52]
Cámara Basler	$3.04 \cdot 10^{-5}$	$73 \cdot 10^{-3}$	^{238}U	1.8 ± 0.2	1.4 ± 0.2	PICO 91
	$4.53 \cdot 10^{-5}$	$73 \cdot 10^{-3}$	^{232}Th	2.0 ± 0.3	1.5 ± 0.2	
Lente Basler	$3.04 \cdot 10^{-5}$	$55 \cdot 10^{-3}$	^{238}U	8.4 ± 1.2	5.9 ± 0.8	PICO 90
	$4.53 \cdot 10^{-5}$	$55 \cdot 10^{-3}$	^{232}Th	4.9 ± 0.7	4.1 ± 0.6	

Tabla 2.8: Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones provocadas por neutrones, generados en la cámara y lente Basler, en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión.

Los contenedores de cuarzo son los componentes más cercanos al material activo del detector, ya que lo separan del líquido hidráulico, por esta razón se emplea cuarzo de alta pureza en su fabricación debido a la significativa producción de neutrones de este material. Alrededor

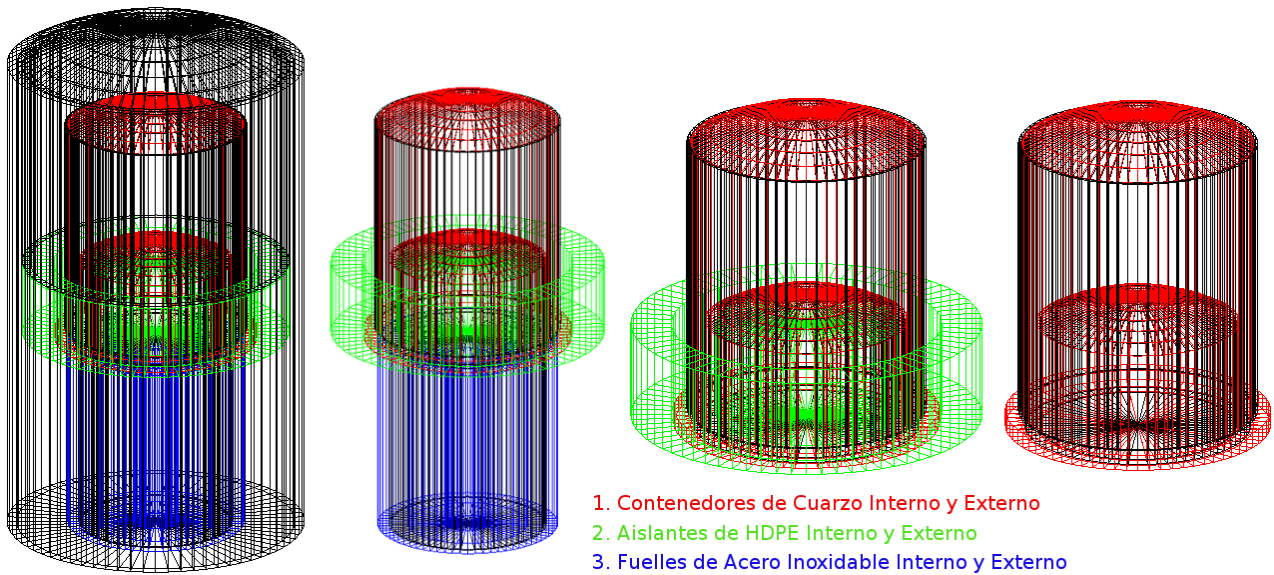


Figura 2.7: Diseño de la cámara de burbujas en GEANT4 para los contenedores de cuarzo (rojo), los aislantes de HDPE (verde) y los fuelles de acero inoxidable (azul).

de ambos contenedores se colocan aislantes térmicos de HDPE y en la parte inferior de la cámara están situados los fuelles de acero inoxidable que permiten las variaciones de presión en el detector. Cada uno de estos componentes aparecen representados en la Fig. 2.7 de forma individual y en la misma distribución que se empleó en las simulaciones; sus aportes a los ruidos de fondo se muestran en la Tabla. 2.9. Estos componentes contribuyen alrededor de un orden de magnitud menos que el contenedor de acero inoxidable y el reflector debido a sus pequeñas masas y los materiales que los conforman. El HDPE posee una producción de neutrones menor que el aluminio y el titanio; además, los fuelles de acero poseen menor masa que el contenedor de presión, esa es la razón de su menor contribución a pesar de estar más cercanos al argón líquido.

En las simulaciones del detector también se deben tener en cuentas las emanaciones que ocurren de ^{222}Rn , este isótopo, generado en la cadena de desintegración del ^{238}U , es un gas a temperatura y presión ambiente por lo que se encuentra presente en el aire y se adhiere a la superficie de los materiales. Por este motivo se simularon los eventos generados por el ^{222}Rn presente en la superficie del contenedor de presión de acero inoxidable. La actividad superficial de este isótopo en el acero inoxidable de la cámara de burbujas no se ha medido aún, por lo que se determinó la actividad superficial máxima permitida que genere en el detector 0.1 eventos simples/año producto de neutrones radiogénicos; estableciendo así una cota superior para la emanación de ^{222}Rn proveniente del acero inoxidable.

Otro efecto a considerar, provocado también por el ^{222}Rn , es la implantación de ^{210}Pb en la superficie del contenedor de presión. Debido a que el tiempo de vida media del ^{210}Pb (22.2 años) es mucho mayor que el de sus predecesores y a que se deposita un exceso del isótopo por estar expuesto el material al aire, el equilibrio secular de la cadena del ^{238}U se vuelve a romper en este punto. Por tanto, para tener en cuenta este efecto, se estableció también una cota superior para la actividad de ^{210}Pb en la superficie del contenedor de presión de forma tal que los ruidos generados por los hijos de este isótopos no generen más de 0.1 eventos al año. Las actividades superficiales máximas estimadas para el ^{222}Rn , ^{210}Pb y ^{210}Po en la superficie del acero inoxidable se reportan en la Tabla. 2.10.

Componente	Masa [kg]	Cadena Radioactiva	Interacciones Simples [neutrones/año]	Interacciones Múltiples [neutrones/año]	Detalles [52]
Contener Externo de Cuarzo	2	^{238}U	1.36 ± 0.20	1.00 ± 0.15	PICO 46
	2	^{232}Th	0.09 ± 0.01	0.07 ± 0.01	
Contener Interno de Cuarzo	$65 \cdot 10^{-2}$	^{238}U	0.51 ± 0.07	0.30 ± 0.04	PICO 46
	$65 \cdot 10^{-2}$	^{232}Th	0.030 ± 0.005	0.020 ± 0.003	
Fuelle Externo de Acero Inoxidable	3.2	^{238}U	0.98 ± 0.14	0.36 ± 0.05	PICO 36
	3.2	^{232}Th	1.3 ± 0.2	0.45 ± 0.06	
Fuelle Interno de Acero Inoxidable	2	^{238}U	4.14 ± 0.62	1.57 ± 0.23	PICO 36
	2	^{232}Th	0.31 ± 0.04	0.08 ± 0.01	
Aislante Externo de HDPE	1.3	^{238}U	0.15 ± 0.02	0.08 ± 0.01	PICO 37
	1.3	^{232}Th	0.07 ± 0.01	0.044 ± 0.006	
Aislante Interno de HDPE	0.7	^{238}U	2.43 ± 0.36	1.47 ± 0.22	PICO 37
	0.7	^{232}Th	0.08 ± 0.01	0.050 ± 0.007	

Tabla 2.9: Ruidos internos estimados de las simulaciones en GEANT4 para las interacciones generadas por neutrones en el volumen activo del detector producto de reacciones (α, n) y fisión. Se tuvieron en cuenta los contenedores de cuarzo, los fuelles de acero inoxidable y los aislantes de HDPE.

