



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

RUIDOS EXTERNOS E INTERNOS PRODUCIDOS
POR NEUTRONES EN EL EXPERIMENTO SNO+

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

Físico

PRESENTA:

José Luis Hernández Hernández

TUTOR:

Dr. Eric Vázquez Jáuregui

Ciudad de México, 2017





Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

Hoja de datos del jurado

Datos del alumno: *Hernández*
Hernández
José Luis
5518811716
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
310097916

Datos del tutor: *Dr.*
Eric
Vázquez
Jáuregui

Datos del sinodal 1: *Dr.*
Genaro
Toledo
Sánchez

Datos del sinodal 2: *Dr.*
Alexis Armando
Aguilar
Arévalo

Datos del sinodal 3: *Dr.*
Eduardo
Peinado
Rodríguez

Datos del sinodal 4: *Dra.*
Gabriela
Murguía
Romero

Datos del trabajo escrito: *Ruidos externos e internos producidos por neutrones en*
el experimento SNO+
97 p
2017

A la Facultad de Ciencias y a la Universidad Nacional Autónoma de México, por la formación que me han dado. Es gracias a ustedes que es posible el presente trabajo.

Y a mi madre y hermana que siempre han confiado en mi y me han enseñado a superar las adversidades con perseverancia y honestidad.

Reconocimientos

Expreso mi agradecimiento absoluto a la *Universidad Nacional Autónoma de México* y la *Facultad de Ciencias*, a las cuales les debo mi formación profesional, espero poder retribuir a mi *alma máter* aunque sea un poco de lo mucho que me ha dado.

Agradezco los consejos y el apoyo que el *Dr. Eric Vázquez Jáuregui* me ha dado durante el desarrollo de este trabajo, además de la amistad y la confianza que me ha brindado desde el día en que lo conocí, sin duda son cosas que tendré presentes para toda la vida.

Me siento afortunado de contar con la amistad y el respaldo de muchas personas, quiero agradecer a la *Fundación FLAG* y a toda la gente que tuvo el gusto de conocer ahí, a *Julie*, y a *Claudia*, personas muy valiosas que han contribuido a mi crecimiento personal.

En *Ciencias* he conocido gente que siempre tendré en mente, *Tonatiuh, Charlie, Eddie, JAMA, Luis Enrique, Rodrigo, Camilo, Sofí, Luis Amayo, Abel, Abril, Laura, Humberto, Rodro, Gerardo, Abraham, Rafael, Fernando, Noel, Luis Velázquez* y varios más con quienes me disculpo por haber olvidado incluirlos, en especial agradezco a *Omar*, la persona más brillante y sencilla que he conocido, sin duda ha sido un ejemplo a seguir, de igual forma a *Gaby* y *Jordi*, por su apoyo incondicional.

No tengo palabras para expresar la importancia que ha tenido mi *madre Gloria* y mi *hermana Yuri* en mi vida, siempre las llevaré presentes.

Agradezco a la Secretaría Técnica de Cómputo del IFUNAM por el acceso al supercómputo, *cluster mingus*, y a Carlos López Natarén por todas las facilidades, sin su apoyo y eficiencia la mayor parte de este trabajo no sería posible, de igual forma a los sinodales por sus valiosos aportes.

Finalmente a la DGAPA-UNAM, dentro del programa de apoyo a proyectos de investigación e innovación tecnológica por medio del proyecto *PAPIIT IA100316*.

Resumen

El experimento SNO+ se realiza actualmente en el laboratorio SNOLAB en Canadá, su objetivo es el estudio de una amplia variedad de temas de interés actual en la física de neutrinos mediante el uso de un detector con líquido centellador y agua ultra pura.

En este trabajo se estudió la cantidad de neutrones que se producen en el detector y en sus alrededores debido a procesos radioactivos y a la interacción de rayos cósmicos con la roca de la caverna en la que se encuentra el detector, además se realizó una estimación del ruido que estos producirán durante las primeras dos fases de toma de datos.

Índice general

Índice de figuras	XIII
Índice de tablas	XVII
1. Física de neutrinos	3
1.1. Neutrinos	3
1.2. El sabor de los neutrinos	4
1.3. Fuentes de neutrinos	5
1.3.1. Neutrinos solares	5
1.3.1.1. Experimentos radioquímicos	7
1.3.1.2. Experimentos Cherenkov	8
1.3.1.3. Super-Kamiokande	8
1.3.1.4. Sudbury Neutrino Observatory	10
1.3.2. Neutrinos de supernovas	12
1.3.3. Neutrinos de reactores nucleares	12
1.3.4. Geoneutrinos	13
1.4. Oscilación de neutrinos y la masa de los neutrinos	13
1.5. Neutrinos de Majorana y el Decaimiento Doble Beta sin Neutrinos	14
2. Experimento SNO+ (<i>Sudbury Neutrino Observatory + Liquid Scintillator</i>)	17
2.1. Componentes del detector	19
2.1.1. Líquido centellador	19
2.1.2. Depósito de telurio	20
2.1.3. Planta de procesado	20
2.1.4. Sistema de cuerdas del AV	20
2.1.5. PMTs y Electrónica	21
2.1.6. Sistema de cubierta	21
2.1.7. Sistemas de calibración	22
2.1.8. Simulación y análisis	23
2.1.9. Metas físicas de SNO+, estado actual y plan de ejecución	24

3. Ruidos internos y externos en SNO+	27
3.1. Ruidos internos y externos	27
3.2. Cadenas radioactivas	28
3.2.1. Uranio-238	28
3.2.1.1. Bismuto-210 y Polonio-210	30
3.2.2. Torio-232	30
3.2.3. Potasio-40 , Argón-39 , y Kriptón-85	31
3.3. Rayos cósmicos	31
3.4. Neutrones	32
3.5. Apilamiento de ruido	33
4. Estudio de las fuentes de neutrones en SNO+	35
4.1. El código SOURCES-4C	36
4.1.1. Reacciones ocasionadas por radioisótopos	36
4.2. Reacciones (μ, n)	37
4.2.1. Neutrones inducidos por muones	37
4.2.2. Tasa de producción de neutrones inducidos por muones	40
4.3. Reacciones (γ, n)	41
4.3.1. Fotones de alta energía	42
4.3.2. Fotones de radioisótopos	43
5. Análisis y resultados	47
5.1. Fases de toma de datos	47
5.1.1. Análisis de eventos inducidos por fuentes de neutrones	48
5.1.2. Histogramas de variables reconstruidas	52
5.1.3. Cortes fiduciales en las fases de toma de datos	60
6. Conclusiones	65
A. Neutrones inducidos por radioisótopos	67
A.1. Funcionamiento del código <i>SOURCES-4C</i>	67
A.1.1. Reacciones (α, n)	67
A.1.2. Fuentes de fisión espontánea	73
A.1.3. Fuentes de neutrones retardados	74
A.1.4. Contribución total de radioisótopos	75
A.2. Tasa de producción de neutrones en cada componente del detector	75
A.3. Espectros de energía de neutrones de <i>SOURCES-4C</i>	78
A.4. Cadenas de decaimiento	81
A.5. Neutrones y eventos esperados en las fases de toma de datos generados por radioisótopos	84
B. Neutrones inducidos por muones	87
B.1. Flujo total de muones	87
B.1.1. Espectro de energía y distribución angular de muones	88

C. Neutrones inducidos por fotones	89
C.1. Cálculo del número de isótopos en una muestra de material	89
C.2. Secciones eficaces en procesos de fotodesintegración	91
C.3. Estimación del número de fotoneutrones producidos durante las fases de toma de datos	92
Bibliografía	95

Índice de figuras

1.1.	Posible diagrama de Feynman para el decaimiento $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$, para el caso donde ν_e y ν_μ no son distintos.	5
1.2.	Espectro de energía de neutrinos de la cadena pp predicho por el modelo solar estándar (6). Los flujos de neutrinos de fuentes continuas (pp , 8B , y hep) están dados en $cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1}$. Las líneas de flujo (pep y 7Be) están dadas en $cm^{-2} s^{-1}$. Las flechas rojas en la parte superior representan las energías umbrales de los experimentos indicados; los neutrinos del ciclo CNO son omitidos por simplicidad. Adaptación de (22).	6
1.3.	Anillo Cherenkov generado de la interacción de un neutrino muónico en el detector Super-Kamiokande, la escala de colores denota el tiempo en el que se detectó el evento en los PMTs. A la derecha se muestra la vista interior del detector Super-Kamiokande. Fuente: Colaboración Super-Kamiokande, ICRR, y la Universidad de Tokio.	9
1.4.	Datos de neutrinos solares tomados en Super-Kamiokande como función del coseno del ángulo polar del electrón con respecto a la dirección contraria del Sol, la línea sólida representa el mejor ajuste. Fuente: (18).	9
1.5.	Comparación de las predicciones obtenidas del modelo solar estándar y modelo estándar de interacciones electrodébiles con las tasas medidas en todos los experimentos de detección de neutrinos solares.	10
2.1.	El detector de SNO+ se encuentra en una caverna que mide 40 metros de alto y 22 de diámetro, una estructura de acero inoxidable sostiene a los paneles triangulares de tubos fotomultiplicadores (alrededor de 9600 tubos fotomultiplicadores), dentro de dicha estructura se encuentra el recipiente de acrílico (en amarillo) y el cuello mediante el cual se deposita el medio de detección, el recipiente de acrílico está anclado a la parte superior e inferior de la caverna a través de un sistema de cuerdas, finalmente en la parte superior de la caverna se encuentra un cuarto de control donde se recibe la señal detectada por el sistema de adquisición de datos; en la parte superior derecha se muestra el tamaño promedio de una persona respecto al tamaño del detector. (Adaptación de la imagen de “ <i>National Geographic</i> ”).	18

ÍNDICE DE FIGURAS

2.2.	Vista del exterior del detector, es posible observar los paneles de PMTs y los cables del sistema de adquisición de datos. Fuente: SNOLAB.	21
2.3.	Vista del interior del detector vacío, es posible observar tanto el AV como los paneles de PMTs (izquierda); estado actual del detector, lleno con UPW en su totalidad (derecha). Fuente: SNOLAB.	25
3.1.	Parte de la estructura de la cadena de decaimiento en ^{238}U relevante para SNO+, se muestran los tiempos de vida media, valores Q de los decaimientos α y β en MeV . Los recuadros rojos resaltan los isótopos más importantes y las flechas azules muestran las transiciones que se utilizarán para las mediciones en coincidencia. Fuente: (4).	29
3.2.	Parte de la estructura de la cadena de decaimiento en ^{232}Th relevante para SNO+, se muestran los tiempos de vida media y valores Q de los decaimientos α y β en MeV . Los recuadros rojos resaltan los isótopos más importantes y las flechas azules muestran las transiciones que se utilizarán para las mediciones en coincidencia. Fuente: (4).	31
4.1.	Espectro de energía de los neutrones inducidos por muones en la roca de la caverna, la integral de este histograma da el valor esperado de neutrones en un año.	39
4.2.	Distribución del coseno del ángulo cenital de la dirección de los neutrones inducidos por muones en la roca de la caverna, si $\theta = 0$, el vector de momento lineal apunta en la dirección \hat{z} y si $\theta = \pi$, el vector de momento lineal apunta en la dirección $-\hat{z}$, la integral de este histograma da el valor esperado de neutrones en un año.	40
5.1.	Distribución normalizada de la distancia final que alcanzan los neutrones después de ser generados en el sistema de PMTs respecto al centro del recipiente de acrílico, como se puede observar ninguno de los neutrones alcanza el medio de detección.	50
5.2.	Distribución normalizada de la distancia final que alcanzan los fotones de alta energía después de ser generados en una superficie esférica de 11 m respecto al centro del recipiente de acrílico, como se puede observar ninguno de los fotones alcanza el medio de detección.	51
5.3.	Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el recipiente de acrílico.	53
5.4.	Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el sistema de cuerdas inferiores.	53
5.5.	Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el sistema de cuerdas superiores.	54
5.6.	Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el cuello del recipiente de acrílico.	54
5.7.	Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en las cuerdas internas.	55

5.8. Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el medio de detección.	55
5.9. Generación de neutrones en el sistema de tubos fotomultiplicadores en el plano ϕ vs θ , es posible observar la estructura de los paneles del detector.	56
5.10. Energía reconstruida de los fotones producidos por las interacciones de neutrones en el detector para un rango de energía de 0 MeV a 15 MeV durante la fase de agua.	57
5.11. Energía reconstruida de los fotones producidos por la interacción de neutrones con el detector para un rango de energía de 0 MeV a 15 MeV durante la fase de líquido centellador puro.	58
5.12. Distancia reconstruida respecto al centro del recipiente de acrílico en la que se producen eventos de la interacción de neutrones en el detector para todo el rango de energía durante la fase de agua.	59
5.13. Distancia reconstruida respecto al centro del recipiente de acrílico en la que se producen eventos de la interacción de neutrones en el detector para todo el rango de energía durante la fase de líquido centellador puro.	59
5.14. Eventos producidos por neutrones para cada uno de los procesos estudiados durante la fase de agua.	60
5.15. Eventos producidos por neutrones para cada uno de los procesos estudiados durante la fase de líquido centellador.	60
5.16. Energía reconstruida en la región de interés de la toma de datos en la fase de agua, los eventos que ocurren en esta región de energía ocasionados por neutrones se reducen de forma significativa, por esta razón se puede observar una disminución en la estadística de la distribución.	61
5.17. Energía reconstruida de eventos producidos por neutrones en el volumen fiducial durante la fase de líquido centellador puro, la región de energía considerada es a partir de 0.2 hasta 5 MeV.	62
5.18. Eventos producidos por neutrones para cada uno de los procesos estudiados durante la fase de agua en la región de interés.	63
5.19. Eventos producidos por neutrones para cada uno de los procesos estudiados durante la fase de líquido centellador en la región de interés.	63
A.1. Reacción (α, n) en el sistema del laboratorio.	70
A.2. Reacción (α, n) en el sistema del centro de masa.	71
A.3. Espectros de energía generados por el código <i>SOURCES-4C</i> , se muestra el espectro de energía generado en acrílico y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , y ^{210}Pb	78
A.4. Espectros de energía generados por el código <i>SOURCES-4C</i> , se muestra el espectro de energía generado en tensylon y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U	78
A.5. Espectros de energía generados por el código <i>SOURCES-4C</i> , se muestra el espectro de energía generado en agua y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U	79

ÍNDICE DE FIGURAS

A.6. Espectros de energía generados por el código <i>SOURCES-4C</i> , se muestra el espectro de energía generado en líquido centellador y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U	79
A.7. Espectros de energía generados por el código <i>SOURCES-4C</i> , se muestra el espectro de energía generado en cristal de los tubos fotomultiplicadores y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U	80
A.8. Estructura de la cadena de decaimiento en ^{232}Th , se muestra los tiempos de vida media, la energía de las partículas α y β en <i>MeV</i> , y de los fotones en ciertos canales de decaimiento.	81
A.9. Estructura de la cadena de decaimiento en ^{238}U , se muestra los tiempos de vida media, la energía de las partículas α y β en <i>MeV</i> , y de los fotones en ciertos canales de decaimiento.	82
A.10. Estructura de la cadena de decaimiento en ^{235}U , se muestra los tiempos de vida media, la energía de las partículas α y β en <i>MeV</i> , y de los fotones en ciertos canales de decaimiento.	83

Índice de tablas

2.1. Composición del líquido centellador.	19
2.2. Fuentes de calibración usadas en el experimento SNO+.	22
4.1. Flujo incidente de neutrones producidos de reacciones (μ, n) con la roca de la caverna de SNO+ (26).	38
4.2. Parámetros de ajuste que describen la forma del espectro diferencial de energía de los neutrones inducidos por muones en Sudbury (26).	38
4.3. Energía umbral para reacciones de fotodesintegración en los isótopos presentes en los materiales del detector (32).	42
4.4. Flujo de γ 's y rangos de energía en MeV en la caverna de SNO+ (30).	43
5.1. Número esperado de neutrones inducidos por radioisótopos para un rango de energía de 0 a 15 MeV	49
5.2. Número esperado de neutrones inducidos de la interacción de muones con la roca de la cavidad y eventos ocasionados por estos neutrones en ambas fases para un rango de energía de 0 a 15 MeV	51
5.3. Número esperado de fotoneutrones inducidos por fotones producto del decaimiento de ^{232}Th y ^{238}U y número esperado de eventos ocasionados de la interacción de fotoneutrones con el medio de detección en ambas fases para un rango de energía de 0 a 15 MeV	52
5.4. Número esperado de neutrones y de eventos producidos en el volumen fiducial (radio menor igual a 5.5 m) para un rango de energía de 5.4 a 5 MeV durante la fase de agua.	61
5.5. Número esperado de neutrones y de eventos producidos en el volumen fiducial (radio menor igual a 5.5 m) para un rango de energía de 5.4 a 5 MeV durante la fase de líquido centellador.	63
A.1. Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el recipiente de acrílico ($m = 30.51 \times 10^6 g$).	76
A.2. Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el sistema inferior de cuerdas ($m = 222.09 \times 10^3 g$).	76
A.3. Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el sistema superior de cuerdas ($m = 45.7 \times 10^3 g$).	76

ÍNDICE DE TABLAS

A.4. Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en las cuerdas internas ($m = 45.2 \text{ g}$).	76
A.5. Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el agua ultra pura depositada en el recipiente de acrílico ($m = 9.05 \times 10^8 \text{ g}$).	77
A.6. Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el <i>LAB-PPO</i> ($m = 7.80 \times 10^8 \text{ g}$).	77
A.7. Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el cuello del recipiente ($m = 2.02 \times 10^6 \text{ g}$).	77
A.8. Tasa de producción de neutrones inducidos por ^{210}Pb mediante procesos radioactivos en la superficie del recipiente de acrílico.	77
A.9. Número esperado de neutrones y eventos ocasionados por neutrones generados de cadenas radioactivas para cada uno de los componentes del detector en la fase de agua para un rango de energía de 0 a 15 <i>MeV</i>	84
A.10. Número esperado de neutrones y eventos ocasionados por neutrones generados de cadenas radioactivas en la fase de centellador puro en un rango de 0 a 15 <i>MeV</i>	85
C.1. Número aproximado de isótopos en el recipiente de acrílico.	90
C.2. Número aproximado de isótopos en el cuello del recipiente de acrílico.	90
C.3. Número aproximado de isótopos en el sistema de cuerdas inferiores.	90
C.4. Número aproximado de isótopos en el sistema de cuerdas superiores.	90
C.5. Número aproximado de isótopos en las cuerdas internas.	91
C.6. Número aproximado de isótopos en el líquido centellador.	91
C.7. Número aproximado de isótopos en el agua ultra pura depositada en el recipiente de acrílico.	91
C.8. Densidad de átomos de deuterio en los materiales del detector.	91
C.9. Valores de la sección eficaz para el proceso de fotodesintegración en deuterio en un rango de energía de 2.2224 <i>MeV</i> a 3.4 <i>MeV</i> , para la estimación del número de fotoneutrones se usó el valor máximo (27).	92
C.10. Límite superior para el número esperado de neutrones y eventos ocasionados por neutrones generados de cadenas radioactivas para cada uno de los componentes del detector mediante reacciones (γ, n) en la fase de agua para un rango de energía de 0 a 15 <i>MeV</i> , únicamente se consideró el agua ultra pura depositada en el <i>AV</i>	93
C.11. Límite superior para el número esperado de neutrones y eventos ocasionados por neutrones generados de cadenas radioactivas para cada uno de los componentes del detector mediante reacciones (γ, n) en la fase de <i>LAB-PPO</i> para un rango de energía de 0 a 15 <i>MeV</i>	93

Introducción

El éxito obtenido por el experimento SNO en el estudio de neutrinos solares, motivó la construcción del experimento SNO+, el cual hace uso de la estructura del detector SNO, la principal modificación realizada consiste en la sustitución del agua pesada por líquido centellador como medio de detección, con la finalidad de estudiar eventos de interés en una región de energía menor a la que estudió SNO.

Durante la construcción del detector, se implementaron medidas que permiten reducir de manera significativa el ruido ocasionado por los rayos cósmicos y los contaminantes radioactivos, sin embargo, aún es posible observar una contribución significativa en la señal que se mide originada de estas fuentes, por esta razón es necesario entender los niveles de ruido que se observarán en el experimento con la finalidad de obtener mediciones de calidad.

Mediante el uso de una herramienta de análisis conocida como RAT (“*Reactor Analysis Tool*”, *RAT*, por sus siglas en inglés) fue posible realizar un estudio del ruido que ocasionan fuentes de neutrones, dichos neutrones generan una señal al interactuar con los componentes del detector y el medio de detección, además, se calculó el número esperado de neutrones emitidos durante dos de sus fases principales de toma de datos.

El estudio de fuentes de neutrones en el experimento SNO+ es de importancia debido a que este tipo de procesos generan un ruido en la búsqueda de la señal producida principalmente por neutrinos de baja energía procedentes del Sol, neutrinos de reactores, y parcialmente sobre la región de energía del decaimiento $0\nu\beta\beta$.

Con la finalidad de describir de forma clara el estudio realizado, este trabajo se divide en seis capítulos, el orden establecido tiene la intención de que cada capítulo proporcione la información y herramienta necesaria para entender los siguientes capítulos.

En el primer capítulo se da un panorama general del fenómeno físico que motiva el estudio, haciendo énfasis en los problemas que han surgido a lo largo de la historia en esta área y en el estado actual de la física de neutrinos. El segundo capítulo proporciona una descripción general del experimento SNO+ con la finalidad de mostrar los principales componentes del detector, el modelo computacional del detector, y la física que se pretende estudiar. El tercer capítulo se enfoca en los ruidos internos y externos presentes en las regiones de energía donde se realiza la búsqueda de eventos de interés. El cuarto capítulo describe a detalle el procedimiento que se siguió para estudiar las diferentes fuentes de neutrones en el detector y sus alrededores. En el quinto capítulo se reportan los resultados obtenidos de este estudio para las primeras dos fases de toma de

ÍNDICE DE TABLAS

datos del experimento SNO+ y se realiza una discusión de ellos. Finalmente a manera de conclusiones se provee de un breve resumen y se muestra una comparación de los resultados principales con un análisis previo.

Física de neutrinos

1.1. Neutrinos

Los neutrinos forman parte del selecto grupo de partículas elementales conocidas en la actualidad, se caracterizan por interactuar débilmente con otras partículas con una sección eficaz de interacción muy pequeña, en consecuencia, pueden recorrer grandes distancias en la materia sin ser absorbidos.

Esta clase de partículas se producen en grandes cantidades, y son de mucha utilidad ya que proveen información acerca de las fuentes que los producen y las condiciones en las que se generan.

A lo largo de la historia, el neutrino ha mostrado un comportamiento fuera de lo ordinario, incluso desde su descubrimiento, en lugar de aparecer de la manera común, mediante un experimento, su existencia fue postulada teóricamente por Wolfgang Pauli cuando se estudiaba el decaimiento β en el isótopo ^{210}Bi . La propuesta de Pauli daba respuesta a dos interrogantes, a saber, el espectro continuo que se observa en dicho decaimiento, ocasionado por la manera en la que se reparte la energía de transición del proceso entre el electrón y el neutrino, y a la conservación de momento angular, la cual no se obtiene si únicamente se toma en cuenta al electrón dentro de los productos del decaimiento (43).

Tuvieron que pasar 20 años para que se realizara el primer experimento que sustentara la existencia del neutrino, y fue mediante un proceso nuclear llamado *captura de electrón*, dicho proceso fue observado en ^{37}Ar , de acuerdo a la siguiente reacción



donde el valor Q^1 es igual a 816 keV. El resultado de este experimento indicó que para la mayoría de las desintegraciones de ^{37}Ar mediante la captura electrónica, la energía resultante de dicho proceso se comparte entre el núcleo de retroceso y el neutrino (36).

Sin embargo, el *descubrimiento* del neutrino ocurrió a través de la siguiente reacción conocida como *decaimiento β inverso*



¹El valor Q es la diferencia entre la energía cinética en el estado final y el estado inicial.

El principio de detección consistió en una medición en coincidencia de dos fotones de 511 keV asociados a la *aniquilación del positrón* y unos microsegundos después la reacción de *captura del neutrón*. Fred Reines y Clyde Cowan hicieron uso de un tanque de agua con $CdCl_2$ disuelto, rodeado por dos tanques con líquido centellador, los cuales permiten la detección de los fotones de la aniquilación del positrón y de los fotones que se producen de la reacción $^{113}Cd(n, \gamma)^{114}Cd$ que ocurre después de la captura del neutrón. El experimento se realizó con dos configuraciones distintas, el primero en 1953 en el reactor de Hanford (EUA) usando 300 l de líquido centellador, donde fue posible observar una señal poco precisa debido a el escaso blindaje contra el ruido de fondo, mientras que el segundo se realizó en 1956 en el reactor de Savannah River (EUA) con 4200 l de líquido centellador, donde finalmente se mostró la existencia del neutrino, además, se obtuvo la sección eficaz promedio para la reacción (1.2) dada por $\bar{\sigma} = (11.0 \pm 2.6) \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ (33, 34), la cual era consistente con la *teoría V-A*.

Después de su descubrimiento fue posible realizar observaciones de neutrinos procedentes de fuentes astrofísicas, una de las más relevantes fue la observación realizada en el siglo pasado de la explosión de una supernova¹ mediante el uso de detectores bajo tierra (21).

1.2. El sabor de los neutrinos

Los neutrinos son partículas que interactúan por medio de la fuerza nuclear débil, esto aunado a su carga neutra tiene como consecuencia que no sea posible observarlos directamente. La forma de distinguir el sabor de los neutrinos es mediante el sabor de los leptones cargados que se producen en las interacciones débiles a través de corrientes cargadas. Por consiguiente, el neutrino electrónico ν_e , se define como el estado de neutrino producido en la interacción débil que se lleva a cabo con un electrón por medio de corrientes cargadas. De manera similar se ha observado que los neutrinos producidos del decaimiento

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

siempre producen un muón en interacciones débiles. Una evidencia mayor para convenirse de la diferencia entre la naturaleza de los neutrinos electrónicos y muónicos es el hecho de que no se ha observado el decaimiento $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$, el cual tiene una fracción de decaimiento,

$$BR(\mu^- \rightarrow e^- + \gamma) < 10^{-11}. \quad (1.3)$$

En principio tal decaimiento puede ocurrir vía el diagrama de Feynman que se muestra en la Figura 1.1. La ausencia de este decaimiento sugiere que el neutrino asociado al vértice $W\mu^- \nu$ es distinto del neutrino asociado con el vértice $We^- \nu$.

¹La supernova SN1987A que ocurrió en la gran nube de Magallanes, la cual se encuentra a una distancia de alrededor de 50 kpc de la Tierra.

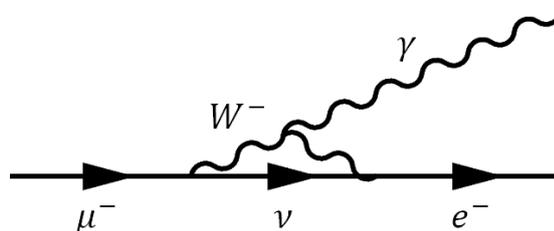


Figura 1.1: Posible diagrama de Feynman para el decaimiento $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$, para el caso donde ν_e y ν_μ no son distintos.

A finales de los 90's, se sabía poco de los neutrinos más allá de que hay tres sabores distintos y que son extremadamente ligeros (37) (aún existía la posibilidad de que fueran no masivos), además de que varios experimentos habían reportado anomalías en las tasas de interacción observadas de neutrinos atmosféricos y solares. Sin embargo, la situación ha cambiado a partir de evidencias claras como la medición precisa del ancho de decaimiento del bosón Z^0 realizada en el colisionador de electrón-positrón (LEP), la cual permite calcular el número de sabores del neutrino obteniendo $N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$ (28), la publicación de datos de neutrinos atmosféricos y solares de los detectores Super-Kamiokande y SNO, los cuales han proporcionado evidencia experimental convincente para el fenómeno de oscilación de neutrinos a distancias muy grandes, así como los resultados de experimentos realizados con neutrinos producidos en aceleradores y reactores nucleares en los últimos 15 años.

1.3. Fuentes de neutrinos

Los neutrinos se pueden producir de forma natural o artificial, algunas de las principales fuentes naturales son los procesos nucleares que se producen en el interior de las estrellas, supernovas, los diferentes procesos de decaimiento radioactivo que ocurren en el interior de los planetas, y las interacciones que producen los rayos cósmicos con la atmósfera terrestre, mientras que los reactores nucleares y los aceleradores de partículas son las principales fuentes artificiales de neutrinos. A continuación se discute brevemente algunas de las fuentes de neutrinos, se hace énfasis en los neutrinos solares debido al impacto que ha tenido su estudio desde el siglo pasado hasta la actualidad.

1.3.1. Neutrinos solares

Las reacciones de fusión nuclear en el Sol producen un flujo de neutrinos igual a $2 \times 10^{38} \nu_e s^{-1}$ (37), en la Figura 1.2 se muestra el flujo en función de la energía de la amplia variedad de neutrinos producidos en el Sol mediante varios procesos. A pesar del valor tan bajo que tiene la sección eficaz de interacción de los neutrinos y de la distancia

1. FÍSICA DE NEUTRINOS

que viajan del Sol a la Tierra, es posible observarlos mediante el uso de detectores con un volumen considerable y un blindaje adecuado.

