



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE FÍSICA

**ESTUDIO DE LA NATURALEZA DE DIRAC O MAJORANA DE LOS NEUTRINOS
PRODUCIDOS EN UNA SUPERNOVA POR MEDIO DE LA DISPERSIÓN
ELÁSTICA CON ELECTRONES EN DETECTORES TERRESTRES**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:
OSMANY IGNACIO GONZÁLEZ REINA

TUTOR:
Dr. ERIC VÁZQUEZ JÁUREGUI
INSTITUTO DE FÍSICA

MIEMBRO DEL COMITÉ TUTOR:
Dra. MYRIAM MONDRAGÓN BALLESTEROS
INSTITUTO DE FÍSICA

MIEMBRO DEL COMITÉ TUTOR:
Dr. ALEXIS ARMANDO AGUILAR ARÉVALO
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

CIUDAD DE MÉXICO, SEPTIEMBRE DEL 2019



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.

A mi abuela por estar siempre presente en mi actuar y guiar mi camino.

A mi esposa por darme las fuerzas, el amor y la confianza.

Agradecimientos

Este trabajo fue realizado gracias al apoyo de UNAM-PAPIIT, proyecto No. IA100118 y *Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología* (CONACyT), proyectos No. 252167 y No. A1-S-8960. Agradezco también al CONACyT por otorgarme la beca para mis estudios de Maestría.

Le agradezco a la UNAM y al *Posgrado en Ciencias Físicas* (PCF) por haberme brindado la oportunidad de formar parte de su claustro de estudiantes lo cual representa para mí un gran orgullo y satisfacción personal.

Agradezco las enseñanzas, el apoyo y la amistad que me ha brindado el *Dr. Eric Vázquez Jáuregui*, quien fue tutor de esta tesis.

Agradezco a los miembros del Comité Tutor: *Dra. Myriam Mondragón Ballesteros* y *Dr. Alexis Armando Aguilar Arévalo*, por su apoyo y por los conocimientos brindados.

Agradezco al *Dr. Juan Barranco Monarca* por haber contribuido en la realización de este trabajo, fueron de gran ayuda sus enseñanzas.

Por su cooperación y amistad, les agradezco a mis compañeros del grupo de trabajo del Laboratorio de Neutrinos y Materia Oscura del IFUNAM, en especial a la *Dra. Estela Alejandra Garcés García*, a *Alejandro*, a *Ernesto* y a *Ariel*.

Les agradezco a los profesores: *Dra. Libertad Barrón Palos*, *Dra. María Catalina Espinoza Hernández*, *Dr. Eleazar Cuautle Flores* y *Dr. Ricardo López Fernández* por sus consejos y enseñanzas brindadas.

Gracias a mis abuelos *Cuca Blanca* y *Tomí*, por ser mi mejor escuela y mi mayor fortuna; a mis padres *Cari* y *Osmani*, por todo el amor y comprensión; a mis tías *Maribel* y *Glenia*, y a mi tío *Ciro*, por quererme como a un hijo y ayudarme a crecer; a mis primos *Nacho*, *Glenita* y *Giselys*, y a mi hermana *Greter*, por acompañarme en tantas travesuras y brindarme su cariño incondicional; a *Feluca* por su alegría, su cariño y por domar a la bestia; a mis suegros *Luci* y *Ado*, por la confianza, el cariño y las enseñanzas; a la abuela

Ida, por quererme como a *Adolfito Sabelotodo*; a mis sobrinos *Jassi*, *Brian*, *Javi*, *Cristian* y *Fabi* (por orden de llegada), por ser la alegría de la familia; a *Adriana*, mi esposa querida, por estar siempre presente, por todo el amor y por ser mi mejor amiga.

Gracias a mis amigos *Yamil*, *Terrero*, *Lexter*, *Yosdel*, *Humberto*, *Roberto*, *León*, *Cesar* y *Gustavo* por estar presentes cada vez que los necesité.

Resumen

En las supernovas se emiten aproximadamente 3×10^{53} erg de energía en forma de neutrinos y antineutrinos de todas las especies, representando el 99% de la energía total emitida. En el proceso del colapso del núcleo de una estrella el campo magnético es amplificado hasta alcanzar valores de 10^{15} G, lo cual podría afectar la helicidad de los neutrinos, alcanzándose valores de $s_{\parallel} = -0.55$, si se supone un momento magnético efectivo para los neutrinos de $\mu_{\nu} = 10^{-19} \mu_B$, el cual es el límite superior predicho para neutrinos de Dirac. Las secciones eficaces de dispersión elástica neutrino-electrón ($\nu - e$) predichas para neutrinos de Dirac y de Majorana son distintas y la diferencia depende, en mayor medida, de la helicidad de los neutrinos; por tanto, el número de neutrinos que se espera detectar en determinado experimento, a través de la dispersión elástica $\nu - e$, para cada caso (Dirac y Majorana), es distinto. En este trabajo se caracterizaron varios experimentos (SNO+, Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO), en cuanto a la búsqueda de diferencias entre el número de neutrinos provenientes de una supernova que se espera detectar para cada caso (Dirac y Majorana), demostrándose que el experimento más indicado para realizar el estudio de la naturaleza de los neutrinos es JUNO.

Contenido

1	Introducción	1
	Introducción	1
2	Marco teórico	3
2.1	Descripción clásica del colapso del núcleo	4
2.1.1	Inicio del colapso	4
2.1.2	Estancamiento de los neutrinos y rebote del núcleo	5
2.1.3	Fase de acreción	6
2.1.4	Resurgimiento de la explosión y fase de enfriamiento	8
2.1.5	Resumen	9
2.2	Espectro analítico de neutrinos de Supernova	10
2.3	Dispersión elástica neutrino-electrón	14
2.3.1	Secciones eficaces de dispersión de Dirac y de Majorana	16
2.3.2	Tasas de dispersión	17
2.4	Polarización de neutrinos en una supernova	18
2.4.1	Momento magnético efectivo	19
3	Materiales y métodos	21
3.1	Planteamiento del problema	21
3.2	Experimento SNO+	22
3.3	Ruidos de fondo en experimentos subterráneos	24
3.3.1	Cadenas radioactivas del ^{238}U , ^{232}Th y el ^{40}K	25
3.4	Otros experimentos de interés	26
3.4.1	Experimento Super-K (Super-Kamiokande)	27
3.4.2	Experimento Hyper-K (Hyper-Kamiokande)	28
3.4.3	Experimento DUNE (<i>Deep Underground Neutrino Experiment</i>)	29
3.4.4	Experimento JUNO (<i>Jiangmen Underground Neutrino Observatory</i>)	29
3.5	Software utilizados	30
3.5.1	Código SUPERNOVA	30
3.5.2	Código RAT	31
3.6	Métodos	32

3.6.1	Método utilizado para la estimación en el experimento SNO+	34
4	Simulaciones, análisis de datos y resultados	37
4.1	Estimación del número total de neutrinos dispersados	37
4.2	Neutrinos detectados en SNO+	40
4.2.1	Calibración del Monte Carlo del detector	42
4.2.2	Eficiencia del detector	43
4.2.3	Distribuciones del número de neutrinos que se espera detectar	45
4.3	Resultados para otros detectores de interés	46
5	Conclusiones	51
	Conclusiones	51
	Bibliografía	1

Lista de figuras

2.1	Estructura de una estrella antes del comienzo del colapso de su núcleo de Fe. En la parte derecha se muestra el tiempo que demora cada etapa de fusión, los cuales fueron calculados para una estrella de $25M_{\odot}$. Cada región está etiquetada con los elementos más abundantes producidos por la fusión. . . .	5
2.2	Representación esquemática de la formación del espectro de neutrinos en la fase de acreción. En la parte superior se muestra que para el caso de $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ la esfera de energía coincide con la transporte-esfera, por lo que el espectro se puede considerar aproximado al de un cuerpo negro. En la parte inferior se muestra que para los restantes sabores las reacciones que favorecen mayormente el equilibrio térmico se apagan mucho antes de que los neutrinos puedan viajar libremente.	9
2.3	Espectros energéticos de neutrinos. $\bar{\tau}_{ES}$ representa la distancia entre la esfera de energía y la neutrino-esfera. Para $\bar{\tau}_{ES} = 0$ tenemos el espectro de radiación de un cuerpo negro. T_{flux} es la temperatura del flujo de neutrinos.	10
2.4	Dependencias de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ y $\langle E \rangle / T$ con n_{ν} para un espectro de Fermi-Dirac (ecuación (2.15)). La línea punteada separa los valores de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ correspondientes a un espectro contraído (<i>pinched</i>) de los correspondientes a un espectro dilatado (<i>anti-pinched</i>) y toma el valor correspondiente al espectro de radiación del cuerpo negro como referencia.	12
2.5	Dependencia de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ con β_{ν} para el espectro (2.16). La línea punteada separa los valores de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ correspondientes a un espectro contraído (<i>pinched</i>) de los correspondientes a un espectro dilatado (<i>anti-pinched</i>) y toma el valor correspondiente al espectro de radiación del cuerpo negro como referencia.	12
2.6	Fluencia de neutrinos de supernova en función de su energía según (2.26), para una distancia a la supernova de 10kpc. Los valores de los parámetros $\langle E_{\nu} \rangle$ y ε_{ν} se muestran en la tabla 2.1. En el caso de $\nu_{\mu,\tau}$ y sus correspondientes antipartículas, los cuales son representados por ν_x , dado que sus fluencias son iguales, se muestra la suma.	15