Producción Neutrones [n/s·Bq]	Cadena Radioactiva	Actividad [$\mu Bq/cm^2$] (Simples)	Actividad [$\mu Bq/cm^2$] (Múltiples)
$1.08 \cdot 10^{-5}$	^{210}Pb	1.54 ± 0.23	2.00 ± 0.30
$1.12 \cdot 10^{-5}$	^{210}Po	1.57 ± 0.24	2.04 ± 0.30
$1.30 \cdot 10^{-5}$	^{222}Rn	0.79 ± 0.12	1.07 ± 0.16

Tabla 2.10: Límites de actividad superficial presentes en el contenedor de acero de los isótopos ^{210}Pb , ^{210}Po y ^{222}Rn para garantizar que cada uno de ellos genere como máximo 0.1 interacciones en el detector al año.

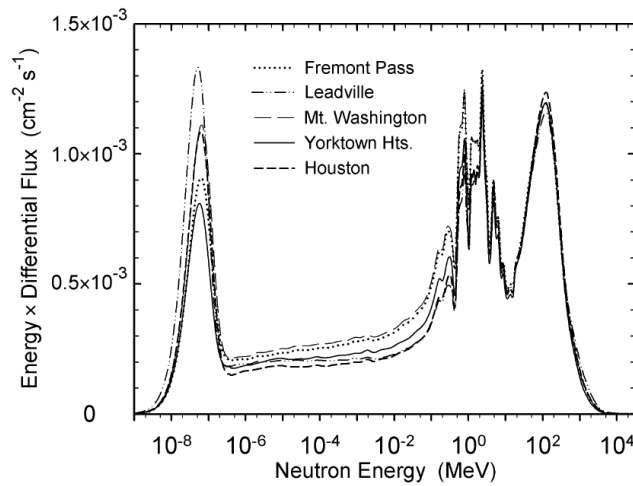


Figura 2.8: Mediciones de espectros energéticos de neutrones de cinco ciudades de Estados Unidos. Cada espectro ha sido escalado al valor de referencia de la ciudad de Nueva York tomado al nivel del mar. [15].

2.3 Estimación de los Ruidos Externos del Detector

Los neutrones y otros hadrones generados por rayos cósmicos son una importante fuente de eventos de fondo para todos los experimentos que se realizan actualmente para la detección de oscilaciones de neutrinos, decaimiento doble beta y materia oscura; por esta razón los experimentos de búsqueda de materia oscura se realizan a grandes profundidades bajo tierra. En este detector nos interesan especialmente los neutrones cosmogénicos, que surgen de las cascadas hadrónicas producidas por muones en la atmósfera de la Tierra. Los muones ultra-energéticos constituyen la componente más penetrante de los rayos cósmicos debido a sus bajas secciones eficaces y tiempos de vida medios pequeños; por esta razón, inducen neutrones en cualquier parte del planeta, incluso a grandes profundidades, este efecto provoca que para la detección de eventos con bajas tasas de interacción es fundamental lograr un buen blindaje del detector.

Entre las reacciones que producen neutrones cosmogénicos se encuentra la espalación de muones; este proceso ocurre al interaccionar muones altamente energéticos con núcleos atómicos. Como resultado de la interacción se originan nuevas partículas, entre ellas hadrones, particularmente neutrones. Otro proceso de producción de neutrones lo constituyen las cascadas hadrónicas de los rayos cósmicos; mediante este mecanismo surgen neutrones ultra-energéticos (específicamente de la interacción de un π^- con núcleos de gran cantidad de protones) que al colisionar con núcleos atómicos provocan su excitación y posterior emisión de neutrones de bajas energías. Un tercer mecanismo lo constituyen las reacciones (γ, n) , este proceso comienza cuando fotones, provenientes de la radiación de frenado de muones y de la formación de pares provocada por los mismos, excitan núcleos atómicos que emiten luego neutrones.

Debido a la posible utilización del detector para medir neutrinos en la PNLV, se realizó la estimación de la tasa de eventos provocados por neutrones cosmogénicos en los alrededores de la planta nuclear. Con este fin se obtuvo el flujo de neutrones ($neutrones/hora/cm^2$) de [53], especificando la elevación del lugar, su densidad atmosférica y modulación solar: el resultado fue de 10.36 ± 1.55 ($neutrones/hora/cm^2$). También fue necesario obtener la distribución energética de los neutrones cosmogénicos (Fig. 2.8) para el cálculo de los eventos esperados en el detector.

Para calcular la tasa de eventos esperada en la cámara de burbujas debido a neutrones cosmogénicos se empleó la siguiente expresión:

$$T = \frac{N \cdot A \cdot \Phi}{E_{Sim}}. \quad (2.3)$$

En 2.3, N representa la cantidad de neutrones que interaccionan en el argón líquido, A el área donde se generan los neutrones, Φ el flujo de neutrones en la planta nuclear y E_{Sim} la cantidad de eventos generados durante la simulación.

Para realizar la simulación en GEANT4 se colocó el detector dentro de un blindaje de polipropileno en forma de caja, este blindaje se fue variando su espesor en las simulaciones para disminuir la cantidad de eventos. Adicionalmente en el exterior del blindaje de polipropileno se adicionó una caja de agua con paredes de 50 cm de grosor. Los neutrones cosmogénicos fueron generados en la parte superior del detector empleando la distribución energética de la Fig. 2.8 y la distribución angular reportada por [54]. Los resultados de las simulaciones aparecen en la Tabla. 2.11 donde se aprecia la disminución de la tasa de eventos en el detector con el aumento del blindaje de polipropileno.

Blindaje	Interacciones [neutrones/hora]
Sin Blindaje	55.50 ± 5.59
Una Pulgada	38.52 ± 3.60
Dos Pulgadas	16.86 ± 1.71
Cinco Pulgadas	7.75 ± 0.79

Tabla 2.11: Eventos estimados en la cámara de burbujas provocados por neutrones cosmogénicos empleando diferentes espesores de blindaje de polipropileno. Se usó un flujo de 10.36 ± 1.55 neutrones/hora/cm².

2.4 Estimación de Eventos Registrados en la Planta Nuclear de Laguna Verde

Con los recientes avances en la detección de neutrinos mediante $CE\nu NS$, se está cada vez más cerca de lograr el monitoreo no intrusivo de reactores nucleares: conocer su modo de operación, nivel de potencia y concentración de material fisible en tiempo real es posible empleando detectores que se colocan a decenas de metros de la planta nuclear. Con vista en esta posible aplicación de la cámara de burbujas, una vez finalizada su construcción, se realizó la estimación de la cantidad de eventos que se detectarían una vez colocado el detector a 30 m de distancia de la Planta Nuclear de Laguna Verde.

La PNLV está localizada en el municipio de Alto Lucero, Estado de Veracruz, México. La planta está compuesta por dos unidades idénticas, las cuales emplean reactores BWR-5 con potencia térmica de 2027 MWt y potencia eléctrica de 805 MW.