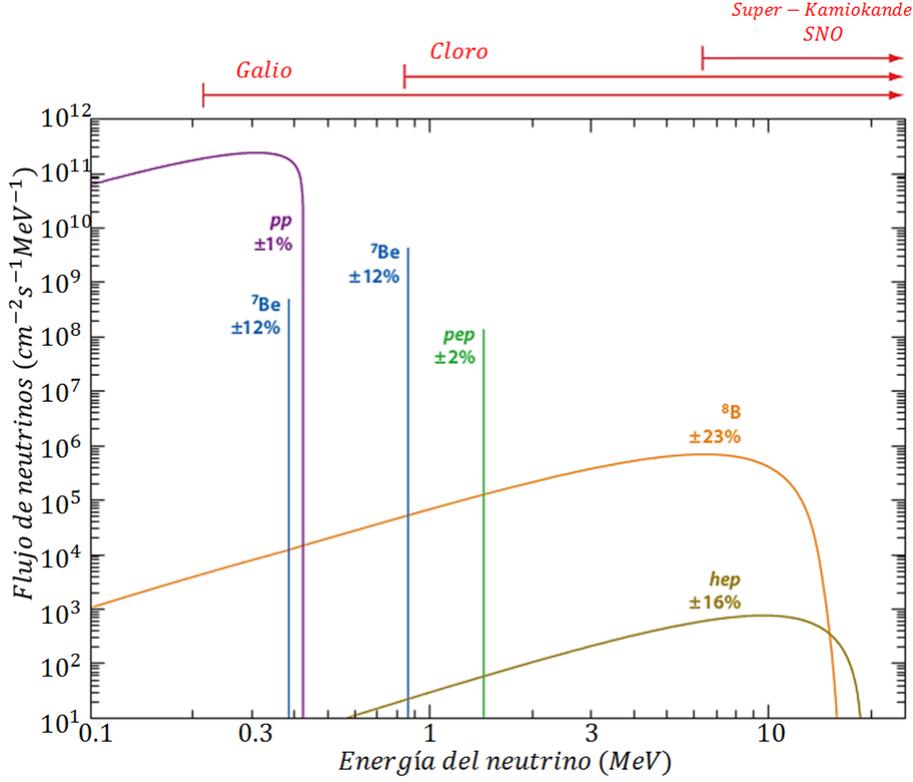
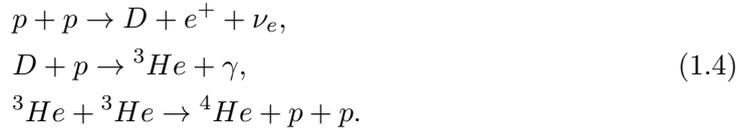


Figura 1.2: Espectro de energía de neutrinos de la cadena pp predicho por el modelo solar estándar (6). Los flujos de neutrinos de fuentes continuas (pp , 8B , y hep) están dados en $cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1}$. Las líneas de flujo (pep y 7Be) están dadas en $cm^{-2} s^{-1}$. Las flechas rojas en la parte superior representan las energías umbrales de los experimentos indicados; los neutrinos del ciclo CNO son omitidos por simplicidad. Adaptación de (22).

La fusión nuclear en el Sol se lleva a cabo mediante distintos procesos y cada uno de ellos cuenta con diferentes etapas, de dichos procesos *la quema de hidrógeno*, mejor conocida como *ciclo pp* es el principal y se lleva a cabo en tres etapas:



En la primera etapa del ciclo pp , los neutrinos producidos tienen energías, $E_\nu < 0.5 MeV$, debido a que la energía de amarre del 2D es de únicamente $2.2 MeV$, las bajas energías de estos neutrinos hacen que sea difícil detectarlos, por esta razón, es que la mayoría de los experimentos se enfoca en la detección de neutrinos de alta energía de procesos de fusión más raros.

Los neutrinos solares de mayor energía se producen del decaimiento β del 8B , el cual se produce de la fusión de dos núcleos de helio mediante los siguientes procesos:



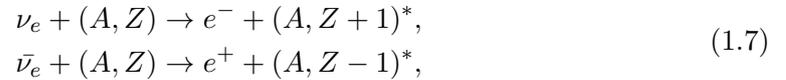
con el subsecuente decaimiento β ,



el cual produce neutrinos con energías de hasta 15 MeV .

1.3.1.1. Experimentos radioquímicos

Los primeros experimentos para medir el flujo de neutrinos solares son conocidos como *experimentos radioquímicos*. Estos no miden directamente el espectro de neutrinos, sino la tasa de captura de neutrinos de un flujo incidente, por está razón se mide usualmente en unidades de neutrinos solares, *SNU*, que es equivalente a un evento de neutrino por segundo por cada 10^{36} átomos *blanco*. El término radioquímico se relaciona con el tipo de método que se utiliza para contar el número de eventos producidos por neutrinos solares, en general este tipo de experimentos estudia las siguientes reacciones



donde el símbolo * indica que el elemento químico es radioactivo, el experimento utiliza un compuesto que tiene cierta proporción de núcleos (A, Z) , cuando un neutrino (o antineutrino) produce una reacción con este núcleo se produce un núcleo radioactivo (usualmente un gas). Con la finalidad de obtener el número de neutrinos que interactuaron con el medio de detección en un periodo de tiempo (alrededor de $2t_{1/2}$, donde $t_{1/2}$ es el tiempo de vida media del núcleo radioactivo¹), el medio de detección se hace pasar a través de un sistema de recirculación en el cual se coloca un contador de gas con bajo ruido de fondo y una alta eficiencia, donde los productos radioactivos pueden identificarse a través de su espectro de energía y su tiempo de vida media.

El primer experimento para medir el flujo de neutrinos solares² de energía $E_\nu > 0.814 \text{ MeV}$, fue realizado en la mina de Homestake en South Dakota, EUA (13). El experimento consistió de un tanque de 615 toneladas de fluido C_2Cl_4 , el flujo de neutrinos solares fue medido a través del conteo de átomos de ${}^{37}Ar$ producidos en el proceso de decaimiento β inverso:



¹Este valor corresponde a el tiempo necesario para que se desintegre la mitad de los núcleos de una muestra inicial de un radioisótopo.

²Principalmente de neutrinos de alta energía del decaimiento β de 8B .

Los átomos de ^{37}Ar fueron extraídos del tanque y se contaron usando las técnicas que se discuten en (13). A pesar del flujo tan grande de neutrinos, solo se esperaban 1.7 interacciones por día. Sin embargo, la tasa observada fue de 0.48 ± 0.04 interacciones de neutrinos por día (13). Este aparente déficit de neutrinos se conoce como *el problema de los neutrinos solares*. Tiempo después los experimentos SAGE y GALLEX (ambos utilizaban galio como blanco), fueron capaces de detectar neutrinos de baja energía procedentes de la primera etapa del ciclo pp, y de igual forma observaron el déficit de neutrinos solares. Raymond Davis Jr. y la colaboración del experimento Homestake recibieron el premio Nobel de Física en 2002¹ por su descubrimiento y sus trabajos pioneros en la detección de neutrinos solares, sin embargo serían los resultados de los grandes detectores Cherenkov los que establecerían el origen del déficit de neutrinos solares.

1.3.1.2. Experimentos Cherenkov

Los experimentos Cherenkov detectan *anillos* de fotones que se emiten durante la propagación de partículas cargadas en un medio dieléctrico; una condición necesaria para la emisión de *radiación Cherenkov* es que la partícula cargada se mueva a una rapidez mayor que la de la luz en dicho medio. Los detectores Cherenkov son detectores en tiempo real que miden el tiempo y la energía de los eventos. A continuación se discuten dos experimentos que usaron detectores Cherenkov y que fueron concluyentes para resolver el problema de neutrinos solares.

1.3.1.3. Super-Kamiokande

Super-Kamiokande es un detector Cherenkov de 50 *kilotoneladas* localizado en el Observatorio de Kamioka, Japón, consta de un recipiente cilíndrico de agua de 34 m de diámetro y 36 m de altura, rodeado por 11146 tubos fotomultiplicadores (“*Photo-Multiplier Tubes*”, PMTs, por sus siglas en inglés) que son capaces de detectar fotones (39). La manera en la que se detectaron neutrinos solares fue mediante el proceso de dispersión elástica

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-.$$

El electrón del estado final cumple las condiciones para emitir radiación Cherenkov y puede ser detectado a partir de los fotones que se emiten a un ángulo fijo con respecto a su dirección de movimiento a través del agua. Los fotones forman un anillo de *hits* en los PMTs del detector, como se muestra en la Figura 1.3. El número de fotones detectados permite determinar la energía del neutrino y a partir de la orientación del anillo de radiación Cherenkov es posible determinar la dirección del electrón. De esta manera Super-Kamiokande fue capaz de detectar dispersiones elásticas de neutrinos electrónicos con energías mayores a 5 MeV, cabe destacar que debajo de este rango de energía domina el ruido ocasionado por el decaimiento β de radioisótopos. Debido

¹El premio fue compartido con Masatoshi Koshiba y Ricardo Giacconi por sus trabajos pioneros en el terreno de la Astrofísica.

a esto el detector Super-Kamiokande fue sensible principalmente al flujo de neutrinos del 8B .

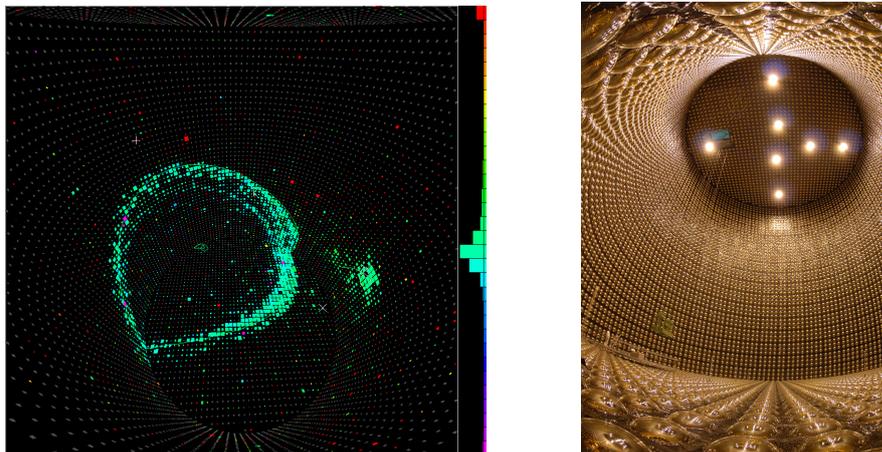


Figura 1.3: Anillo Cherenkov generado de la interacción de un neutrino muónico en el detector Super-Kamiokande, la escala de colores denota el tiempo en el que se detectó el evento en los PMTs. A la derecha se muestra la vista interior del detector Super-Kamiokande. Fuente: Colaboración Super-Kamiokande, ICRR, y la Universidad de Tokio.

La distribución angular del electrón dispersado respecto a la dirección del neutrino incidente es isotrópica en el sistema de referencia del centro de masa, sin embargo, como el centro de masa se impulsa en la dirección de los neutrinos, en el marco de referencia del laboratorio el electrón dispersado tiende a seguir la dirección del neutrino solar. Por lo tanto es posible observar una correlación entre la dirección reconstruida de los electrones producidos en la dispersión elástica con neutrinos de $E_\nu > 5 \text{ MeV}$ y la dirección del Sol como se muestra en la Figura 1.4.

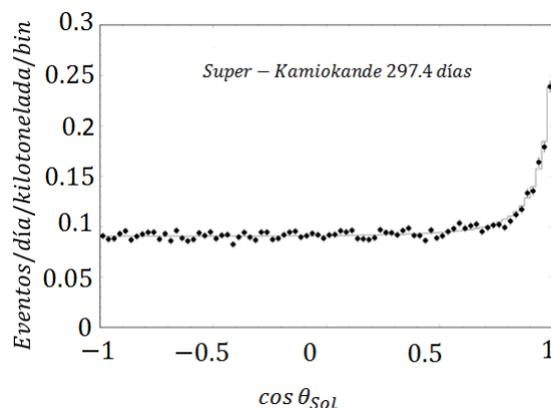


Figura 1.4: Datos de neutrinos solares tomados en Super-Kamiokande como función del coseno del ángulo polar del electrón con respecto a la dirección contraria del Sol, la línea sólida representa el mejor ajuste. Fuente: (18).

Además de la observación de neutrinos solares, los resultados de mayor relevancia de Super-Kamiokande vinieron del estudio de *neutrinos atmosféricos*, este tipo de neutrinos se generan del decaimiento de piones, kaones, y muones, productos de la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera terrestre; al igual que para el caso de neutrinos solares, en dicho estudio se observó un déficit de neutrinos atmosféricos, que dio origen al *problema de neutrinos atmosféricos*, y tiempo después se explicaría a través del fenómeno de oscilación de neutrinos (18).

1.3.1.4. Sudbury Neutrino Observatory

En la Figura 1.5 se muestra una comparación de los valores obtenidos en algunos de los experimentos para detectar neutrinos solares mencionados anteriormente y los valores que predice el modelo solar estándar, es claro observar un déficit en la cantidad que se detectó en cada uno de estos experimentos, esta inconsistencia motivó la construcción del experimento SNO (“*Sudbury Neutrino Observatory*”, *SNO*, por sus siglas en inglés), el cual fue diseñado con el propósito de medir el flujo de ν_e 's y el flujo *total* de neutrinos procedentes del Sol.

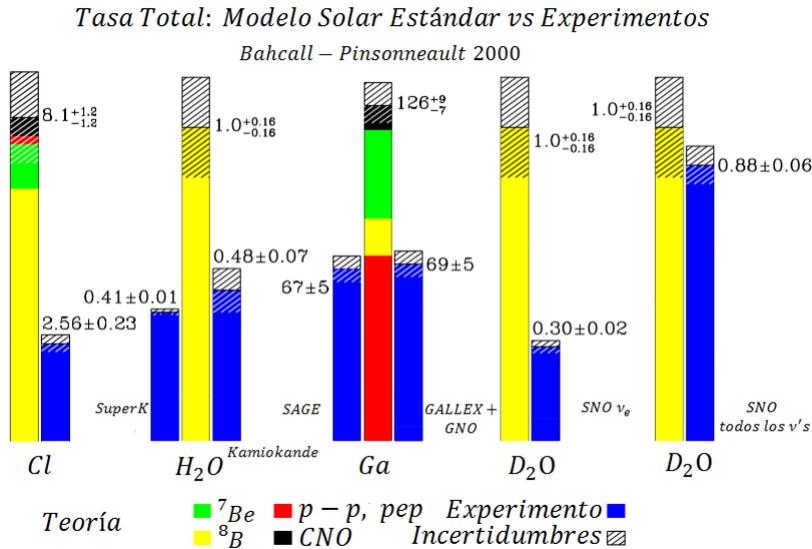


Figura 1.5: Comparación de las predicciones obtenidas del modelo solar estándar y modelo estándar de interacciones electrodébiles con las tasas medidas en todos los experimentos de detección de neutrinos solares.

El detector SNO usó 1000 toneladas de agua pesada, D_2O , almacenados en un recipiente de acrílico de 12 m de diámetro, y una estructura de acero inoxidable con 9600 PMTs. La finalidad de usar agua pesada, es porque el deuterio tiene una energía de amarre (2.2 MeV) relativamente baja con respecto a la energía de los neutrinos del decaimiento β del ${}^8\text{B}$, esto permitió que SNO pudiera detectar neutrinos solares a través de tres procesos distintos. Cabe destacar que cada proceso tiene una sensibili-

dad distinta a los flujos de neutrinos electrónicos $\phi(\nu_e)$, muónicos $\phi(\nu_\mu)$, y tauónicos $\phi(\nu_\tau)$. Debido a la baja energía de amarre del deuterio, está permitida la interacción de corriente cargada (“*charge current*”, *CC*, por sus siglas en inglés) con neutrinos electrónicos

$$\nu_e + D \rightarrow e^- + p + p, \quad (1.9)$$

el electrón del estado final puede ser detectado a partir del anillo Cherenkov que produce al propagarse en el medio. Debido a que $E_\nu < m_D$, el sistema de referencia del laboratorio es casi equivalente al del centro de masa, de tal forma que el electrón del estado final no está correlacionado con la dirección del Sol. La interacción mediante corrientes cargadas con el deuterio solo es sensible al flujo de ν_e 's, tal que la tasa de interacciones a través de corrientes cargadas es proporcional al flujo de ν_e 's.

Todos los sabores de neutrinos pueden interactuar con el deuterio a través de interacciones con corrientes neutras (“*neutral current*”, *NC*, por sus siglas en inglés),

$$\nu_{\mathcal{L}} + D \rightarrow \nu_{\mathcal{L}} + p + n, \quad (1.10)$$

donde $\mathcal{L} = \{e, \mu, \tau\}$, el neutrón que se produce en el estado final eventualmente es capturado en la siguiente reacción

$$n + {}^2H \rightarrow {}^3H + \gamma, \quad (1.11)$$

donde se libera un fotón de 6.25 MeV , a través de las subsecuentes interacciones, este fotón produce electrones relativistas que son detectados a partir de la señal Cherenkov que producen. Debido a que la interacción mediante corriente neutra es sensible a todos los sabores de neutrino, se tiene que la tasa de interacciones a través de corrientes neutras es proporcional al flujo total de neutrinos ($\phi(\nu_e) + \phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau)$).

Por último los neutrinos pueden interactuar con electrones atómicos a través de un proceso de dispersión elástica (“*elastic scattering*”, *ES*, por sus siglas en inglés), este proceso es sensible a todos los sabores de neutrino, sin embargo muestra una mayor sensibilidad a ν_e , tal que la tasa de interacciones a través del proceso de dispersión es proporcional a ($\phi(\nu_e) + 0.154[\phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau)]$). Los electrones producidos en este proceso apuntan en dirección contraria al Sol de tal forma que se pueden distinguir de los producidos en la interacción *CC*.

La diferencia entre las distribuciones angulares y las distribuciones de energía de los anillos Cherenkov para los procesos *CC*, *NC*, y *ES*, permitieron determinar las tasas de interacciones de forma independiente, más aún, usando las secciones eficaces de interacción, es posible determinar los flujos de neutrinos a partir de su relación con las tasas de interacciones. El proceso *CC* permite determinar una medición de $\phi(\nu_e)$ y el proceso *NC* permite determinar $\phi(\nu_e) + \phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau)$.

La tasa observada de interacciones *CC* es consistente con un flujo de

$$\phi(\nu_e) = 1.8 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (1.12)$$

y la tasa observada de interacciones *NC* con un flujo total de neutrinos de

$$\phi(\nu_e) + \phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau) = 5.1 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (1.13)$$

mostrando una clara evidencia de un flujo inesperado de ν_μ 's y ν_τ 's proveniente del Sol (3).

Las tasas de interacciones de los procesos CC, NC, y ES observadas en SNO se pueden combinar con la finalidad de establecer restricciones en $\phi(\nu_e)$ y $\phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau)$, obteniendo los siguientes valores,

$$\begin{aligned}\phi(\nu_e) &= (1.76 \pm 0.10) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ \phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau) &= (3.41 \pm 0.63) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.\end{aligned}\tag{1.14}$$

El flujo total de neutrinos obtenido de los procesos NC (3) es consistente con el valor calculado a partir del modelo teórico solar (6), el cual predice

$$\phi(\nu_e) = (5.1 \pm 0.9) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.\tag{1.15}$$

De tal forma que los datos obtenidos en SNO demuestran que el flujo total de neutrinos es consistente con la predicción teórica, pero en lugar de consistir únicamente de ν_e 's, hay una gran cantidad de ν_μ 's y ν_τ 's. Debido a que los neutrinos ν_μ y ν_τ no se pueden producir en los procesos de fusión en el Sol, el experimento SNO dio una clara evidencia de las *oscilaciones de sabor* en los neutrinos que se propagan en largas distancias.

En 2015 Artur B. McDonald y Takaaki Kajita, representantes de los experimentos SNO y Super-Kamiokande, respectivamente, recibieron el premio Nobel de Física por el descubrimiento de la oscilación de neutrinos, resultado que implica que los neutrinos tienen masa.

1.3.2. Neutrinos de supernovas

Una supernova es la explosión de una estrella masiva la cual ocurre cuando se agota el material que permite los procesos de fusión en su interior.

Las primeras observaciones realizadas de neutrinos de supernova fueron publicadas por las colaboraciones de los experimentos Kamiokande II e Irvin-Michigan-Brookhaven (IMB) en 1987 (8, 21), las cuales permitieron mostrar una conexión entre explosiones de supernovas con las grandes ráfagas de neutrinos.

Ambos experimentos no fueron capaces de detectar una cantidad significativa de eventos (8, 21), por esta razón no fue posible confirmar varios de los modelos teóricos para las supernovas, sin embargo, con pocos eventos (8 eventos en IMB y 13 eventos para Kamiokande II) se aprendió mucho sobre supernovas y neutrinos.

1.3.3. Neutrinos de reactores nucleares

Los reactores de fisión nuclear producen un flujo significativo de $\bar{\nu}_e$'s producidos mediante el decaimiento β de radioisótopos como ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , y ^{241}Pu , que se producen en la fisión nuclear (37). La energía promedio de los antineutrinos es aproximadamente 3 MeV y el flujo se conoce de forma precisa de la potencia producida por el reactor, la cual es monitoreada cuidadosamente. Los $\bar{\nu}_e$'s pueden detectarse a

partir del *decaimiento beta inverso* que se muestra en la ecuación (1.2). Si el $\bar{\nu}_e$ oscila a otros sabores, estos no serán detectados debido a que no tienen la energía suficiente para producir un muón o un tau en el estado final del proceso.

1.3.4. Geoneutrinos

Parte del calor que radia la Tierra desde su interior se origina de la energía generada del decaimiento de radioisótopos, otra parte es debido a el enfriamiento de la Tierra. Los elementos radioactivos de la Tierra (donde destacan ^{238}U , ^{232}Th , y ^{40}K) son emisores de partículas β^- y por lo tanto emisores naturales de $\bar{\nu}_e$'s, en este caso designados como *geoneutrinos* (14). Los flujos son pequeños pero sus mediciones pueden proveer de información geológica importante para determinar la composición y estructura de la Tierra, la cual no se puede determinar por otros métodos.

Los principales ruidos de fondo para la detección de geoneutrinos son originados en reactores nucleares, debido a que la contribución de neutrinos atmosféricos es despreciable y el Sol únicamente emite ν_e 's.

KamLAND (Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector, por sus siglas en inglés) en Japón, y Borexino (un detector de 280 toneladas de líquido centellador) en el Laboratorio Gran Sasso, Italia, son los principales experimentos que detectan geoneutrinos, en 2013 ambos reportaron resultados que permiten estimar la energía que se genera en la Tierra debido a procesos nucleares (7, 19).

1.4. Oscilación de neutrinos y la masa de los neutrinos

De acuerdo a la formulación original del modelo estándar realizada en los años 70's, se asume que los neutrinos no tienen masa y existen solo en un estado de helicidad (“izquierdo” para neutrinos y “derecho” para antineutrinos). Sin embargo la suposición de que no tienen masa se había cuestionado debido a la posibilidad de *oscilaciones de sabor*. Las primeras ideas de este fenómeno fueron propuestas por Bruno Pontecorvo quién tomó la analogía de la oscilación $K^0 - \bar{K}^0$ para una oscilación de neutrino-antineutrino, de la cual no hay evidencia de que suceda.

En los modelos de oscilación de neutrinos, estas partículas se crean y destruyen como eigenestados de sabor y simultáneamente se propagan en el espacio como eigenestados de masa. Un eigenestado de sabor de un neutrino, el cual se denota a través de la amplitud ν_e , ν_μ , ν_τ en cuanto a su evolución temporal puede expresarse como una superposición lineal de eigenestados de masa ν_1 , ν_2 , y ν_3 , cada estado se propaga en el espacio con frecuencias ligeramente distintas, esto debido a la diferencia de masas, además, desarrolla diferentes fases dependientes de la distancia transversal que recorre.

El modelo de oscilación de neutrinos en dos sabores es bastante útil para entender las principales características de este fenómeno, si se consideran dos eigenestados de sabor ν_e y ν_μ , es posible determinar la probabilidad de transición de un sabor a otro mediante la siguiente relación

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \text{sen}^2(2\theta)\text{sen}^2\left(1.27\frac{\Delta m^2[eV^2]L[km]}{E_\nu[GeV]}\right), \quad (1.16)$$

donde θ es conocido como ángulo de mezcla, $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ es la diferencia del cuadrado de las masas, L es la longitud que se propaga el neutrino de la fuente al detector, y E_ν es la energía del neutrino.

Una descripción consistente con los datos actuales se logra considerando únicamente la existencia de los tres sabores de neutrinos conocidos, de tal forma que la manera en que los eigenestados de masa interactúan a través de la interacción débil se puede describir mediante una *matriz de mezcla*,

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \cdot \wp, \quad (1.17)$$

donde $c_{ij} \equiv \cos(\theta_{ij})$ y $s_{ij} \equiv \sin(\theta_{ij})$, los ángulos θ_{ij} pueden ser considerados en el primer cuadrante $\theta_{ij} \in [0, \pi/2]$ y $\delta_{CP} \in [0, 2\pi]$ sin pérdida de generalidad, \wp es una matriz la cual tiene información de la naturaleza de la masa de los neutrinos, es la identidad si el neutrino es una partícula de Dirac (partículas y antipartículas son objetos distintos $\nu \neq \bar{\nu}$) y contiene dos fases adicionales a δ_{CP} si los neutrinos son fermiones de Majorana (partículas y antipartículas son iguales $\nu = \bar{\nu}$).

El determinar los parámetros involucrados en el proceso de oscilación de neutrinos ha sido una de las prioridades de la investigación en los últimos años. Mediante un análisis global de los datos obtenidos por experimentos que estudian neutrinos solares, neutrinos atmosféricos, neutrinos producidos en aceleradores, y neutrinos de reactores nucleares se ha mostrado que los neutrinos son masivos y que hay física más allá de la descripción que ofrece el modelo estándar.

El origen teórico de la masa de los neutrinos no está bien establecida: es decir si son resultado del mecanismo de Higgs como es el caso para los otros fermiones (*neutrino de Dirac*) o como sugiere Majorana, el neutrino es su propia antipartícula (*neutrino de Majorana*). Si el último es el caso, cabe la posibilidad de observar en la naturaleza un proceso muy raro conocido como *decaimiento doble β sin neutrinos*, $0\nu\beta\beta$.

Establecer los valores de las masas de los neutrinos es por mucho el campo de estudio más importante en la física de neutrinos. Actualmente se sabe que los neutrinos tienen masa, aunque solo se conocen dos pequeños valores de las diferencias de los cuadrados de las masas.

1.5. Neutrinos de Majorana y el Decaimiento Doble Beta sin Neutrinos

En el modelo estándar, se supone que los neutrinos son no masivos, sin embargo con el descubrimiento de la oscilación de neutrinos se ha mostrado que deben tener una masa finita muy pequeña.

Debido a que se sabe que la masa de los neutrinos es varios órdenes de magnitud menor a la masa de los quarks y leptones cargados, se ha pensado en la posibilidad de que los neutrinos puedan ser *partículas de Majorana*, y se ha intentado explicar los valores tan pequeños en las masas a través del mecanismo subibaja (mejor conocido como “*see-saw mechanism*”). Si los neutrinos son partículas de Majorana, se viola la conservación de número leptónico L , la prueba de esto es la existencia del *decaimiento doble β sin neutrinos*.

Sabemos que en un decaimiento β ordinario, el electrón emitido va acompañado por un antineutrino electrónico

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

sin embargo, alrededor de 35 isótopos en la naturaleza son capaces de realizar dos decaimientos β simultáneos, actualmente en 12 de ellos se ha observado este fenómeno, a saber, ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{78}Kr , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{136}Xe , ^{150}Nd , y ^{238}U , este proceso se conoce como *decaimiento doble β* y consiste en la transformación de un núcleo con número atómico y número de masa (Z, A) a uno de $(Z+2, A)$ mediante la siguiente reacción

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e. \quad (1.18)$$

Dicho proceso solo es posible para isótopos con Z y A par, debido a la energía de emparejamiento nuclear, además de que el decaimiento β usual debe estar prohibido, esto ocurre cuando la masa del núcleo del estado final cumple $M(Z + 1, A) > M(Z, A)$ y por último por conservación de energía se requiere la siguiente condición

$$M(Z + 2, A) + 2m_e < M(Z, A). \quad (1.19)$$

Los valores promedio de tiempo de vida de los decaimientos doble β medidos son muy largos, típicamente de 10^{20} años o más.

Sin embargo, si los neutrinos son partículas de Majorana, el decaimiento doble β sin neutrinos es posible:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^-, \quad (1.20)$$

uno puede pensar este proceso en dos etapas (31), en el primer decaimiento se produce un antineutrino

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (1.21)$$

y este es absorbido por el núcleo producido de acuerdo a la siguiente reacción

$$(Z + 1, A) + \nu_e \rightarrow (Z + 2, A) + e^-, \quad (1.22)$$

lo cual está permitido ya que al ser los neutrinos partículas de Majorana, los neutrinos y antineutrinos son idénticos.

La detección de este raro decaimiento probaría que los neutrinos son partículas de Majorana.

Experimento SNO+ (*Sudbury Neutrino Observatory + Liquid Scintillator*)

Durante los últimos 15 años de experimentos se ha logrado demostrar que los neutrinos oscilan, sin embargo, es posible mejorar la precisión con la que se han medido los parámetros de oscilación, además, de que la escala absoluta para la masa de los neutrinos aún es descrita mediante cotas superiores (15).

Por otro lado, los experimentos de decaimiento doble β sin neutrinos son el principal método para investigar la naturaleza de Majorana de la masa de los neutrinos y su escala absoluta, actualmente un conjunto de experimentos de esta clase están funcionando (15); en este capítulo se pretende dar un panorama general del experimento SNO+, el cual además de la búsqueda de este decaimiento pretende estudiar una amplia variedad de temas de interés actual en la física de partículas elementales.

SNO+ es un experimento con toneladas de líquido centellador que se realiza actualmente en el laboratorio SNOLAB localizado a 2 kilómetros bajo tierra en la mina Creighton, en Sudbury, Canadá. La profundidad en la que se realiza, la alta pureza de los materiales que se usan y la magnitud del volumen hacen que SNO+ sea un detector adecuado para el estudio de varios aspectos relacionados con la física de neutrinos. Una capa de alrededor de 2092 m de roca le provee de un blindaje eficiente contra rayos cósmicos, de tal forma que el flujo de muones en un área circular de radio de 8.3 m es de 63 muones por día (4).

El experimento SNO+ hace uso de la estructura del detector SNO, el cual consiste en un recipiente esférico de acrílico de 6 m de radio (“*Acrylic Vessel*”, *AV*, por sus siglas en inglés) y 5.5 cm de espesor localizado dentro de una caverna en la roca, dicho recipiente será llenado con alrededor de 780 toneladas de líquido centellador y examinado por cerca de 9600 PMTs sujetos a una estructura geodésica de acero inoxidable (“*Photomultiplier SUPport structure*”, *PSUP*, por sus siglas en inglés) de aproximadamente 8.9 m de radio. Tanto el espacio entre la estructura geodésica y el recipiente acrílico como el resto de la cavidad serán llenos con alrededor de 7000 toneladas de agua ultra pura, con la finalidad de que actúe como un escudo contra la radioactividad proveniente de la roca (las paredes de la caverna) y el arreglo de tubos fotomultiplicadores. Un sistema de cuerdas suspende el recipiente de acrílico dentro de la estructura geodésica, mientras que otro conjunto de cuerdas anclado a la parte baja

2. EXPERIMENTO SNO+ (*SUDBURY NEUTRINO OBSERVATORY + LIQUID SCINTILLATOR*)

de la cavidad se utiliza para sujetarlo con la finalidad de contrarrestar la fuerza boyante originada por la diferencia de densidades entre el agua externa y el material centellador en el recipiente; una imagen del detector se muestra en la Figura 2.1.