- 3.1 Cavidad excavada en la roca donde se encuentra situado el experimento SNO+. La esfera interior de acrílico de 6 m de radio y 5.5 cm de espesor contiene el material sensible del detector. La estructura geodésica exterior es de acero inoxidable y contiene el arreglo de los PMTs. En la parte superior se encuentra un soporte plano al que se ha fijado un sistema de cuerdas que a su vez sostiene a la esfera de acrílico. También se muestra el sistema de barras de acero que soporta la estructura geodésica del arreglo de los PMTs. 23
- 3.2 Segmento de la cadena de desintegración del ^{238}U . Con el color rojo se encuentran señalados los isótopos que producen los decaimientos β más significativos en los estudios de ruido de fondo para detectores de neutrinos. 27
- 3.3 Segmento de la cadena de desintegración del ^{232}Th . Con el color rojo se encuentran señalados los isótopos que producen los decaimientos β más significativos en los estudios de ruido de fondo para detectores de neutrinos. 28
- 4.1 Secciones eficaces totales de dispersión elástica $\nu - e$ del ME, de Dirac y de Majorana, en función de la energía del neutrino incidente. En el caso de las secciones eficaces de Dirac y de Majorana se tomó un valor de la helicidad $s_{\parallel} = -0.55$. Las curvas para $\nu_{\mu,\tau}$ correspondientes al ME y a Majorana tienen valores muy cercanos por lo que parecen superpuestas. 39
- 4.2 Tasas de dispersiones $\nu - e$ respecto a la energía de los neutrinos incidentes, correspondiente al detector SNO+ en su primera fase de funcionamiento (con agua). Se muestran los mapeos, para cada especie, correspondientes al caso en que los neutrinos sean partículas de Dirac y al caso en que sean partículas de Majorana. Se tomó un valor de la helicidad $s_{\parallel} = -0.55$ y una distancia a la supernova $d = 10$ kpc. 39
- 4.3 Tasas totales de dispersiones $\nu - e$ correspondiente al detector SNO+ en su primera fase de funcionamiento (con agua). En el panel izquierdo se muestran respecto a la energía de los neutrinos incidentes y en el panel derecho respecto a la energía de retroceso de los electrones. Para el caso en que los neutrinos sean partículas de Dirac o de Majorana se tomó una helicidad $s_{\parallel} = -0.55$. La distancia a la que ocurre la supernova se supuso $d = 10$ kpc. En color azul se muestra el mapeo para el caso en que los neutrinos posean helicidad $s_{\parallel} = -1$. 40
- 4.4 Histogramas de las energías iniciales de los electrones, correspondientes a 20,000 eventos simulados siguiendo las distribuciones del ME, de Dirac y de Majorana, respectivamente. 41
- 4.5 Histogramas del número de *hits* generados por evento, correspondientes a 20,000 electrones simulados siguiendo las distribuciones energéticas del ME, de Dirac y de Majorana, respectivamente. 42

4.6	Histogramas del número de <i>hits</i> generados por electrón para cinco simulaciones de 1,000 eventos de 5.5 MeV, 6.0 MeV, 7.0 MeV, 10.0 MeV y 12.0 MeV de energía inicial de los electrones, respectivamente. Se consideraron fuentes puntuales localizadas en el centro del detector.	43
4.7	Ajuste lineal de los datos de las simulaciones realizadas para calibrar el Monte Carlo del experimento SNO+. En la parte superior izquierda se encuentra un recuadro con los parámetros del ajuste y sus respectivas incertidumbres. T es la energía cinética inicial de los electrones y N es el número promedio de <i>hits</i> generados por cada electrón simulado.	44
4.8	Distribuciones energéticas de los electrones detectados, correspondientes a 20,000 electrones simulados con los espectros de energía del ME, de Dirac y de Majorana, respectivamente.	44
4.9	Con el color rojo se representa el histograma de la energía detectada correspondiente a 1,000 electrones de energía inicial 6 MeV simulados en el centro del detector SNO+. En negro se muestra la distribución gaussiana a la que fue ajustado el histograma. En la parte superior derecha se muestran los parámetros del ajuste.	46
4.10	Distribuciones para el número de neutrinos detectados correspondientes a los tres casos bajo estudio en el experimento SNO+. En color negro se muestran las correspondientes distribuciones gaussianas a las que fueron ajustados los histogramas. En la parte superior derecha de cada gráfica se encuentran los parámetros del ajuste.	47
4.11	Distribuciones del número de neutrinos que se espera detectar para los tres casos bajo estudio en los experimentos Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO respectivamente.	49
5.1	Distribuciones del número de neutrinos que se espera detectar para los tres casos bajo estudio en los experimentos Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO, respectivamente.	53

Lista de tablas

2.1	Parámetros utilizados para el cálculo de la fluencia de cada especie. En el caso de $\nu_{\mu,\tau}$ y sus correspondientes antipartículas, los cuales son representados por ν_x , se tomó la misma energía media ($\langle E\nu \rangle$), dado que estos son sometidos a similares reacciones de corriente neutra. β_ν es el factor de forma de (2.16) y ε_ν es la energía total emitida en forma de neutrinos de la especie ν	14
2.2	Límites superiores medidos experimentalmente para diferentes momentos magnéticos efectivos de los neutrinos.	20
3.1	Composición química del LAB, líquido centellador utilizado como material sensible en el experimento JUNO, y en el experimento SNO+ a partir de la segunda fase de funcionamiento.	30
4.1	Número total de dispersiones $\nu-e$ calculadas para una distancia a la supernova de 10 kpc. Se tomó una helicidad $s_{ } = -0.55$ para los casos Dirac y Majorana.	41
4.2	Datos de las simulaciones para la calibración del Monte Carlo del detector SNO+. T es la energía inicial de los electrones. N es el número de <i>hits</i> promedio generado por cada electrón. σ_N es la desviación estándar correspondiente a las distribuciones del número de <i>hits</i> obtenidas de cada simulación.	43
4.3	Número promedio de neutrinos que se espera detectar $\langle N_d \rangle$ en cada uno de los experimentos bajo estudio. Se muestran los resultados para los casos ME, Dirac y Majorana correspondientes a cada experimento, con la letra σ se denotan las desviaciones estándares correspondientes a distribuciones gaussianas del número de neutrinos que se espera detectar. Con las siglas IC se denotan los intervalos de confianza correspondientes a los niveles de confianza del 90%, 95% y 99% respectivamente.	50

Capítulo 1

Introducción

Los neutrinos son las partículas más abundantes en el universo después de los fotones dado que cuentan con numerosas fuentes; existen neutrinos provenientes de las estrellas desde la fase de fusión del hidrógeno, como por ejemplo los neutrinos solares, otros se crean en la tierra debido al decaimiento beta; por otro lado en la etapa final de la vida de las estrellas se crea un gran flujo de neutrinos en el proceso conocido como supernova, entre muchas otras fuentes. El estudio de estas partículas presupone un gran reto experimental debido a sus pequeñas secciones eficaces de interacción, por esta razón los esfuerzos de varias colaboraciones científicas internacionales se han enfocado en el diseño y construcción de detectores con varias toneladas de material activo para lograr su detección. Las interrogantes que se encuentran aún abiertas en la física de neutrinos, como son por ejemplo: su naturaleza, sus masas, la jerarquía entre las masas y el momento magnético, son la motivación de varias investigaciones actuales y pueden ser resueltas mediante el estudio de los flujos provenientes de las supernovas. En este fenómeno astrofísico se crean neutrinos de todas las especies con un espectro de energías del orden de los MeV, los cuales se llevan aproximadamente el 99% de la energía liberada [1], además, el intenso campo magnético que se crea en el proceso del colapso del núcleo de una estrella podría ser capaz de polarizar a los neutrinos [2].