Para realizar la estimación de la tasa de conteos en el detector se emplearon los resultados de [16], donde se calcula el flujo de antineutrinos provenientes del reactor (Tabla. 2.12) mediante el código DRAGON [55].

El otro elemento necesario para calcular la tasa de eventos en el detector es la sección eficaz entre los antineutrinos y el argón líquido, con este fin se empleó la siguiente expresión [56]:

$$\bar{\sigma}(T_{th}, E_\nu) \equiv \int_{T_{th}}^{T_{max}} \frac{d\sigma}{dT} dT = \sigma_0^{SM} \frac{(T_{max} - T_{th})^2}{2MT_{max}}. \quad (2.4)$$

En 2.4 E_ν representa la energía del neutrino incidente, T_{th} el umbral del detector, T_{max} la energía máxima que transmite el neutrino en una interacción y M la masa de los núcleos de

E [MeV]	$\Phi_{total}[MeV^{-1}s^{-1}cm^{-2}]$	$\delta_{sist}[\%]$	E [MeV]	$\Phi_{total}[MeV^{-1}s^{-1}cm^{-2}]$	$\delta_{sist}[\%]$
1.800	$6.921 \cdot 10^{10}$	7.2	5.024	$4.841 \cdot 10^9$	4.2
2.048	$6.192 \cdot 10^{10}$	3.6	5.272	$3.761 \cdot 10^9$	4.3
2.296	$5.185 \cdot 10^{10}$	3.6	5.520	$2.871 \cdot 10^9$	5.2
2.544	$4.304 \cdot 10^{10}$	3.7	5.768	$2.157 \cdot 10^9$	5.4
2.792	$3.634 \cdot 10^{10}$	3.7	6.016	$1.584 \cdot 10^9$	5.5
3.040	$3.052 \cdot 10^{10}$	3.7	6.264	$1.179 \cdot 10^9$	5.6
3.288	$2.542 \cdot 10^{10}$	3.7	6.512	$8.900 \cdot 10^8$	5.8
3.536	$2.066 \cdot 10^{10}$	3.8	6.760	$6.692 \cdot 10^8$	5.9
3.784	$1.671 \cdot 10^{10}$	3.8	7.008	$4.752 \cdot 10^8$	7.0
4.032	$1.336 \cdot 10^{10}$	3.9	7.256	$3.027 \cdot 10^8$	7.4
4.280	$1.045 \cdot 10^{10}$	4.0	7.504	$1.881 \cdot 10^8$	7.8
4.528	$8.026 \cdot 10^9$	4.0	7.752	$1.210 \cdot 10^8$	8.4
4.776	$6.147 \cdot 10^9$	4.1	8.000	$6.7630 \cdot 10^7$	9.8

Tabla 2.12: Flujo total de antineutrinos para uno de los reactores de la PNLV, a 100 m del centro del reactor. En la tercera y sexta columna aparece el error sistemático total [16].

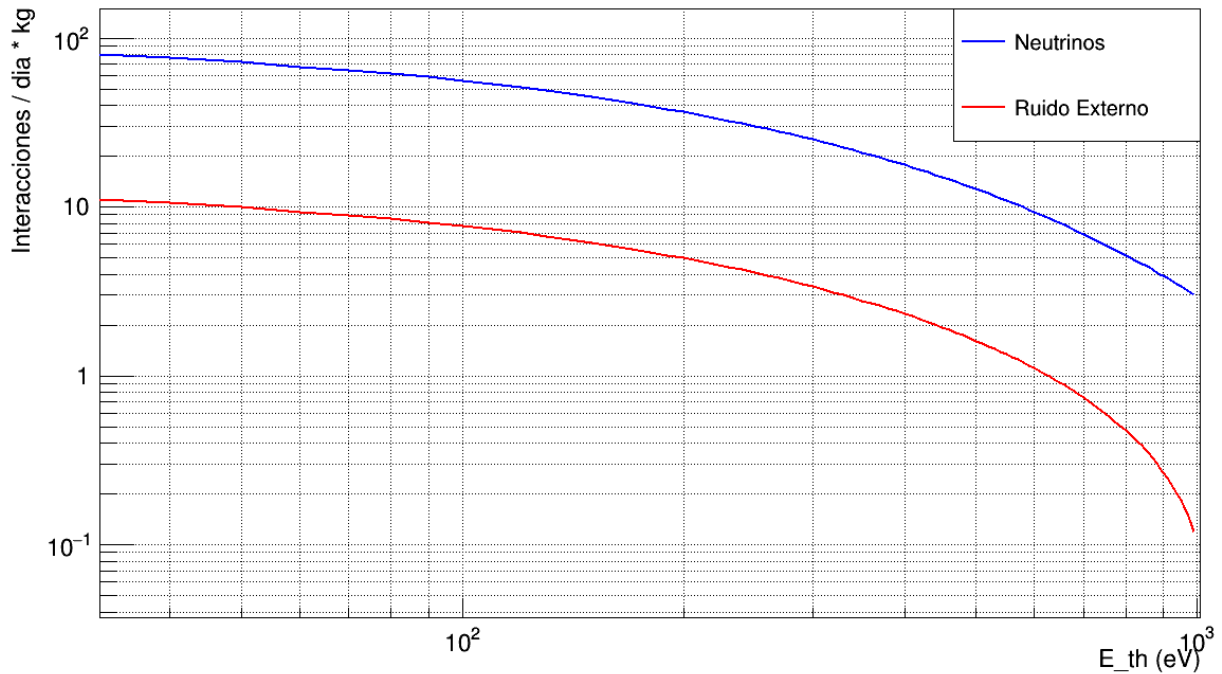


Figura 2.9: Tasas de eventos estimadas debido a neutrinos y neutrones cósmogénicos en la cámara de burbujas centelleante como función de la energía umbral del detector si fuera colocada a 30 m de la Planta Nuclear de Laguna Verde.

argón presentes en el detector. Las magnitudes anteriores se encuentran relacionadas debido a que los antineutrinos se vuelven imposibles de detectar si sus energías se encuentran por debajo de:

$$E_{\nu,th} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{2MT_{th} + T_{th}^2} + T_{th} \right) \approx \sqrt{\frac{M}{2} T_{th}}. \quad (2.5)$$

Realizando una integración numérica sobre los valores de la Tabla. 2.12 y combinándolo con la sección eficaz definida por 2.4 se obtiene la tasa esperada de eventos que interaccionan en la cámara de burbujas una vez colocada a 30 m de la PNLV; en el Apéndice A aparece el código desarrollado en C++ para el cálculo de la tasa esperada de eventos en el detector. En la Fig. 2.9 se muestra la distribución de la tasa de neutrinos que interaccionan en el detector como función del umbral de operación de la cámara de burbujas, así como la tasa de eventos provocada por neutrones cosmogénicos; no aparecen representados los ruidos internos pues en este caso son despreciables respecto a los externos y solo cobrarían relevancia de emplearse el detector en la búsqueda de materia oscura. Considerando los eventos generados en la cámara de burbujas por los neutrones provenientes de los componentes de la misma, y los neutrones originados por rayos cósmicos; combinándolos con los resultados de los eventos estimados en el detector debido a neutrinos mediante *CEνNS*, muestran que es posible emplearlo en la PNLV y obtener una señal separable de los ruidos de fondo.