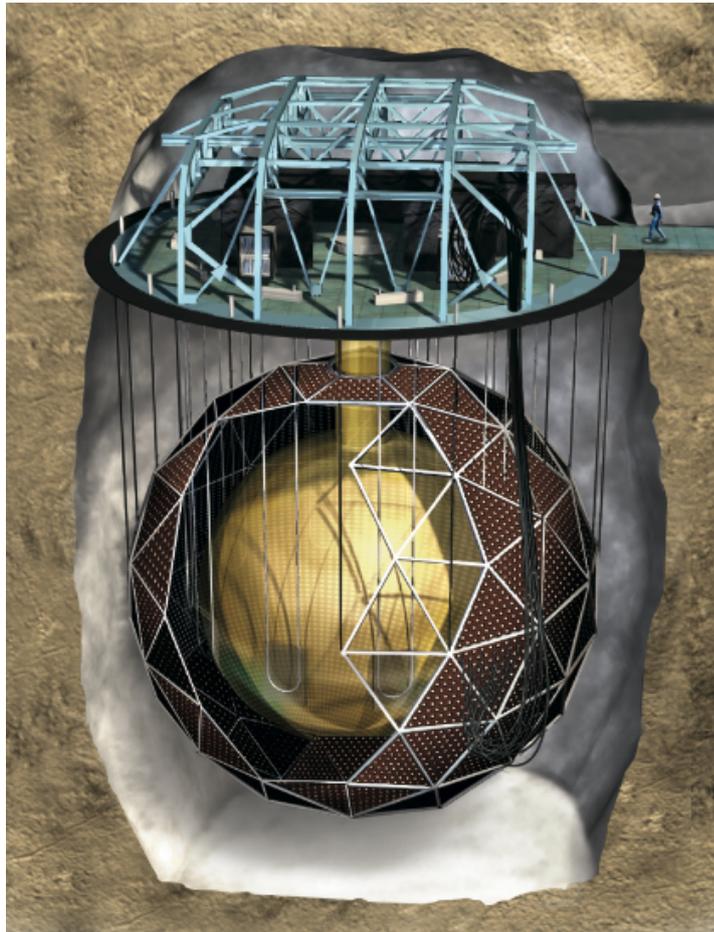


Figura 2.1: El detector de SNO+ se encuentra en una caverna que mide 40 metros de alto y 22 de diámetro, una estructura de acero inoxidable sostiene a los paneles triangulares de tubos fotomultiplicadores (alrededor de 9600 tubos fotomultiplicadores), dentro de dicha estructura se encuentra el recipiente de acrílico (en amarillo) y el cuello mediante el cual se deposita el medio de detección, el recipiente de acrílico está anclado a la parte superior e inferior de la caverna a través de un sistema de cuerdas, finalmente en la parte superior de la caverna se encuentra un cuarto de control donde se recibe la señal detectada por el sistema de adquisición de datos; en la parte superior derecha se muestra el tamaño promedio de una persona respecto al tamaño del detector. (Adaptación de la imagen de “*National Geographic*”).

2.1. Componentes del detector

A continuación se describirán los principales componentes del detector así como algunas de las mejoras realizadas respecto al experimento SNO.

2.1.1. Líquido centellador

Los experimentos con líquido centellador permiten la detección de la luz producida por las partículas generadas de la interacción de los neutrinos, el líquido centellador tiene una energía umbral menor a la del agua, por esta razón permite la detección de neutrinos de baja energía, sin embargo, es en mayor medida susceptible a el ruido ocasionado por radioisótopos y rayos cósmicos.

El líquido centellador en el experimento SNO+ está compuesto por una mezcla de hidrocarburos aromáticos en las proporciones que muestra la Tabla 2.1, formando el alquilbenceno lineal (LAB), el cual además cuenta con una concentración de 2 g/l de 2,5-difeniloxazol, esta sustancia es un desplazador de longitud de onda (“*Wavelength shifter*”, por sus siglas en inglés) y se usa para desplazar el intervalo de la longitud de onda de la luz emitida por el centellador de $350 - 380 \text{ nm}$ a aproximadamente $450 - 480 \text{ nm}$ de tal forma que entre en la región del visible, la cual es la región de detección de los tubos fotomultiplicadores.

Algunas de las razones por las que se escoge el alquilbenceno lineal son la compatibilidad que tiene con el acrílico, sus altos niveles de pureza, su longitud de atenuación óptica de aproximadamente 20 m , su alto rendimiento lumínico, y su respuesta lineal con respecto a la energía, además es una sustancia con un punto de ignición alto y segura (en el sentido de que no es nociva para el medio ambiente y ofrece un ambiente estable para el laboratorio). La producción del alquilbenceno lineal se realiza en una planta cercana al laboratorio, esto es importante ya que reduce los niveles de activación cosmogénica.

Composición química	% de masa
LAB (99.77 %)	
$C_{16}H_{26}$	20.4
$C_{17}H_{28}$	43.2
$C_{18}H_{30}$	33.4
$C_{19}H_{32}$	1.8
$C_{15}H_{24}$	1.2
PPO (0.23 %)	
$C_{15}H_{11}NO$	2 g/l

Tabla 2.1: Composición del líquido centellador.

2.1.2. Depósito de telurio

El uso de los compuestos utilizados para el líquido centellador ofrece la posibilidad de disolver metales pesados con estabilidad a largo plazo y propiedades ópticas óptimas para los fines del experimento. En la fase de $0\nu\beta\beta$ se usará un cóctel que consiste en el depósito de ácido telúrico $Te(OH)_6$ (primero disuelto en agua y después mezclado con un surfactante) en líquido centellador; el telurio tiene dos isótopos que decaen a través del decaimiento doble β (^{128}Te y ^{130}Te), la elección del ^{130}Te para la búsqueda del $0\nu\beta\beta$ fue basada en varios factores, los principales son que tiene una abundancia natural de 34.08%, lo que permite el depósito de varias toneladas de este isótopo, el cóctel mantiene buenas propiedades ópticas, y se obtienen altos niveles de emisión de luz. El depósito de telurio en el LAB se realizará mediante una técnica que ha sido desarrollada con la finalidad de obtener niveles de concentración de telurio óptimos, manteniendo las buenas propiedades ópticas y niveles de emisión de luz aceptables (42).

2.1.3. Planta de procesado

La planta de purificación del centellador (12, 17) usará técnicas que le permitan remover metales pesados e impurezas ópticas, así como gases (Rn , Ar , Kr , y O_2) en el LAB-PPO, y alcanzar un nivel de pureza aproximado de $10^{-17}g/g_{LAB}$ para las cadenas de ^{238}U y ^{232}Th que a su vez corresponde a 9 cuentas por día (cpd) para la cadena de ^{238}U y 3 cpd para la cadena de ^{232}Th .

Durante la fase del decaimiento $0\nu\beta\beta$, el telurio, el agua, y el surfactante serán purificados previamente antes de agregarlos a el LAB-PPO (20). La técnica para purificar el telurio ha sido diseñada para remover impurezas de U , Th , e isótopos producidos por neutrones cosmogénicos y por la reacción de espalación ocasionada por protones durante el manejo y almacenamiento del telurio en la superficie.

2.1.4. Sistema de cuerdas del AV

El líquido centellador que se utilizará en el experimento tiene una densidad de $\rho = 0.86 g/cm^3$ (para el caso de LAB-PPO a $T = 12^\circ C$) (4), la cual es menor que la del agua ultra pura (“*Ultra Pure Water*”, *UPW*, por sus siglas en inglés) que lo rodea, por esta razón fue necesario anclar a el suelo de la cavidad un sistema de cuerdas que sujete al AV con la finalidad de contrarrestar la fuerza boyante. El sistema de cuerdas consta de cuerdas hechas de fibra de polietileno (tensylon) con un alto nivel de rendimiento y pureza. El experimento SNO ya contaba con un sistema de cuerdas de 38 mm de diámetro ancladas en la parte de arriba de la cavidad para sujetar al AV, y para el experimento SNO+ este sistema ha sido reemplazado por cuerdas de 19 mm de diámetro con la finalidad de reducir los niveles de contaminación radioactiva que estas producen.

2.1.5. PMTs y Electrónica

El sistema de PMTs es el mismo que se utilizó en el experimento SNO, usa tubos fotomultiplicadores de 8 in (Hamamatsu R1408). Los PMTs que estaban dañados fueron reparados o reemplazados, de tal forma que se espera que cerca de 9400 PMTs estén en funcionamiento cuando comience la toma de datos del experimento.

El uso de líquido centellador aumenta la producción de luz significativamente respecto a la obtenida con agua pesada en el experimento SNO, por esta razón es posible medir señales de energía muy baja, como la de neutrinos solares de reacciones pp (con una energía máxima de 0.4 MeV), sin embargo, algunos de los ruidos tienen altas tasas de emisión (varios cientos de Hz). Por estas razones los instrumentos de lectura y el sistema de adquisición de datos utilizados en SNO fueron reemplazados con unos nuevos con un ancho de banda más alto. Con respecto al sistema de disparador (“*trigger*”) de SNO+, se han incorporado nuevas utilidades que ahora permiten un uso más sofisticado, una interfaz de calibración más flexible, y nuevos cortes de ruido de fondo que ayudan a mejorar la sensibilidad en los procesos que ocurren en el volumen de interés. En 2012 y 2014, se realizaron pruebas para la nueva electrónica y el sistema *trigger* con el detector vacío y con el detector lleno a la mitad de su capacidad con agua ultra pura.

En la Figura 2.2 se muestra una vista exterior del detector, en la cual es posible observar los cables que conectan el sistema de adquisición de datos con los tubos fotomultiplicadores.

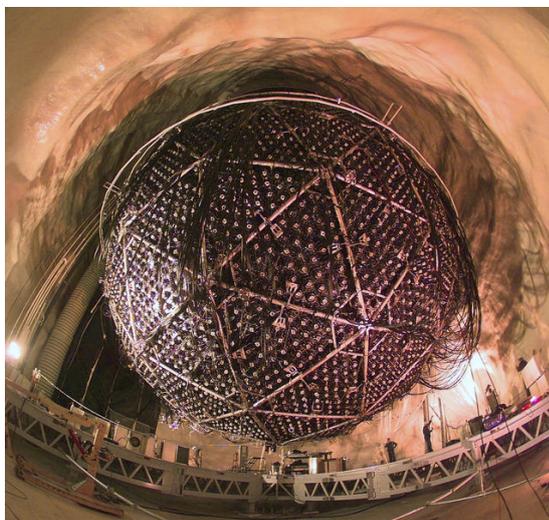


Figura 2.2: Vista del exterior del detector, es posible observar los paneles de PMTs y los cables del sistema de adquisición de datos. Fuente: SNOLAB.

2.1.6. Sistema de cubierta

Debido a la presencia de isótopos radioactivos con vida media larga, los cuales son producto del decaimiento de radón presente en el aire, se genera un ruido considerable

2. EXPERIMENTO SNO+ (*SUDBURY NEUTRINO OBSERVATORY + LIQUID SCINTILLATOR*)

para la detección de eventos de interés, por lo que es necesario el uso de un sistema de gas que impida el acceso de radón en el detector durante su operación. En SNO+ se ha implementado el uso de un sistema con gas nitrógeno de alta pureza, el cual actúa como una barrera física entre el detector y los aproximadamente 130 Bq/m^3 de actividad por unidad de volumen producidos por el radón presente en el aire del laboratorio (4).

2.1.7. Sistemas de calibración

La calibración del detector consiste en el uso de fuentes ópticas (LEDs y láseres acoplados a fibras ópticas) y de fuentes radioactivas (de partículas β , γ , α y neutrones). Las fuentes ópticas se usan para verificar la respuesta de los PMTs y para medir *in situ* las propiedades ópticas en el medio del detector, mientras que las fuentes radioactivas se usan para comprobar la escala de energía, la resolución de energía, la linealidad de la respuesta, las asimetrías del detector, y para determinar las incertidumbres sistemáticas y la eficiencias de todas las cantidades reconstruidas (a saber, la energía, posición y la dirección). Además, se usará un sistema de cámaras bajo el agua para monitorear la posición del AV y los sistemas de cuerdas, y para controlar la posición de las fuentes de calibración que se introduzcan en el detector. El hardware de calibración utilizado para el experimento ha sido diseñado de tal manera que iguale los requisitos de pureza de SNO+ y la necesidad de tener materiales compatibles con el LAB. Las fuentes de calibración se sujetan y se mueven a través de un sistema de cuerdas de alta pureza con la finalidad de escanear el detector. El conjunto de fuentes radioactivas que se utilizan para calibrar el detector se muestran la Tabla 2.2, dichas fuentes cubren un rango de energía que va de 0.1 MeV a 6 MeV .

Fuente	Radiación	Energía [MeV]
AmBe	n y γ	2.2, 4.4 (γ)
^{60}Co	γ	2.5 (suma)
^{57}Co	γ	0.122
^{24}Na	γ	4.1 (suma)
^{48}Sc	γ	3.3 (suma)
^{16}N	γ	6.1
$^{220}\text{Rn}/^{222}\text{Rn}$	α , β y γ	Varias

Tabla 2.2: Fuentes de calibración usadas en el experimento SNO+.

Además de las fuentes radioactivas, la radioactividad interna ocasionada por los materiales que componen el detector puede ser usada para calibrarlo y verificar cualquier desplazamiento en la energía o variación en la respuesta durante la toma de datos. Algunas fuentes radioactivas típicas de radiación interna son los isótopos de ^{210}Po que emiten principalmente una partícula α , el de ^{14}C que emite una partícula β , coincidencias retardadas en las transiciones de $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po}$ (en la cadena de ^{238}U) y $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}$ (en la cadena de ^{232}Th), y productos de los procesos de dispersión de muones con deuterio y ^{16}O (uno o más neutrones).

El hardware para calibración óptica consiste internamente de fuentes desplegables, a saber una esfera láser y una fuente Cherenkov para mediciones de eficiencia absoluta y un sistema externo que consiste de un conjunto de fibras ópticas sujetadas a la PSUP en posiciones fijas, las cuales envían pulsos que provienen de LED's rápidos o láseres dentro del detector. Este sistema permite calibraciones frecuentes de la respuesta de los PMTs, tiempo y ganancia, y la medición de la dispersión y la longitud de atenuación del líquido centellador sin la necesidad de introducir una fuente.

2.1.8. Simulación y análisis

Con la finalidad de reproducir las condiciones del experimento SNO+ y simular los procesos físicos que ocurren dentro del detector se ha desarrollado una herramienta de análisis conocida como **RAT** (“*Reactor Analysis Tool*”), la cual se compone de paquetes procedentes de GEANT4, esta herramienta permite simular eventos físicos con mucho detalle usando la geometría del detector, y realizar análisis tales como la reconstrucción de vértices, de manera que es posible encontrar parámetros como la posición y la energía de los eventos que ocurren en el detector, este procedimiento se lleva a cabo mediante una estructura que combina simulaciones Monte Carlo en el detector con un análisis de tareas por evento (9). RAT se apoya en paquetes de otros programas para funcionar. Los más importantes son:

1. **CLHEP**. Es una biblioteca que contiene clases como lo son vectores 3D y generadores de números aleatorios.
2. **GEANT4**. Es un programa que principalmente permite recrear el paso de partículas a través de la materia. RAT no usa directamente a GEANT4, en su lugar emplea su interprete de comandos para proveer al usuario de un lenguaje que le permita ejecutar archivos de macro (2).
3. **ROOT**. Es una estructura de programas científicos, que provee las funcionalidades necesarias para procesar y almacenar una gran cantidad de datos, así como el análisis estadístico (10).

La simulación de RAT incluye la propagación completa de fotones generados a través de procesos Cherenkov y en el líquido centellador hasta que son absorbidos y detectados en los PMTs. Además cuenta con sistemas de *trigger* y adquisición de datos, los cuales forman parte de la simulación. Dentro del software se han incluido varios generadores de partículas con el propósito de simular eventos para el decaimiento $0\nu\beta\beta$, neutrinos solares, geoneutrinos, antineutrinos de reactores, y neutrinos procedentes de supernovas, además se incluyen las cadenas de decaimiento de todos los isótopos que ocasionan un ruido significativo para el experimento.

RAT se comunica con una base de datos, la cual se compone principalmente de la información de las propiedades ópticas de cada uno de los componentes del cóctel formado con el líquido centellador, constantes de calibración para el sistema de PMTs así como distintas configuraciones para el detector. Algunos algoritmos han sido desarrollados para reconstruir información de los eventos tales como los vértices de posición, la

2. EXPERIMENTO SNO+ (*SUDBURY NEUTRINO OBSERVATORY + LIQUID SCINTILLATOR*)

dirección del evento, y la energía depositada. La herramienta SNO+MC (Monte Carlo) se actualiza continuamente para que coincida con las mediciones disponibles.

Para todos los procesos físicos en SNO+ se han realizado simulaciones Monte Carlo con la finalidad de predecir la fracción de eventos producidos por el ruido que alcanzarán la región de interés (“*Region Of Interest*”, *ROI*, por sus siglas en inglés) y a través de las cuales se espera evaluar la sensibilidad del experimento.

2.1.9. Metas físicas de SNO+, estado actual y plan de ejecución

La meta principal de SNO+ es la búsqueda del decaimiento $0\nu\beta\beta$ con ^{130}Te , sin embargo el experimento tiene un gran potencial para el estudio de otros aspectos en la física de neutrinos, donde se incluyen los siguientes:

1. **Neutrinos solares pep y del ciclo CNO de baja energía.** Es posible utilizar a los neutrinos pep para restringir nuevos escenarios físicos asociados a la forma en la que los neutrinos se acoplan con la materia, mientras que el flujo de neutrinos del ciclo CNO (carbono, nitrógeno y oxígeno) puede esclarecer preguntas que aún no han sido resueltas referentes a la metalicidad del Sol.
2. **Geoneutrinos.** Los geoneutrinos se producen mediante el decaimiento de las cadenas de U y Th presentes en el manto y la corteza terrestre. Ellos pueden ayudar a entender los mecanismos que se llevan a cabo en el interior de la Tierra para la producción de calor.
3. **Antineutrinos de reactores nucleares.** Los reactores nucleares son una fuente muy intensa de antineutrinos, los cuales serán de utilidad para mejorar la restricción del parámetro de oscilación de neutrinos Δm_{12}^2 .
4. **Neutrinos y antineutrinos de supernovas.** La habilidad de detectar una supernova galáctica provee el potencial para la mejora de modelos de explosiones de supernovas y para establecer límites en las masas de los neutrinos.
5. **Física exótica.** El nivel tan bajo de ruido de fondo esperado en el experimento permitirá la búsqueda de procesos predichos por física más allá del modelo estándar (distintos al decaimiento $0\nu\beta\beta$), por ejemplo el decaimiento de nucleones a modos *invisibles*, y la búsqueda de axiones solares o partículas con características similares.

Actualmente el *AV* y la cavidad de SNO+ se han llenado por completo con UPW, como se puede observar en la Figura 2.3. Las mejoras realizadas a este experimento se han completado y la toma de datos en la fase de agua ha iniciado desde Marzo del 2017. El periodo de toma de datos en SNO+ se dividirá en tres fases principales:

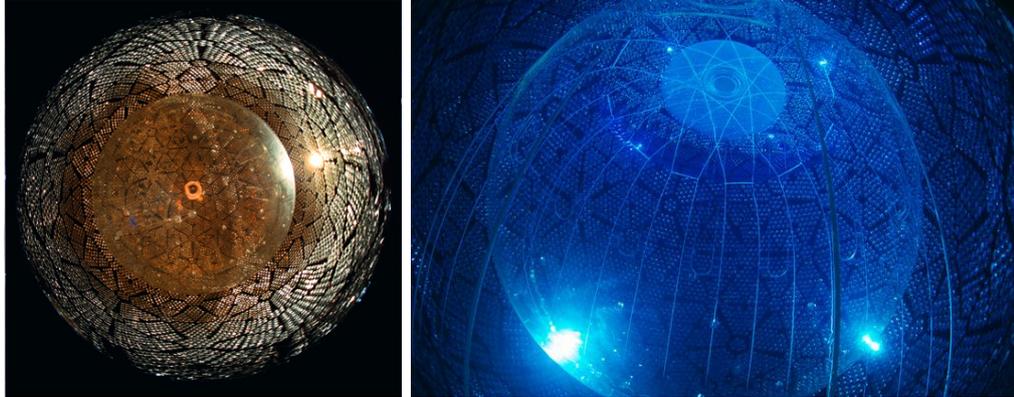


Figura 2.3: Vista del interior del detector vacío, es posible observar tanto el AV como los paneles de PMTs (izquierda); estado actual del detector, lleno con UPW en su totalidad (derecha). Fuente: SNOLAB.

Fase de agua. Esta fase comenzó en Marzo del 2017, el AV se llenó con cerca de 905 toneladas de agua ultra pura y la toma de datos durará algunos meses. El objetivo principal en esta fase es la búsqueda de física exótica, donde se incluye la detección de axiones solares o partículas similares, el decaimiento invisible de nucleones en ^{16}O , la observación de neutrinos procedentes de supernovas, y la detección potencial de antineutrinos de reactores nucleares. Durante esta fase, se pondrá a prueba el funcionamiento del detector, la respuesta de los PMTs y las nuevas características del sistema de adquisición de datos. Finalmente se caracterizará el ruido de fondo proveniente de fuentes externas, como lo son el agua externa, el arreglo de PMTs, los sistemas de cuerdas, y el AV.

Fase de líquido centellador puro. Se realizará una fase de prueba con líquido centellador con duración de algunos meses una vez que la fase de agua concluya, esta fase se usará para verificar el modelo óptico, la respuesta del detector, y para caracterizar los ruidos de fondo causados por la fuentes radioactivas internas y externas, una segunda fase con líquido centellador seguirá después de la fase de depósito de telurio con una duración aproximada de 5 años, en dicha fase se llenará el detector con cerca de 780 toneladas de la mezcla de LAB-PPO. Los tópicos de física que se pretenden estudiar son la medición de neutrinos solares de baja energía, la medición de geoneutrinos y antineutrinos de reactores nucleares, y la observación de neutrinos de supernovas.

Fase de depósito de telurio. Se espera que esta fase comience en el 2018 y que tenga una duración de 5 años. En esta fase cerca de 2.3 toneladas de telurio natural se depositarán en el detector para la búsqueda del decaimiento $0\nu\beta\beta$ de ^{130}Te , de manera simultánea, se podrán observar geoneutrinos y neutrinos de reactores nucleares, además el detector estará en funcionamiento para captar la presencia de supernovas.

En este capítulo se ha mostrado los elementos necesarios para entender los componentes internos y externos del detector, cada uno de ellos tiene una cierta cantidad de

2. EXPERIMENTO SNO+ (*SUDBURY NEUTRINO OBSERVATORY + LIQUID SCINTILLATOR*)

contaminantes radioactivos por lo que fue necesario tomar en cuenta el ruido que se genera en cada uno de ellos, en el siguiente capítulo se discutirá brevemente los tipos de ruidos que pueden limitar el estudio del experimento.

Ruidos internos y externos en SNO+

La búsqueda de eventos de interés en experimentos de bajo ruido está limitada típicamente por señales ocasionadas por la interacción de partículas que se producen a partir de procesos radioactivos o generadas de la radiación cósmica, dichas interacciones en ocasiones producen una señal que imita a la que se quiere detectar; las principales fuentes de ruido son rayos β y γ que se producen durante el decaimiento de radioisótopos (principalmente de las cadenas de ^{238}U , ^{232}Th , y ^{40}K) presentes en la roca y en los componentes del detector.

Durante la construcción del detector se han tomado varias medidas con la finalidad de disminuir las fuentes de ruido, a saber, la profundidad a la que se encuentra el detector, la cual permite disminuir el ruido ocasionado por los rayos cósmicos, el uso de materiales de alta pureza, el sistema de adquisición de datos, el cual permite la discriminación de cierto tipo de señales, un sistema de PMTs externos que permite discriminar la señal producida por muones, y el blindaje de agua ultra pura que frena la radioactividad procedente de la cavidad de roca y del sistema de PMTs.

Mediante la implementación de simulaciones Monte Carlo junto con algunas pruebas que se han realizado en el detector es posible explorar las diferentes fuentes de ruido y desarrollar técnicas de discriminación.

A continuación se discuten las principales fuentes de ruido, de las cuales se espera una señal significativa durante la toma de datos en SNO+.

3.1. Ruidos internos y externos

Las fuentes de ruido externo incluyen los sistemas de cuerdas, el arreglo de fototubos, el recipiente de acrílico, y el blindaje de agua externa, en estos componentes ocurren decaimientos radioactivos, de los cuales se origina una señal. La mayoría de este tipo de ruidos pueden reducirse a través de cortes fiduciales en el volumen de interés. Tanto la fase de agua como la de centellador ayudarán a restringir este tipo de ruidos para la fase de depósito de telurio. Los ruidos internos son las señales producidas debido a decaimientos radioactivos en el medio de detección y las cuerdas internas o a la interacción de rayos cósmicos que logran propagarse en el interior a un radio menor a 6 m.

3.2. Cadenas radioactivas

El ruido generado a través del decaimiento de isótopos radioactivos en los componentes del detector es el más significativo, los isótopos de ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , y ^{40}K son isótopos radioactivos que están presentes en los materiales de forma natural y dan origen a la formación de cadenas radioactivas. De tal forma que es necesario utilizar materiales con niveles muy bajos de estos contaminantes.

3.2.1. Uranio-238

El ^{238}U es un isótopo natural con tiempo de vida media de $t_{1/2} = 4.47 \times 10^9$ años, parte de su esquema de decaimiento se muestra en la Figura 3.1 mientras que la cadena completa se muestra en la Figura A.9. Este isótopo radioactivo está presente en el líquido centellador y en los materiales que componen el detector, es necesario tenerlo en consideración debido a que cantidades pequeñas tienden a emitir una cantidad considerable de partículas α , β , y γ , las cuales producen luz centelladora y pueden causar una multitud de eventos.

En la parte superior de la cadena se supone que hay equilibrio secular¹; los isótopos de mayor relevancia debido a la emisión de partículas γ de alta energía son los que se encuentran en la parte baja de la cadena, a saber, ^{214}Bi , ^{210}Tl , y ^{210}Bi .

En el ^{214}Bi se produce un decaimiento β a ^{214}Po con un valor $Q = 3.27$ MeV en el 99.979% de los casos, este decaimiento puede ser etiquetado durante la fase de centellador y la del depósito de telurio mediante el decaimiento α del ^{214}Po cuyo tiempo de vida media es de $t_{1/2} = 164.3$ μs y donde se emite una partícula α con una energía característica de $E_\alpha = 7.8$ MeV, dicha coincidencia retardada (entre la partícula β y la α) se utilizará en la primera etapa de líquido centellador puro para medir la concentración de contaminantes de la cadena de ^{238}U y en la fase de depósito de telurio para discriminar eventos que caigan en la región de interés para la búsqueda del $0\nu\beta\beta$ (4).

Se espera que el ^{214}Bi se encuentre en equilibrio secular con la parte superior de la cadena de ^{238}U durante la mayor parte del periodo de toma de datos, sin embargo, es probable que ocurra un desequilibrio significativo en el ^{222}Rn debido a la exposición del LAB-PPO al aire², por ejemplo durante las pruebas de calibración, en las cuales puede ingresar radón del aire y por la emisión de los aparatos de calibración.

Aunque el tiempo de vida media del ^{222}Rn es $t_{1/2} = 3.82$ días, este isótopo decae a ^{210}Pb cuyo tiempo de vida media es $t_{1/2} = 22.20$ años por lo que permanece un tiempo considerable en la superficie del AV y en el LAB-PPO (4).

Por esta razón se ha implementado el sistema de gas nitrógeno que impide la entrada del aire del laboratorio en el interior del detector, dicho sistema reduce de forma

¹A la condición en la cual una muestra de un elemento *ancestro*, después de que ha pasado el tiempo suficiente decae de tal forma que cada elemento radioactivo de la cadena se acumula en una concentración en equilibrio, y simultáneamente dichos elementos son creados y decaen a la misma tasa hasta un elemento estable, se le conoce como equilibrio secular o equilibrio a lo largo de los años.

²El radón es soluble en el LAB-PPO

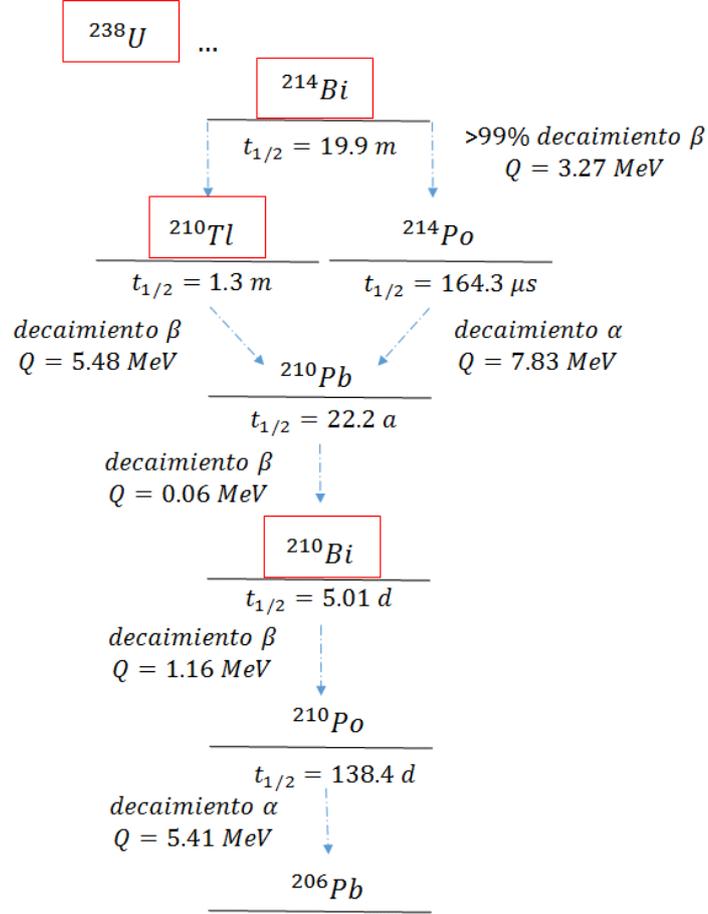


Figura 3.1: Parte de la estructura de la cadena de decaimiento en ^{238}U relevante para SNO+, se muestran los tiempos de vida media, valores Q de los decaimientos α y β en MeV . Los recuadros rojos resaltan los isótopos más importantes y las flechas azules muestran las transiciones que se utilizarán para las mediciones en coincidencia. Fuente: (4).

importante el ingreso de radón en el detector, además, la mayoría de los isótopos de tiempo de vida media corto productos del decaimiento de radón permanecen en la región de la cubierta de gas o en el cuello del detector, de tal forma que no alcanzan el medio de detección.