En esta tesis se pretende evaluar la posibilidad de estudiar la naturaleza de los neutrinos a través de la detección del flujo proveniente de las supernovas en los experimentos: SNO+ [3], Super-K [4], Hyper-K [5], DUNE [6] y JUNO [7]. La idea está motivada por la hipótesis de que el campo magnético que se crea en las supernovas es lo suficientemente potente como para polarizar a los neutrinos que son creados en este ambiente, lo cual genera diferencias entre las secciones eficaces de dispersión elástica con los electrones, predichas teóricamente por Dirac y por Majorana. De esta manera, el número de neutrinos que se espera detectar a través de la dispersión elástica neutrino-electrón ($\nu - e$) para cada caso (Dirac y Majorana), podrían ser lo suficientemente distintos como para que los intervalos de confianza con que se predicen (90%, 95% y 99%)

no se superpongan, lo que permitiría establecer regiones en las que se podría identificar su naturaleza. También se tiene en cuenta la posibilidad de que el momento magnético de los neutrinos sea tan pequeño que ni siquiera el intenso campo magnético que se crea en las supernovas sea capaz de polarizarlos, y en este sentido se estudia el número de neutrinos que deben ser detectados para este caso.

Con el fin de alcanzar el objetivo de este trabajo se llevaron a cabo las siguientes tareas específicas:

1. *Estudio de un modelo teórico actual para el flujo de neutrinos proveniente de las supernovas (sin tener en cuenta los efectos de la oscilación de los neutrinos).*
2. *Estudio de las diferencias predichas entre las secciones eficaces de dispersión elástica $\nu - e$ de Dirac, Majorana y el Modelo Estándar; así como la suposición de un modelo teórico para los factores que causan estas diferencias, como son el campo magnético de la supernova y el momento magnético efectivo de los neutrinos.*
3. *Determinación de las tasas de dispersiones elásticas de los neutrinos provenientes de una supernova con los electrones del material sensible de un detector determinado asumiendo conocidas: la distancia a la que ocurre la supernova, la masa del material sensible del detector, la composición química del material sensible y la helicidad de los neutrinos.*
4. *Estimación del número de neutrinos que se espera detectar en cada uno de los experimentos bajo estudio y establecimiento de los intervalos de confianza del 90%, 95% y 99%, referentes a cada caso.*

Este documento está estructurado de la siguiente manera: En el **capítulo 2** se describe el escenario clásico del colapso del núcleo de una estrella, a través del cual se obtiene el modelo teórico del flujo de neutrinos de supernovas; luego se discuten las secciones eficaces consideradas y el procedimiento analítico mediante el cual se determinan las tasas de dispersiones y por tanto el número total de neutrinos dispersados, finalmente se presenta el modelo teórico asumido para los factores que intervienen en la polarización de los neutrinos (el momento magnético efectivo de los neutrinos y el campo magnético de la supernova). En el **capítulo 3** se plantean las especificidades del problema a resolver y las características fundamentales de los experimentos considerados para el estudio de la naturaleza de los neutrinos. Posteriormente se describen los software utilizados para realizar el estudio de simulación y análisis de datos y finalmente el método utilizado para la estimación del número de neutrinos que se espera detectar. En el **capítulo 4** se describe el procedimiento realizado para cumplir las metas de este trabajo y simultáneamente se presentan y discuten los resultados obtenidos.

Capítulo 2

Emisión de neutrinos de supernovas y su detección en la Tierra

En la primera sección de este capítulo se presenta una descripción cualitativa de los procesos de formación y emisión de neutrinos en una supernova. El estudio se enfoca en los progenitores con núcleos de Fe que son sometidos a las siguientes etapas:

- **Inicio del colapso del núcleo:** En esta fase se ha agotado todo el combustible nuclear fusionable y la fuerza de gravedad de la propia estrella continúa implacable comprimiendo el núcleo de hierro y dando inicio al colapso.
- **Estancamiento de los neutrinos y rebote del núcleo:** En el proceso del colapso se crean neutrinos los cuales van a escapar libremente de la estrella debido a su pequeña sección eficaz, esto sucederá hasta que la densidad del núcleo sea lo suficientemente grande como para que los neutrinos queden retenidos y la velocidad de contracción disminuya. Luego las capas exteriores de la estrella impactarán en el núcleo comprimiéndolo aún más y rebotarán creando un frente de onda de choque que se propagará hacia el exterior de la estrella. Si la onda tiene la suficiente energía como para propagarse a través de las capas exteriores ocurrirá una explosión inmediata. En este estudio se asume una segunda opción donde la onda no tiene la energía suficiente y se estanca en capas relativamente cercanas al núcleo.
- **Fase de acreción:** Una vez que la onda fue disipada, la materia de las capas exteriores de la estrella continúa contrayendo al plasma creado en el rebote del núcleo, esto causa la emisión de neutrinos de todas las especies.
- **Resurgimiento de la explosión y fase de enfriamiento:** Parte de los neutrinos creados en la fase de acreción serán absorbidos en cierta capa, reenergizándola; de esta manera se revive la onda, la cual expulsa las capas exteriores de la estrella y la fase de acreción llega a su final. A partir de este momento la luminosidad de los neutrinos disminuye hasta que ya no se emitan más, el resultado es una estrella de neutrones la cual se sustentará por la presión de degeneración de los neutrones.

En la siguiente sección se determina cuantitativamente el espectro analítico de emisión de los neutrinos y la fluencia, sin tener en cuenta los efectos de la oscilación de los neutrinos; de esta manera se dejan sentadas las bases para el cálculo de las tasas de eventos de dispersión de neutrinos con los electrones del material de un detector localizado en la Tierra, aspecto que será discutido en la sección 2.3. Por último en la sección 2.4 se presenta el mecanismo mediante el cual los neutrinos pueden ser polarizados en su paso a través del campo magnético que se crea en una supernova.

2.1 Descripción clásica del colapso del núcleo de hierro de una estrella

Durante las primeras etapas de la vida de una estrella, la fusión del hidrógeno en helio en su núcleo es el proceso encargado de contrarrestar la fuerza gravitatoria de la propia estrella, lo cual la mantiene en un estado estable. Cuando el hidrógeno se comienza a agotar las reacciones de fusión se ralentizan y la estrella comienza a contraerse, es entonces cuando se inicia el proceso conocido como degeneración electrónica, en el cual los electrones son obligados a ocupar estados de menor energía, lo que crea una presión efectiva que es contraria a la fuerza de gravedad. La degeneración electrónica continuará hasta que todos los niveles electrónicos mas bajos, permitidos por el Principio de Exclusión de Pauli, sean ocupados. Si la estrella tiene una masa superior al límite de Chandrasekhar entonces el colapso continuará y la estrella pasará a la fase de estrella de neutrones, de lo contrario la estrella resultante será una enana blanca. También existe un límite de masa a partir del cual la estrella colapsará en un agujero negro [8].

Mucho antes de que la estrella se convierta en una estrella de neutrones y a medida de que la contracción continúe, se van a ir creando las condiciones para que varios procesos de fusión puedan ocurrir y entonces el colapso se detenga hasta que el material fusionable se vuelva a agotar. La siguiente fusión que ocurre es la de núcleos de helio en carbono u oxígeno, luego estos se fusionarán para formar núcleos cada vez más pesados hasta que la última etapa se alcance, la quema del silicio y el azufre. Finalmente el núcleo estará compuesto por elementos del grupo Fe. La figura 2.1 tomada de [9] muestra la estructura de cebolla de un progenitor que ha agotado por completo el combustible nuclear de su centro y en cada capa se muestran las diferentes etapas por las que trascurrió el núcleo.

2.1.1 Inicio del colapso

Después de que el silicio y/o el azufre se ha agotado el núcleo está compuesto por elementos pesados del grupo Fe, la presión generada por la fusión ya no existe para oponerse al colapso y por tanto continúa la contracción a causa de la presión ejercida por la fuerza de gravedad. Cuando se alcanzan temperaturas del orden de 10^{10}K , los fotones

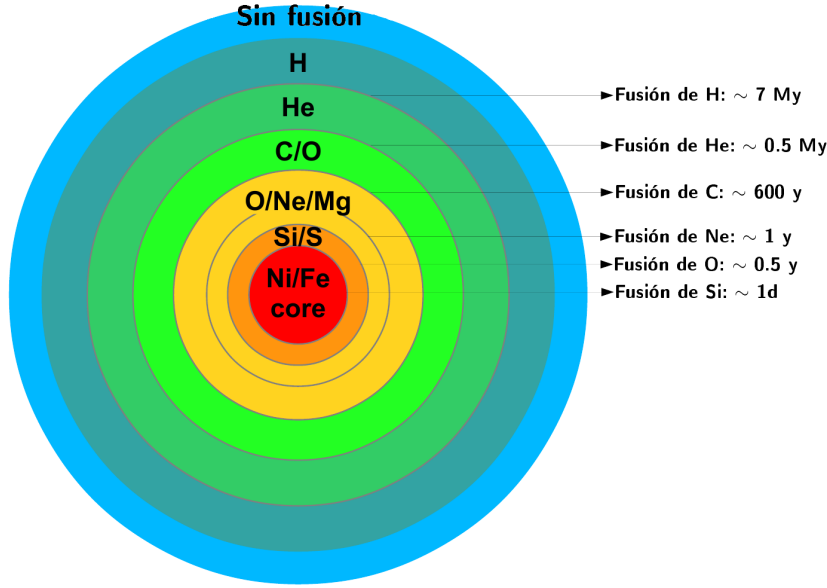
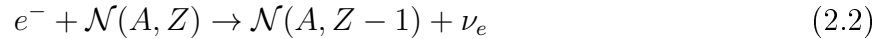