Capítulo 3

Conclusiones

En el estudio de los ruidos internos y externos del detector se aprecia que los eventos producidos por neutrones cosmogénicos representan alrededor del 99 % de las interacciones de fondo en la cámara de burbujas, constituyendo el ruido dominante, si el detector se instala en la superficie, a una distancia de 30 m de la Planta Nuclear de Laguna Verde, lo cual permitirá medir neutrinos de reactores. Trabajando con un umbral del detector de 100 eV se esperan obtener en el detector 22.91 ± 2.52 eventos por hora debido a neutrinos mediante $CE\nu NS$; y ya que el ruido estimado en el detector debido a neutrones es de 7.75 ± 0.81 por hora será posible diferenciar una señal debido a neutrinos en la cámara de burbujas. En la Fig. 3.1 aparece la señal total que se espera obtener en la PNLV además de las señales generadas por neutrinos y neutrones cosmogénicos. Estos datos muestran que con un blindaje simple es posible la detección de neutrinos mediante $CE\nu NS$ en los alrededores de una planta nuclear empleando la cámara de burbujas centelleante.

El número de interacciones de fondo generadas en la cámara de burbujas para un umbral de 100 eV es el valor medio de un ajuste Gaussiano realizado a los datos de 100 simulaciones del detector. Empleando esta distribución se puede estimar con cierto intervalo de confianza el rango en que oscilará el valor medio del fondo. Los resultados obtenidos muestran con un nivel de confianza del 95% que el ruido en la cámara de burbujas se encuentra alrededor de 7.75 ± 1.58 . Con intervalos de confianza de 99% y 99.9% los valores del fondo oscilan entre 7.75 ± 2.09 y 7.75 ± 2.50 respectivamente. Los resultados anteriores evidencian la posibilidad de discriminar los eventos generados por neutrinos, del fondo generado por neutrones.

Entre las diferentes componentes del detector, las que contienen aluminio representan las que mayor aporte realizan al fondo de neutrones. Esto se debe a que el aluminio posee una producción de neutrones debido a reacciones (α, n) de al menos un orden de magnitud mayor a la de otros materiales presentes en el detector como el acero inoxidable, el polietileno de alta densidad (HDPE) y el cuarzo. Este hecho representa un problema debido al reflector que debe ser colocado en la zona exterior del recipiente que contiene el argón líquido, para mejorar la eficiencia de colección de la luz en el detector pues en su mayor parte está compuesto de aluminio; esto constituye un reto en el diseño del detector y ha obligado a buscar otras alternativas de reflectores y a disminuir al mínimo su uso. El contenedor de presión de acero inoxidable también genera ruidos de fondos comparables con los del reflector de aluminio; la razón es que aunque el acero inoxidable posee una menor producción de neutrones que el aluminio este componente es el que mayor masa posee en la cámara de burbujas. Para mitigar este efecto se colocará en el interior de la cámara una capa cilíndrica de polipropileno que servirá como blindaje para los neutrones generados en el acero inoxidable. Las simulaciones realizadas con este blindaje demuestran que con dos pulgadas de polipropileno se disminuyen a la mitad los ruidos provocados por el envase de presión.

Los resultados de las simulaciones en GEANT4 para el estudio de los ruidos de fondo en el

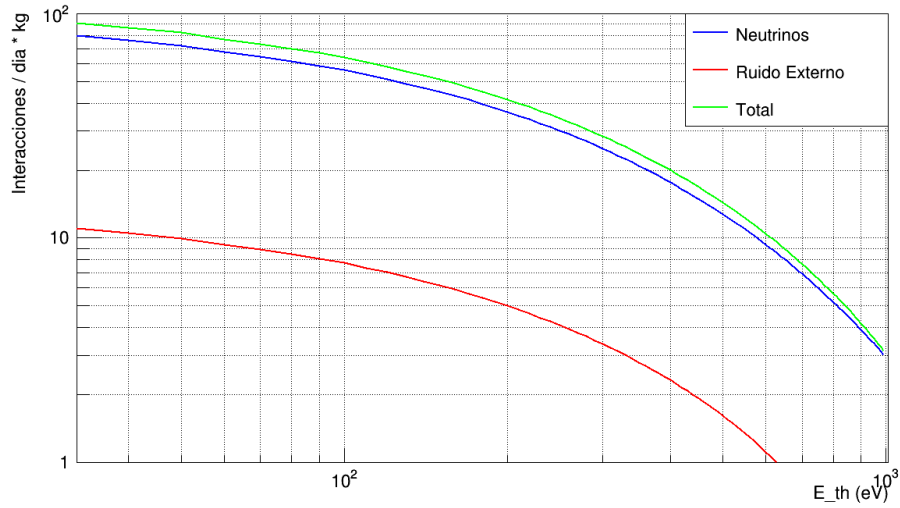


Figura 3.1: Tasas total de eventos estimada debido a neutrinos y neutrones cosmogénicos en la cámara de burbujas centelleante como función de la energía umbral del detector si fuera colocada a 30 m de la Planta Nuclear de Laguna Verde.

detector ha marcado el camino a seguir en el diseño y construcción de la cámara de burbujas; definiendo materiales y componentes óptimas para el detector. Una vez construida, la cámara de burbujas centelleante representará la primera de su tipo escalable; además de ser empleada en la comprobación del comportamiento de los gases nobles al disminuir sus valores de umbral. De ser comprobado que este detector se mantiene insensible a los retrocesos de electrones a medida que se disminuye el umbral de detección, se podría alcanzar un valor mínimo de 100 eV, este hecho abriría grandes posibilidades para la futura detección de WIMP y neutrinos.

Con el objetivo de emplear la cámara de burbujas en la búsqueda de WIMP, se instalará en SNOLAB a dos kilómetros de profundidad para lograr una disminución de los ruidos de fondo. En este laboratorio subterráneo el aporte de los neutrones cósmicos es despreciable debido a la profundidad y por tanto los ruidos debidos a los neutrones emitidos por las componentes del detector serán fundamentales. El modelo realizado en GEANT4 de la cámara de burbujas establece que los neutrones cosmogénicos generan 54.14 ± 7.92 eventos/año (Tabla. 3.1) y para la búsqueda de materia oscura se requiere un fondo menor a un evento por año, por esta razón se deben emplear materiales con menores concentraciones de ^{238}U y ^{232}Th .

Componente	Interacciones Simples [neutrones/año]	Materiales
Contenedor de Presión	11.82 ± 1.76	Acero Inoxidable
Piezoeléctricos	$(16.07 \pm 2.40) \cdot 10^{-3}$	Cu, Piezo, PCB
Reflector	21.63 ± 3.24	Al, Ti, HDPE
LED	1.48 ± 0.14	Al, P, Ga, In
SiPM	$(4.78 \pm 0.69) \cdot 10^{-11}$	Si
Cámara Basler	7.60 ± 1.00	Al
Contenedores de Cuarzo	1.99 ± 0.28	Si, O
Fuelles	6.73 ± 1.10	Acero Inoxidable
Aislantes	2.73 ± 0.40	HDPE
Contenedor de Presión	0.30 ± 0.08	Acero Inoxidable
Total	54.14 ± 7.92	

Tabla 3.1: Eventos estimados en la cámara de burbujas inducidos por neutrones cosmogénicos.