En el 0.021% de los casos el ^{214}Bi decae en ^{210}Tl ($t_{1/2} = 1.3\text{ min}$) a través de un decaimiento α , el cual a su vez mediante un decaimiento β genera el isótopo de ^{210}Pb con un valor $Q = 5.5\text{ MeV}$. Sin embargo, este modo de decaimiento no tiene tanta importancia como el mencionado anteriormente ya que el valor de su fracción de decaimiento es muy pequeña, no obstante, es posible identificarlo a través de la coincidencia retardada entre la partícula α y la subsecuente partícula β ¹.

¹Debido a el tiempo de vida media tan largo de ^{210}Tl , la probabilidad de confundir este tipo de coincidencia es muy grande, además el medirla requiere un gran sacrificio de señal.

3.2.1.1. Bismuto-210 y Polonio-210

El ^{210}Pb no ocasiona un ruido directo para el experimento, sin embargo, los isótopos de ^{210}Bi ($t_{1/2} = 5.0$ días y $Q = 1.16$ MeV) y ^{210}Po ($t_{1/2} = 138.4$ días y $Q = 5.41$ MeV) producto de su decaimiento ocasionan un ruido significativo en la búsqueda de eventos de interés.

El decaimiento β del ^{210}Bi es el principal ruido de fondo en la medición de neutrinos del ciclo CNO, debido a que ambos tienen espectros de energía similares, mientras que el decaimiento α en ^{210}Po es ruido de fondo para las mediciones en coincidencia retardada de las partículas α y β que se mencionaron en la sección anterior, resultando en una confusión de señales. De forma adicional, las partículas α emitidas pueden interactuar con los átomos en el líquido centellador produciendo neutrones como se discutirá en el siguiente capítulo.

Los isótopos que se producen del decaimiento del radón se depositan en la superficie de los materiales (principalmente en el AV) y se pueden incrustar en ellos mediante el retroceso de partículas α a una profundidad de unos cuantos cientos de nm, ahí eventualmente estos decaen a ^{210}Pb .

Los isótopos de ^{210}Pb , ^{210}Bi , y ^{210}Po se pueden filtrar al LAB-PPO cuando la mezcla está en contacto con la superficie, por ejemplo durante el manejo y almacenamiento del líquido centellador, resultando en tasas de ^{210}Pb , ^{210}Bi , y ^{210}Po fuera del equilibrio con la cadena de ^{238}U (4).

Una fuente adicional de ^{210}Pb , ^{210}Bi , y ^{210}Po se filtra de la superficie interna del AV, donde los isótopos producto del decaimiento de radón se implantaron durante los tres años de construcción del experimento SNO y en el periodo en el que el detector estuvo vacío y sin estar sellado. De tal forma que estas condiciones pueden crear fuentes continuas de radiación durante el período de toma de datos en todas las fases del experimento (4).

De acuerdo a una medición reciente, se puede considerar una actividad total de 2.4 Bq/m² en la superficie del AV (aproximadamente 2 μm de profundidad), esto corresponde a una actividad inicial de alrededor de 1150 Bq para la superficie interna y 1180 Bq para la superficie externa (38).

Las tasas de filtración de los contaminantes de la superficie a el medio de detección dependen de varios factores, como la temperatura, la profundidad de implantación, el tipo de líquido que haga contacto con la superficie, y la actividad inicial de la superficie.

3.2.2. Torio-232

El ^{232}Th ($t_{1/2} = 1.4 \times 10^{10}$ años), es uno de los isótopos que se encuentran de forma natural en los componentes del detector, los isótopos de mayor relevancia que se generan en esta cadena son ^{212}Bi y ^{208}Tl , parte de su esquema de decaimiento se muestra en la Figura 3.2 mientras que el esquema de decaimiento completo se muestra en la Figura A.8.

El ^{212}Bi ($t_{1/2} = 60.6$ minutos) decae a ^{212}Po mediante un decaimiento β con un valor $Q = 2.25$ MeV para el 64% de los casos, este decaimiento genera un ruido

significativo para la búsqueda del $0\nu\beta\beta$ (4).

Usando una técnica similar a la del decaimiento $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po}$, muchos de los eventos pueden ser identificados mediante la coincidencia retardada de las partículas β y α , la cual será utilizada para calcular la concentración de contaminantes de la cadena de ^{232}Th que se encuentran en equilibrio en el *LAB-PPO* (4).

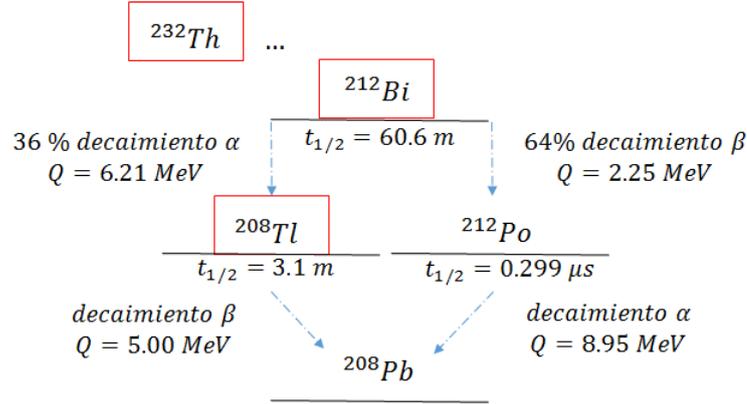


Figura 3.2: Parte de la estructura de la cadena de decaimiento en ^{232}Th relevante para SNO+, se muestran los tiempos de vida media y valores Q de los decaimientos α y β en MeV . Los recuadros rojos resaltan los isótopos más importantes y las flechas azules muestran las transiciones que se utilizarán para las mediciones en coincidencia. Fuente: (4).

Para el 36% restante de los casos el ^{212}Bi produce un decaimiento α generando ^{208}Tl ($t_{1/2} = 3.0$ min), después el ^{208}Tl mediante un decaimiento β produce ^{208}Pb con un valor $Q = 5.0 \text{ MeV}$. Los eventos del ^{208}Tl pueden ser identificados mediante la coincidencia retardada de las partículas α y β .

3.2.3. Potasio-40 , Argón-39 , y Kriptón-85

El ruido generado por estos isótopos será de relevancia en los estudios de neutrinos solares y otras mediciones.

El ^{40}K ($t_{1/2} = 1.248 \times 10^9$ años) es un isótopo que está presente de manera natural en el centellador y en los materiales del detector. Este isótopo se desintegra principalmente mediante un decaimiento β el 89.52% de los casos produciendo un isótopo estable de ^{40}Ca y el 10.32% de los casos a partir del proceso de captura de electrón produciendo un isótopo de ^{40}Ar y una partícula γ de 1.46 MeV .

La cantidad de ^{39}Ar ($t_{1/2} = 269$ años) y el ^{85}Kr ($t_{1/2} = 10.8$ años) se puede reducir si se minimiza el tiempo de exposición del *LAB-PPO* con el aire (4).

3.3. Rayos cósmicos

Además de los contaminantes radioactivos presentes en los materiales del detector, el *LAB-PPO* puede ser activado por neutrones y protones procedentes de rayos cósmicos

incluso bajo tierra.

El principal ruido esperado proviene del isótopo ${}^7\text{Be}$ ($t_{1/2} = 53.2$ días), el cual se desintegra a través de captura electrónica con la emisión de una γ de 0.48 MeV , sin embargo, más del 99% de estos isótopos pueden ser removidos eficientemente con el uso de la planta de purificación (4).

El isótopo ${}^{14}\text{C}$ ($t_{1/2} = 5730$ años, $Q = 0.16 \text{ MeV}$) se encuentra presente de manera natural en el líquido centellador y es un ruido directo sobre las mediciones de neutrinos pp de muy baja energía, además contribuye al *apilamiento de ruido*; en el experimento SNO+ se espera una razón de ${}^{14}\text{C}/{}^{12}\text{C}$ del orden de 10^{-18} (4), esta suposición es razonable debido a que el líquido centellador se obtiene de antiguos¹ pozos de aceite, tal que la mayoría de isótopos de ${}^{14}\text{C}$ ya han decaído. La cantidad de ${}^{14}\text{C}$ producida por la activación de rayos cósmicos en el *LAB* durante su transporte es despreciable.

Los muones de alta energía producto de los rayos cósmicos pueden interactuar con los materiales del detector produciendo isótopos inestables. El isótopo de ${}^{11}\text{C}$ ($t_{1/2} = 20$ minutos, $Q = 1.98 \text{ MeV}$) se forma principalmente por las interacciones de estos muones con núcleos de carbono en los componentes del detector. Se espera detectar un total de $(1.14 \pm 0.21) \times 10^3$ decaimientos por kilotonelada (valores extrapolados de KamLAND (1)). Otros ruidos inducidos por muones generalmente tienen tiempos de vida media de milisegundos a segundos y pueden ser discriminados mediante el uso de un sistema de tubos fotomultiplicadores externos apuntando hacia afuera del detector, los cuales etiquetan a los muones que se propagan hacia interior del detector.

Algunos ruidos de importancia inducidos por rayos cósmicos son los isótopos producidos por reacciones de espalación en telurio cuando se almacena en la superficie (25), como lo son ${}^{124}\text{Sb}$ ($t_{1/2} = 60.2$ días, $Q = 2.90 \text{ MeV}$), ${}^{22}\text{Na}$ ($t_{1/2} = 950.6$ días, $Q = 2.84 \text{ MeV}$), ${}^{60}\text{Co}$ ($t_{1/2} = 1925$ días, $Q = 2.82 \text{ MeV}$), ${}^{110m}\text{Ag}$ ($t_{1/2} = 249.8$ días, $Q = 2.89 \text{ MeV}$), y ${}^{88}\text{Y}$ ($t_{1/2} = 106.6$ días, $Q = 3.62 \text{ MeV}$). El ruido inducido por los rayos cósmicos en el telurio se reduce a un nivel despreciable debido al desarrollo de una técnica de purificación (20), aunado al almacenamiento bajo tierra durante varios meses.

3.4. Neutrones

Es posible la producción de neutrones mediante varios procesos, a saber, reacciones (α, n) principalmente con los isótopos de ${}^{13}\text{C}$ y ${}^{18}\text{O}$, interacción de muones de alta energía con los componentes del detector, fisión espontánea del ${}^{238}\text{U}$, emisión retardada de neutrones y reacciones (γ, n) con energías $E_\gamma > 2.2 \text{ MeV}$. Excluyendo los neutrones inducidos por muones, la reacción que produce mayor cantidad de neutrones es



¹Considere que el tiempo de vida media del ${}^{14}\text{C}$ es de 5730 años, es decir cuando haya pasado un tiempo de vida media, el aceite tendrá la mitad de ${}^{14}\text{C}$ inicial, si pasaran 10 tiempos de vida media (57300 años) el aceite tendrá alrededor del 0.1% del ${}^{14}\text{C}$ inicial.

la cual es una fuente potencial de ruido para las mediciones del $0\nu\beta\beta$ y de antineutrinos. La principal fuente de partículas α en los componentes del detector es el ^{210}Po . Otros emisores de partículas α de las cadenas de uranio y torio aportan una contribución de aproximadamente 4 ordenes de magnitud menor a la de ^{210}Po (4).

Los neutrones producidos en las reacciones (α, n) se dispersan con protones durante el proceso de termalización, este proceso de dispersión genera la emisión de luz. Los neutrones termalizados en más del 99% de los casos son capturados por átomos de hidrógeno con la emisión de una partícula γ característica de 2.22 MeV . En el $\sim 1\%$ de los casos el neutrón es capturado en los isótopos de telurio, produciendo principalmente una partícula γ de 0.6 MeV , o en ^{12}C , produciendo una γ de 4.95 MeV .

3.5. Apilamiento de ruido

La acumulación de eventos ocurre cuando dos o más decaimientos (ya sean señal o ruido) suceden en la misma ventana de *trigger* y son detectados como un solo evento con energía igual a la suma de las energías individuales. Este tipo de eventos son de relevancia cuando uno o todos los decaimientos que contribuyen tienen una frecuencia muy alta (cientos de Hz), como lo son los decaimientos de ^{14}C , ^{210}Bi , y ^{210}Po . Para este tipo de eventos se usará una técnica de discriminación (5) la cual reduce de forma eficiente este tipo de ruido. En la fase del depósito de telurio la mayor contribución de este tipo de ruido viene de la señal producida por el $2\nu\beta\beta$ del ^{130}Te .

En este capítulo se discutieron los principales ruidos que se observarán en la búsqueda de eventos de interés, el siguiente capítulo se enfocará en los procesos que producen neutrones y las técnicas que se utilizaron en el estudio con la finalidad de obtener el número esperado de neutrones que produce cada uno de estos procesos en las fases de agua y de líquido centellador puro.

Estudio de las fuentes de neutrones en SNO+

A continuación se describirá de forma breve la variedad de fuentes de neutrones presentes en el detector y sus alrededores y el procedimiento realizado para estudiar cada una de ellas.

La producción de neutrones en el experimento se debe principalmente a la interacción de partículas α energéticas con átomos de ^{13}C y ^{18}O los cuales componen el líquido centellador, el acrílico del *AV*, el sistema de cuerdas, entre otros de los componentes del detector. Otros procesos que son responsables de la producción de neutrones son la fisión espontánea de ^{238}U presente en el medio de detección y en los diferentes materiales que lo rodean, las reacciones de fotodesintegración en deuterio e isótopos de carbono y oxígeno, la interacción de muones que pasan a través del detector, el agua que lo rodea, y en la roca de la caverna¹, finalmente es posible la producción de neutrones ocasionada por neutrinos atmosféricos, geoneutrinos y antineutrinos de reactores nucleares.

Los neutrones producen un ruido de fondo en las tres etapas del experimento; el estudio de los efectos producidos por neutrones se ha dividido en tres ramas principales, en la primera etapa se estudió el efecto de neutrones ocasionados por emisión espontánea y reacciones (α, n) , las partículas α que se involucran en estas reacciones provienen de tres cadenas de decaimiento, a saber la de ^{232}Th , ^{235}U , y la de ^{238}U , además de la contribución adicional de una subcadena de ^{238}U que se genera debido a la presencia de radón en el aire, dicho estudio se llevo a cabo mediante el uso de un código llamado *SOURCES-4C* (41), este código permite obtener la tasa de producción de neutrones en unidades de $\text{neutrones} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{ppb}^{-1}$ y su espectro de energía.

En la segunda etapa se estudiarán las reacciones (μ, n) , con énfasis en la producción de neutrones ocasionada de la interacción de muones con la roca de la caverna. A partir de un espectro conocido de los neutrones producidos en la roca de la caverna (26) fue posible estudiar los eventos generados en el detector mediante el uso de simulaciones en *RAT*.

En la tercera etapa se realiza el estudio de reacciones (γ, n) , de acuerdo a el espectro y al flujo de fotones de alta energía que se ha medido en la caverna de SNO+ mediante

¹La instalación de PMTs externos permite etiquetar y discriminar la señal de muones (veto de muones)

el uso de cristales de NaI (29) y del cálculo de valor esperado de partículas γ que se producen durante el decaimiento de los isótopos radioactivos en el detector, es posible calcular el número de neutrones por unidad de tiempo que se generan en este tipo de reacciones.

4.1. El código SOURCES-4C

En este experimento y en muchos más es muy importante tener un conocimiento preciso de los procesos que ocurren en los materiales cercanos al detector y que pueden generar neutrones debido a que no es posible blindar al detector completamente de estas partículas, por esta razón se debe tener en consideración la señal que producen al interactuar con el medio de detección.

El código *SOURCES-4C* es capaz de calcular las tasas de producción de neutrones y su espectro de energía para cuatro configuraciones distintas: interfaz, haz, homogéneo, y problemas de interfaz en tres regiones, con tres fuentes de neutrones distintas: reacciones (α, n) , fisión espontánea (“*Spontaneous Fission*”, *SF*, por sus siglas en inglés), y emisión retardada de neutrones (“*Delayed Neutrons*”, *DN*, por sus siglas en inglés) (41).

Para el estudio realizado en los componentes de SNO+ se implementó un problema homogéneo, el cual consiste en un material en el cual los emisores de partículas α y los radioisótopos que se desintegran por fisión espontánea están mezclados con un material compuesto por elementos con número atómico Z bajo. (i.e. los radioisótopos se encuentran adyacentes a los átomos blanco). En la sección A.1 se muestra un cálculo detallado del funcionamiento de este código.

4.1.1. Reacciones ocasionadas por radioisótopos

A partir de los resultados obtenidos del análisis realizado con *SOURCES-4C*, es posible obtener la tasa de producción de neutrones asociada a cada material y cadena de decaimiento, el procedimiento para obtener estas cantidades es el siguiente: la producción de neutrones obtenida de *SOURCES-4C* está en unidades de $neutrones \cdot s^{-1} \cdot g^{-1} \cdot ppb^{-1}$, en la base de datos del experimento se tienen mediciones realizadas de la masa de los materiales de cada componente del detector y de la concentración de radioisótopos de ^{232}Th y ^{238}U , usando esta información¹, es posible obtener la tasa de producción de neutrones para cada componente originados por una cadena de decaimiento en particular. Para el caso de la cadena de decaimiento del ^{235}U no se han reportado valores de concentración en los componentes del detector, por lo que se hizo la suposición de que la concentración de este isótopo está relacionada con la concentración reportada para el ^{238}U a partir de su abundancia natural, de acuerdo al siguiente procedimiento, dada una muestra de uranio, la abundancia natural de estos isótopos es $^{238}U : 99.2745\%$

¹En el cálculo se toma el valor medio de cada cantidad y se hace la propagación de errores con las incertidumbres reportadas, para las cantidades donde no se da explícitamente el valor de incertidumbre, a saber, la tasa de producción de neutrones y la masa de los componentes, se supone el 10% y el 1% de la cantidad reportada, respectivamente.

y ^{235}U : 0.7200 %. Tomando el cociente $m_{238\text{U}}/m_{235\text{U}} = 0.0072$, de este resultado y usando la definición de concentración, se obtiene $C_{235\text{U}} = 0.0072 C_{238\text{U}}$.

Para obtener la producción de neutrones en la superficie del *AV*, se usó la medición de la actividad de la subcadena de decaimiento del ^{210}Pb en la superficie interna y externa del *AV*.

La tasa de producción de neutrones en unidades de *neutrones/año* se obtiene de multiplicar el valor obtenido para la tasa de producción de neutrones en *neutrones · s⁻¹ · g⁻¹ · ppb⁻¹* por la masa del material y por la concentración de la cadena radioactiva para cada componente, que viene de la definición de

$$C[\text{ppb}] = 10^9 (m_{\text{sustancia}}/m_{\text{material}}), \quad (4.1)$$

Finalmente mediante el uso de SOURCES-4C, se obtuvo el espectro de energía de los neutrones producidos en cada uno de los materiales estudiados, dicha información se encuentra en el apéndice [A.3](#).

4.2. Reacciones (μ, n)

Los laboratorios bajo tierra proveen de un blindaje de roca a experimentos con alta sensibilidad a los muones generados de la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera y a los productos de sus interacciones con el medio en el que se propagan. Cuando los muones atraviesan un detector y los materiales que lo rodean, generan un ruido inducido por su interacción con el medio de detección o por la producción de neutrones rápidos.

Partiendo de los resultados de (11) con respecto al estudio del flujo de muones y de la discusión realizada en la sección [B.1](#) fue posible determinar la tasa de producción de neutrones inducidos por la interacción de muones con la roca que rodea el detector, su espectro de energía, y la distribución angular de la dirección en la que se emiten.

4.2.1. Neutrones inducidos por muones

Es posible hacer una distinción entre dos tipos de neutrones, a saber, los neutrones que se producen cuando los muones se propagan dentro del detector y que se generan de su interacción con los componentes del detector y el blindaje de agua, y los neutrones que se crean de la interacción de muones con la roca de la caverna. Los primeros pueden ser etiquetados mediante el uso de un veto externo de muones con suficiente eficiencia y que se encuentre rodeando la parte central del detector¹, mientras que en el caso de los últimos, el proceso para blindar al detector o etiquetarlos en coincidencia con el muón que los produjo es muy complicado debido al espectro de energía tan alto y al alto rango de propagación. Por estas razones el estudio de neutrones se enfocará en los neutrones producidos por muones en la roca.

¹El experimento SNO+ cuenta con un veto con las características mencionadas, por esta razón este estudio no se enfocará en este tipo de neutrones

La tasa producción de neutrones rápidos depende principalmente de la profundidad, de la composición química, y de la densidad del medio con el que los muones interactúan (26).

A partir de simulaciones realizadas en FLUKA¹ tomando como entrada la información obtenida de los muones que logran propagarse en el medio, es posible determinar el flujo de neutrones como función de la profundidad mediante un ajuste realizado de la siguiente manera

$$\phi_n = P_0 \left(\frac{P_1}{h_0} \right) e^{-h_0/P_1}, \quad (4.2)$$

donde h_0 es la profundidad vertical (en “kilometers water equivalent”, *km.w.e.*, por sus siglas en inglés) relativa a la capa plana de roca que cubre el detector hasta la superficie. Los parámetros del ajuste son $P_0 = (4.0 \pm 1.1) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y $P_1 = (0.86 \pm 0.05) \text{ km.w.e}$ (26).

En la Tabla 4.1 se muestra el valor calculado para el flujo de neutrones inducidos por reacciones (μ, n) en la frontera de la caverna de roca de SNO+.

Sitio	Flujo total $10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 1.0 \text{ MeV}$	$> 10 \text{ MeV}$	$> 100 \text{ MeV}$
Sudbury	0.054	0.020	0.018	0.005

Tabla 4.1: Flujo incidente de neutrones producidos de reacciones (μ, n) con la roca de la caverna de SNO+ (26).

El espectro de energía de estos neutrones para cada sitio se obtiene de la simulación en FLUKA para los neutrones que se producen en la roca y emergen hacia la caverna, además se calcula una parametrización adecuada para un sitio en específico (26). La parametrización está dada por la relación

$$\frac{dN}{dE_n} = A_\mu \left(\frac{e^{a_0 E_n}}{E_n} + B_\mu(E_\mu) \cdot e^{-a_1 E_n} \right) + a_2 \cdot E_n^{-a_3}, \quad (4.3)$$

donde A_μ es una constante de normalización, a_0 , a_1 , a_2 , y a_3 son parámetros de ajuste, E_n es la energía del neutrón, E_μ la energía del muón en GeV , y B_μ es una función de la energía del muón dada por la relación (4.4).

$$B_\mu(E_\mu) = 0.324 - 0.641 e^{-0.014 E_\mu}. \quad (4.4)$$

Esta parametrización es válida para $E_n > 10 \text{ MeV}$, los parámetros de ajuste para SNO+ se muestran en la Tabla 4.2.

Sitio	$\langle E \rangle$	a_0	a_1	a_2	a_3
Sudbury	109 MeV	7.774	2.134	-2.939×10^{-16}	2.859

Tabla 4.2: Parámetros de ajuste que describen la forma del espectro diferencial de energía de los neutrones inducidos por muones en Sudbury (26).

¹FLUKA es un paquete de simulación Monte Carlo usado en Física de Partículas.

De igual forma fue posible ajustar una tendencia para la distribución angular de los neutrones producidos en la roca por muones relativa a la trayectoria del muón primario, de acuerdo a la siguiente expresión

$$\frac{dN}{d\cos(\theta)} = \frac{A_\theta}{(1 - \cos(\theta))^{B_\theta(E_\mu)} + C_\theta(E_\mu)}, \quad (4.5)$$

donde A_θ es una constante, tanto B_θ como C_θ son funciones de E_μ en GeV , y están dadas por las siguientes expresiones

$$B_\theta(E_\mu) = 0.482E_\mu^{0.045}, \quad (4.6)$$

y

$$C_\theta(E_\mu) = 0.832E_\mu^{-0.152}. \quad (4.7)$$

Finalmente la Figura 4.1 muestra el espectro de energía de los neutrones inducidos por muones en la roca de la caverna construido a partir de las simulaciones en *RAT*, la principal característica de estos neutrones es que pueden alcanzar energías de aproximadamente $3.5 GeV$, mientras que la Figura 4.2 muestra la distribución del coseno del ángulo cenital para la dirección en la que se emiten los neutrones en la caverna respecto al eje z positivo (el centro del sistema de referencia se encuentra en el centro del recipiente acrílico), como se puede observar la mayor parte de los neutrones generados apuntan hacia el interior del detector (si $\theta = 0$, el vector de momento lineal apunta en la dirección \hat{z} y si $\theta = \pi$, el vector de momento lineal apunta en la dirección $-\hat{z}$), mientras que la distribución en el ángulo azimutal es homogénea.

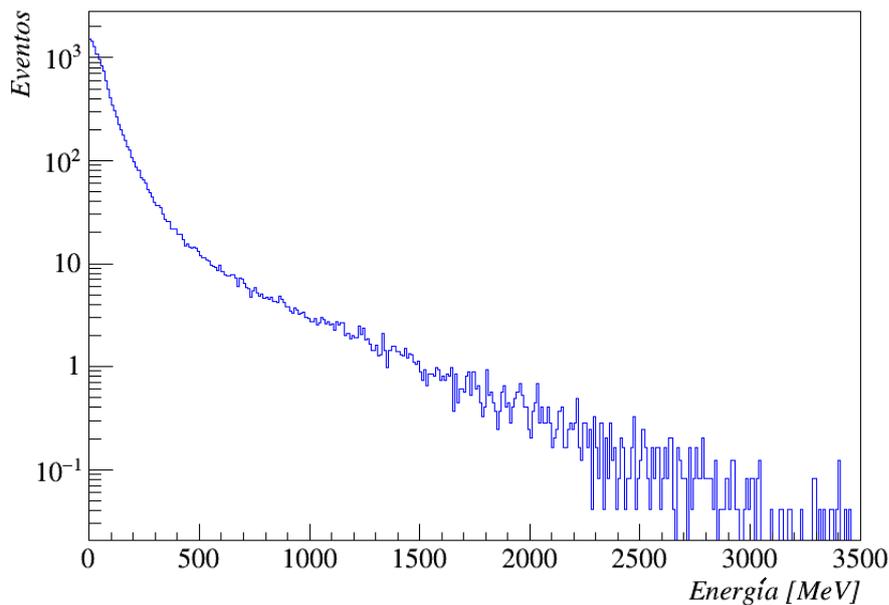


Figura 4.1: Espectro de energía de los neutrones inducidos por muones en la roca de la caverna, la integral de este histograma da el valor esperado de neutrones en un año.

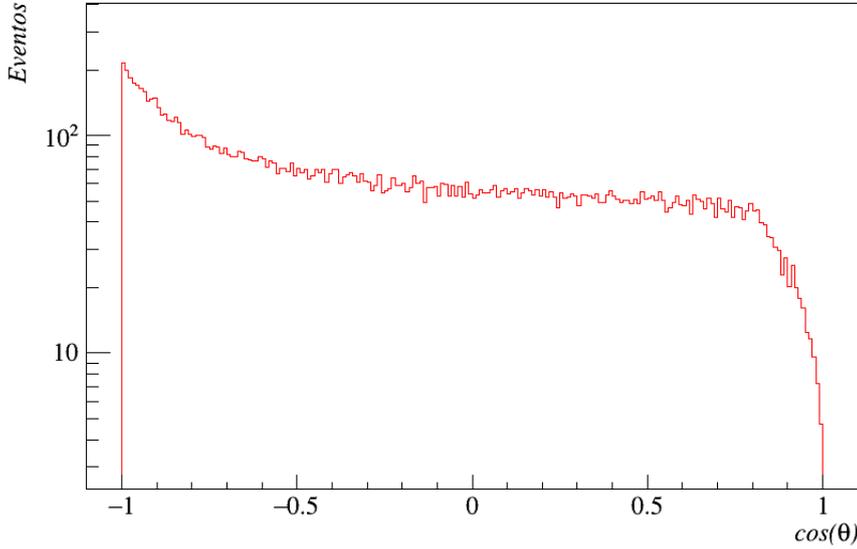


Figura 4.2: Distribución del coseno del ángulo cenital de la dirección de los neutrones inducidos por muones en la roca de la caverna, si $\theta = 0$, el vector de momento lineal apunta en la dirección \hat{z} y si $\theta = \pi$, el vector de momento lineal apunta en la dirección $-\hat{z}$, la integral de este histograma da el valor esperado de neutrones en un año.

4.2.2. Tasa de producción de neutrones inducidos por muones

Con la finalidad de obtener la tasa de producción de neutrones generados de reacciones (μ, n) en la caverna, se hizo uso del valor del flujo total de neutrones mostrado en la Tabla 4.1. La simulación de estos neutrones se realizó suponiendo que la caverna tiene forma esférica con un radio de 11 m, en realidad la forma de caverna se aproxima mejor con una forma cilíndrica, sin embargo, el generador usado solo permite usar cascarones esféricos, esta elección establece un límite superior en la cantidad de eventos generados por neutrones en el detector debido a que este cascarón está contenido en el interior del cilindro, tal que los neutrones inducidos por muones se generan más cerca del detector de lo que están realmente. Únicamente se consideró la contribución de neutrones en el hemisferio superior de la esfera (el centro del detector se encuentra en $z = 0$ m, solo se toma la contribución de neutrones generados en una posición con $z > 0$ m) debido a que los neutrones que se producen en la parte inferior son producidos por muones que atraviesan el detector y que pueden ser etiquetados por el veto.