Figura 2.1: Estructura de una estrella antes del comienzo del colapso de su núcleo de Fe. En la parte derecha se muestra el tiempo que demora cada etapa de fusión, los cuales fueron calculados para una estrella de $25M_{\odot}$. Cada región está etiquetada con los elementos más abundantes producidos por la fusión.

térmicos se vuelven lo suficiente energéticos como para desintegrar los núcleos pesados en partículas alfas y nucleones libres [10, 11], donde se emplea gran parte de la energía térmica en superar la energía de enlace de los nucleones en el núcleo a través de reacciones del tipo



Debido a la desintegración, la energía de Fermi de los electrones degenerados se eleva y se crea un ambiente propicio para la captura electrónica, ya sea mediante la reacción



o en protones libres:



Los ν_e creados escapan libremente disminuyendo aún más la energía térmica del núcleo y adicionalmente se reduce la presión y el número de electrones. Otros procesos como la formación de pares $e^{-}e^{+}$ van a tomar lugar privando al núcleo de su energía a través de la pérdida de $\nu\bar{\nu}$, aunque no en la misma medida que la captura electrónica. A causa de estas fugas de energía y de la energía invertida en la desintegración, la evolución del núcleo se va a desacoplar de la evolución de las capas exteriores [9], contrayéndose mas rápido, lo que elimina el soporte de estas capas haciéndolas viajar hacia el centro con velocidades supersónicas de caída libre [10].

2.1.2 Estancamiento de los neutrinos y rebote del núcleo

Cuando la densidad del núcleo que continúa contrayéndose es del orden de $10^{11} \text{ g.cm}^{-3}$ aumentan las dispersiones de los neutrinos, quedando atrapados por la materia colapsante.

En este momento la contracción del núcleo se desacelera y se vuelve homogénea con una velocidad proporcional a su radio. Luego de varios milisegundos el centro alcanza densidades aproximadas a las del núcleo atómico, donde los núcleos pesados se disolvieron para formar un medio nuclear uniforme [10, 11]. A partir de este punto aumenta la incompresibilidad debido a la componente repulsiva de la fuerza nuclear. Esto crea un frente de choque para las capas exteriores que continúan cayendo. Una vez que toda esa materia se precipita contra el núcleo este se contrae aún más y se crea un frente de onda esférico que viaja hacia afuera a través de la materia colapsada. Debido al choque, gran parte de la energía cinética de las capas exteriores se disipa en comprimir aún más el núcleo hasta que se alcanzan densidades mayores a la del núcleo atómico, donde la contracción se detiene; también se invierte energía en calentar la materia colapsante, formándose así un plasma de n, p, e, γ alrededor del núcleo de la naciente PNS (estrella de neutrones y protones).

A través de este medio la onda de choque se propaga propiciando la captura electrónica por protones libres, los ν_e creados por el frente de onda seguirán atrapados en su mayoría detrás del mismo, hasta que se alcancen densidades lo suficientemente bajas para que estos se difundan de manera independiente a la onda de choque y así la misma se debilita hasta que se estanca en las capas que son transparentes a los ν_e . El proceso en el que se escapa esta gran cantidad de ν_e se conoce como **Ráfaga de Desleptonización** [11] y es la que se lleva, en mayor medida, la energía de la onda. Dado que los neutrinos tienen secciones eficaces muy pequeñas la onda se estanca en capas cercanas al núcleo, debido a que estos se escapan libremente en esta zona.

2.1.3 Fase de acreción

Una vez que la onda de choque se disipó, el plasma resultante del choque es calentado por la contracción que continúa. La pérdida dramática de ν_e en el proceso de desleptonización lleva a una caída en el número leptónico del electrón, lo que incrementa la concentración de e^+ . De esta manera se crean las condiciones necesarias para la producción de neutrinos de todas las especies a través de las diversas reacciones, los cuales se van a difundir desde el núcleo de la PNS hacia las capas exteriores. Estas reacciones son la captura positrónica por neutrones libres:



nucleón-nucleón bremsstrahlung:



electrón(positrón)-nucleón bremsstrahlung:



aniquilación de pares:

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}, \quad (2.7)$$

decaimiento plasmónico:

$$\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}, \quad (2.8)$$

y la fotoaniquilación:

$$\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}, \quad (2.9)$$

sumado a la captura electrónica (ecuación(2.3)). Dado que los ν_e y los $\bar{\nu}_e$ son creados adicionalmente en las reacciones de captura (2.3) y (2.4), sus luminosidades son mayores en esta fase.

Los neutrinos son creados en equilibrio térmico en las capas más internas de la PNS, y se mantienen en este estado hasta que alcanzan capas de densidades y temperaturas más bajas, donde comienzan a difundirse por dispersiones elásticas con los nucleones ($\nu N \leftrightarrow \nu N$) hasta que pueden dejar la estrella libremente. En el caso de los ν_e y $\bar{\nu}_e$, dado que pueden someterse a reacciones de corriente cargada (ecuaciones (2.3), (2.4) y las reacciones inversas) además de a las reacciones de corriente neutra (ecuaciones (2.5-2.9) y las reacciones inversas), estos van a permanecer en equilibrio térmico poco antes de desacoplarse de la materia, por lo que su espectro será aproximadamente térmico como el espectro de radiación del cuerpo negro y estará caracterizado por la temperatura de la capa que atraviesan antes de salir libremente. La esfera a partir de la cual los neutrinos pueden viajar libremente es conocida comúnmente como neutrino-esfera o transporte-esfera. En el caso de las restantes especies de neutrinos (ν_x) el proceso de difusión es ligeramente diferente: puesto que estos solo pueden interactuar a través de reacciones de corriente neutra van a mantenerse en equilibrio térmico con la materia hasta que se alcancen temperaturas lo suficientemente bajas para que estas reacciones se apaguen o congelen [10]. La esfera a partir de la cual los neutrinos dejan de estar en equilibrio térmico con la materia de la PNS es comúnmente llamada esfera de energía. Dado que las reacciones de corriente neutra dejan de ocurrir a densidades aún muy altas como para que los neutrinos viajen libremente, estos continuarán difundándose mediante dispersiones con nucleones, ver figura 2.2 tomada de [12], en las cuales no se transmite la energía suficiente como para que se establezca el equilibrio térmico; por esta razón el espectro energético de los ν_x no se puede considerar como el de un cuerpo negro, sino que se estima que es más fino y corrido hacia valores de energía media menores [12, 13]. El corrimiento hacia energías medias menores se puede entender porque en el proceso de difusión los neutrinos ceden parte de su energía a la materia más fría, por otro lado el hecho de que el espectro sea más estrecho se debe a que la sección eficaz de dispersión $\nu - N$ depende de E^2 , por lo que los neutrinos que van a tener más probabilidad de interactuar y ceder energía serán los de mayor energía, de esta forma el espectro se va a amontonar hacia energías menores. Ver figura 2.3 tomada de [12].

Otro aspecto importante a analizar en esta fase es la jerarquía que existe entre las diferentes especies con respecto a la energía media y la luminosidad. En el primer caso se puede observar en la figura 2.2 que los ν_e y los $\bar{\nu}_e$ se mantienen en equilibrio térmico con la materia de la PNS hasta capas más exteriores que los ν_x , por lo que la temperatura que ellos alcanzan antes de desacoplarse de la materia es menor que la de los ν_x y por tanto, si consideramos que en esta fase los espectros son térmicos, la energía media de los ν_e y los $\bar{\nu}_e$ también será menor que la de los ν_x , por otro lado la secciones eficaces para las reacciones $\nu_e n \leftrightarrow pe^-$ son ligeramente mayores que las secciones eficaces para las reacciones $\bar{\nu}_e p \leftrightarrow ne^+$ por tanto los ν_e se van a desacoplar de la materia poco después que los $\bar{\nu}_e$, siendo así, la jerarquía para la energía media queda de la siguiente manera:

$$\langle E_{\nu_x} \rangle > \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle \gtrsim \langle E_{\nu_e} \rangle. \quad (2.10)$$