El próximo paso en el desarrollo de la cámara de burbujas consiste en la construcción de un prototipo no criogénico en el laboratorio de Física de Neutrinos y Materia Oscura del Instituto de Física de la UNAM. Actualmente se cuenta con todos los componentes del sistema hidráulico y se estima tener este prototipo de cámara de burbujas en funcionamiento para el verano de 2020. El objetivo que se persigue es investigar el comportamiento de los SiPM a diferentes regímenes de presión así como estudiar la sensibilidad de nuevos materiales centelleantes a rayos α , β y γ .

Apéndice A

Código para el cálculo de la tasa de eventos producto de neutrinos interactuando mediante $CE\nu NS$ en el detector

```
#include <iostream>
#include <fstream>
#include "TFile.h"
#include "TTree.h"
#include "TString.h"
#include "TH2F.h"
#include "TH1F.h"
#include "TBox.h"
#include "THStack.h"
#include "TLegend.h"
#include "TStyle.h"
#include "TCanvas.h"
#include "TPad.h"
#include "TSystem.h"
#include "TProfile.h"
#include <vector>
#include <iostream>
#include <iomanip>
#include <fstream>
#include <string>
#include <cstring>
#include "TF1.h"
#include "Math/WrappedTF1.h"
#include "Math/GaussIntegrator.h"
#include <stdint.h>
#include "TMath.h"
#include "TMinuit.h"
#include "TCanvas.h"
#include "TStyle.h"
#include "TROOT.h"
#include "TGraphErrors.h"
```

```
#include <TRandom.h>

using namespace std;

float Cross_Section (float energy);
float Cross_Section1 (float energy1, float Th);
float Umbral (float th);

void Flux_Cross()
{

float d1,d2;
float E[50],F[50],O[50],Tot[50],D[50], I[2000], E1[2000], Error[2000];
float sum=0;
float x1, x2, y1, y2;
float p = 1.4773105e+26;           // Cantidad de Nucleos de Ar
char t [10];
int i=1,j,k=0,z, inicio;

ifstream file;

E[0]=0;   F[0]=0;   O[0]=0;

file.open("Flux_Neutrino.txt");           //Abriendo el archivo txt con
                                           //los datos del flujo

file>>t>>t;                               //Me quito el encabezado

while (!file.eof())                       //Se detiene cuando el fichero
                                           //termina
{

file>>E[i]>>F[i]>>Error[i];
F[i]=F[i]*100/9;                          //Los datos son a 100m y los
                                           //quiero a 30m

i++;

}

i=i-2;

cout <<i<<endl;
```



```

file.close();

for (k=1; k<=100; k++)
{
    // Ciclo para calcular las secciones
    //eficaces con diferentes umbrales

    for (j=1;j<=i;j++)
    {
        O[j]= Cross_Section1(E[j],10*k);    // El Th se entra en eV
    }

    // Actualizo donde empieza la
    //integral dependiendo del Th

    inicio = 0;
    for (z=1; z<=i; z++)
    {
        if (E[z]<Umbral(10*k))
        {
            inicio=z;
        }
    }
    inicio=inicio+1;

    sum=0;

    for (j=inicio;j<i;j++)
    {
        x1=E[j];
        x2=E[j+1];
        y1=O[j]*F[j];
        y2=O[j+1]*F[j+1];

        //cout<<y1<< " " <<y2<<endl;

        sum=sum + (x2-x1)*(y2+y1)/2;
    }

    I[k]=sum*p*86400/9.8;           //Unidades: conteos / dia*kg
    E1[k]=10*k;                   // Unidades: eV
    Error[k]=I[k]*(7+k/50)/100;
    // cout<<I[k]<<endl;
}

```

```

TCanvas *c1=new TCanvas("c1","Histogram",700,500);

TGraph* g1 = new TGraph(i,E,F);

//gPad->SetLogy();
//gPad->SetLogx();
g1->SetTitle("Flux");
g1->GetXaxis()->SetTitle("Energy [MeV]");
g1->GetYaxis()->SetTitle("Neutrino / MeV * s * cm2 ");

g1->Draw("A*");
g1->RemovePoint(0);

TCanvas *c2=new TCanvas("c2","Histogram",700,500);

TGraph* g2 = new TGraphErrors(100,E1,I,0,0);

gPad->SetLogy();
gPad->SetLogx();
g2->SetTitle("Reactor");
g2->GetXaxis()->SetTitle("E_th [eV]");
g2->GetYaxis()->SetTitle("Interacciones / dia * kg ");
g2->GetXaxis()->SetRangeUser(40,1000);
g2->GetYaxis()->SetRangeUser(1,100);
g2->SetLineColor(kBlue);
g2->SetLineWidth(2);

gPad->SetGrid(1, 1);
gPad->Update();

g2->Draw("AC");
g2->RemovePoint(0);
}

float Cross_Section (float energy)
{
    float num;          // Cross Section cm2

    num = 0.42*pow(10,-44)*22*22*energy*energy;

    return num;
}

```

```
}

float Cross_Section1 (float energy1, float Th)
{
    // El Th debe estar en MeV por esto el valor se entra en eV
    float T, Sec, S;
    Th=Th*0.001*0.001;

    T= 2*energy1*energy1/(37224.7224+2*energy1);
    Sec = 89.835916*pow(10, -34);

    S = Sec*(T-Th)*(T-Th)/(2*37224.7224*T);

    return S;

}

float Umbral (float th)
{
    float energia;
    th = th/1000000;          //Lo expreso en Mev porque entra en eV

    energia = 0.5*(sqrt(2*37224.7224*th + th*th) + th);

    return energia;
}
```

Apéndice B

NeuCBOT (Neutron Calculator Based On TALYS)

NeuCBOT es un código desarrollado para el cálculo de la producción de neutrones provenientes de reacciones (α, n) , de la fisión espontánea y de la emisión directa de neutrones; la tasa de ocurrencia de estos últimos dos procesos depende exclusivamente de la concentración de uranio y torio presente en los componentes del detector y no del material donde estos contaminantes están presentes. En materiales donde la sección eficaz de las reacciones (α, n) es baja estos otros dos procesos contribuyen significativamente al fondo de neutrones radiogénicos.

Los núcleos pesados que generalmente decaen vía alfa, pueden también presentar fisión espontánea y transformarse en núcleos más ligeros. En este proceso muchos tipos de partículas son emitidas, incluidos rayos gamma con energía del orden de los MeV y varios neutrones. La distribución de neutrones emitidos en la fisión espontánea del ^{238}U pueden ser ajustados a una función Gaussiana de valor medio igual a 2.05 ± 0.04 y desviación estándar de 1.04 ± 0.03 .

Las reacciones (α, n) ocurren mayormente en materiales con valores de Z de bajos a medianos que se encuentran contaminados con isótopos que emiten partículas alfa. Cuando estos isótopos decaen, la partícula α emitida puede ser capturada por un núcleo del material para pasar a conformar un núcleo compuesto que decaerá emitiendo un neutrón. El cálculo de la producción de neutrones provenientes de reacciones (α, n) depende del espectro energético del decaimiento α y de la composición y distribución del material donde tiene lugar la reacción. La producción de neutrones también depende del poder de frenado de las partículas alfa a una energía específica y del material donde tiene lugar. Por último también se debe tener en cuenta la sección eficaz de las reacciones (α, n) y la estructura de los núcleos donde ocurren estas reacciones.