La tasa de producción de neutrones, R_n se obtiene de la siguiente ecuación

$$R_n = \phi_n \cdot A_e, \quad (4.8)$$

donde A_e es el área del hemisferio superior de la esfera, dicho valor corresponde a $A_e = 760.27 \pm 1.38 \text{ m}^2$ y ϕ_n es el flujo total de neutrones de la roca de la caverna. De los valores conocidos y del uso de la relación (4.8), se obtiene la tasa de neutrones

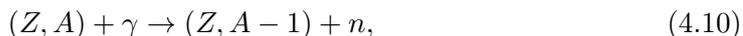
inducidos por muones

$$R_n = 12946.89 \pm 1318.23 \text{ neutrones/año.} \quad (4.9)$$

4.3. Reacciones (γ, n)

Las reacciones de captura de neutrones y partículas α en la roca de la caverna de SNO+ producen fotones de alta energía, es posible que algunos fotones se propaguen dentro del detector y produzcan neutrones a partir de su interacción con ciertos materiales mediante reacciones de *fotodesintegración*. Este tipo de fuentes de *fotoneutrones* suministran la energía suficiente a un núcleo a través de la absorción del fotón para permitir la subsecuente emisión de un neutrón libre. Para cualquier fin práctico, solo el ${}^9\text{Be}$ y ${}^2\text{H}$ son fuentes significativas de fotoneutrones (24), sin embargo para el estudio realizado se tomó en cuenta la contribución de los isótopos que componen los materiales del detector y cuyo umbral de energía es menor o igual a la energía del flujo incidente de fotones después de que estos se propagan por el blindaje de agua.

En general este tipo de reacciones obedecen la siguiente relación,



un fotón con energía mayor o igual a la energía umbral es capaz de producir la reacción de fotodesintegración, generando un neutrón libre. La sección eficaz del proceso depende del tipo de isótopo blanco y de la energía del fotón.

El análisis realizado se enfocó principalmente en componentes cercanos al medio de detección, debido que para los componentes que están fuera del blindaje UPW, se ha podido mostrar que la cantidad de neutrones que logran llegar al AV es despreciable.

Los materiales que pueden producir fotoneutrones son el acrílico del AV, el tensylon que compone los sistemas de cuerdas, LAB-PPO del líquido centellador, $\text{Te}(\text{OH})_6$ que se depositará en el líquido centellador, y el agua ultra pura que llenará el AV en la primera fase del experimento y la que forma parte del blindaje del AV.

Isótopo	Energía umbral [MeV]
2H	2.22
^{12}C	18.74
^{13}C	4.95
^{14}N	10.56
^{15}N	10.84
^{16}O	15.67
^{17}O	4.14
^{18}O	8.05
^{120}Te	10.26
^{122}Te	9.84
^{123}Te	6.93
^{124}Te	9.42
^{125}Te	6.57
^{126}Te	9.11
^{128}Te	8.78
^{130}Te	8.42

Tabla 4.3: Energía umbral para reacciones de fotodesintegración en los isótopos presentes en los materiales del detector (32).

4.3.1. Fotones de alta energía

A partir de una medición realizada en la caverna de SNO+ con el uso de cristales de NaI (29), fue posible obtener un espectro de energía para los fotones de alta energía procedentes de la roca. En la Tabla 4.4, se muestran los resultados obtenidos en la medición realizada en la caverna, tomando un rango de energía de 3 MeV hasta 10 MeV , en intervalos de 1 MeV .

De acuerdo a las Tablas 4.3 y 4.4, las reacciones de fotodesintegración en los isótopos de interés solo están permitidas para fotones con ciertos rangos de energía que superan la energía umbral para cada una de las reacciones. En la Tabla C.9 se muestran los valores máximos de sección eficaz en los isótopos donde es posible la fotodesintegración para la región de energía indicada.

Energía [MeV]	Flujo [$a\tilde{n}o^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot (4\pi \cdot sr)^{-1}$]
3 – 4	1.7×10^4
4 – 5	91.1
5 – 6	17.6
6 – 7	11.2
7 – 8	2.6
8 – 9	< 0.70
9 – 10	< 0.70
> 10	<i>desconocido</i>

Tabla 4.4: Flujo de γ 's y rangos de energía en MeV en la caverna de SNO+ (30).

Es de relevancia considerar que los estos fotones antes de llegar al medio detección tienen que propagarse a través del blindaje de UPW, durante su recorrido tanto el flujo de fotones como su energía disminuyen significativamente, por está razón fue necesario realizar una simulación con la distribución de energía y el flujo mostrados en la Tabla 4.4 como parámetros de entrada¹ con la finalidad de determinar la proporción de fotones que logran llegar al medio de detección y a los componentes cercanos a él, y la distribución de energía que siguen.

Finalmente la tasa de producción de neutrones en reacciones (γ, n) con fotones de alta energía, R_n , se calcula usando la siguiente relación

$$R_n = \phi_\gamma \cdot \sigma_{(\gamma, n)} \cdot n_i, \quad (4.11)$$

donde n_i es el número de isótopos en cada componente del detector, $\sigma_{(\gamma, n)}$ la sección eficaz para una reacción (γ, n) para un isótopo en particular, y ϕ_γ el flujo de fotones de alta energía después de propagarse en el blindaje de agua.

El cálculo del número isótopos en los componentes del detector se realizó siguiendo el procedimiento mostrado en el apéndice C.1.

4.3.2. Fotones de radioisótopos

De acuerdo a los esquemas de decaimiento de las cadenas radioactivas de ^{40}K , ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U es posible la emisión de fotones en sus diversos canales de decaimiento. La mayoría de estos fotones tienen energías por debajo del umbral de las reacciones (γ, n) en los diferentes materiales, sin embargo algunos logran producir reacciones de fotodesintegración con el deuterio.

Es posible realizar un cálculo del número esperado de neutrones producidos mediante este tipo de procesos en función de la concentración de radioisótopos que se han medido en el detector, para poder realizar este procedimiento es importante suponer equilibrio secular en las cadenas de decaimiento como se muestra a continuación.

La actividad A (desintegraciones por segundo), se calcula a partir de la siguiente relación

$$A = N_r \lambda, \quad (4.12)$$

¹Suponiendo que la distribución angular de la dirección en la que se emiten es isotrópica.

donde N_r es el número de radioisótopos y λ la constante de decaimiento, se puede relacionar el número de radioisótopos con la masa m_r de la muestra radioactiva usando la siguiente relación $m_r = N_r M_r / A_v$, donde M_r es el peso atómico del radioisótopo y A_v el número de Avogadro. Sustituyendo esta expresión en (4.12) y usando que la constante de decaimiento se relaciona con la vida media del radioisótopo $t_{1/2}$ de acuerdo a la relación $\lambda = \ln 2 / t_{1/2}$, se obtiene a la actividad, A , en términos de la masa de la muestra de contaminante radioactivo m_r ,

$$A = \frac{A_v \cdot m_r \cdot \ln 2}{M_r \cdot t_{1/2}}. \quad (4.13)$$

De la definición de concentración en unidades de *ppb* dada en la ecuación (4.1), es posible reescribir la actividad de acuerdo a la siguiente ecuación

$$A = \frac{A_v \cdot m_{mat} \cdot C \cdot \ln 2}{M_r \cdot t_{1/2}} \cdot 10^{-9}, \quad (4.14)$$

donde m_{mat} es la masa del material. La unidad de la actividad es el becquerel Bq , y denota el número de desintegraciones por segundo. Es de interés tener esta cantidad porque a partir de ella es posible obtener el número esperado de fotones producidos en los decaimientos de los radioisótopos por unidad de tiempo, n_γ , este valor se obtiene de multiplicar la actividad por la fracción de decaimiento, Γ_γ , para cada uno de los canales que producen un fotón con la energía suficiente para generar una reacción (γ, n) en el detector,

$$n_\gamma = A \cdot \Gamma_\gamma, \quad (4.15)$$

solo dos cadenas de decaimientos generan fotones con energía suficiente para producir una reacción (γ, n) en el deuterio, a saber, la cadena de ^{232}Th con una fracción de decaimiento de $\Gamma_\gamma = 0.36$ genera fotones ($E_\gamma = 2.614 MeV$) en los decaimientos de ^{208}Tl (ver la Figura A.8) y la cadena de ^{238}U cuya fracción de decaimiento es aproximadamente $\Gamma_\gamma = 0.02$ y genera fotones ($E_\gamma > 2.2 MeV$) en los diferentes canales de decaimiento del ^{214}Bi (ver la Figura A.8).

Finalmente se puede establecer un límite superior para el número esperado de fotoneutrones, n_f , el cual se obtiene de la siguiente relación,

$$n_f = n_\gamma \cdot \sigma_{(\gamma, n)} \cdot \lambda_\gamma \cdot N_d, \quad (4.16)$$

donde $\sigma_{(\gamma, n)}$ es el valor máximo de la sección eficaz para reacciones (γ, n) con deuterio en un rango de energía¹ de 2.2 a 3.4 MeV , λ_γ es la longitud de atenuación de fotones en el agua o líquido centellador puro (según sea el caso) cuyos valores son 25.2 cm y 29.3 cm , respectivamente, y N_d es la densidad de átomos de deuterio por unidad de volumen para cada componente del detector. La Tabla C.9 muestra los valores de la sección eficaz en función de la energía para una reacción de fotodesintegración en

¹Algunos fotones que se producen en el decaimiento β del ^{214}Bi pueden tener energías de hasta 3.27 MeV

deuterio, mientras que la Tabla C.8 muestra los valores de la densidad de átomos de deuterio por unidad de volumen para los materiales del detector que fueron estudiados.

En este capítulo se mostró el procedimiento que se siguió para estudiar cada uno de los procesos que producen neutrones en las regiones de energía de interés para el experimento, con esta información fue posible realizar estimaciones de los eventos generados por neutrones en las fases de toma de datos mediante el uso de simulaciones Monte Carlo en *RAT*, los resultados del análisis de dichas simulaciones se presentan a detalle en el siguiente capítulo.

Análisis y resultados

En esta sección se presentan los resultados obtenidos del estudio de las diversas fuentes de neutrones en el detector. El estudio realizado se enfoca en la fase de agua y la fase de líquido centellador puro (*LAB-PPO*).

En cada fase se discuten algunas de las suposiciones sobre lo que se hará durante la toma de datos, los valores esperados de neutrones para cada uno de los procesos estudiados, el número esperado de eventos ocasionados por neutrones obtenido a partir de las simulaciones Monte Carlo, y los histogramas con las funciones de densidad de probabilidad (“*Probability Density Functions*”, *PDFs*, por sus siglas en inglés) de algunas variables reconstruídas, las cuales se obtuvieron a partir del análisis con ROOT.

Mediante la implementación del método Monte Carlo en RAT, se simularon 10^6 neutrones generados de forma homogénea en cada componente del detector debido a procesos radioactivos, los cuales siguen la tendencia del espectro de energía obtenido de SOURCES-4C. Para el caso de los neutrones inducidos por muones se simularon neutrones con el espectro de energía y la distribución angular obtenida en la sección 4.2.1. Finalmente en el estudio de reacciones (γ, n) , se muestra que la principal contribución a la tasa de neutrones viene de los fotones producidos en el decaimiento de cadenas radioactivas, debido a que los fotones de alta energía de la caverna aportan un valor despreciable.

5.1. Fases de toma de datos

El experimento SNO+ comenzará su operación con la toma de datos en la fase de agua en la cual se usará una energía umbral de 5 MeV para el análisis de datos, de tal forma que la mayor parte de eventos asociados a radioisótopos no se observará, en particular el proceso de captura de neutrón en deuterio (la señal del evento es un fotón de 2.223 MeV). Sin embargo, las señales generadas por fotones de alta energía y de la aniquilación electrón-positrón en la desexcitación del ^{16}O forman parte del ruido para la búsqueda del decaimiento del protón.

Las suposiciones realizadas en esta fase son las siguientes:

1. Duración de la toma de datos de alrededor de 9 meses.
2. Temperatura del agua de $12 \text{ }^\circ\text{C}$.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

3. Actividad inicial del radioisótopo de ^{210}Pb de 2.4 Bq/m^2 , equivalente a 1150 Bq para la superficie interna del *AV* y 1180 Bq para la superficie externa del *AV*.

Al concluir la toma de datos en la fase de agua, se ha planeado realizar una *fase de prueba*, la cual consiste en la toma de datos usando como medio de detección el líquido centellador puro. La finalidad de esta fase de prueba es caracterizar la respuesta de los *PMTs* y medir los niveles de contaminantes en los componentes del detector.

Además de la fase de prueba, la fase final de toma de datos del experimento usará líquido centellador puro, durante esta fase se usará una energía umbral de 0.2 MeV para el análisis, con esta energía umbral tan baja será posible observar la señal retardada de la captura de neutrones en deuterio (un fotón de 2.223 MeV), al igual que los diferentes fotones emitidos en la desexcitación de isótopos de oxígeno y de neón.

La señal inmediata junto con la señal retardada en el proceso de captura del neutrón puede imitar la señal de antineutrinos en el *LAB-PPO*, tal que forma un ruido para la búsqueda de neutrinos de reactor y geoneutrinos. Además las señales producidas de las dispersiones de neutrones con protones formarán un ruido para la búsqueda de neutrinos de baja energía.

Las suposiciones realizadas en esta fase son las siguientes:

1. La toma de datos para la fase de prueba será de aproximadamente de 6 meses.
2. La fase final con líquido centellador puro durará aproximadamente 5 años.
3. Temperatura del agua externa y el *LAB-PPO* de $12 \text{ }^\circ\text{C}$.
4. Actividad inicial para la fase de prueba del radioisótopo de ^{210}Pb de 1.013 kBq para la superficie interna del *AV* y 1.040 kBq para la superficie externa del *AV*.

5.1.1. Análisis de eventos inducidos por fuentes de neutrones

La información obtenida del análisis de eventos en un rango de energía de 0 a 15 MeV inducidos por neutrones de origen radioactivo en cada uno de los componentes del detector¹ se muestra en las Tablas [A.9](#) y [A.10](#) para la fase de agua y la fase de prueba de líquido centellador puro, respectivamente, mientras que el valor esperado de neutrones producidos en procesos radioactivos por año obtenido de la suma de cada una de las contribuciones de los componentes del detector en ambas fases se resume en la Tabla [5.1](#).

¹Solo se tomaron en consideración aquellos componentes que se encuentran en el interior del blindaje de agua, como se mostrará en esta sección los neutrones producidos por este tipo de fuentes afuera del blindaje no logran propagarse hacia el medio de detección.

Fase de toma de datos	Producción de neutrones [neutrones/año]	Eventos en 0 a 15 MeV [eventos/año]
Fase de agua	6794.72 ± 2944.62	207.20 ± 89.71
Fase de <i>LAB-PPO</i>	6003.42 ± 2599.51	3763.38 ± 1624.52

Tabla 5.1: Número esperado de neutrones inducidos por radioisótopos para un rango de energía de 0 a 15 MeV.

Mediante el uso de los valores de la tasa de producción de neutrones de cada componente y de la información obtenida de las simulaciones Monte Carlo se obtuvo el número esperado de eventos ocasionados por neutrones¹ interactuando con el agua ultra pura y el líquido centellador, dichos valores se muestran en la tercera columna de la Tabla 5.1. Ambos valores corresponden a un rango de energía de 0 MeV a 15 MeV.

En este estudio no se tomo en consideración la contribución de los neutrones que se generan en el sistema de tubos fotomultiplicadores y los componentes que se encuentran en el exterior del blindaje de agua debido a que el blindaje de agua logra frenar a la mayor parte de los neutrones que se propagan hacia el interior del detector, con el propósito de reforzar el argumento anterior se simularon 3×10^6 neutrones generados en el sistema de tubos fotomultiplicadores de forma homogénea² y mediante un análisis realizado con *ROOT* se construyó la distribución normalizada de la distancia final que alcanzan los neutrones después de ser generados respecto al centro del recipiente de acrílico, la figura muestra la distribución de esta variable, como se puede observar en la distribución, con este número de neutrones generados ninguno de ellos alcanza a llegar al recipiente de acrílico.

¹Generados en el medio de detección y los que logran propagarse hacia él provenientes de cada uno de los componentes del detector.

²Son tres cadenas de decaimiento: ^{232}Th , ^{235}U , y ^{238}U , se simularon 1×10^6 de neutrones por cadena de decaimiento.

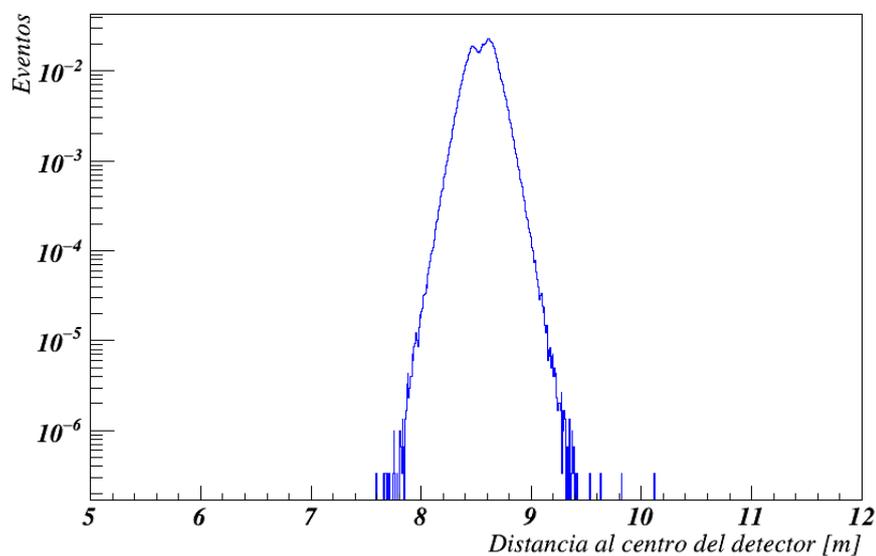


Figura 5.1: Distribución normalizada de la distancia final que alcanzan los neutrones después de ser generados en el sistema de PMTs respecto al centro del recipiente de acrílico, como se puede observar ninguno de los neutrones alcanza el medio de detección.

Con la finalidad de obtener cantidades similares para neutrones inducidos por muones se implementó el uso de RAT y un generador de eventos llamado “*spectrum*”¹, el cual toma como parámetro de entrada el espectro de energía de los neutrones y genera partículas con distribución angular isotrópica.

El método que se usó para incluir la información de la distribución angular consistió en un análisis evento por evento en el que se asigna un número aleatorio que se distribuye uniformemente entre 0 y 1 a cada neutrón, previamente se extrae la información de la distribución angular de los neutrones inducidos por muones y se obtiene el valor máximo de la distribución normalizada, el valor del número aleatorio se multiplica por este valor máximo y esa cantidad es el *peso probabilístico* que se le asigna al neutrón generado, el paso final consiste en extraer el valor del coseno del ángulo cenital de la dirección en la que se emite el neutrón, una vez que se tiene dicho valor se usa la distribución angular conocida con la finalidad de buscar el peso probabilístico asignado a ese valor, si el valor del peso probabilístico generado es menor al peso probabilístico de la distribución en ese valor en específico entonces se guarda el evento, si es mayor el valor no se toma en consideración debido a que no sigue la distribución angular conocida.

La Tabla 5.2 resume los valores obtenidos para la tasa de producción de neutrones de la interacción de muones en la roca y el valor esperado de eventos de la interacción de estos neutrones con el agua ultra pura y el líquido centellador, ambos en una región de energía de 0 a 15 MeV.

¹Este generador también fue utilizado en las simulaciones de neutrones inducidos por radioisótopos.

Fase de toma de datos	Producción de neutrones [neutrones/año]	Eventos en 0 a 15 MeV [eventos/año]
Fase de agua	12946.89 ± 1318.23	79.24 ± 8.07
Fase de <i>LAB-PPO</i>	12946.89 ± 1318.23	99.02 ± 10.08

Tabla 5.2: Número esperado de neutrones inducidos de la interacción de muones con la roca de la cavidad y eventos ocasionados por estos neutrones en ambas fases para un rango de energía de 0 a 15 MeV.

La información obtenida de la simulación de fotones de alta energía propagándose a través del blindaje de agua permitió reconstruir la distancia final que alcanzan los fotones respecto al centro del recipiente de acrílico como se muestra en la Figura 5.2, de los 3×10^6 fotones generados ninguno de ellos alcanzó el medio de detección¹, por lo tanto en este estudio se usará la suposición de que los fotones de alta energía no interactúan con los materiales cercanos al detector produciendo fotoneutrones, de tal forma que la contribución de esta fuente es *despreciable*.

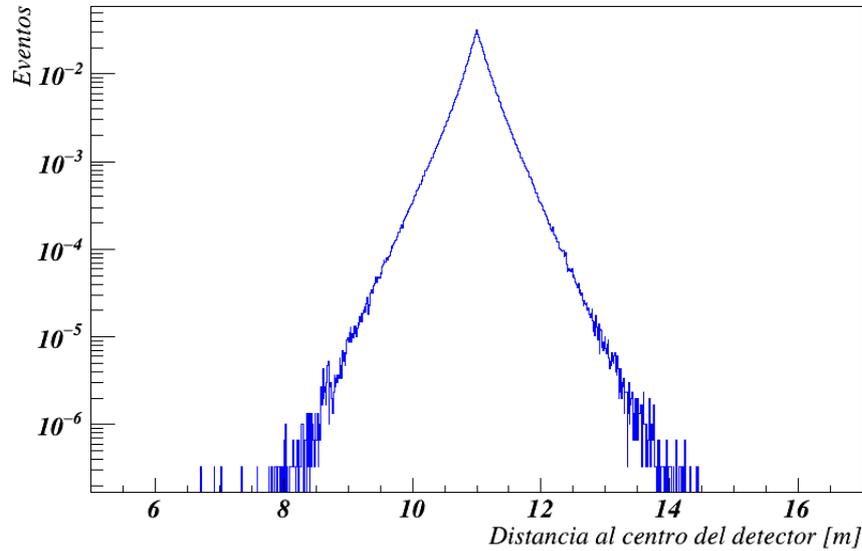


Figura 5.2: Distribución normalizada de la distancia final que alcanzan los fotones de alta energía después de ser generados en una superficie esférica de 11 m respecto al centro del recipiente de acrílico, como se puede observar ninguno de los fotones alcanza el medio de detección.

Finalmente, se estableció un límite superior en la producción de fotoneutrones de-

¹Note que el medio de detección se encuentra en el interior del recipiente de acrílico, el cual tiene un radio de aproximadamente 6 m y su centro coincide con el centro del detector.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

bido a la interacción de los fotones que se producen durante el decaimiento de los radioisótopos de las cadenas de ^{232}Th y ^{238}U con el medio de detección y los componentes cercanos a él, la información obtenida para cada componente se resume en las Tablas C.10 y C.11, mientras que la Tabla 5.3 muestra los valores obtenidos de la suma de cada una de las contribuciones para la fase de agua y la fase de líquido centellador.

Fase de toma de datos	Producción de neutrones [neutrones/año]	Eventos en 0 a 15 MeV [eventos/año]
Fase de agua	1.52	0.04
Fase de LAB-PPO	1.75	0.58

Tabla 5.3: Número esperado de fotoneutrones inducidos por fotones producto del decaimiento de ^{232}Th y ^{238}U y número esperado de eventos ocasionados de la interacción de fotoneutrones con el medio de detección en ambas fases para un rango de energía de 0 a 15 MeV.

5.1.2. Histogramas de variables reconstruidas

El uso de *RAT* permitió la simulación de neutrones y la reconstrucción de las interacciones que producen en el detector, con la finalidad de ilustrar la generación de eventos ocasionados por neutrones las Figuras 5.3, 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, y 5.8 muestran histogramas que corresponden a la reconstrucción de la posición en el plano x vs y (tomando como origen el centro del recipiente de acrílico, es la vista desde la parte superior del detector, sobre el eje z) de los eventos que se producen en el detector los cuales se producen durante la propagación de 10^6 neutrones producidos en el componente indicado, mientras que la Figura 5.9 muestra la generación de neutrones en el sistema de tubos fotomultiplicadores en el plano ϕ vs θ .

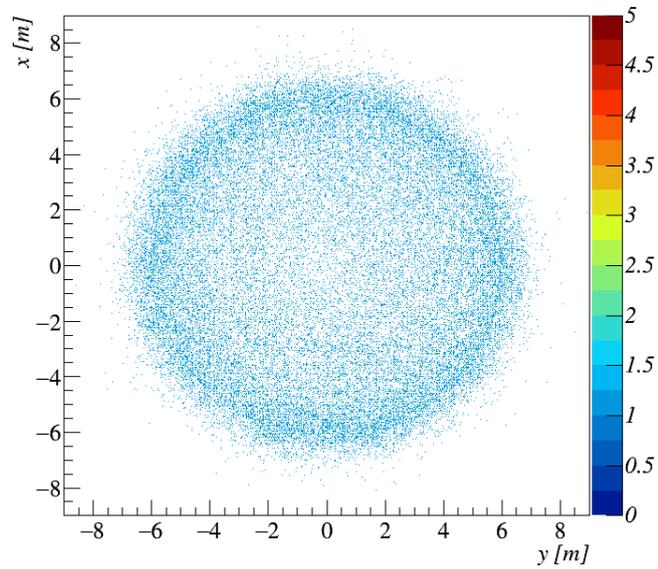


Figura 5.3: Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el recipiente de acrílico.

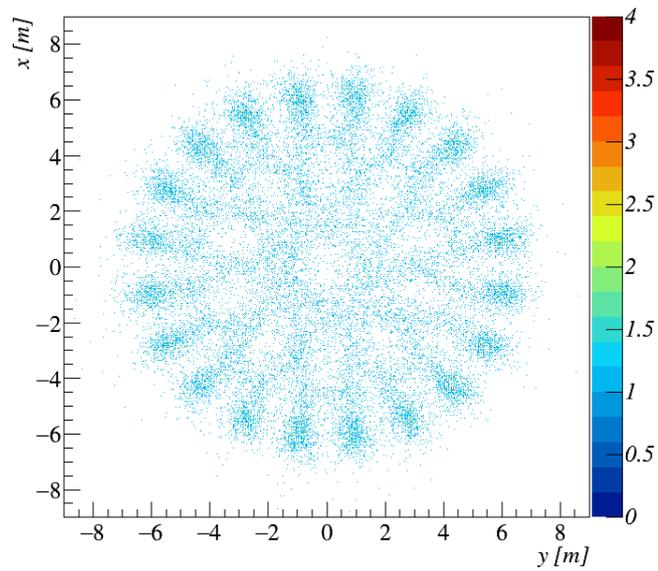


Figura 5.4: Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el sistema de cuerdas inferiores.

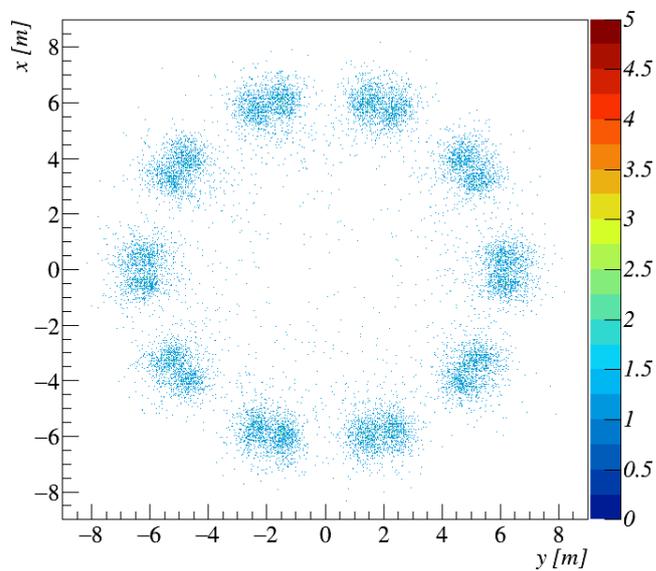


Figura 5.5: Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el sistema de cuerdas superiores.

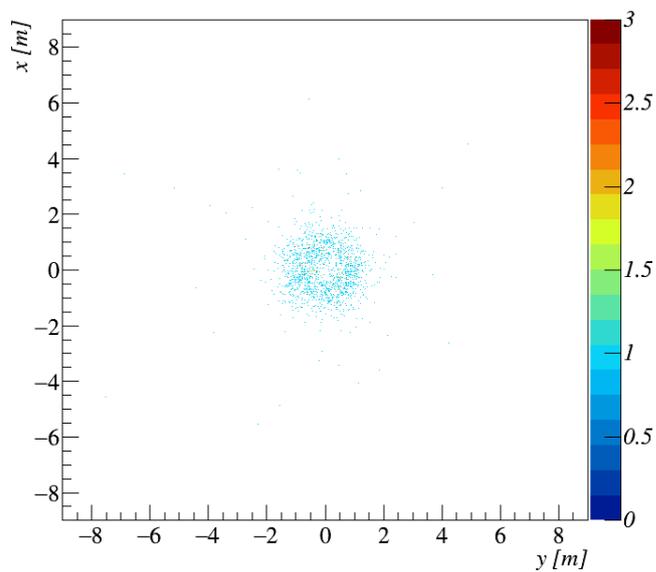


Figura 5.6: Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el cuello del recipiente de acrílico.

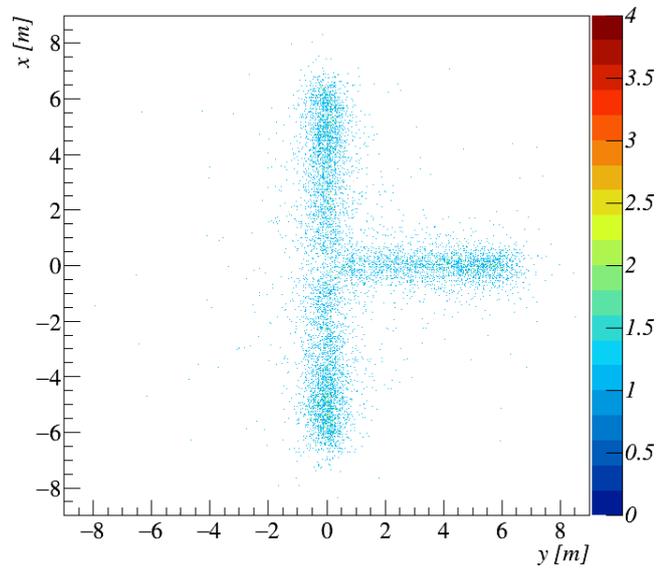


Figura 5.7: Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en las cuerdas internas.

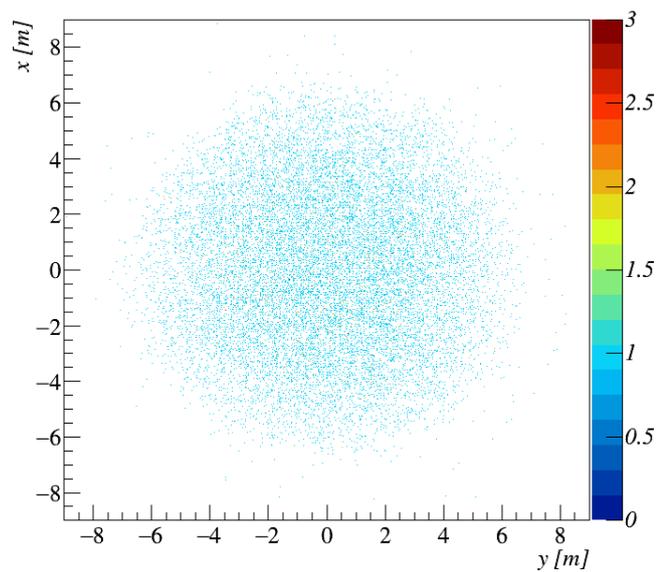


Figura 5.8: Generación de eventos ocasionados por neutrones producidos en el medio de detección.