Con respecto a la luminosidad se puede decir que dado que las reacciones de corriente neutra (mediante las cuales se crean neutrinos de todas las especies) se apagan antes que las reacciones de corriente cargada (mediante las cuales solo se crean ν_e y $\bar{\nu}_e$) los ν_e y $\bar{\nu}_e$ van a tener una mayor luminosidad que los ν_x . Además, debido a que en el ambiente de la PNS existen más e^- que e^+ , la luminosidad de ν_e es mayor que la del $\bar{\nu}_e$. Lo anteriormente dicho se puede resumir en la siguiente expresión:

$$\mathcal{L}_{\nu_x} < \mathcal{L}_{\bar{\nu}_e} < \mathcal{L}_{\nu_e}. \quad (2.11)$$

2.1.4 Resurgimiento de la explosión y fase de enfriamiento

Durante la fase de acreción no solo se emiten neutrinos sino que, como hemos visto hasta ahora, también se absorben. En dependencia de la diferencia que exista entre las tasas de absorción y de emisión en cada región de la PNS, esta se enfriará o calentará en función del tiempo. Por esta razón existen dos procesos que entran en competencia: el enfriamiento de la estrella por pérdida de neutrinos y el calentamiento por la absorción [9]. En las zonas cercanas a la neutrino-esfera predomina el enfriamiento, pero entre la esfera de energía de las reacciones de corriente neutra y la neutrino-esfera predomina la captura de ν_e y $\bar{\nu}_e$ por medio de las reacciones inversas de (2.3) y (2.4) respectivamente. Si la energía absorbida es del orden de $10^{50} - 10^{51}$ erg entonces es suficiente para que se reviva la onda [14]. El mecanismo mediante el cual se revive la onda todavía se encuentra bajo discusión pero hasta el momento el calentamiento por neutrinos es el más aceptado [11, 14–16].

La fase de acreción llega a su final con la explosión, la cual expulsa las capas más externas de la PNS. Después de esto, debido a que no se va a acumular mucha más masa hacia el centro de la estrella, comenzará la fase de enfriamiento, dirigida por la pérdida de energía mediante neutrinos. La luminosidad caerá de manera exponencial hasta que la naciente estrella de neutrones se vuelva completamente transparente a la emisión de neutrinos y la

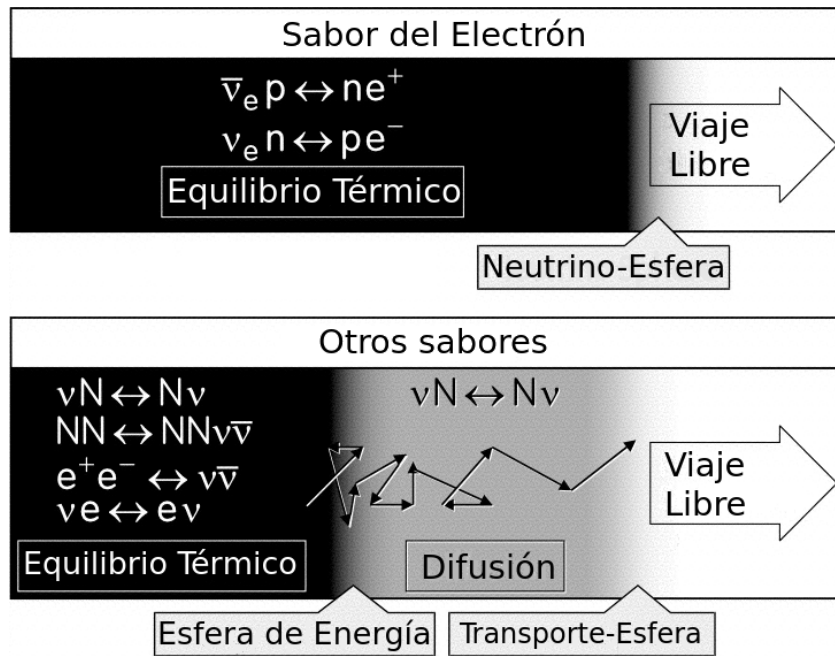


Figura 2.2: Representación esquemática de la formación del espectro de neutrinos en la fase de acreción. En la parte superior se muestra que para el caso de $\nu_e (\bar{\nu}_e)$ la esfera de energía coincide con la transporte-esfera, por lo que el espectro se puede considerar aproximado al de un cuerpo negro. En la parte inferior se muestra que para los restantes sabores las reacciones que favorecen mayormente el equilibrio térmico se apagan mucho antes de que los neutrinos puedan viajar libremente.

misma se autosostenga por la presión de degeneración de los neutrones. Desde el comienzo de la fase de enfriamiento la jerarquía entre las energías medias se va disolviendo a causa de que la temperatura de la PNS, como función del radio, permanece aproximadamente constante y esto causa que las esferas de energía de cada una de las especies tengan aproximadamente el mismo radio [9].

2.1.5 Resumen

A partir del escenario anteriormente expuesto de explosión de supernova se puede afirmar que los neutrinos juegan un papel importante, siendo imprescindibles desde el inicio del colapso hasta que la estrella se convierta en una estrella de neutrones. La emisión de neutrinos es responsable de llevarse aproximadamente el 99% de la energía gravitatoria liberada, cerca del 1% es expulsada por la onda de choque y aproximadamente el 0.1% se emite en forma de radiación electromagnética [9]. En la primera etapa de la supernova (**Inicio del colapso del núcleo**) el espectro de neutrinos se estima sea degenerado debido a que la densidad del núcleo no es lo suficientemente grande como para que los ν_e puedan alcanzar el equilibrio térmico y por tanto estos escapan libremente una vez que son creados. Luego de la **ráfaga de desleptonización**, durante la **Fase de acreción**, el espectro se considera cuasi-térmico

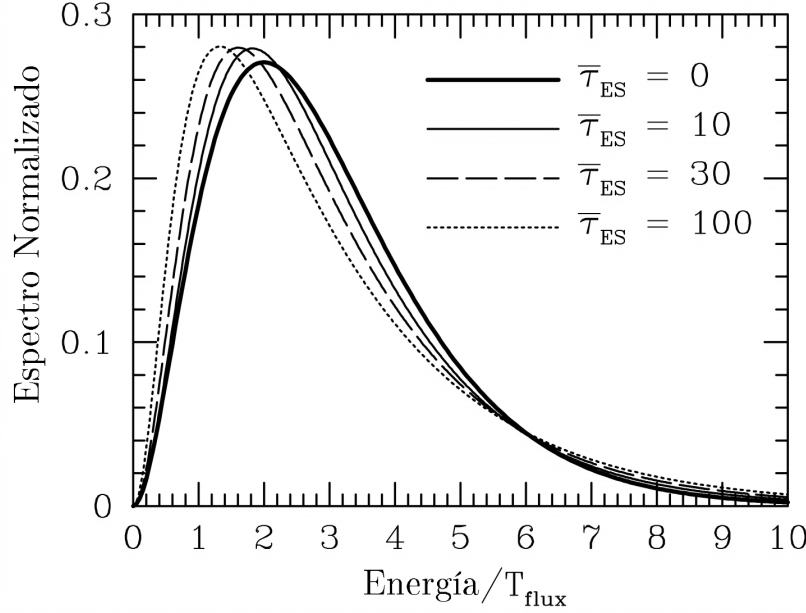


Figura 2.3: Espectros energéticos de neutrinos. $\bar{\tau}_{ES}$ representa la distancia entre la esfera de energía y la neutrino-esfera. Para $\bar{\tau}_{ES} = 0$ tenemos el espectro de radiación de un cuerpo negro. T_{flux} es la temperatura del flujo de neutrinos.

caracterizado por la temperatura de la capa que atraviesan los neutrinos antes de salir libremente. En esta fase estará fuertemente marcada una jerarquía entre las energías medias y las luminosidades de las distintas especies, la cual se disolverá en la última fase, la **Fase de enfriamiento**.

2.2 Espectro analítico de neutrinos de Supernova

Con el objetivo de cuantificar la cantidad de neutrinos que se emiten en el colapso del núcleo de una supernova se define el flujo de neutrinos, que no es más que el número de neutrinos emitidos por unidad de energía y por unidad de tiempo:

$$\frac{d^2\Phi_\nu}{dEdt} = N_\nu(t)\varphi_\nu(E, t), \quad (2.12)$$

donde N_ν es el número de neutrinos de la especie ν ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) emitidos por unidad de tiempo y φ_ν es la densidad de probabilidad en el instante de tiempo t , de que se emitan neutrinos con energías entre E y $E + \Delta E$. El número de neutrinos emitidos por unidad de tiempo se puede estimar como la luminosidad de la especie en cuestión \mathcal{L}_ν dividida por la energía media de los neutrinos de dicha especie $\langle E_\nu \rangle$, dado que la luminosidad no es más que la cantidad de energía emitida por unidad de tiempo en forma de neutrinos:

$$N_\nu(t) = \frac{\mathcal{L}_\nu(t)}{\langle E_\nu \rangle(t)}. \quad (2.13)$$

Por otro lado φ_ν se obtiene al normalizar la función de distribución energética de los neutrinos:

$$\varphi_\nu(E, t) = \frac{f_\nu(E, t)}{\int_0^\infty f_\nu(E, t) dE}. \quad (2.14)$$

Si consideramos que los neutrinos se emiten con un espectro energético térmico, lo que es correcto a partir de la fase de acreción (sección 2.1), debemos introducir un parámetro que cuantifique el acoplamiento con la materia después de que se emitan desde la esfera de energía, dado que no podemos considerar un espectro de radiación del cuerpo negro. Este parámetro se denomina parámetro de degeneración n_ν y es una magnitud que depende del tiempo y distinta para cada especie. De esta manera el espectro térmico de los neutrinos quedaría expresado

$$f_\nu(E, t) = \frac{E^2}{e^{E/T_\nu(t) - n_\nu(t)} + 1}, \quad (2.15)$$

la ecuación anterior se conoce como la parametrización de Fermi-Dirac.