B.1 Cálculo de producción de neutrones empleando NeuCBOT

Para obtener la producción de neutrones provenientes de reacciones (α, n) en materiales expuestos a contaminantes que decaen vía alfa o en presencia de una determinada lista de energías de partículas α ; el código NeuCBOT compila los datos generados por TALYS [57] junto a la información de decaimientos nucleares proveniente de las bases de datos de ENSDF [58] y los cálculos de poder de frenado de SRIM [59].

TALYS es un programa de simulaciones de reacciones nucleares que emplea datos experimentales de la estructura del núcleo y modelos teóricos para calcular la sección eficaz de reacciones nucleares y el espectro de emisión de partículas de la reacción. TALYS tiene en cuenta la estructura nuclear del núcleo que será impactado, su composición y los núcleos hijos que serán generados luego de la interacción, además de los efectos que los niveles de energía de

los núcleos hijos aportan al espectro de neutrones emitidos. Estos efectos son propagados en los cálculos realizados por NeuCBOT empleando los datos de TALYS.

Debido a que la producción de neutrones derivados de las reacciones (α, n) varía fuertemente entre diferentes isótopos de un mismo material, se considera cada uno de los isótopos de un mismo elemento individualmente. Si el isótopo i posee una densidad igual a η_i , la producción $Y_i(E_\alpha, E_n)$ de neutrones con energías E_n debido a una partícula α con energía E_α la cual recorre una distancia dx está definida por :

$$Y_i(E_\alpha, E_n) = \eta_i \sigma_i(E_\alpha, E_n) dx. \quad (\text{B.1})$$

En B.1 $\sigma_i(E_\alpha, E_n)$ representa la sección eficaz para esta reacción en particular. Si se define la densidad total del material como ρ , entonces el poder de frenado másico se define como $S(E) = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$. Realizando un cambio de variables e integrando sobre la energía de la partícula α a medida que es frenada en el material se obtiene:

$$Y_i^\alpha(E_n) = \frac{\eta_i}{\rho} \int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma_i(E'_\alpha, E_n)}{S(E'_\alpha)} dE'_\alpha = \frac{N_A C_i}{A_i} \int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma_i(E'_\alpha, E_n)}{S(E'_\alpha)} dE'_\alpha. \quad (\text{B.2})$$

Donde $Y_i^\alpha(E_n)$ representa la producción de neutrones de energía E_n producto de una partícula α (de energía inicial E_α), N_A es el número de Avogadro, C_i la fracción másica del isótopo i en el material y A_i es el índice de masa del isótopo. La producción total de neutrones en el material se obtiene sumando sobre todos los isótopos presentes:

$$Y^\alpha(E_n) = \sum_i Y_i^\alpha(E_n). \quad (\text{B.3})$$

Si se desea obtener la producción de neutrones de una cadena de desintegración que posee varias partículas α , se define P_α como la probabilidad de que cierta partícula α aparezca durante el decaimiento de la cadena. En este caso la producción total de neutrones de energía E_n está dada por:

$$Y(E_n) = \sum_\alpha P_\alpha Y^\alpha(E_n). \quad (\text{B.4})$$

La producción total de neutrones generados para todas las energías se calcula de la integral de $Y(E_n)$ sobre el espectro energético de los neutrones.

Los datos que brinda el código TALYS a NeuCBOT son la sección eficaz total de las reacciones (α, n) , para una partícula α de energía definida al interactuar con un núcleo específico; también la sección eficaz individual para cada estado excitado de los núcleos hijos generados luego de la interacción y el espectro energético de los neutrones que se producen. Esta última magnitud se calcula mediante la conservación de la energía y el momento de cada núcleo hijo y su correspondiente sección eficaz. TALYS realiza todos estos cálculos para una energía de la partícula alfa específica y no simula el proceso de frenado de la partícula α . La salida del código TALYS es el término σ_i de B.2, por esta razón es necesario integrar sobre la trayectoria de la partícula α durante su proceso de frenado.

B.2 Ventajas del uso de NeuCBOT

NeuCBOT tiene compiladas las librerías de secciones eficaces para reacciones (α, n) y de los espectros de neutrones generados por TALYS para los isótopos naturales más comunes empleando un rango de energías de partículas α de 0 – 10 MeV con incrementos de 10 keV. Este rango de energías se corresponde con el que presentan las partículas α originadas en los decaimientos naturales de las cadenas del uranio y el torio.

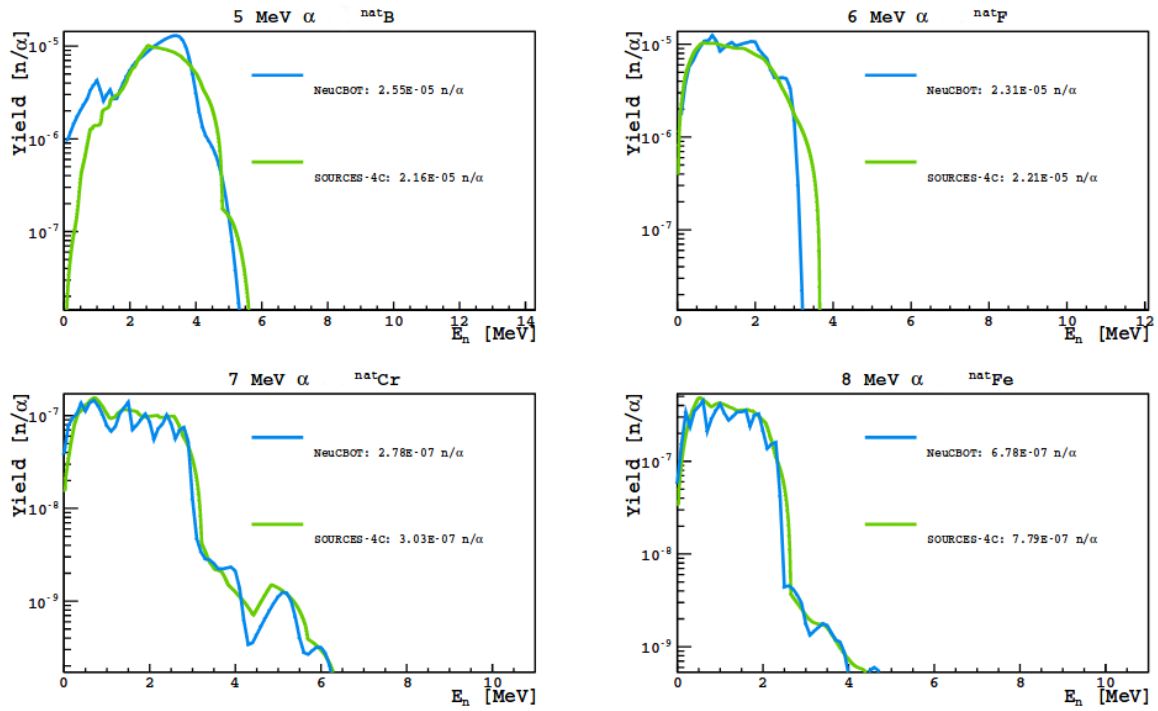


Figura B.1: Espectro energético de emisión de neutrones debido a reacciones (α, n) para partículas α de 5, 6, 7 y 8 MeV interaccionando en boro, flúor, hierro y cromo empleando sus abundancias isotópicas naturales; generados por NeuCBOT (azul) y SOURCES-4C (verde).