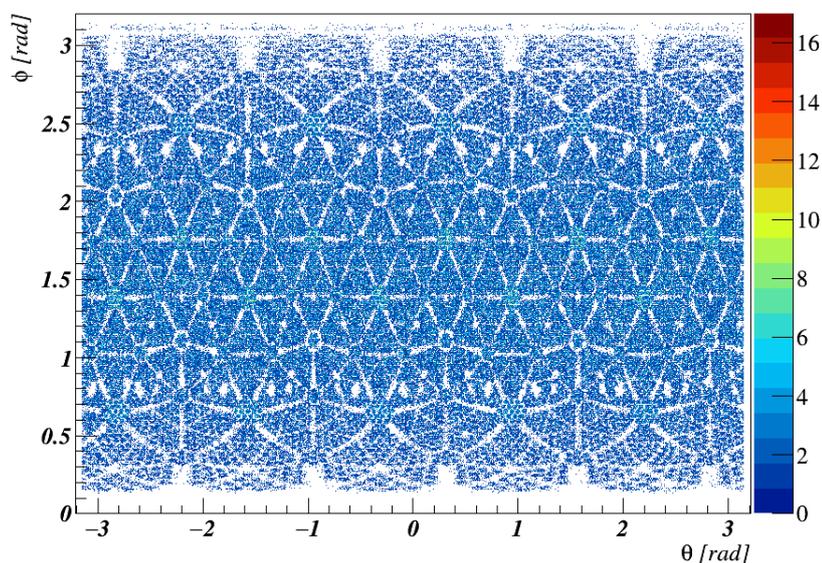


Figura 5.9: Generación de neutrones en el sistema de tubos fotomultiplicadores en el plano ϕ vs θ , es posible observar la estructura de los paneles del detector.

El análisis de las simulaciones permitió la construcción de histogramas con las funciones de densidad de probabilidad de variables de interés durante los procesos de interacción de neutrones con el agua ultra pura y el líquido centellador. A continuación se muestran algunos de ellos.

La Figura 5.10 muestra la *energía reconstruida de los fotones producidos por las interacciones de neutrones con el agua ultra pura*, además, se muestra la contribución del medio de detección y de cada uno de los componentes del detector cercanos a él. La mayor aportación proviene del recipiente de acrílico AV y de la actividad que produce la subcadena de ^{210}Pb en la superficie del recipiente, la cual es aproximadamente tres ordenes de magnitud mayor que la de los demás componentes estudiados y de las fuentes inducidas por rayos cósmicos.

La mayor parte de eventos tienen energías menores a 5 MeV , sin embargo se espera que los neutrones inducidos por muones aporten una contribución significativa de eventos con energías mayores a 6 MeV que podrían formar parte del ruido de fondo en la región de interés para esta fase.

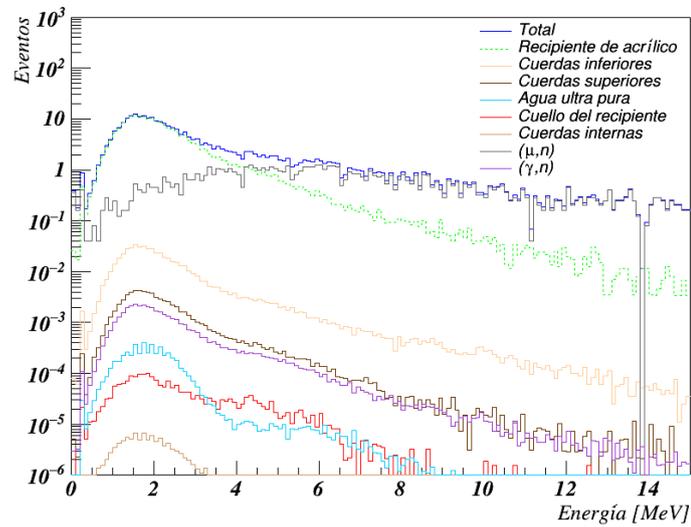


Figura 5.10: Energía reconstruida de los fotones producidos por las interacciones de neutrones en el detector para un rango de energía de 0 MeV a 15 MeV durante la fase de agua.

En la Figura 5.11 se muestra la *energía reconstruida de los fotones producidos por la interacción de neutrones con el LAB-PPO para un rango de energía de 0 a 15 MeV*, la contribución del medio de detección y de cada uno de los componentes del detector cercanos a él, así como las reacciones inducidas por rayos cósmicos se señalan con las etiquetas indicadas; la mayor aportación proviene del recipiente de acrílico AV y de la actividad de ^{210}Pb en su superficie. En esta distribución se puede observar que el proceso de captura de neutrón en deuterio es el evento más probable mediante el pico a energías cercanas a 2.223 MeV del fotón que se genera en esta interacción.

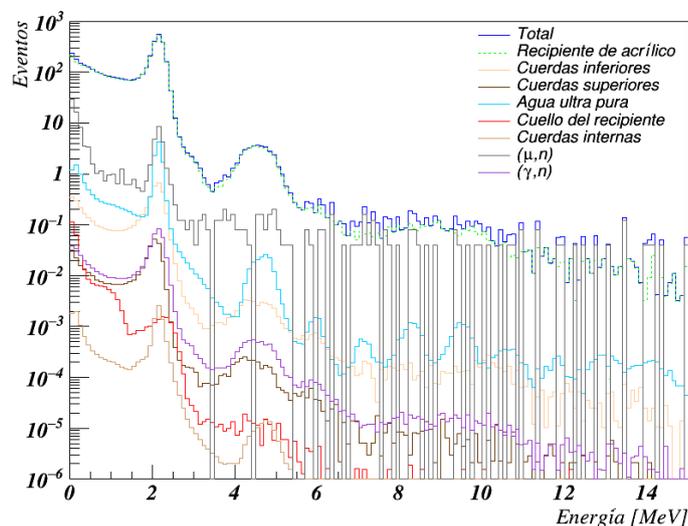


Figura 5.11: Energía reconstruida de los fotones producidos por la interacción de neutrones con el detector para un rango de energía de 0 MeV a 15 MeV durante la fase de líquido centellador puro.

La Figura 5.12 muestra la distribución de la distancia a la que se producen eventos ocasionados por neutrones respecto al centro del recipiente de acrílico durante la fase de agua; el máximo en la función de densidad de probabilidad ocurre a radios cercanos a 6 m, esto significa que la mayor parte de los eventos se generan en la frontera entre el recipiente de acrílico y el blindaje de agua.

Esta distribución permite obtener información acerca de la propagación de ruido externo hacia el agua ultra pura almacenada en el recipiente de acrílico.

La Figura 5.13 muestra una distribución con las mismas características para la fase de líquido centellador puro, al igual que en la fase de agua, una cantidad considerable de eventos se producen en la frontera entre el recipiente de acrílico y el blindaje de agua y algunos de los neutrones que se producen en los componentes externos al recipiente de acrílico logran propagarse al interior del recipiente e interactuar con el medio de detección.

Con la finalidad de optimizar la señal de interés respecto al ruido producido por estas fuentes se ha implementado un corte fiducial, el cual consiste en el análisis de las señales producidas a un radio menor a 5.5 m del centro del recipiente de acrílico.

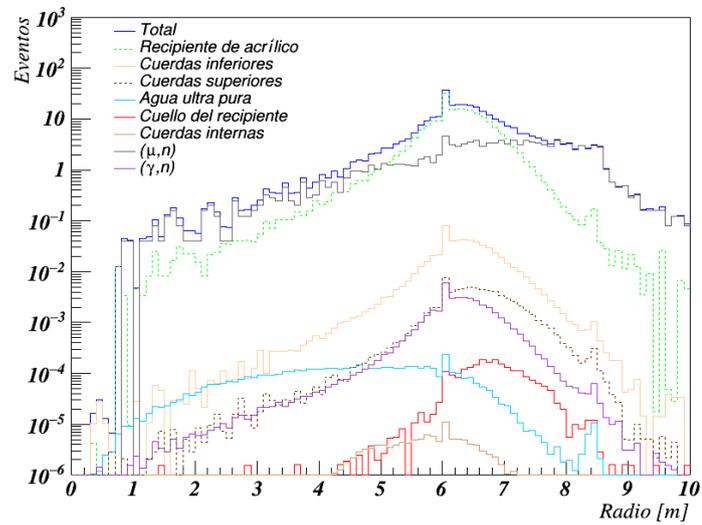


Figura 5.12: Distancia reconstruida respecto al centro del recipiente de acrílico en la que se producen eventos de la interacción de neutrones en el detector para todo el rango de energía durante la fase de agua.

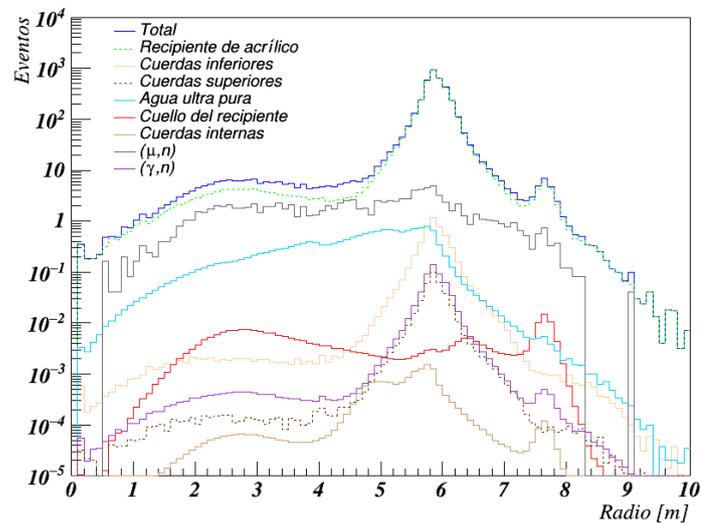


Figura 5.13: Distancia reconstruida respecto al centro del recipiente de acrílico en la que se producen eventos de la interacción de neutrones en el detector para todo el rango de energía durante la fase de líquido centellador puro.

A manera de resumen, las Figuras 5.14 y 5.15 muestran diagramas de barras con las contribuciones de los procesos estudiados para el número de eventos producidos por

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

neutrones durante la fase de agua y de líquido centellador, respectivamente.

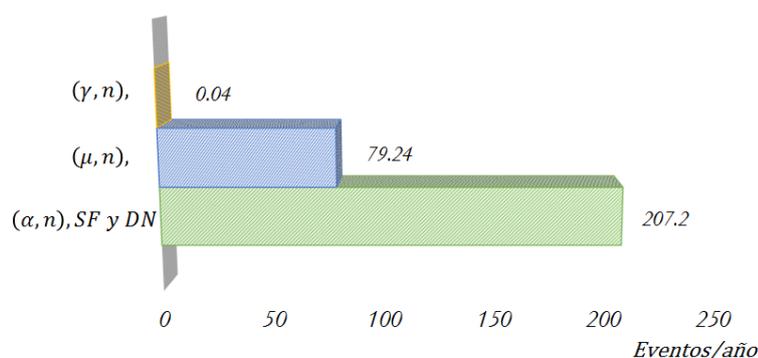


Figura 5.14: Eventos producidos por neutrones para cada uno de los procesos estudiados durante la fase de agua.

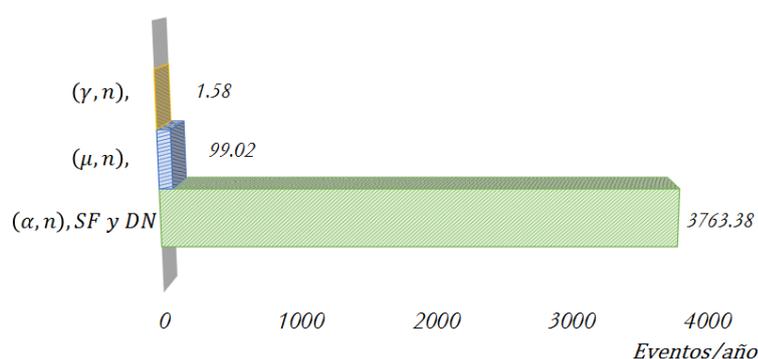


Figura 5.15: Eventos producidos por neutrones para cada uno de los procesos estudiados durante la fase de líquido centellador.

5.1.3. Cortes fiduciales en las fases de toma de datos

En la fase de agua se pretende buscar la señal del decaimiento del protón y neutrón en el ^{16}O , para el decaimiento del neutrón se busca la señal que genera el proceso de desexcitación del ^{16}O la cual consiste en la emisión de una partícula γ de 6.18 MeV el 44 % de los casos, mientras que en el decaimiento del protón se obtiene como producto el ^{15}N que en el 41 % de los decaimientos se desexcita emitiendo una partícula γ de 6.32 MeV, debido a que ambas señales se encuentran en un rango de energía favorable donde se esperan pocos eventos de ruido se ha realizado un análisis en un rango de energía que contenga la señal producida por estos procesos, además de cubrir parcialmente la región para el estudio de neutrinos solares y antineutrinos de reactor.

Este análisis consiste en restringir la región de energía de 5.4 MeV a 9 MeV y tomar los eventos que se produzcan a distancias menores a 5.5 m del centro del recipiente de

acrílico.

La distribución obtenida de dicho análisis se muestra en la Figura 5.16, donde es posible apreciar una disminución significativa con respecto a los eventos producidos a energías más bajas.

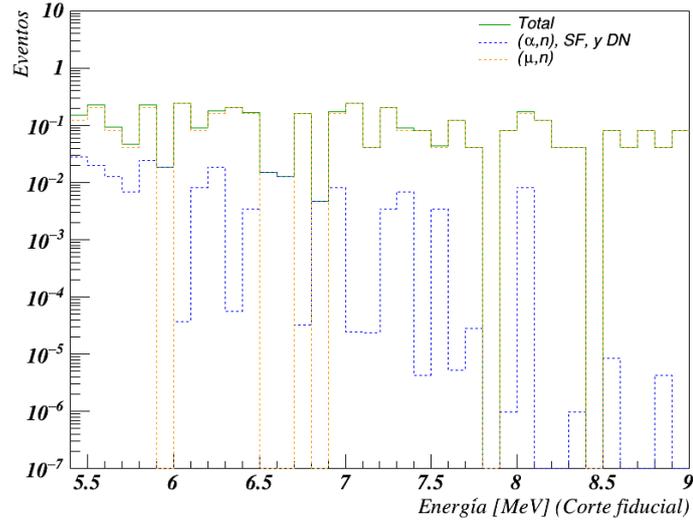


Figura 5.16: Energía reconstruida en la región de interés de la toma de datos en la fase de agua, los eventos que ocurren en esta región de energía ocasionados por neutrones se reducen de forma significativa, por esta razón se puede observar una disminución en la estadística de la distribución.

De acuerdo al análisis realizado en la región de interés y con el corte fiducial, las únicas contribuciones a eventos vienen de la actividad de la subcadena de ^{210}Pb en la superficie del recipiente de acrílico y neutrones inducidos por muones, sin embargo, la primera tiene una contribución despreciable respecto a la contribución de los neutrones inducidos por muones en esta región de energía. En la Tabla 5.4 se muestra la contribución de cada fuente en esta región de energía.

Fuente	Eventos en 0 a 15 MeV [eventos/año]
(α, n) , SF, y DN	0.20 ± 0.09
(μ, n)	3.45 ± 0.35

Tabla 5.4: Número esperado de neutrones y de eventos producidos en el volumen fiducial (radio menor igual a 5.5 m) para un rango de energía de 5.4 a 5 MeV durante la fase de agua.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

En la fase de centellador puro se pretende estudiar la señal de neutrinos solares, geoneutrinos, antineutrinos de reactor, y neutrinos de supernovas por esta razón se ha realizado un análisis en la región de interés, cabe destacar que el método de detección de antineutrinos es mediante el decaimiento β inverso, dicho proceso produce un positrón y un neutrón, el positrón se aniquila y produce luz, mientras que el neutrón se termaliza y es capturado por hidrógeno emitiendo la γ característica de 2.223 MeV al igual que lo hacen los neutrones producidos en procesos radioactivos e inducidos por rayos cósmicos, algunos de estos neutrones pueden producir una señal en coincidencia similar a la que produce el antineutrino.

El análisis consistió en considerar la región de energía de 0.2 MeV a 5 MeV y tomar los eventos que se produzcan a distancias menores a 5.5 m del centro del recipiente de acrílico. El histograma obtenido de dicho análisis se muestra en la Figura 5.17, donde es posible apreciar que la mayor contribución del ruido está asociada a decaimientos radioactivos.

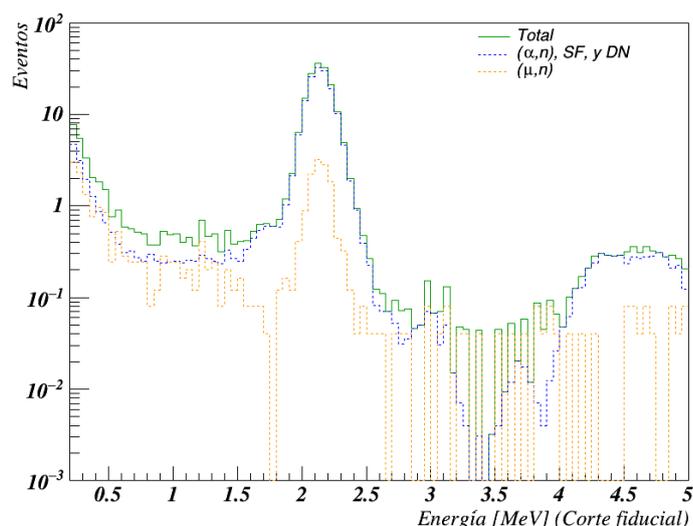


Figura 5.17: Energía reconstruida de eventos producidos por neutrones en el volumen fiducial durante la fase de líquido centellador puro, la región de energía considerada es a partir de 0.2 hasta 5 MeV .

En la Tabla 5.5 se muestra la contribución de cada fuente en esta región de energía.

Fuente	Eventos en 0 a 15 MeV [eventos/año]
(α, n) , SF, y DN	187.58 ± 78.63
(μ, n)	28.62 ± 2.91
(γ, n)	0.03 ± 0.03

Tabla 5.5: Número esperado de neutrones y de eventos producidos en el volumen fiducial (radio menor igual a 5.5 m) para un rango de energía de 5.4 a 5 MeV durante la fase de líquido centellador.

A manera de resumen, las Figuras 5.18 y 5.19 muestran diagramas de barras con las contribuciones de los procesos estudiados para el número de eventos producidos por neutrones con el corte fiducial durante la fase de agua y de líquido centellador, respectivamente.



Figura 5.18: Eventos producidos por neutrones para cada uno de los procesos estudiados durante la fase de agua en la región de interés.

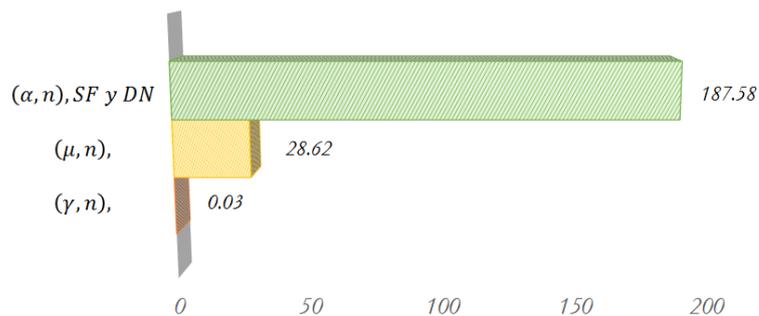


Figura 5.19: Eventos producidos por neutrones para cada uno de los procesos estudiados durante la fase de líquido centellador en la región de interés.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

El estudio realizado permitió estimar la cantidad de neutrones y eventos que se producirán en las primeras dos fases de tomas de datos del experimento SNO+, además se realizó una mejora en la precisión de las cantidades reportadas en un análisis previo.

Conclusiones

El experimento SNO+ es el experimento sucesor de SNO, el cual con la incorporación de líquido centellador como medio de detección busca estudiar una gran variedad de temas de interés en la física de neutrinos.

Durante el desarrollo de este proyecto se consideraron procesos de origen radioactivo e inducidos por rayos cósmicos como principales fuentes de neutrones que ocasionan ruido en la búsqueda de señales de interés durante la fase de agua y líquido centellador puro.

La motivación del estudio es dar una estimación del ruido ocasionado por estas fuentes y mejorar la predicción realizada en un investigación previa (38). El cálculo realizado en *SOURCES-4C* ofrece mayor precisión para realizar el cálculo de la tasa de producción de neutrones en cada uno de los materiales del detector, mientras que el uso de los espectros de energía para los procesos (α, n) , fisión espontánea y neutrones retardados con la finalidad de hacer simulaciones Monte Carlo de la propagación de neutrones en el detector es una de las novedades que presenta este análisis.

El estudio de las reacciones (μ, n) en este experimento es otra de las novedades, debido a que el análisis previo únicamente se estudiaron fuentes radioactivas de neutrones y procesos de fotodesintegración.

La información obtenida de las simulaciones realizadas en *RAT*, además, permitió el estudio de la señal producida por neutrones para regiones de energía de interés y con un corte fiducial de 5.5 *m* respecto al centro del recipiente de acrílico, el cual será de utilidad para los análisis correspondientes durante la fase de agua y de líquido centellador puro.

El número esperado de eventos inducidos por neutrones, n_{UPW} , obtenido bajo la condiciones mencionadas es el siguiente

$$\langle n_{UPW} \rangle = 3.65 \pm 0.44 \text{ eventos/año}, \quad (6.1)$$

El número esperado de eventos inducidos por neutrones en la región de interés, $n_{LAB-PPO}$, durante la fase de líquido centellador, es el siguiente

$$\langle n_{LAB-PPO} \rangle = 216.23 \pm 81.57 \text{ eventos/año}, \quad (6.2)$$

Los resultados en ambas fases muestran una tasa de producción de neutrones ligeramente mayor en la fase de agua, debido a que algunos de los radioisótopos presentes ya

6. CONCLUSIONES

habrán realizado su decaimiento natural a elementos estables cuando comience la fase de líquido centellador, sin embargo, la producción de eventos ocasionados por neutrones en la fase de líquido centellador es un orden mayor que en la del agua, este resultado se debe principalmente a que el umbral de energía del agua es mayor al del líquido centellador, por lo que es más probable que los neutrones de baja energía produzcan una señal en el medio de detección.

Es de mucha importancia resaltar la pureza que tienen los materiales que componen el detector, debido a que en ambas fases del experimento, la contribución del medio de detección a el ruido ocasionado por neutrones es despreciable.

Actualmente se desarrolla un análisis similar para la fase del depósito de telurio, en el cual se ha considerado el estudio de la región de interés para la búsqueda del $0\nu\beta\beta$, la finalidad es poner a disposición dicho análisis antes del inicio de la fase del depósito de telurio. Durante la toma de datos en las fases del experimento se emplearán análisis más sofisticados, como coincidencias en las señales, aprendizaje automatizado, entre otras, con el propósito de identificar de forma eficiente el número de eventos producidos por neutrones.

Neutrones inducidos por radioisótopos

A.1. Funcionamiento del código *SOURCES-4C*

En esta sección se discutirá a detalle el procedimiento que sigue el código SOURCES-4C para calcular la tasa de producción de neutrones y el espectro de energía de los neutrones para los tres procesos que estudia.

Para un problema homogéneo es posible realizar el cálculo de la tasa de producción de neutrones en unidades de neutrones por segundo por unidad de volumen, asumiendo que se usa una mezcla homogénea y que todas las partículas α son frenadas dentro del material.

A.1.1. Reacciones (α, n)

El cálculo de la producción de neutrones generados en reacciones (α, n) en un material requiere del conocimiento preciso de la manera en que se reduce la velocidad de las partículas α en el material, así como la producción de neutrones originada por una partícula α con energía E_α .

La pérdida de energía de una partícula α en un material a medida que propaga es descrita mediante la potencia de frenado (*stopping power*), la cual se define de la siguiente manera

$$SP(E) = -\frac{dE}{dx}, \quad (\text{A.1})$$

el signo negativo hace que $SP(E) \geq 0$ y nos indica la energía que pierde dicha partícula por unidad de longitud (en la trayectoria que sigue la partícula). Para determinar la pérdida de energía de una partícula α con energía inicial E_α viajando una distancia L se puede utilizar la potencia de frenado de la siguiente manera

$$\Delta E = E_\alpha - E'_\alpha = \int_0^L \left(-\frac{dE}{dx} \right) dx, \quad (\text{A.2})$$

donde E'_α denota la energía de la partícula α después de recorrer una distancia L , de igual forma es posible determinar la distancia que viajó la partícula conociendo los

valores iniciales y finales de su energía

$$L = \int_{E_\alpha}^{E'_\alpha} \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE = \int_{E'_\alpha}^{E_\alpha} \frac{1}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)} dE \quad (\text{A.3})$$

Durante el frenado de las partículas α en el material, es posible que se produzcan neutrones mediante reacciones (α, n) , las cuales ocurren de la interacción con los núcleos de isótopos en el material. La *probabilidad de interacción mediante una reacción (α, n) del núcleo de un isótopo i con una partícula α con energía E viajando de x a $x + dx$* es

$$N_i \sigma_i(E) dx = \frac{N_i \sigma_i(E) dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}, \quad (\text{A.4})$$

donde $N_i = n_i/V$ es la densidad de átomos por unidad de volumen, dx la distancia que se propagó la partícula α , y σ_i es la sección eficaz microscópica para reacciones (α, n) en el núcleo de un isótopo i .

La probabilidad de una interacción (α, n) con el núcleo de un isótopo i a través de una partícula α que pierde energía de E_α a E'_α es

$$p_i(E_\alpha \rightarrow E'_\alpha) = \int_{E_\alpha}^{E'_\alpha} \frac{N_i \sigma_i(E)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} dE = \int_{E'_\alpha}^{E_\alpha} \frac{N_i \sigma_i(E)}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} dE. \quad (\text{A.5})$$

De tal forma que la probabilidad de que una partícula α experimente una reacción (α, n) con un núcleo antes de frenarse en el material, está dada por la función de producción de neutrones

$$P_i(E_\alpha) = \int_0^{E_\alpha} \frac{N_i \sigma_i(E)}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} dE. \quad (\text{A.6})$$

A continuación se define la sección eficaz de frenado, ϵ como

$$\epsilon(E) = -\frac{1}{N} \frac{dE}{dx}, \quad (\text{A.7})$$

donde N es la densidad *total* de átomos en el material, usando esta definición es posible escribir las cantidades p_i y P_i en términos de ϵ , de la siguiente manera

$$p_i(E_\alpha \rightarrow E'_\alpha) = \frac{N_i}{N} \int_{E'_\alpha}^{E_\alpha} \frac{\sigma_i(E)}{\epsilon(E)} dE \quad (\text{A.8})$$

y

$$P_i(E_\alpha) = \frac{N_i}{N} \int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma_i(E)}{\epsilon(E)} dE \quad (\text{A.9})$$

En general, cualquier material en el caso de un problema homogéneo estará compuesto de cualquier número de diferentes elementos, por ejemplo H , C , y O . La sección eficaz de frenado $\epsilon(E)$ de un material compuesto por J constituyentes elementales puede ser calculado usando la *relación de Bragg-Kleeman*

$$\epsilon(E) \cong \frac{1}{N} \sum_{j=1}^J N_j \epsilon_j(E), \quad (\text{A.10})$$

donde $N = \sum_{j=1}^J N_j$.

Una fracción de los decaimientos de un isótopo k en un material puede ser vía la emisión de partículas α . Esta fracción F_k^α de decaimientos α puede ocurrir con la emisión de una de L posibles energías para las partículas α . La intensidad f_{kl}^α es la fracción de todos los decaimientos de un isótopo k resultantes de una partícula α con energía E_l , de tal forma que se cumple la siguiente igualdad

$$F_k^\alpha = \sum_{l=1}^L f_{kl}^\alpha. \quad (\text{A.11})$$

Además, la fracción de decaimientos del isótopo k resultantes en una reacción (α, n) en un material grueso (el blanco sobre el que inciden las partículas α) que contiene I núcleos con secciones eficaces (que no son despreciables) es

$$R_k(\alpha, n) = \sum_{l=1}^L f_{kl}^\alpha \sum_{i=1}^I P_i(E_l). \quad (\text{A.12})$$

El valor de $P_i(E_l)$ puede ser determinado usando la forma discreta, esta relación se obtiene de considerar la relación (A.9) y mediante el cálculo de la integral usando el método de trapecios se obtiene la siguiente relación

$$P_i(E_l) = \frac{N_i}{N} \sum_{g=1}^{G-1} \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma_i^{g+1}}{\epsilon^{g+1}} + \frac{\sigma_i^g}{\epsilon^g} \right] (E^{g+1} - E^g), \quad (\text{A.13})$$

donde la notación es tal que $\sigma_i^1 = \sigma_i(0)$, $\sigma_i^G = \sigma_i(E_L)$, $\epsilon^1 = \epsilon(0)$, y $\epsilon^G = \epsilon(E_L)$, tal que el intervalo de energía se ha discretizado en una partición de G intervalos. Es importante resaltar que el cálculo de esta función requiere del conocimiento preciso de las secciones eficaces discretas de la interacción (α, n) , para cada isótopo objetivo σ_i^g , la sección eficaz de frenado a energía discreta ϵ^g para todos los constituyentes elementales, la fracción atómica N_i/N para cada isótopo objetivo, la intensidad de emisión de partículas α a energía E_l de un isótopo k , f_{kl}^α , y la energía de cada una de las L partículas α .

La fracción de átomos la proporciona el usuario al programa en un archivo llamado *tape1*, mientras que las otras cantidades están disponibles en una librería de archivos (41).

El espectro de energías en reacciones (α, n) se determina asumiendo una distribución angular isotrópica en el sistema de CM y mediante el uso de una librería que contiene los espectros de decaimiento α para 89 isótopos y 24 conjuntos de fracciones de ramificación.