Si los neutrinos estuvieran en equilibrio térmico con la atmósfera entonces $n_\nu = 0$ y tendríamos el espectro de radiación del cuerpo negro. La introducción de n_ν explica el abultamiento del espectro hacia energías menores (ver figura 2.3).

Para caracterizar la magnitud de la deformación del espectro se puede utilizar el momento de segundo orden sobre el cuadrado del valor medio de la energía $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ [9], lo cual está estrechamente relacionado con el ancho de la distribución. Este parámetro es función de n_ν según la estadística extraída de (2.15) y en [9] se muestra que está acotado para valores negativos de n_ν . Esto indica que a partir de cierto valor de n_ν negativo el espectro no se puede dilatar más (ver figura 2.4 tomada de [9]).

Debido a que la parametrización de Fermi-Dirac no es favorable para reproducir un espectro dilatado en [17] se toma una parametrización alternativa motivada principalmente porque no depende de la temperatura de la estrella sino de la energía media de los neutrinos, lo que la hace más simple:

$$f_\nu(E, t) = \left(\frac{E}{\langle E_\nu \rangle(t)} \right)^{\beta_\nu(t)} \times \exp \left[-(\beta_\nu(t) + 1) \frac{E}{\langle E_\nu \rangle(t)} \right], \quad (2.16)$$

β_ν es un factor de forma que está relacionado con $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$, según (2.16), de la siguiente manera:

$$\frac{\langle E_\nu^2 \rangle(t)}{(\langle E_\nu \rangle(t))^2} = \frac{2 + \beta_\nu(t)}{1 + \beta_\nu(t)}, \quad (2.17)$$

si tomamos $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2 \approx 1.3$, que es el valor para el caso del equilibrio térmico, tenemos que $\beta_\nu \approx 2.3$. Graficando la dependencia de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ con β_ν obtenemos que en este caso

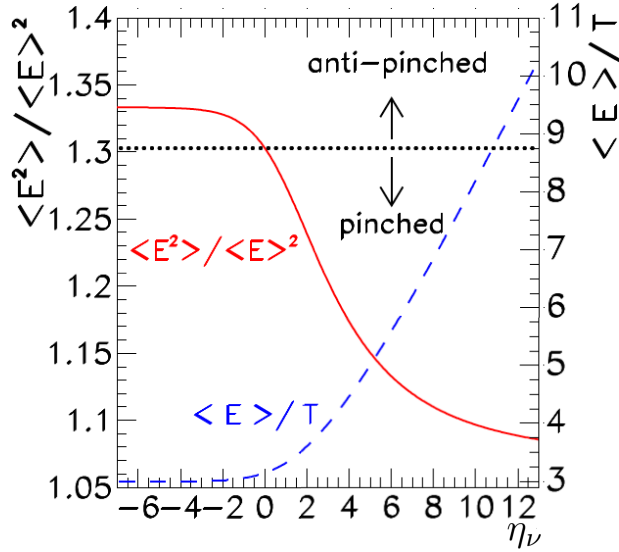


Figura 2.4: Dependencias de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ y $\langle E \rangle / T$ con n_ν para un espectro de Fermi-Dirac (ecuación (2.15)). La línea punteada separa los valores de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ correspondientes a un espectro contraído (*pinched*) de los correspondientes a un espectro dilatado (*anti-pinched*) y toma el valor correspondiente al espectro de radiación del cuerpo negro como referencia.

no existe un comportamiento asintótico, sino que efectivamente se pueden reproducir espectros contraídos (térnicos) y dilatados (degenerados) de igual manera con solo variar el valor de β_ν : para valores menores a 2.3 obtenemos un espectro dilatado, en $\beta_\nu = 2.3$ obtenemos el espectro de radiación de un cuerpo negro y para valores mayores que 2.3 obtenemos un espectro contraído. Esto se puede observar en la figura 2.5 tomada de [9].

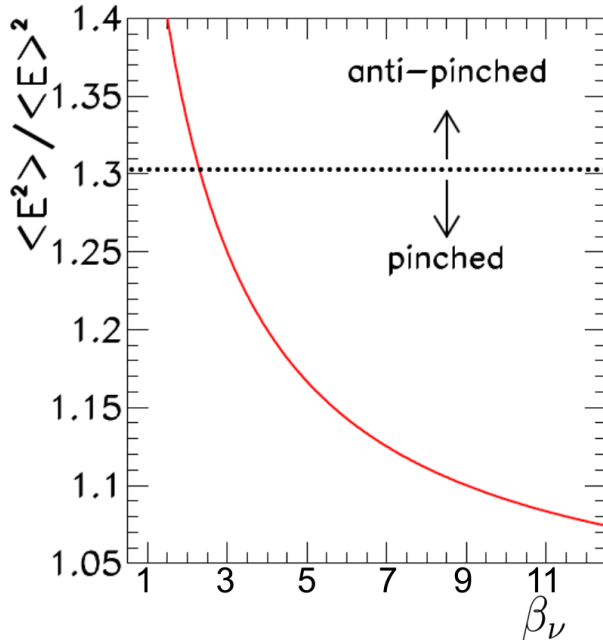


Figura 2.5: Dependencia de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ con β_ν para el espectro (2.16). La línea punteada separa los valores de $\langle E^2 \rangle / \langle E \rangle^2$ correspondientes a un espectro contraído (*pinched*) de los correspondientes a un espectro dilatado (*anti-pinched*) y toma el valor correspondiente al espectro de radiación del cuerpo negro como referencia.

Resolviendo la ecuación anterior para β_ν tenemos

$$\beta_\nu(t) = \frac{2(\langle E_\nu \rangle(t))^2 - \langle E_\nu^2 \rangle(t)}{\langle E_\nu^2 \rangle(t) - (\langle E_\nu \rangle(t))^2} \quad (2.18)$$

y de esta manera (2.16), queda expresada completamente en términos de $\langle E_\nu \rangle$ y de $\langle E_\nu^2 \rangle$.

Normalizando la distribución (2.16) tenemos la función de densidad de probabilidad (*pdf* por sus siglas en inglés) de que se emitan neutrinos de la especie ν con energías comprendidas ente E y $E + \Delta E$ en un intervalo de tiempo comprendido entre t y $t + \Delta t$, con $\Delta E, \Delta t \rightarrow 0$. La normalización la podemos encontrar en [9]:

$$\varphi_\nu(E, t) = \frac{(1 + \beta_\nu(t))^{1+\beta_\nu(t)}}{\Gamma(1 + \beta_\nu(t))} \frac{E^{\beta_\nu(t)}}{(\langle E_\nu \rangle(t))^{\beta_\nu(t)+1}} \exp \left[-(\beta_\nu(t) + 1) \frac{E}{\langle E_\nu \rangle(t)} \right]. \quad (2.19)$$

Sustituyendo (2.19) y (2.13) en (2.12) tenemos la siguiente expresión para el flujo de neutrinos:

$$\frac{d^2\Phi_\nu}{dEdt} = \mathcal{L}_\nu(t) \frac{(1 + \beta_\nu(t))^{1+\beta_\nu(t)}}{\Gamma(1 + \beta_\nu(t))} \frac{E^{\beta_\nu(t)}}{(\langle E_\nu \rangle(t))^{\beta_\nu(t)+2}} \exp \left[-(\beta_\nu(t) + 1) \frac{E}{\langle E_\nu \rangle(t)} \right]. \quad (2.20)$$