NeuCBOT calcula la producción de neutrones y su espectro energético para cada partícula α que se frena en el material e interacciona con los isótopos presentes, asumiendo una composición homogénea (se asume que cada isótopo está distribuido uniformemente en el material), empleando B.2. El poder de frenado másico $S(E_\alpha)$ se obtiene de librerías generadas por SRIM y se emplea en la integración sobre la trayectoria de las partículas α ; esta integral se aproxima mediante una suma de Riemann. La producción total de neutrones de energías E_n se calcula sumando sobre todas las energías E_α y todos los isótopos como se describe en B.3 y B.4.

NeuCBOT constituye una nueva herramienta para el cálculo de la producción de neutrones debido a reacciones (α, n) la cual ha sido validada mediante su comparación con SOURCES-4C [60]. La Fig. B.1 muestra una fuerte correlación entre los resultados de ambos códigos calculados sobre varios órdenes de magnitud en las energías. NeuCBOT tiende a predecir sistemáticamente tasas de producción de neutrones mayores de alrededor de un 27%. Entre las ventajas del uso de NeuCBOT figuran que sus bases de datos poseen secciones eficaces para un mayor rango de energías de las partículas α así como mayor cantidad de isótopos definidos previamente que no están presentes en SOURCES-4C; además de calcular espectros energéticos de emisión de neutrones son más detallados.

Referencias Bibliográficas

- [1] A. B. McDonald et al. (SNO Collaboration). Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, 89, July 2002.
- [2] J. Bernabeu, G. L. Fogli, A. B. McDonald, and K. Nishikawa. Neutrino Physics. *Advances in High Energy Physics*, January 2013.
- [3] G. Bertone and T. M. P. Tait. A new era in the search for dark matter. *Nature*, 562:51–56, October 2018.
- [4] Marc Schumann. Direct Detection of WIMP Dark Matter: Concepts and Status. *arXiv.org, Astrophysics - Cosmology and Nongalactic Astrophysics*, March 2019.
- [5] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, and L. Strigari. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Physical Review D*, 89, January 2014.
- [6] D. Akimov et al. (COHERENT Collaboration). Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering. *Science*, 357:1123–1126, September 2017.
- [7] Yeongduk Kim. Detection of Antineutrinos for Reactor Monitoring. *Nuclear Engineering and Technology*, 48:285–292, April 2016.
- [8] D. Baxter, C. J. Chen, M. Crisler, T. Cwiok, C. E. Dahl, A. Grimsted, J. Gupta, M. Jin, R. Puig, D. Temples, and J. Zhang. First Demonstration of a Scintillating Xenon Bubble Chamber for Detecting Dark Matter and Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering. *Physical Review Letters*, June 2017.
- [9] Kate Scholberg. Coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *2nd Workshop on Germanium Detectors and Technologies, Journal of Physics*, 2015.
- [10] Christian Spiering. Towards High-Energy Neutrino Astronomy. A Historical Review. *arXiv.org, Astrophysics - Instrumentation and Methods for Astrophysics*, July 2012.
- [11] C. Amole et al. (PICO Collaboration). Dark Matter Search Results from the PICO-2L C_3F_8 Bubble Chamber. *Physical Review Letters*, 114, June 2015.
- [12] C. Amole, M. Ardid, D. M. Asner, D. Baxter, E. Behnke, P. Bhattacharjee, H. Borsodi, M. Bou-Cabo, S. J. Brice, D. Broemmelsiek, K. Clark, J. I. Collar, P. S. Cooper, M. Crisler, C. E. Dahl, S. Daley, M. Das, F. Debris, N. Dhungana, S. Fallows, J. Farine, I. Felis, R. Filgas, F. Girard, G. Giroux, A. Grandison, M. Hai, J. Hall, O. Harris, M. Jin, C. B. Krauss, M. Lafrenière, M. Laurin, I. Lawson, I. Levine, W. H. Lippincott, E. Mann, D. Maurya, P. Mitra, R. Neilson, A. J. Noble, A. Plante, R. B. Podvianiuk, S. Priya, E. Ramberg, A. E. Robinson, R. Rucinski, M. Ruschman, O. Scallon, S. Seth, P. Simon, A. Sonnenschein, E. Vázquez-Jáuregui, J. Wells, U. Wichoski, V. Zacek, J. Zhang, and I. A.

- Shkrob. Dark matter search results from the PICO-60 CF_3I bubble chamber. *PHYSICAL REVIEW*, 2016.
- [13] A. Aguilar-Arevalo et al. The CONNIE experiment. *Journal of Physics: Conference Series*, 761, June 2016.
- [14] J. Ashenfelter et al. (PROSPECT Collaboration). The PROSPECT physics program. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 43, October 2016.
- [15] M. S. Gordon, P. Goldhagen, K. P. Rodbell, T. H. Zabel, H. H. K. Tang, J. M. Clem, and P. Bailey. Measurement of the flux and energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons on the ground. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51:3427 – 3434, December 2004.
- [16] M. Chavez-Estrada and A. A. Aguilar-Arevalo. Antineutrino flux from the Laguna Verde Nuclear Power Plant. *Adv. High Energy Phys.*, 2015, 2015.
- [17] Enrico Fermi. Trends to a Theory of beta Radiation. *Nuovo Cim*, 11:1–19, 1934.
- [18] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the Free Neutrino: a Confirmation. *Science*, 124:103–104, July 1956.
- [19] Daniel Z. Freedman. Coherent Neutrino Nucleus Scattering as a Probe of the Weak Neutral Current. *Phys. Rev.*, D9:1389–1392, 1974.
- [20] J. Barranco, O. G. Miranda, and T. I. Rashba. Probing new physics with coherent neutrino scattering off nuclei. *arXiv.org, High Energy Physics - Phenomenology*, November 2005.
- [21] Vadim A. Bednyakov and Dmitry V. Naumov. Coherency and incoherency in neutrino-nucleus elastic and inelastic scattering. *Phys. Rev.*, D98(5):053004, 2018.
- [22] B. Dutta, Y. Gao, A. Kubik, R. Mahapatra, N. Mirabolfathi, L. E. Strigari, and J. W. Walker. Sensitivity to oscillation with a sterile fourth generation neutrino from ultralow threshold neutrino-nucleus coherent scattering. *Physical Review D*, 94, November 2016.
- [23] T. S. Kosmas, O. G. Miranda, D. K. Papoulias, M. Tórtola, and J. W. F. Valle. Probing neutrino magnetic moments at the Spallation Neutron Source facility. *Physical Review D*, 92, July 2015.
- [24] P. deNiverville, M. Pospelov, and A. Ritz. Light new physics in coherent neutrino-nucleus scattering experiments. *Physical Review D*, 92, November 2015.
- [25] K. Patton, J. Engel, G. C. McLaughlin, and N. Schunck. Neutrino-nucleus coherent scattering as a probe of neutron density distributions. *Physical Review C*, 86, August 2012.
- [26] Lawrence M. Krauss. Low-energy neutrino detection and precision tests of the standard model. *Physics Letters B*, 269:407–411, October 1991.
- [27] James R. Wilson. Coherent Neutrino Scattering and Stellar Collapse. *Physical Review Letters*, 32, April 1974.
- [28] B. Zeitnitz. KARMEN: neutrino physics at ISIS. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 32:351–373, 1994.