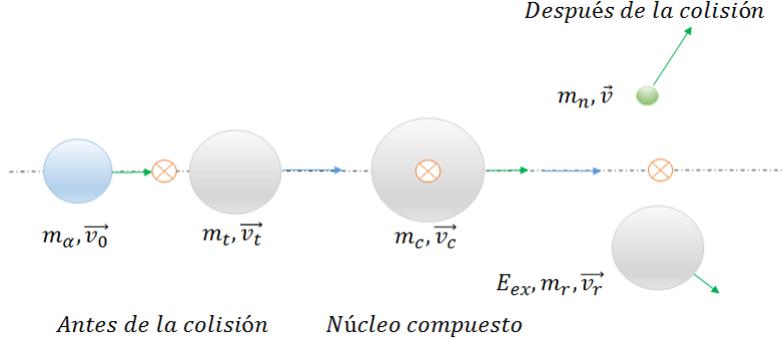


Figura A.1: Reacción (α, n) en el sistema del laboratorio.

Para el cálculo de la energía del neutrón en el sistema de referencia del laboratorio, consideremos el momento lineal del centro de masa en el sistema del laboratorio, \vec{p}_{cm}

$$\vec{p}_{cm} = \vec{p}_0 + \vec{p}_t = m_\alpha \vec{v}_0 + m_t \vec{v}_t,$$

donde cada una de las variables se muestran en la Figura A.1, si asumimos que la velocidad de retroceso del isótopo es nula, se obtiene la siguiente relación

$$v_{cm} = \left(\frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_t} \right) v_0, \quad (\text{A.14})$$

este resultado es casi equivalente a la velocidad del isótopo compuesto, asumiendo que el isótopo no está en un estado excitado.

La velocidad de una partícula en el sistema del CM (se denota con el superíndice * a las cantidades en el centro de masa, CM, como se puede observar en la Figura A.2) es la velocidad en el sistema del laboratorio menos la velocidad del CM, esto es

$$\vec{v}_\alpha^* = \vec{v}_0 - \vec{v}_{cm},$$

para la partícula α , usando la relación (A.14), se puede mostrar que su rapidez y la del núcleo de retroceso en el sistema del CM son

$$v_\alpha^* = \left(\frac{m_t}{m_\alpha + m_t} \right) v_0, \quad (\text{A.15})$$

y

$$v_t^* = - \left(\frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_t} \right) v_0. \quad (\text{A.16})$$

De acuerdo a la conservación de la energía en el sistema del CM

$$K_r^* + K_n^* = (Q - E_{ex}) + K_\alpha^* + K_t^*, \quad (\text{A.17})$$

donde K_n^* es la energía cinética del neutrón, K_α^* es la energía cinética de la partícula α , K_t^* es la energía cinética del isótopo objetivo, K_r^* es la energía del núcleo de retroceso,

E_{ex}^* es la energía del nivel de excitado del núcleo de retroceso, y Q denota el valor Q de la reacción (todas las energías son en el sistema del CM), usualmente se define el valor Q de la reacción para la producción de un isótopo en un nivel m como

$$Q_m = Q - E_{ex}^*.$$

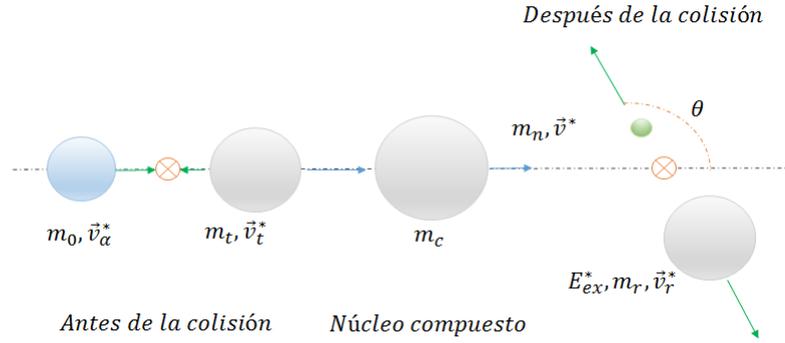


Figura A.2: Reacción (α, n) en el sistema del centro de masa.

Además en el sistema del centro de masa se cumple $\vec{p}_r^* + \vec{p}_n^* = \vec{p}_{cm}^* = \vec{0}$, de tal modo que

$$v_r^* = \left(\frac{m_n}{m_r}\right) v_n^*. \quad (\text{A.18})$$

Usando las expresiones no relativistas de la energía cinética, $K_\alpha^* + K_t^* = \frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^{*2} + \frac{1}{2}m_t v_t^{*2}$, y sustituyendo las relaciones (A.15) y (A.18), se obtiene la siguiente relación

$$K_\alpha^* + K_t^* = \frac{1}{2}m_\alpha v_0^2 \left(\frac{m_t}{m_\alpha + m_t}\right) = K_\alpha \left(\frac{m_t}{m_\alpha + m_t}\right), \quad (\text{A.19})$$

donde K_α es la energía cinética de la partícula α en el laboratorio, la energía cinética del núcleo en retroceso está dada por

$$K_r^* = \frac{1}{2}m_r v_r^{*2} = \frac{1}{2}\left(\frac{m_n^2}{m_r}\right) v_n^{*2} = K_n^* \left(\frac{m_n}{m_r}\right). \quad (\text{A.20})$$

Sustituyendo las relaciones (A.19) y (A.20) en la ecuación (A.17), se obtiene

$$K_n^* = Q_m + K_\alpha \left(\frac{m_t}{m_\alpha + m_t}\right) - K_n^* \left(\frac{m_n}{m_r}\right), \quad (\text{A.21})$$

despejando K_n^* de la relación anterior

$$K_n^* = Q_m \left(\frac{m_r}{m_r + m_n}\right) + K_\alpha \left(\frac{m_t}{m_\alpha + m_t}\right) \left(\frac{m_r}{m_r + m_n}\right), \quad (\text{A.22})$$

usando la expresión para la energía cinética, se puede encontrar el valor de la velocidad del neutrón en el sistema del CM

$$v_n^* = \sqrt{\frac{Q_m}{m_n} \left(\frac{2m_r}{m_r + m_n} \right) + \frac{2K_\alpha}{m_n} \left(\frac{m_t}{m_\alpha + m_t} \right) \left(\frac{m_r}{m_r + m_n} \right)}, \quad (\text{A.23})$$

Para obtener la velocidad del neutrón en el sistema del laboratorio, se usa el vector velocidad del neutrón en el sistema del CM más la velocidad del centro de masa $\vec{v} = \vec{v}_n^* + \vec{v}_{cm}$, si realizamos el producto punto $v^2 = \vec{v} \cdot \vec{v}$ de la relación anterior, se obtiene

$$v^2 = v^{*2} + v_{cm}^2 + 2v^*v_{cm}\cos\theta,$$

donde θ es el ángulo que forman el vector de velocidad del neutrón en el CM y el vector velocidad del centro de masa. De la relación anterior se pueden etiquetar dos casos, el primero nos permite obtener el *máximo* de la rapidez del neutrón en el sistema del laboratorio, y esto se cumple cuando $\theta = 0$, el segundo caso nos permite obtener el *mínimo* de la rapidez cuando $\theta = \pi$.

Si $\theta = 0$, los vectores velocidad del centro de masa y del neutrón en el CM tienen la misma dirección, de tal forma que $\vec{v} = v_n^*\hat{r} + v_{cm}\hat{r} = (v_{cm} + v_n^*)\hat{r}$, donde \hat{r} es un vector unitario, para el caso en que $\theta = \pi$, los vectores velocidad del centro de masa y del neutrón en el CM tienen dirección opuesta, tal que $\vec{v} = v_n^*\hat{r} - v_{cm}\hat{r} = (v_{cm} - v_n^*)\hat{r}$, es posible obtener la magnitud de la velocidad de ambos casos, de la siguiente relación

$$v = v_{cm} \pm v^*$$

Finalmente la rapidez del neutrón (máxima y mínima) en el sistema del laboratorio está dada por la siguiente relación

$$v = \sqrt{\frac{2K_\alpha}{m_\alpha} \left(\frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_t} \right)} \pm \sqrt{\frac{Q_m}{m_n} \left(\frac{2m_r}{m_r + m_n} \right) + \frac{2K_\alpha}{m_n} \left(\frac{m_t}{m_\alpha + m_t} \right) \left(\frac{m_r}{m_r + m_n} \right)}, \quad (\text{A.24})$$

donde se hizo uso de la relación (A.14) y de la expresión de la energía cinética de la partícula α en el sistema del laboratorio, tal que

$$v_0 = \sqrt{\frac{2K_\alpha}{m_\alpha}}.$$

Note que al tomar en cuenta ambos signos engloba dos casos, el signo positivo para el caso donde la energía del neutrón es máxima y el signo negativo para el caso en que la energía del neutrón es mínima.

La energía cinética (máxima y mínima) en el sistema del laboratorio que obtiene un neutrón a partir de una partícula α incidente con energía E_α y que genera un núcleo de retroceso en el nivel m es

$$E_{n,m} = \left(\sqrt{K_\alpha a_1} \left(\frac{1}{1 + a_2} \right) \pm \sqrt{Q_m \left(\frac{1}{1 + a_3} \right) + K_\alpha \left(\frac{a_2}{1 + a_2} \right) \left(\frac{1}{1 + a_3} \right)} \right)^2, \quad (\text{A.25})$$

donde $a_1 = m_n/m_\alpha$, $a_2 = m_t/m_\alpha$, $a_3 = m_n/m_r$. La ecuación (A.25) relaciona el máximo (signo positivo en el segundo término), y el mínimo (signo negativo en el segundo término) permisible para la energía cinética del neutrón en el sistema del laboratorio.

Para cada isótopo objetivo y cada fuente de partículas α , el código puede leer el número de niveles en los que se puede producir del núcleo resultante de la reacción, M_i , el número de datos disponibles para la fracciones asociadas a la producción de un núcleo en cierto nivel, M'_i , el valor Q de la reacción (α, n) para cada isótopo, Q^i , la energía de excitación de cada nivel del isótopo producido, $E_{ex}^i(m)$, y la fracción de reacciones (α, n) a energía $E(m')$ resultantes en la producción de un nivel m del núcleo, $f_i(m, m')$, de los archivos de la biblioteca. El espectro de energía del neutrón se discretiza en un conjunto de intervalos de energía que pueden ser escogidos por el usuario. La fracción de reacciones de una fuente k de partículas α con un isótopo i que generan un producto en el nivel m para un grupo de energía g en el rango de la energía de la partícula α es

$$H_{i,k}^l(m) = \frac{P_i(E_{l+1}) - P_i(E_l)}{P_i(E_\alpha)}. \quad (\text{A.26})$$

La fracción de ramificación de una partícula α a energía E_α produciendo una reacción con un isótopo objetivo i y generando un producto en el nivel m es

$$S_{i,k}(m) = f_i(m, m' - 1) + (f_i(m, m') - f_i(m, m' - 1)) \frac{E_\alpha - E(m' - 1)}{E(m') - E(m' - 1)} \quad (\text{A.27})$$

Entonces, la fracción de partículas α a energía E_α que reaccionan con un isótopo objetivo i y resultan en reacciones con nivel de producto m en grupo de energía g de la partícula α es el producto de las ecuaciones A.26 y A.27.

$$F_{i,k}^l(m) = S_{i,k}(m)H_{i,k}^l(m). \quad (\text{A.28})$$

Finalmente se asume que los neutrones se emiten isotrópicos del núcleo compuesto, además, ellos contribuyen uniformemente a todos los grupos entre $E_{n,m}^{max}$ y $E_{n,m}^{min}$. La contribución por el decaimiento de un isótopo fuente k a cada grupo g de energía del neutrón está dado por

$$\chi_k^{(\alpha,n)}(E_g) = R_k(\alpha, n)F_{i,k}^l(m) \frac{E_{g+1} - E_g}{E_{n,m}^{max} - E_{n,m}^{min}}, \quad (\text{A.29})$$

donde E_{g+1} y E_g están entre $E_{n,m}^{max}$ y $E_{n,m}^{min}$.

A.1.2. Fuentes de fisión espontánea

La fisión espontánea de un actínido k está acompañada por la emisión de un número promedio de neutrones, $\nu_k(SF)$. La fracción de decaimientos de un isótopo k ocasionados por un proceso de fisión espontánea está dado por la fracción de ramificación

$$F_k^{SF} = \frac{\lambda_k^{SF}}{\lambda_k}. \quad (\text{A.30})$$

Entonces, el número promedio de neutrones de fisión espontánea emitidos por decaimiento de un isótopo k (a través de cualquier modo)

$$R_k(SF) = F_k^{SF} \nu_k(SF). \quad (\text{A.31})$$

Con la finalidad de calcular la producción de neutrones debido a fisión espontánea por decaimiento del isótopo k , la fracción de ramificación para fisión espontánea y el número promedio de neutrones por fisión espontánea deben ser conocidos. Estas cantidades están disponibles para el código de *SOURCES-4C* en el archivo *tape5* de la librería.

El espectro de energía de los neutrones producidos en este tipo de procesos se puede aproximar mediante la relación para el espectro de fisión de Watt, donde se utilizan dos parámetros evaluados a y b

$$\chi_k^{SF}(E) = R_k(SF) e^{-E/a} \operatorname{senh} \sqrt{bE}, \quad (\text{A.32})$$

dichos parámetros están disponibles para 44 isótopos en el mismo archivo.

A.1.3. Fuentes de neutrones retardados

Durante los procesos de fisión, se forman varios productos entre ellos neutrones, rayos γ , rayos β , neutrinos, productos de fisión y una apreciable cantidad de energía. Algunos de los productos generados como resultado de la fisión puede decaer por emisión de partículas β^- a un estado excitado, dicho estado puede decaer mediante la emisión de un neutrón. A este tipo de neutrones se les conoce como *neutrones retardados*. Generalmente se asume que un neutrón es emitido por decaimiento y que el emisor decae casi de manera instantánea. Entonces, la fracción de decaimientos por isótopo k (en cualquiera de los modos de decaimiento) que permite la emisión de un neutrón retardado está dada por la fracción de ramificación para neutrones retardados, F_k^{DN} , (*“Delayed neutrons”*, *DN*, por sus siglas en inglés).

$$R_k(DN) = F_k^{DN}. \quad (\text{A.33})$$

El cálculo de la tasa de producción de neutrones debido a la emisión retardada requiere del conocimiento de la fracción de ramificación *DN*, dichos valores se incluyen en los documentos de la librería. Una serie de espectros para neutrones retardados se incluyen en los documentos de la librería para 105 isótopos precursores $\phi_k(E)$. Estos espectros se encuentran en forma discreta y son leídos directamente por el código, y luego se ajusta de modo que los intervalos de energía espectral por defecto se correlacionan con la intervalos de energía deseados por el usuario. Finalmente el espectro de energía se normaliza cuando se multiplica por $R_k(DN)$, tal que

$$\chi_k^{DN}(E) = R_k(DN) \phi_k(E). \quad (\text{A.34})$$

A.1.4. Contribución total de radioisótopos

El número promedio total de neutrones por decaimiento emitidos durante una reacción (α, n) , procesos de fisión espontánea, y la subsecuente emisión retardada de neutrones está dado por

$$R_k = R_k(\alpha, n) + R_k(SF) + R_k(DN). \quad (\text{A.35})$$

Además, la tasa de neutrones generados de reacciones (α, n) , procesos de fisión espontánea, y la subsecuente emisión retardada de neutrones en un problema homogéneo consistente de K radioisótopos está dada por

$$S = \sum_{k=1}^K \lambda_k N_k R_k, \quad (\text{A.36})$$

donde λ_k es la constante de decaimiento para cada isótopo k y N_k es la densidad de átomos del isótopo k . El espectro de energía total de los neutrones generados se calcula usando los espectros absolutos para cada uno de los procesos involucrados en su producción para cada uno de los isótopos k

$$S_g = \lambda_k N_k \chi_k(E_g), \quad (\text{A.37})$$

donde

$$\chi_k(E_g) = \chi_k^{(\alpha, n)}(E_g) + \chi_k^{SF}(E_g) + \chi_k^{DN}(E_g). \quad (\text{A.38})$$

El procedimiento descrito fue de utilidad para poder obtener la información necesaria para realizar simulaciones Monte Carlo con la finalidad de caracterizar la señal que estas fuentes de neutrones producen en el detector.

A.2. Tasa de producción de neutrones en cada componente del detector

En esta sección se muestran los valores hallados para la tasa de producción de neutrones¹ para cada componente del detector.

¹Las cantidades con contribución *despreciable* aportan valores a lo más a la tercera cifra decimal, además, para las cantidades sin incertidumbre se ha asumido el 10 % del valor reportado.

A. NEUTRONES INDUCIDOS POR RADIOISÓTOPOS

Cadena Radioactiva	Tasa de producción de neutrones [neutrones/ppb · s · g]	Concentración [ppt]	Número promedio de neutrones [neutrones/año]
^{232}Th	4.432×10^{-12}	1.0 ± 0.1	4.26 ± 0.90
^{235}U	7.008×10^{-11}	$(7.0 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	0.49 ± 0.10
^{238}U	2.471×10^{-11}	1.0 ± 0.1	23.78 ± 4.99

Tabla A.1: Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el recipiente de acrílico ($m = 30.51 \times 10^6 \text{ g}$).

Cadena Radioactiva	Tasa de producción de neutrones [neutrones/ppb · s · g]	Concentración [ppt]	Número promedio de neutrones [neutrones/año]
^{232}Th	8.708×10^{-12}	0.227 ± 0.113	13.84 ± 8.41
^{235}U	1.108×10^{-10}	$(0.003 \pm 0.002) \times 10^{-1}$	0.26 ± 0.20
^{238}U	3.172×10^{-11}	0.047 ± 0.030	10.44 ± 7.81

Tabla A.2: Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el sistema inferior de cuerdas ($m = 222.09 \times 10^3 \text{ g}$).

Cadena Radioactiva	Tasa de producción de neutrones [neutrones/ppb · s · g]	Concentración [ppt]	Número promedio de neutrones [neutrones/año]
^{232}Th	8.708×10^{-12}	0.227 ± 0.113	2.85 ± 1.73
^{235}U	1.108×10^{-10}	$(0.003 \pm 0.002) \times 10^{-1}$	0.05 ± 0.04
^{238}U	3.172×10^{-11}	0.047 ± 0.030	2.15 ± 1.61

Tabla A.3: Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el sistema superior de cuerdas ($m = 45.7 \times 10^3 \text{ g}$).

Cadena Radioactiva	Tasa de producción de neutrones [neutrones/ppb · s · g]	Concentración [ppt]	Número promedio de neutrones [neutrones/año]
^{232}Th	8.708×10^{-12}	< 0.20	<i>despreciable</i>
^{235}U	1.108×10^{-10}	$(3.00 \pm 2.00) \times 10^{-4}$	<i>despreciable</i>
^{238}U	3.172×10^{-11}	0.28 ± 0.05	0.01 ± 0.01

Tabla A.4: Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en las cuerdas internas ($m = 45.2 \text{ g}$).

A.2 Tasa de producción de neutrones en cada componente del detector

Cadena Radioactiva	Tasa de producción de neutrones [neutrones/ppb · s · g]	Concentración [ppt]	Número promedio de neutrones [neutrones/año]
^{232}Th	2.171×10^{-12}	1.12×10^{-6}	0.07 ± 0.04
^{235}U	3.615×10^{-11}	3.54×10^{-9}	<i>despreciable</i>
^{238}U	1.957×10^{-11}	4.88×10^{-7}	0.27 ± 0.17

Tabla A.5: Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el agua ultra pura depositada en el recipiente de acrílico ($m = 9.05 \times 10^8 \text{ g}$).

Cadena Radioactiva	Tasa de producción de neutrones [neutrones/ppb · s · g]	Concentración [ppb]	Número promedio de neutrones [neutrones/año]
^{232}Th	4.223×10^{-12}	6.50×10^{-6}	0.68 ± 0.14
^{235}U	6.526×10^{-11}	1.09×10^{-7}	0.17 ± 0.04
^{238}U	2.385×10^{-11}	1.50×10^{-5}	8.80 ± 1.85

Tabla A.6: Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el *LAB-PPO* ($m = 7.80 \times 10^8 \text{ g}$).

Cadena Radioactiva	Tasa de producción de neutrones [neutrones/ppb · s · g]	Concentración [ppt]	Número promedio de neutrones [neutrones/año]
^{232}Th	4.432×10^{-12}	1.0 ± 0.1	0.28 ± 0.06
^{235}U	7.008×10^{-11}	$(7.0 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	0.03 ± 0.01
^{238}U	2.471×10^{-11}	1.0 ± 0.1	1.57 ± 0.33

Tabla A.7: Tasa de producción de neutrones mediante procesos radioactivos en el cuello del recipiente ($m = 2.02 \times 10^6 \text{ g}$).

Superficie	Tasa de producción de neutrones [$\frac{\text{neutrones}}{\text{desintegración}}$]	Actividad [Bq]	Número promedio de neutrones [neutrones/año]
Fase de agua			
Interna	9.17×10^{-8}	1150.0	3323.82 ± 1440.32
Externa	9.17×10^{-8}	1180.0	3410.52 ± 1477.89
Fase de <i>LAB-PPO</i>			
Interna	9.17×10^{-8}	1013.0	2927.85 ± 1268.73
Externa	9.17×10^{-8}	1040.0	3005.89 ± 1302.55

Tabla A.8: Tasa de producción de neutrones inducidos por ^{210}Pb mediante procesos radioactivos en la superficie del recipiente de acrílico.

A.3. Espectros de energía de neutrones de *SOURCES-4C*

Las Figuras A.3, A.4, A.5, A.6, y A.7 muestran los espectros de energía normalizados de los neutrones generados con *SOURCES-4C* para los materiales que fueron estudiados.

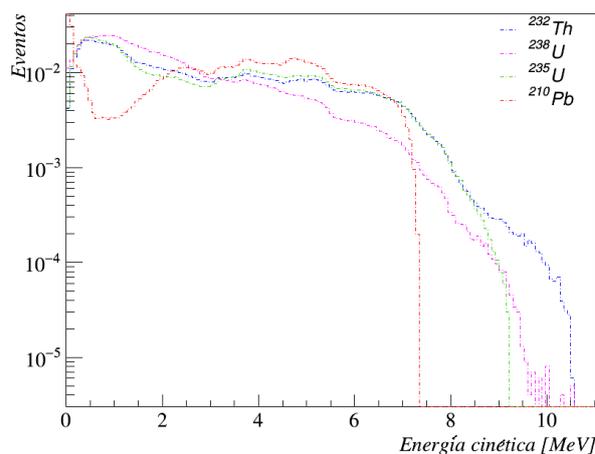


Figura A.3: Espectros de energía generados por el código *SOURCES-4C*, se muestra el espectro de energía generado en acrílico y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , y ^{210}Pb .

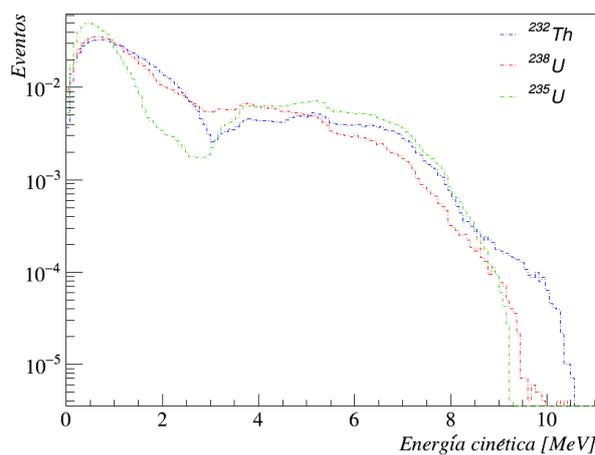


Figura A.4: Espectros de energía generados por el código *SOURCES-4C*, se muestra el espectro de energía generado en tetrylon y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U .

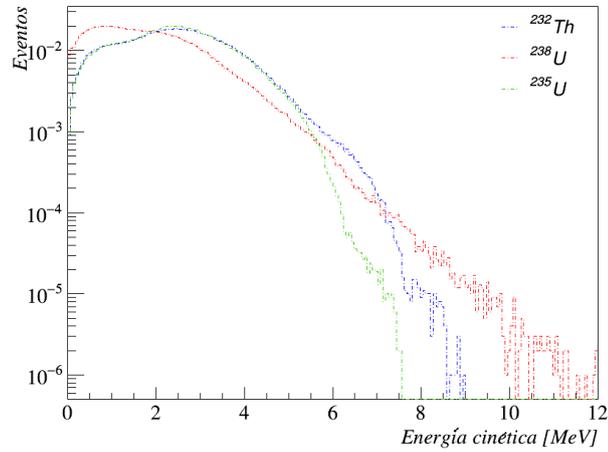


Figura A.5: Espectros de energía generados por el código *SOURCES-4C*, se muestra el espectro de energía generado en agua y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U .

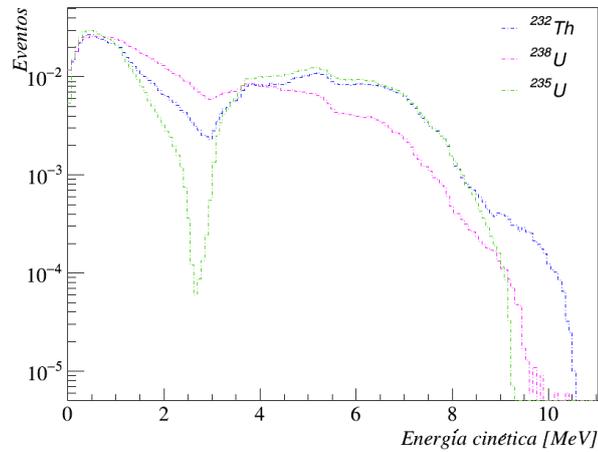


Figura A.6: Espectros de energía generados por el código *SOURCES-4C*, se muestra el espectro de energía generado en líquido centellador y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U .

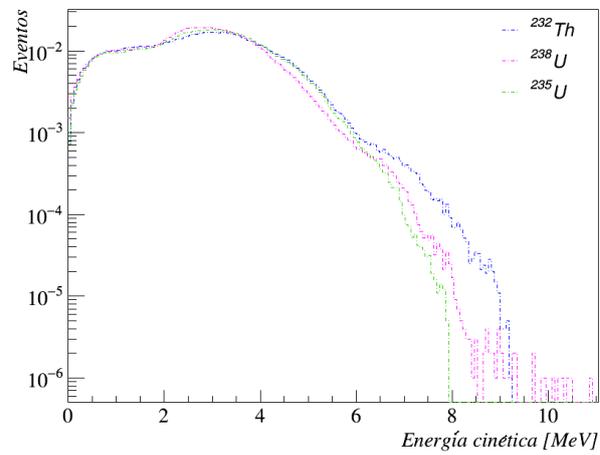


Figura A.7: Espectros de energía generados por el código *SOURCES-4C*, se muestra el espectro de energía generado en cristal de los tubos fotomultiplicadores y las cadenas de ^{232}Th , ^{238}U , y ^{235}U .

A.4. Cadenas de decaimiento

Las Figuras A.8, A.9, y A.10 muestran los esquemas de decaimientos completos para los radioisótopos estudiados.

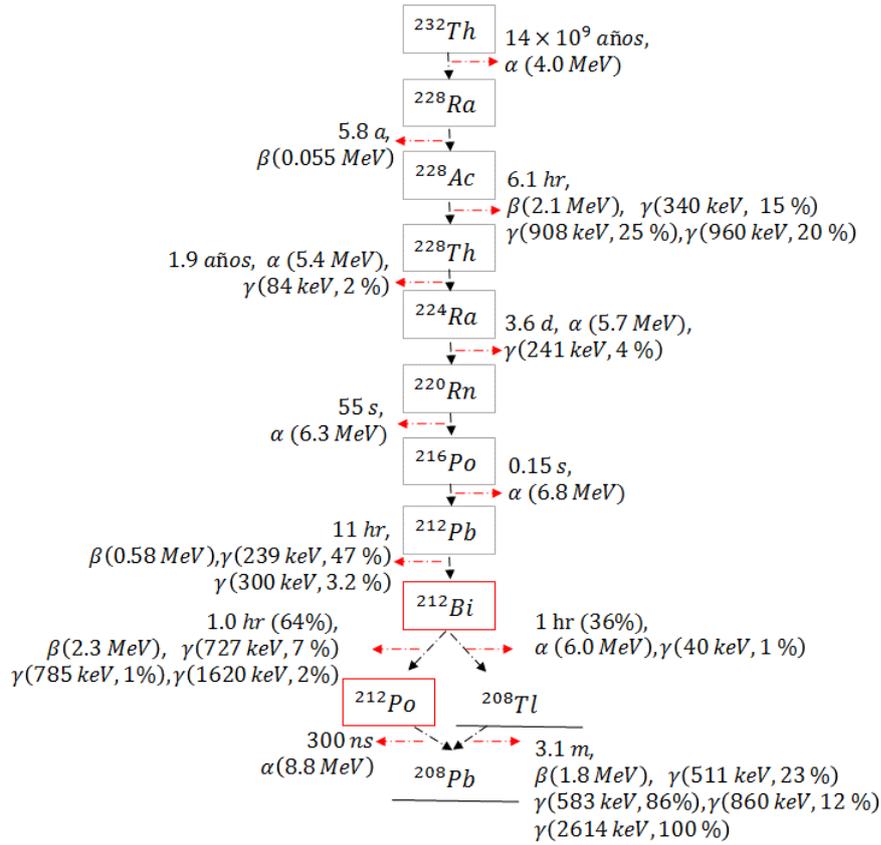


Figura A.8: Estructura de la cadena de decaimiento en ^{232}Th , se muestra los tiempos de vida media, la energía de las partículas α y β en MeV , y de los fotones en ciertos canales de decaimiento.