Con el objetivo de simplificar el estudio, en este trabajo se implementa la aproximación propuesta en [18], donde se tomaron valores constantes para $\beta_\nu(t)$ y $\langle E_\nu \rangle(t)$. Esta aproximación se sustenta por simulaciones realizadas por el Grupo de Simulación del Colapso del Núcleo del Instituto de Astrofísica Max Planck, localizado en Garching, donde se observa que la dependencia temporal de los parámetros antes mencionados es cercana a los valores escogidos; las gráficas de estas dependencias se pueden encontrar en [9]. El grupo de simulación de Garching también reportó sus resultados en tablas con los valores de $\langle E_\nu \rangle(t)$, $\langle E_\nu^2 \rangle(t)$ y $\langle E_\nu^3 \rangle(t)$, las cuales pueden ser encontradas en [19]. En la tabla 2.1 se muestran los valores escogidos y podemos decir que la elección de $\beta_\nu = 3$ concuerda con el esquema teórico presentado en la sección 2.1, donde se concluyó que sólo en las primeras etapas de la supernova el espectro era degenerado, siendo térmico a partir de la fase de acreción. Siendo así la (2.19) queda expresada

$$\varphi_\nu(E, t) = \frac{128}{3} \frac{E^3}{(\langle E_\nu \rangle)^4} e^{-4E/\langle E_\nu \rangle}, \quad (2.21)$$

y por tanto

$$\frac{d^2\Phi_\nu}{dEdt}(E, t) = \mathcal{L}_\nu(t) \frac{128}{3} \frac{E^3}{(\langle E_\nu \rangle)^5} e^{-4E/\langle E_\nu \rangle}. \quad (2.22)$$

Si se desea encontrar el número de neutrinos de la especie ν emitidos por la supernova por unidad de energía (dN_ν^{src}/dE), entonces se debe integrar la expresión anterior por el tiempo que dura la supernova:

$$\frac{dN_\nu^{src}}{dE}(E) = \int_{t_0}^{t_f} \mathcal{L}_\nu(t) \frac{128}{3} \frac{E^3}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E/\langle E_\nu \rangle} dt, \quad (2.23)$$

y teniendo en cuenta que $\int_{t_0}^{t_f} \mathcal{L}_\nu(t) dt = \varepsilon_\nu$, donde ε_ν es la energía total emitida en forma de neutrinos de la especie ν , tenemos que

$$\frac{dN_\nu^{src}}{dE}(E) = \frac{128}{3} \frac{\varepsilon_\nu E^3}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E/\langle E_\nu \rangle}. \quad (2.24)$$

En una supernova se emiten alrededor de 3×10^{53} erg de energía [10] en forma de neutrinos de las seis especies durante aproximadamente 10 s, y en este trabajo, al igual que en [18], se asume que en cada especie se emite la misma cantidad de energía total, o sea 50 foe (1 foe = 10^{51} erg) por cada una (ver tabla 2.1).

Con el objetivo de cuantificar el flujo de neutrinos, integrado temporalmente, que arriba a la Tierra desde una supernova que se encuentra a una distancia d de la misma, se define una magnitud llamada fluencia [9], denotada por la letra λ , mediante la siguiente expresión:

$$\lambda_\nu(E) = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{dN_\nu^{src}}{dE}(E), \quad (2.25)$$

Teniendo en cuenta (2.24) la ecuación anterior se transforma de la siguiente manera:

$$\lambda_\nu(E) = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{128}{3} \frac{\varepsilon_\nu E^3}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E/\langle E_\nu \rangle}. \quad (2.26)$$

En la figura 2.6 se muestran los perfiles de la fluencia para cada especie de neutrinos, donde fue tomada una distancia a la supernova de 10 kpc. Los demás parámetros involucrados en la expresión anterior se muestran en la tabla 2.1.

Tabla 2.1: Parámetros utilizados para el cálculo de la fluencia de cada especie. En el caso de $\nu_{\mu,\tau}$ y sus correspondientes antipartículas, los cuales son representados por ν_x , se tomó la misma energía media ($\langle E_\nu \rangle$), dado que estos son sometidos a similares reacciones de corriente neutra. β_ν es el factor de forma de (2.16) y ε_ν es la energía total emitida en forma de neutrinos de la especie ν .

Sabor	$\langle E_\nu \rangle$ [MeV]	β_ν	ε_ν [foe]
ν_e	12.0	3.0	50.0
$\bar{\nu}_e$	15.0	3.0	50.0
$\sum \nu_x$	18.0	3.0	200.0

2.3 Dispersión elástica neutrino-electrón

La dispersión elástica de neutrinos provenientes de una supernova con los electrones del material sensible de un detector es posible para todas las energías de los neutrinos, dado

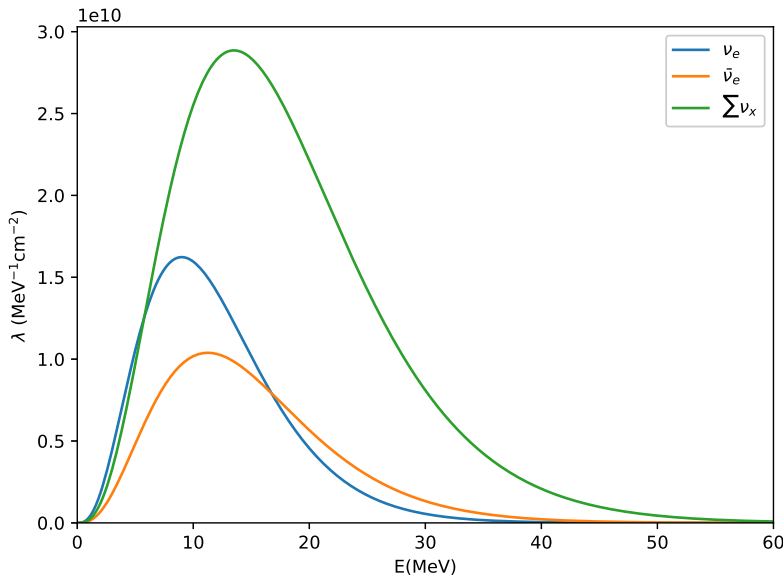


Figura 2.6: Fluencia de neutrinos de supernova en función de su energía según (2.26), para una distancia a la supernova de 10kpc. Los valores de los parámetros $\langle E_\nu \rangle$ y ε_ν se muestran en la tabla 2.1. En el caso de $\nu_{\mu,\tau}$ y sus correspondientes antipartículas, los cuales son representados por ν_x , dado que sus fluencias son iguales, se muestra la suma.

que las energías de enlace de los electrones con los núcleos son despreciables ante energías del orden de los MeV (ver figura 2.6 y tabla 2.1), por esta razón los electrones se consideran libres. Existen dos observables en experimentos donde se mida la dispersión elástica neutrino-electrón ($\nu - e$): la energía de retroceso de los electrones T y el ángulo de dispersión θ de los electrones con respecto a la dirección de incidencia de los neutrinos. Para un valor E de la energía del neutrino incidente, el ángulo de dispersión se relaciona con la energía cinética del electrón de retroceso mediante la siguiente expresión:

$$\cos \theta = \frac{E + m_e}{E} \left[\frac{T}{T + 2m_e} \right]^{1/2}. \quad (2.27)$$

En el caso de mayor transferencia de energía $\theta = 0$, por tanto obtenemos que la energía de retroceso de los electrones cumple con la siguiente relación:

$$T \leq \frac{2E^2}{2E + m_e} = T^{max}. \quad (2.28)$$

De igual manera podemos establecer, a partir de la condición de máxima transferencia de energía, una cota mínima para la energía del neutrino incidente, necesaria para obtener un electrón dispersado con energía cinética T . Por tanto

$$E \geq \frac{T + \sqrt{T(T + 2m_e)}}{2} = E^{min}. \quad (2.29)$$

La sección eficaz diferencial de interacción débil con respecto a la energía de retroceso de los electrones, según el Modelo Estándar (ME) [20], es:

$$\frac{d\sigma_\nu^S}{dT}(E, T) = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left\{ (g_V^{\nu_l} + g_A^{\nu_l})^2 + (g_V^{\nu_l} - g_A^{\nu_l})^2 \left(1 - \frac{T}{E}\right)^2 + [(g_A^{\nu_l})^2 - (g_V^{\nu_l})^2] \frac{m_e T}{E^2} \right\}, \quad (2.30)$$

donde las constantes de acoplamiento estándares g_V y g_A se relacionan con el ángulo de mezcla de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} g_V^{\nu_e} &= 2 \sin^2 \theta_W + 1/2 & g_A^{\nu_e} &= 1/2 \\ g_V^{\nu_{\mu,\tau}} &= 2 \sin^2 \theta_W - 1/2 & g_A^{\nu_{\mu,\tau}} &= -1/2, \end{aligned}$$

para los antineutrinos sustituimos $g_A \rightarrow -g_A$. Estas secciones eficaces son del orden de 10^{-43}cm^2 , por lo que son necesarios detectores de gran masa de material activo para poder detectarlos mediante los electrones dispersados.