- [29] C. Athanassopoulos, L. B. Auerbach, D. Bauer, R. D. Bolton, R. L. Burman, I. Cohen, D. O. Caldwell, B. D. Dieterle, J. B. Donahue, A. M. Eisner, A. Fazely, F. J. Federspiel, G. T. Garvey, M. Gray, R. M. Gunasingha, V. Highland, R. Imlay, K. Johnston, and S. Yellin. The liquid scintillator neutrino detector and LAMPF neutrino source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 388:149–172, March 1997.
- [30] I. R. Barabanov, G. Ya. Novikova, V. V. Sinev, and E. A. Yanovich. Research of the natural neutrino fluxes by use of large volume scintillation detector at Baksan. *arXiv.org, High Energy Physics - Phenomenology*, September 2009.
- [31] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *arXiv.org, Astrophysics*, January 2005.
- [32] Donald A. Glaser. Some Effects of Ionizing Radiation on the Formation of Bubbles in Liquids. *Physical Review Journals Archive*, 87, August 1952.
- [33] Frederick Seitz. On the Theory of the Bubble Chamber. *The Physics of Fluids*, 1, January 1958.
- [34] C. R. Bell, N. P. Oberle, W. Rohsenow, N. Todreas, and C. Tso. Radiation-Induced Boiling in Superheated Water and Organic Liquids. *Nuclear Science and Engineering*, 53:458–465, 1974.
- [35] Y. Y. Sun, B. T. Chu, and R. E. Apfel. Radiation-induced cavitation process in a metastable superheated liquid II. Interface formation and post-interface formation stages. *Journal of Computational Physics*, 103:126–140, November 1992.
- [36] R. E. Apfel, S. C. Roy, and Y. Lo. Prediction of the minimum neutron energy to nucleate vapor bubbles in superheated liquids. *Physical Review*, 31:3194–3198, June 1985.
- [37] Robert E. Apfel. Acoustic cavitation inception. *Ultrasonics*, 22:167–173, July 1984.
- [38] F. D’Errico. Fundamental Properties of Superheated Drop (Bubble) Detectors. *Radiation Protection Dosimetry*, 84:55–62, August 1999.
- [39] R. E. Apfel and S. C. Roy. Instrument to detect vapor nucleation of superheated drops. *Review of Scientific Instruments*, 54:1397–1400, November 1983.
- [40] M. Satou, S. Yokoyama, and Y. Sanada. Structural analysis and estimation of boiling point of hydrocarbons in a coal-derived liquid by a group contribution method. *Fuel*, 71:565–574, May 1992.
- [41] S. Westerdale and P. D. Meyers. Radiogenic Neutron Yield Calculations for Low-Background Experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 875:57–64, December 2017.
- [42] E. Behnke et al. (COUPP Collaboration). First dark matter search results from a 4-kg CF_3I bubble chamber operated in a deep underground site. *Physical Review D*, 86, September 2012.
- [43] W. B. Wilson, R. T. Perry, W. S. Charlton, T. A. Parish, and E. F. Shores. SOURCES: a code for calculating (α, n) , spontaneous fission, and delayed neutron sources and spectra. *Radiation Protection Dosimetry*, 115:117–121, December 2005.

- [44] D.M. Mei and A. Hime. Muon-induced background study for underground laboratories. *Physical Review D*, 73, March 2006.
- [45] B. Aharmim et al. (SNO Collaboration). Measurement of the cosmic ray and neutrino-induced muon flux at the Sudbury neutrino observatory. *Physical Review D*, 80, July 2009.
- [46] R. C. Minehart and R. H. Milburn. Scintillation-Bubble Chamber. *Review of Scientific Instruments*, 31, November 1959.
- [47] J. Ltnrdhard, M. Scharff, and H. E. Schltt. Range concepts and Heavy ion Range. *Mat. Fys. Medd*, 1963.
- [48] Alan Edward Robinson. Dark Matter Limits from a 2L C_3F_8 Filled Bubble Chamber. 2015.
- [49] S. Agostinelli et al. (GEANT4 Collaboration). Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506:250–303, March 2003.
- [50] R. Brun and F. Rademakers. ROOT — An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389:81–86, April 1997.
- [51] Martin Janecek. Reflectivity Spectra for Commonly Used Reflectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59, June 2012.
- [52] SNOLAB. Low Background Counting Results. https://www.snolab.ca/users/services/gamma-assay/counting_results.html, 2019.
- [53] M. S. Gordon, P. Goldhagen, K. P. Rodbell, T. H. Zabel, H. H. K. Tang, J. M. Clem, and P. Bailey. Neutron Flux Calculation. 2019.
- [54] Y. F. Wang, V. Balic, G. Gratta, A. Fassò, S. Roesler, and A. Ferrari. Predicting neutron production from cosmic-ray muons. *Physical Review D*, 64, July 2001.
- [55] G. Marleau, R. Roy, and A. Hébert. DRAGON: a collision probability transport code for cell and supercell calculations. *Report IGE-157, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, Canada*, 1994.
- [56] M. Lindner, W. Rodejohann, and X. Xu. Coherent Neutrino-Nucleus Scattering and new Neutrino Interactions. *arXiv.org, High Energy Physics - Phenomenology*, March 2017.
- [57] A. Koning, S. Hilaire, and S. Goriely. TALYS-1.6, Nuclear Reaction Program. 2013.
- [58] M. R. Bhat. Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF). *Nuclear Data for Science and Technology*, pages 817–821, 1992.
- [59] J. F. Ziegler and J. P. Biersack. The Stopping and Range of Ions in Matter. *Treatise on Heavy-Ion Science*, pages 93–129, 1985.
- [60] E.F. Shores. Data updates for the SOURCES-4A computer code. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 179:78–82, 2001.

- [61] D. Akimov, P. An, C. Awe, P.S. Barbeau, P. Barton, B. Becker, V. Belov, A. Bolozdynya, A. Burenkov, B. Cabrera-Palmer, J.I. Collar, R.J. Cooper, R.L. Cooper, C. Cuesta, D. Dean, J. Detwiler, A.G. Dolgolenko, Y. Efremenko, S.R. Elliott, A. Etenko, N. Fields, W. Fox, A. Galindo-Uribarri, M. Green, M. Heath, S. Hedges, D. Hornback, E.B. Iverson, L. Kaufman, S.R. Klein, A. Khromov, A. Konovalov, A. Kovalenko, A. Kumpan, C. Leadbetter, L. Li, W. Lu, Y. Melikyan, D. Markoff, K. Miller, M. Middlebrook, P. Mueller, P. Naumov, J. Newby, D. Parno, S. Penttila, G. Perumpilly, D. Radford, H. Ray, J. Raybern, D. Reyna, G.C. Rich, D. Rimal, D. Rudik, K. Scholberg, B. Scholz, W.M. Snow, A. Sosnovtsev, A. Shakirov, S. Suchyta, B. Suh, R. Tayloe, R.T. Thornton, A. Tolstukhin, K. Vetter, and C.H. Yu. The COHERENT Experiment at the Spallation Neutron Source. *arXiv.org, Physics - Instrumentation and Detectors*, April 2016.
- [62] P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astrophysics. Cosmology and Nongalactic Astrophysics*, A13, June 2016.