A. NEUTRONES INDUCIDOS POR RADIOISÓTOPOS

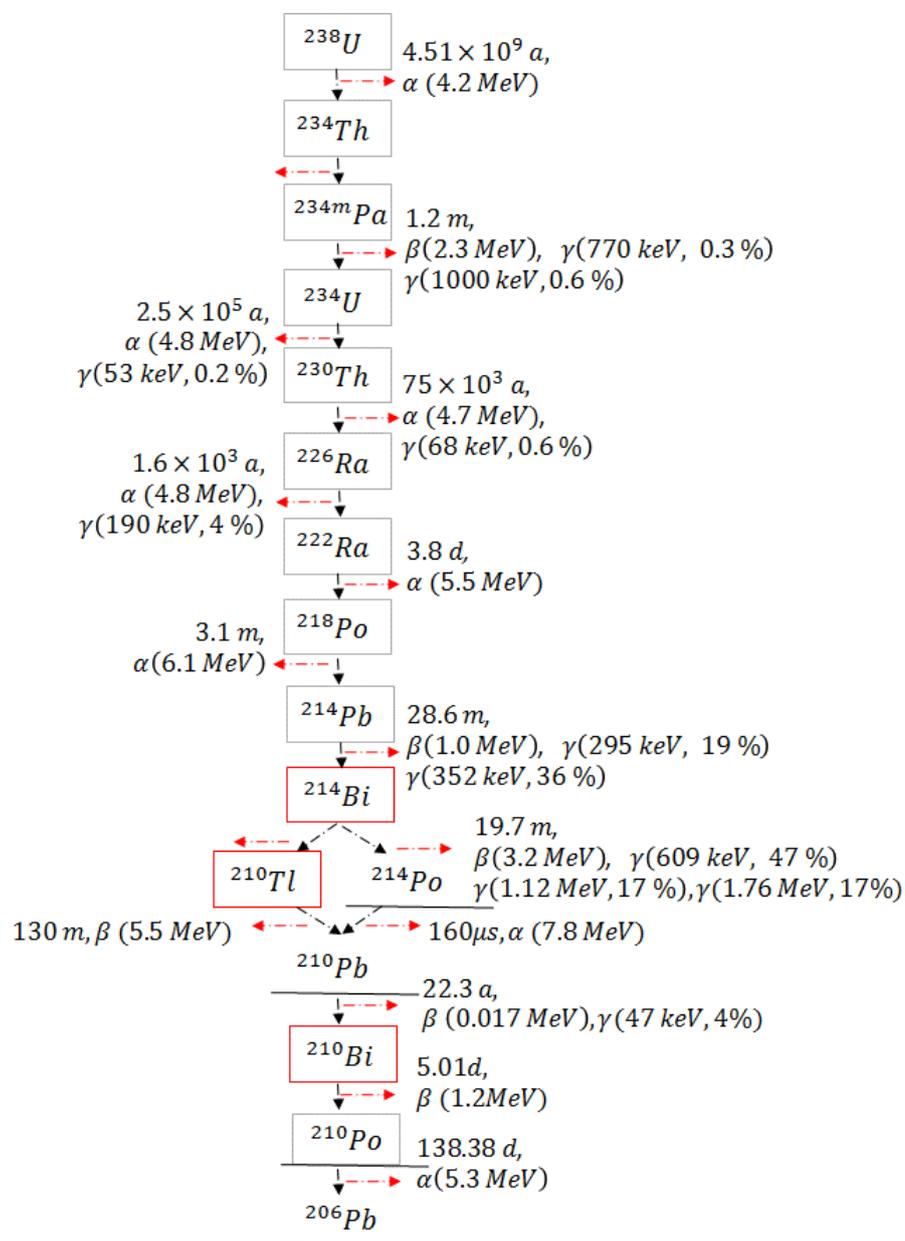


Figura A.9: Estructura de la cadena de decaimiento en ^{238}U , se muestra los tiempos de vida media, la energía de las partículas α y β en MeV, y de los fotones en ciertos canales de decaimiento.

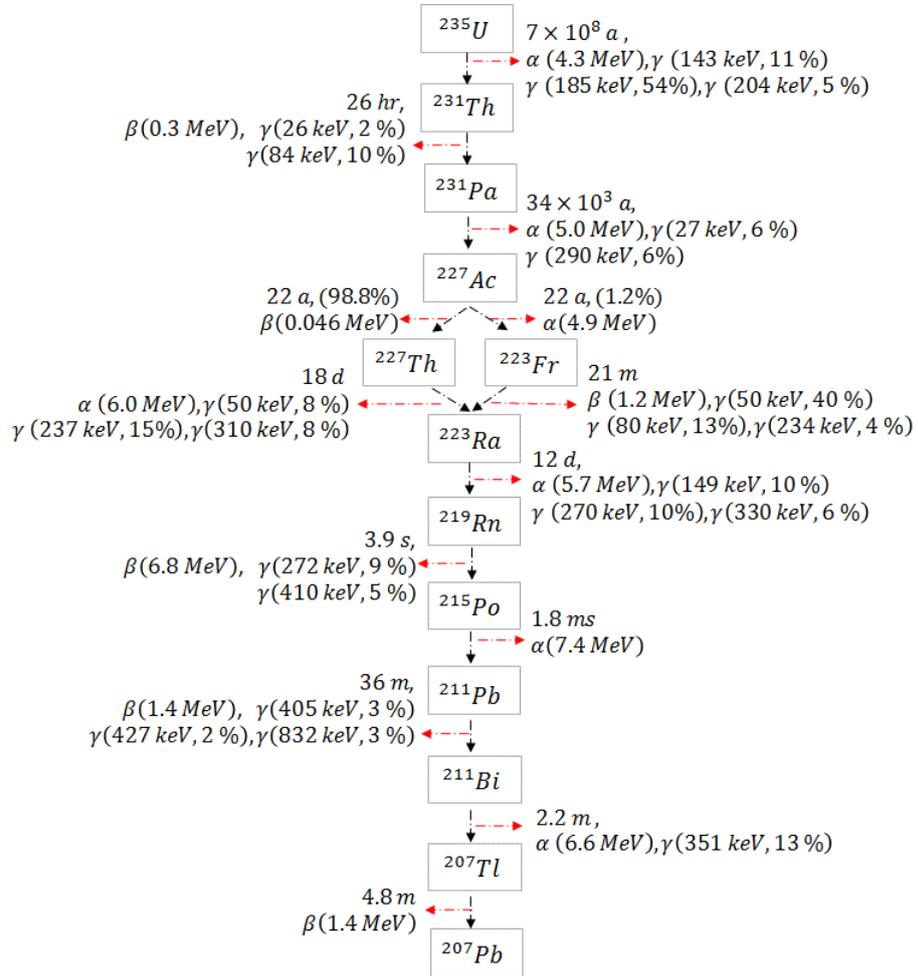


Figura A.10: Estructura de la cadena de decaimiento en ^{235}U , se muestra los tiempos de vida media, la energía de las partículas α y β en MeV, y de los fotones en ciertos canales de decaimiento.

A.5. Neutrones y eventos esperados en la fases de toma de datos generados por radioisótopos

Las Tablas A.9 y A.10 muestran la información para cada componente del detector del número de esperado de neutrones de los procesos estudiados mediante el uso de SOURCES-4C y del número de eventos que estos producirán en las primeras dos fases de toma de datos.

Cadena radioactiva	Producción de neutrones [neutrones/año]	Eventos de 0 a 15 MeV [eventos/año]
Recipiente de acrílico (AV)		
^{232}Th	4.26 ± 0.90	0.17 ± 0.03
^{235}U	0.49 ± 0.10	0.02 ± 0.01
^{238}U	23.78 ± 4.99	0.84 ± 0.18
^{210}Pb	6734.34 ± 2918.21	205.52 ± 89.06
Cuello del recipiente de acrílico		
^{232}Th	0.28 ± 0.06	<i>despreciable</i>
^{235}U	0.03 ± 0.01	<i>despreciable</i>
^{238}U	1.57 ± 0.33	<i>despreciable</i>
Sistema inferior de cuerdas		
^{232}Th	13.84 ± 8.41	0.33 ± 0.20
^{235}U	0.26 ± 0.20	0.01 ± 0.01
^{238}U	10.44 ± 7.81	0.24 ± 0.18
Sistema superior de cuerdas		
^{232}Th	2.85 ± 1.73	0.04 ± 0.03
^{235}U	0.05 ± 0.04	<i>despreciable</i>
^{238}U	2.15 ± 1.61	0.03 ± 0.02
Cuerdas internas		
^{232}Th	<i>despreciable</i>	<i>despreciable</i>
^{235}U	<i>despreciable</i>	<i>despreciable</i>
^{238}U	0.01 ± 0.01	<i>despreciable</i>
Agua ultra pura (medio de detección)		
^{232}Th	0.07 ± 0.04	<i>despreciable</i>
^{235}U	<i>despreciable</i>	<i>despreciable</i>
^{238}U	0.27 ± 0.17	<i>despreciable</i>
<i>Total</i>	6794.72 ± 2944.62	207.20 ± 89.71

Tabla A.9: Número esperado de neutrones y eventos ocasionados por neutrones generados de cadenas radioactivas para cada uno de los componentes del detector en la fase de agua para un rango de energía de 0 a 15 MeV.

A.5 Neutrones y eventos esperados en la fases de toma de datos generados por radioisótopos

Cadena radioactiva	Producción de neutrones [neutrones/año]	Eventos en 0 a 15 MeV [eventos/año]
Recipiente de acrílico (AV)		
^{232}Th	4.26 ± 0.90	2.50 ± 0.52
^{235}U	0.49 ± 0.10	0.29 ± 0.06
^{238}U	23.78 ± 4.99	13.40 ± 2.81
^{210}Pb	5933.73 ± 2571.28	3724.22 ± 1613.83
Cuello del recipiente de acrílico		
^{232}Th	0.28 ± 0.06	0.04 ± 0.01
^{235}U	0.03 ± 0.01	<i>despreciable</i>
^{238}U	1.57 ± 0.33	0.23 ± 0.05
Sistema inferior de cuerdas		
^{232}Th	13.84 ± 8.41	2.83 ± 1.72
^{235}U	0.26 ± 0.20	0.05 ± 0.04
^{238}U	10.44 ± 7.81	2.10 ± 1.57
Sistema superior de cuerdas		
^{232}Th	2.85 ± 1.73	0.22 ± 0.13
^{235}U	0.05 ± 0.04	<i>despreciable</i>
^{238}U	2.15 ± 1.61	0.16 ± 0.12
Cuerdas internas		
^{232}Th	<i>despreciable</i>	<i>despreciable</i>
^{235}U	<i>despreciable</i>	<i>despreciable</i>
^{238}U	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
LAB-PPO (medio de detección)		
^{232}Th	0.68 ± 0.14	1.22 ± 0.26
^{235}U	0.17 ± 0.04	0.31 ± 0.06
^{238}U	8.80 ± 1.85	15.78 ± 3.31
<i>Total</i>	6003.42 ± 2599.51	3763.38 ± 1624.52

Tabla A.10: Número esperado de neutrones y eventos ocasionados por neutrones generados de cadenas radioactivas en la fase de centellador puro en un rango de 0 a 15 MeV.

Neutrones inducidos por muones

B.1. Flujo total de muones

En esta sección se explica el método utilizado para modelar el flujo de muones provenientes de la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera de la Tierra, su espectro de energía, y su distribución angular.

El flujo de muones de rayos cósmicos se puede calcular usando el modelo propuesto en (11), el cual busca ajustar datos experimentales a una relación de intensidad en función de la profundidad y está dada por la siguiente relación

$$I(h) = I_1 e^{-h/\lambda_1} + I_2 e^{-h/\lambda_2}, \quad (\text{B.1})$$

donde $I(h)$ es la intensidad diferencial de muones para una profundidad de sesgo h .

Usando los datos experimentales reportados en (26), es posible determinar los valores de los parámetros libres en la relación B.1, obteniendo $I_1 = (8.60 \pm 0.53) \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, $I_2 = (0.44 \pm 0.06) \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, $\lambda_1 = 0.45 \pm 0.01 \text{ km.w.e.}$, y $\lambda_2 = 0.87 \pm 0.02 \text{ km.w.e.}$, la desviación relativa entre los datos y el ajuste realizado indica que dicha parametrización reproduce los datos experimentales con una precisión total de aproximadamente 5% (26).

Es posible calcular la intensidad total de muones que llegan a un laboratorio bajo tierra con una capa plana de roca de profundidad vertical h_0 . La intensidad de muones que logran atravesar la capa de roca, I_{th} , para una profundidad de sesgo, h , en la dirección del ángulo cenital θ es

$$I_{th}(h, \theta) = I(h)G(h, \theta), \quad (\text{B.2})$$

donde $G(h, \theta) = \sec(\theta)$, $h = h_0 \sec(\theta)$, y $I(h)$ es la *relación de intensidad en función de la profundidad*. Sustituyendo la expresión (B.1) en (B.2) se obtiene la siguiente relación

$$I_{th}(h_0, \theta) = \left(I_1 e^{-h_0 \sec(\theta)/\lambda_1} + I_2 e^{-h_0 \sec(\theta)/\lambda_2} \right) \sec(\theta), \quad (\text{B.3})$$

si se integra la relación (B.3) sobre el hemisferio superior, se obtiene una función que provee la intensidad total de muones para un sitio bajo tierra con capa plana de roca posicionada a una profundidad vertical h_0 . Usando los datos experimentales para el

flujo total de muones y el conocimiento de la profundidad vertical para un conjunto de laboratorios bajo tierra (WIPP (16), Soudan (23), Boulby (35), y Sudbury (40)) podemos definir una función ajustada similar a la relación (B.3)

$$I_\mu(h_0) = (67.97 \times 10^{-6}) e^{-h_0/0.255} + (2.071 \times 10^{-6}) e^{-h_0/0.698}, \quad (\text{B.4})$$

donde h_0 es la profundidad vertical en $km.w.e$ y $I_\mu(h_0)$ está en unidades de $cm^{-2}s^{-1}$, la cual es apropiada para la aproximación de capa de roca plana.

B.1.1. Espectro de energía y distribución angular de muones

Con la finalidad de obtener la actividad inducida por muones en un sitio particular es necesario conocer además de la intensidad total de muones, el espectro de energía y su distribución angular. El espectro de energía está dado por la siguiente relación

$$\frac{dN}{dE_\mu} = A e^{bh(\gamma_\mu - 1)} (E_\mu + \epsilon_\mu(1 - e^{-bh}))^{\gamma_\mu}, \quad (\text{B.5})$$

donde A es una constante de normalización con respecto a la intensidad diferencial de muones a una profundidad dada y E_μ es la energía del muón después de cruzar la roca a una profundidad de sesgo $h[km.w.e]$. Para la información proporcionada por los laboratorios mencionados anteriormente se usaron los siguientes parámetros: $b = 0.4 km.w.e.^{-1}$, $\gamma_\mu = 3.77$, y $\epsilon_\mu = 693 GeV$ (26).

En este estudio se hace la suposición de que la distribución angular para estos laboratorios sigue una distribución $sec(\theta)$, válida para profundidades mayores a $1.5 km.w.e.$.

La intensidad total de muones en Sudbury, su espectro de energía y la distribución angular se extrajeron de las gráficas del trabajo realizado en (26), estos parámetros les permitieron realizar un estudio de los neutrones inducidos por la interacción de muones con la roca mediante el uso de simulaciones en FLUKA, el grosor de la roca empleado en la simulación es de $20 m \times 20 m \times 20 m$, el laboratorio de $6 m \times 6 m \times 6 m$ fue colocado dentro de la región de roca a una profundidad de $7 m$ de cada lado del cubo (26).

Los resultados obtenidos de las simulaciones en FLUKA fueron de utilidad para obtener información de los neutrones inducidos por muones en la caverna del experimento SNO+.

Neutrones inducidos por fotones

C.1. Cálculo del número de isótopos en una muestra de material

Con la finalidad de obtener el número de átomos de un isótopo en particular en una muestra de material compuesta por varios elementos y con fórmula química conocida se realizó el procedimiento que a continuación se ejemplifica para el tensylon, t , ($C_{14}H_{14}N_2O_4$, material del que están hechas las cuerdas del detector). A partir de la fórmula química es posible calcular la masa atómica,

$$M_t = r_C \cdot M_C + r_H \cdot M_H + r_O \cdot M_O, \quad (C.1)$$

donde r_A es el número de átomos de un elemento A en la fórmula química y M_A la masa atómica del elemento. El cálculo del número de átomos de un elemento en particular se obtiene del siguiente análisis dimensional

$$masa_t \cdot \frac{1}{masa_t/mol_t} \cdot \frac{mol_A}{mol_t} \cdot \frac{átomos_A}{mol_A}, \quad (C.2)$$

el cual motiva la siguiente relación para el cálculo del número de átomos de un elemento, n_A ,

$$n_A = \frac{m_t \cdot s_A \cdot A_v}{M_t}, \quad (C.3)$$

donde m_t es la masa de la muestra de tensylon, s_A es el número de moles del elemento A equivalentes a un mol de tensylon, A_v es el número de Avogadro, y M_t es la masa atómica del tensylon.

Finalmente para obtener el número de átomos de un isótopo en particular se multiplica n_i por la abundancia natural del isótopo, γ_i ,

$$n_i = \frac{\gamma_i \cdot m_t \cdot s_A \cdot A_v}{M_t}. \quad (C.4)$$

Con la finalidad de hacer uso de la relación (C.4), se calculará el número de átomos de ^{13}C ($\gamma_{^{13}C} = 1.07\%$) en 222090 g (masa del sistema de cuerdas para sujetar el AV). La masa atómica del tensylon es $M_t = 274.28 \text{ g mol}$ y $A_v = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$. De

C. NEUTRONES INDUCIDOS POR FOTONES

acuerdo a la fórmula química del tensylon, en una mol de tensylon hay 14 mol_C , de tal forma que $s_C = 14$. Sustituyendo los valores en la ecuación (C.4),

$$m_{13C} = \frac{(0.0107)(222090g)(14)(6.022 \times 10^{23}mol^{-1})}{(274.28g/mol)} = 7.30 \times 10^{25} \text{átomos.} \quad (C.5)$$

Tomando como referencia el procedimiento anterior es posible obtener el número de isótopos para cada uno de los componentes, los cuales se muestran en la Tablas C.1, C.2, C.3, C.4, C.5, C.6, y C.7.

Isótopo	Número de isótopos
2H	1.69×10^{26}
^{13}C	9.82×10^{27}
^{17}O	1.39×10^{26}
^{18}O	7.53×10^{26}

Tabla C.1: Número aproximado de isótopos en el recipiente de acrílico.

Isótopo	Número de isótopos
2H	1.12×10^{25}
^{13}C	6.50×10^{26}
^{17}O	9.24×10^{24}
^{18}O	4.98×10^{25}

Tabla C.2: Número aproximado de isótopos en el cuello del recipiente de acrílico.

Isótopo	Número de isótopos
2H	7.85×10^{23}
^{13}C	7.31×10^{25}
^{17}O	7.41×10^{23}
^{18}O	4.00×10^{24}

Tabla C.3: Número aproximado de isótopos en el sistema de cuerdas inferiores.

Isótopo	Número de isótopos
2H	1.62×10^{23}
^{13}C	1.50×10^{25}
^{17}O	1.53×10^{23}
^{18}O	8.23×10^{24}

Tabla C.4: Número aproximado de isótopos en el sistema de cuerdas superiores.

Isótopo	Número de isótopos
2H	1.60×10^{20}
^{13}C	1.49×10^{22}
^{17}O	1.51×10^{20}
^{18}O	8.14×10^{20}

Tabla C.5: Número aproximado de isótopos en las cuerdas internas.

Isótopo	Número de isótopos
2H	6.51×10^{27}
^{13}C	3.68×10^{29}
^{17}O	1.86×10^{24}
^{18}O	1.00×10^{25}

Tabla C.6: Número aproximado de isótopos en el líquido centellador.

Isótopo	Número de isótopos
2H	6.96×10^{27}
^{17}O	1.15×10^{28}
^{18}O	6.20×10^{28}

Tabla C.7: Número aproximado de isótopos en el agua ultra pura depositada en el recipiente de acrílico.

Finalmente la Tabla C.8 muestra los valores de la densidad de átomos de deuterio en cada uno de los materiales, esta información es necesaria para realizar el cálculo del número esperado de fotoneutrones producidos del decaimiento de radioisótopos.

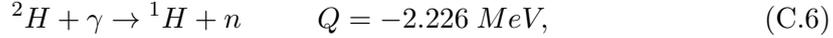
Material	Densidad de átomos [átomos/cm ³]
Acrílico	6.31×10^{18}
Tensylon	5.09×10^{18}
Agua	7.69×10^{18}
LAB-PPO	7.23×10^{18}

Tabla C.8: Densidad de átomos de deuterio en los materiales del detector.

C.2. Secciones eficaces en procesos de fotodesintegración

Como se discutió en la sección 5, de acuerdo a la estadística obtenida, la mayor parte de los fotones de alta energía no logra alcanzar el medio de detección, por está razón la única interacción de fotodesintegración considerada es la de fotones producidos en

las cadenas de decaimiento del ^{232}Th y ^{238}U con los isótopos de deuterio presentes en los diferentes componentes del detector, mediante la siguiente reacción



un fotón con al menos el negativo del valor Q de energía es necesario para hacer energéticamente posible la reacción, por lo que solo puede ocurrir con partículas γ de alta energía.

La Tabla C.9 muestra, los valores de las sección eficaz de procesos de fotodesintegración con deuterio en función de la energía, el valor usado corresponde al máximo en el intervalo de 2.2 MeV a 3.4 MeV .

Energía <i>MeV</i>	$\sigma_{(\gamma,n)}$ <i>[mb]</i>
2.224	0.00
2.300	0.66
2.372	0.79
2.469	0.96
2.556	1.11
2.600	1.18
2.731	1.40
2.882	1.65
3.000	1.83
3.209	2.03
3.400	2.20

Tabla C.9: Valores de la sección eficaz para el proceso de fotodesintegración en deuterio en un rango de energía de 2.224 MeV a 3.4 MeV , para la estimación del número de fotoneutrones se usó el valor máximo (27).

C.3. Estimación del número de fotoneutrones producidos durante las fases de toma de datos

En esta sección se muestra a detalle una cota superior del número esperado de fotoneutrones que se producen en cada uno de los componentes del detector, las Tablas C.10 y C.11 muestran dichos valores para la fase de agua y la de líquido centellador, respectivamente. Debido a que el espectro de energía de estos fotoneutrones es desconocida se hizo la suposición de que estos fotoneutrones siguen la distribución de energía obtenida para los procesos que se estudian en el código de SOURCES-4C, esto permitió estimar la cantidad de eventos que estos neutrones generan y el espectro de energía de los fotones que se producen en su interacción con el medio de detección.

C.3 Estimación del número de fotoneutrones producidos durante las fases de toma de datos

Componente del detector	Producción de neutrones [neutrones/año]	Eventos en 0 a 15 MeV [eventos/año]
Recipiente de acrílico	0.58	0.02
Cuello del recipiente de acrílico	0.04	<i>despreciable</i>
Sistema inferior de cuerdas	0.68	0.02
Sistema superior de cuerdas	0.20	<i>despreciable</i>
Cuerdas internas	<i>despreciable</i>	<i>despreciable</i>
Agua ultra pura	0.02	<i>despreciable</i>
<i>Total</i>	1.52	0.04

Tabla C.10: Límite superior para el número esperado de neutrones y eventos ocasionados por neutrones generados de cadenas radioactivas para cada uno de los componentes del detector mediante reacciones (γ, n) en la fase de agua para un rango de energía de 0 a 15 MeV, únicamente se consideró el agua ultra pura depositada en el AV.

Componente del detector	Producción de neutrones [neutrones/año]	Eventos en 0 a 15 MeV [eventos/año]
Recipiente de acrílico	0.68	0.39
Cuello del recipiente de acrílico	0.01	0.01
Sistema inferior de cuerdas	0.79	0.16
Sistema superior de cuerdas	0.23	0.02
Cuerdas internas	<i>despreciable</i>	<i>despreciable</i>
<i>LAB-PPO</i>	<i>despreciable</i>	<i>despreciable</i>
<i>Total</i>	1.75	0.58

Tabla C.11: Límite superior para el número esperado de neutrones y eventos ocasionados por neutrones generados de cadenas radioactivas para cada uno de los componentes del detector mediante reacciones (γ, n) en la fase de *LAB-PPO* para un rango de energía de 0 a 15 MeV.

Bibliografía

- [1] Abe, S. et al. (2010). Production of Radioactive Isotopes through Cosmic Muon Spallation in KamLAND. *Phys. Rev.*, C81:025807. [32](#)
- [2] Agostinelli, S. et al. (2003). GEANT4: A Simulation Toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303. [23](#)
- [3] Ahmad, Q. R. et al. (2002). Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011301. [12](#)
- [4] Andringa, S. et al. (2016). Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment. *Advances in High Energy Physics*, 2016:21. [xiv](#), [xiv](#), [17](#), [20](#), [22](#), [28](#), [29](#), [30](#), [31](#), [32](#), [33](#)
- [5] Arushanova, E. (2005). Pileup Background Rejection in SNO+ Experiment. Proceedings of the Joint Particle, Astroparticle, and Nuclear Physics Groups Annual Meeting, Manchester, UK. [33](#)
- [6] Bahcall, J. N., Serenelli, A. M., and Basu, S. (2005). New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes. *The Astrophysical Journal Letters*, 621:L85. [xiii](#), [6](#), [12](#)
- [7] Bellini, G. et al. (2013). Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of Borexino. *Phys. Lett.*, B722:295–300. [13](#)
- [8] Bionta, R. M. et al. (1987). Observation of a Neutrino Burst in coincidence with Supernova 1987A in the Large Magellanic. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1494–1496. [12](#)
- [9] Bonilla, J. L. (2016). Discriminación de dispersiones múltiples de neutrones en el experimento DEAP-3600. Tesis de Maestría, Centro de Investigación y Estudios Avanzados del I.P.N. [23](#)
- [10] Brun, R. and Rademakers, F. (1997). ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389:81–86. [23](#)
- [11] Cassidy, G. L., Keuffel, J. W., and Thompson, J. A. (1973). Calculation of the Stopping-Muon Rate Underground. *Phys. Rev. D*, 7:2022–2031. [37](#), [87](#)

- [12] Chkvorets, O., Ford, R., Hallman, D., and Vázquez-Jáuregui, E. (2012). Liquid Scintillator Purification and Assay R&D at SNO+. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 229:519. [20](#)
- [13] Cleveland, B. T. et al. (1998). Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496:505–526. [7](#), [8](#)
- [14] De Angelis, A. and Martins Pimenta, M. J. (2015). *Introduction to Particle and Astroparticle Physics: Questions to the Universe*. Springer. [13](#)
- [15] Dufour, F. and Wark, D. (2013). Experimental Status of Neutrino Physics. *J. Phys. Conf. Ser.*, 408:012001. [17](#)
- [16] Esch, E.-I., Bowles, T. J., Hime, A., Pichlmaier, A., Reifarth, R., and Wollnik, H. (2005). The Cosmic ray muon flux at WIPP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A538:516–525. [88](#)
- [17] Ford, R. J. (2015). A Scintillator Purification Plant and Fluid Handling System for SNO+. *AIP Conf. Proc.*, 1672:080003. [20](#)
- [18] Fukuda, Y. et al. (1998). Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande’s First 300 Days. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1158–1162. [XIII](#), [9](#), [10](#)
- [19] Gando, A. et al. (2013). Reactor On-Off Antineutrino Measurement with KamLAND. *Phys. Rev.*, D88:033001. [13](#)
- [20] Hans, S. et al. (2015). Purification of telluric acid for SNO+ neutrinoless double-beta decay search. *Nucl. Instrum. Meth.*, A795:132–139. [20](#), [32](#)
- [21] Hirata, K. et al. (1987). Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1490–1493. [4](#), [12](#)
- [22] Jelley, N. et al. (2009). The Sudbury Neutrino Observatory. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 59:431–465. [XIII](#), [6](#)
- [23] Kamat, S. (2005). *Extending the sensitivity to the detection of wimp dark matter with an improved understanding of the limiting neutron backgrounds*. PhD thesis, Case Western Reserve University. [88](#)
- [24] Knoll, G. (2010). *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley Sons Inc. [41](#)
- [25] Lozza, V. and Petzoldt, J. (2015). Cosmogenic activation of a natural tellurium target. *Astropart. Phys.*, 61:62–71. [32](#)
- [26] Mei, D. and Hime, A. (2006). Muon-induced background study for underground laboratories. *Phys. Rev.*, D73:053004. [XVII](#), [XVII](#), [35](#), [38](#), [87](#), [88](#)

-
- [27] Otuka, N. et al. (2014). Towards a more complete and accurate experimental nuclear reaction data library (exfor): International collaboration between nuclear reaction data centres (nrdc). *Nuclear Data Sheets*, 120:272 – 276. [xviii](#), [92](#)
- [28] Patrignani, C. et al. (1987). Particle Data Group. *Chin. Phys.*, C40(10):100001. [5](#)
- [29] Perillo Isaac, M. C. et al. (1997a). High Energy Gamma-Rays in the SNO Cavity. SNO-STR-97-009. [36](#), [42](#)
- [30] Perillo Isaac, M. C. et al. (1997b). High Energy Gamma-Rays measurements in the SNO Cavity. Report for SNO Collaboration. [xvii](#), [43](#)
- [31] Perkins, D. H. (2009). *Particle Astrophysics*. OUP Oxford. [15](#)
- [32] Pritychenko, B. et al. (2017). Q-value Calculator. [xvii](#), [42](#)
- [33] Reines, F. y Cowan, C. (1953). Detection of the Free Neutrino. *Phys. Rev. Lett.*, 92:830–831. [4](#)
- [34] Reines, F. y Cowan, C. (1956). The Neutrino. *Nature*, 178:446–449. [4](#)
- [35] Robinson, M. et al. (2003). Measurements of muon flux at 1070 meters vertical depth in the Boulby underground laboratory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A511:347–353. [88](#)
- [36] Rodeback, G. W. y A. J. S. (1952). Neutrino Recoils Following the Capture of Orbital Electrons in ^{37}A . *Phys. Rev. Lett.*, 86:446–450. [3](#)
- [37] Thomson, M. (2013). *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press. [5](#), [12](#)
- [38] Valentina, L. and Oleg, C. (2015). Neutron sources and background in SNO+. Backgrounds report for SNO+ Collaboration. [30](#), [65](#)
- [39] Walter, C. W. (2008). The Super-Kamiokande Experiment. [8](#)
- [40] Waltham, C. (2000). Notes on Subharmonic Functions. XIX International Conference on Neutrino Physics Astrophysics, Sudbury, Canadá (for SNO+ Collaboration). [88](#)
- [41] Wilson, W. B. et al. (2002). *SOURCES 4C: a code for calculating (α, n) , spontaneous fission, and delayed neutron sources and spectra*. [35](#), [36](#), [69](#)
- [42] Yeh, M., Hans, S., Beriguete, W., Rosero, R., Hu, L., Hahn, R., Diwan, M., Jaffe, D., Kettell, S., and Littenberg, L. (2011). A new ater-based liquid scintillator and potential applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 660(1):51 – 56. [20](#)
- [43] Zuber, K. (2003). *Neutrino Physics*. Taylor Francis. [3](#)
-