2.3.1 Secciones eficaces de dispersión de Dirac y de Majorana

Si consideramos que los neutrinos son partículas masivas, las secciones eficaces de dispersión $\nu - e$ de Dirac y de Majorana difieren en términos proporcionales a las masas; debido a que estas son muy pequeñas es prácticamente imposible determinar experimentalmente la naturaleza de Dirac o de Majorana de los neutrinos usando este hecho, dado que el número de eventos esperados en los detectores actuales es prácticamente el mismo para ambos casos. Por otro lado, si además de tener masa distinta de cero, los neutrinos se encuentran polarizados, existen diferencias notables entre las secciones eficaces de Dirac y las de Majorana, las cuales son proporcionales a la helicidad $s_{||}$ de los neutrinos [2]. En efecto, las secciones eficaces diferenciales con respecto a la energía de retroceso de los electrones para el caso de Dirac son:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\nu^D}{dT}(E, T) &= \frac{d\sigma_\nu^D}{dT}(E, T, s_{||} = -1) + (s_{||} + 1) \frac{m_e G_F^2}{4\pi P^3} \left\{ -E \times \right. \\ & \left. [(g_A^{\nu_l} + g_V^{\nu_l})^2 P^2 + (g_A^{\nu_l} - g_V^{\nu_l})^2 (E - T)^2 + ((g_A^{\nu_l})^2 - (g_V^{\nu_l})^2) m_e T] \right. \\ & \left. + m_\nu^2 \left[(g_A^{\nu_l} - g_V^{\nu_l})^2 (E - T) \left(1 + \frac{T}{m_e}\right) - ((g_A^{\nu_l})^2 - (g_V^{\nu_l})^2) T \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

y según Majorana:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\nu^M}{dT}(E, T) &= \frac{d\sigma_\nu^M}{dT}(E, T, s_{||} = -1) + (s_{||} + 1) \frac{m_e G_F^2}{\pi P^3} ET g_A^{\nu_l} g_V^{\nu_l} (T - 2E) \times \\ & \left(1 + \frac{m_\nu^2}{Em_e}\right) \end{aligned} \quad (2.32)$$

[2]. Las expresiones anteriores están escritas en el sistema de referencia del laboratorio, P es el momento lineal de los neutrinos incidentes y $d\sigma_\nu^{D/M}/dT(E, T, s_{||} = -1)$ son las secciones eficaces de Dirac/Majorana de dispersión $\nu - e$ cuando la helicidad de los neutrinos no ha sido afectada por algún campo magnético.

Si consideramos despreciable la masa de los neutrinos ($m_\nu \rightarrow 0$ y por tanto $E \rightarrow P$), dado que experimentalmente aportan una diferencia insignificante al cálculo del número de eventos esperados, tenemos que $d\sigma_\nu^{D/M}/dT(s_{||} = -1) \rightarrow d\sigma_\nu^S/dT$ y las secciones eficaces (2.31) y (2.32) se transforman en las siguientes expresiones, para el caso de Dirac:

$$\frac{d\sigma_\nu^D}{dT}(E, T) = \frac{d\sigma_\nu^S}{dT}(E, T) - (s_{||} + 1) \frac{m_e G_F^2}{4\pi} \left\{ (g_V^\nu + g_A^\nu)^2 + (g_V^\nu - g_A^\nu)^2 \left(1 - \frac{T}{E}\right)^2 + [(g_A^\nu)^2 - (g_V^\nu)^2] \frac{m_e T}{E^2} \right\}, \quad (2.33)$$

y para el caso de Majorana:

$$\frac{d\sigma_\nu^M}{dT}(E, T) = \frac{d\sigma_\nu^S}{dT}(E, T) + (s_{||} + 1) \frac{m_e G_F^2}{\pi} g_A^\nu g_V^\nu T \frac{T - 2E}{E^2}. \quad (2.34)$$

Además se puede observar de las expresiones anteriores que si $s_{||} = -1$ (helicidad con que nacen los neutrinos) se recupera para ambos casos la sección eficaz diferencial del Modelo Estándar (ecuación (2.30)).

Si deseamos obtener la sección eficaz total en función de la energía de los neutrinos solo debemos integrar la sección eficaz diferencial con respecto a la energía de retroceso de los electrones, desde cero hasta el límite superior establecido por (2.28). En general tenemos que

$$\sigma(E) = \int_0^{T^{max}} \frac{d\sigma_\nu}{dT}(E, T) dT, \quad (2.35)$$

En adelante se entenderá que $d\sigma_\nu/dT$ puede ser la sección eficaz diferencial estándar, la de Dirac o la de Majorana.

2.3.2 Tasas de dispersión

En la sección 2.2 se determinó el flujo de neutrinos, integrado temporalmente, que son emitidos por la supernova (número de neutrinos por unidad de energía que son emitidos por la supernova). Si consideramos que los neutrinos se emiten isotrópicamente, la fracción que interactuará con las partículas blanco del material sensible de un detector localizado en la Tierra la podemos estimar dividiendo el producto del número de partículas blanco N_t , con la sección eficaz total, entre el área de la esfera que tiene como centro la supernova y cuyo radio es la distancia entre la supernova y la Tierra ($4\pi d^2$); por tanto tenemos que la tasa de interacciones con las partículas del material sensible de un detector dN_ν^{det}/dE es:

$$\frac{dN_\nu^{det}}{dE}(E) = \frac{N_t \sigma_\nu(E)}{4\pi d^2} \frac{dN_\nu^{src}}{dE}(E) = N_t \sigma_\nu(E) \lambda_\nu(E). \quad (2.36)$$

Además la parte de estos neutrinos que dispersan electrones con energías cinéticas comprendidas entre T y $T + dT$ la podemos obtener sustituyendo, en la expresión anterior, la sección eficaz total de dispersión por la sección eficaz diferencial con respecto a la energía de retroceso de los electrones. De esta forma se obtiene que el número de neutrinos dispersados de la especie ν por unidad de energía de los neutrinos y por unidad de energía de los electrones de retroceso $d^2 N_\nu^{det}/dEdT$, es:

$$\frac{d^2 N_\nu^{det}}{dEdT}(E, T) = \frac{N_t}{4\pi d^2} \frac{d\sigma_\nu}{dT}(E, T) \frac{dN_\nu^{src}}{dE}(E) = N_t \frac{d\sigma_\nu}{dT}(E, T) \lambda_\nu(E). \quad (2.37)$$

Por tanto si deseamos obtener el número de neutrinos que interactúan en un detector determinado por unidad de energía de los electrones de retroceso dN_ν^{det}/dT , debemos realizar la siguiente integración:

$$\frac{dN_\nu^{det}}{dT}(T) = \int_{E^{min}}^{\infty} dE \frac{d^2 N_\nu^{det}}{dEdT}(E, T) = \int_{E^{min}}^{\infty} dE N_t \frac{d\sigma_\nu}{dT}(E, T) \lambda_\nu(E), \quad (2.38)$$

de manera análoga se obtiene la tasa de eventos como función de E (ecuación (2.36)), para esto solo se debe integrar (2.37) con respecto a T entre los límites $T = 0$ y $T = T^{\max}$, y si se desea estimar el número total de neutrinos dispersados se debe realizar la integral doble.

En este trabajo solo se analizará la dispersión elástica de los neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) con los electrones del material sensible de los detectores, por tanto se entiende como tasa total de dispersiones $\nu - e$ a la suma de las tasas correspondientes a las tres especies consideradas:

$$\frac{dN^{det}}{dT} = \frac{dN_{\nu_e}^{det}}{dT} + \frac{dN_{\nu_\mu}^{det}}{dT} + \frac{dN_{\nu_\tau}^{det}}{dT}. \quad (2.39)$$

2.4 Polarización de neutrinos en una supernova

El hecho de que los neutrinos puedan ser polarizados, en primera instancia, puede parecer improbable debido al pequeño momento magnético que se espera que posean [21], pero afortunadamente en la naturaleza existen entornos en los que se crean campos magnéticos lo suficientemente potentes como para lograr este hecho, como por ejemplo en una supernova [2]. En principio cualquier partícula neutra con momento magnético puede cambiar su helicidad al atravesar cierto campo magnético y el cambio está regido por la ecuación de Bargmann-Michel-Telegdi [22], por tanto se tiene que

$$\frac{ds_{\parallel}}{dr} = -2\mu_\nu B_{\perp} s_{\parallel}, \quad (2.40)$$

donde B_{\perp} es la componente del campo magnético perpendicular a la dirección de propagación de los neutrinos y r es la distancia medida desde el centro de la supernova.

Recientemente se han realizado estudios sobre la influencia del campo magnético tanto en el colapso del núcleo como en la explosión de una supernova, en los que se ha concluido que en este duro ambiente, el campo magnético es amplificado [23]. Modelos actuales de evolución estelar predicen campos magnéticos para núcleos de hierros pre-colapsantes, de bajas velocidades de rotación, comprendidos entre $(10^9 - 10^{10})$ G [24] y núcleos que roten a velocidades más altas se espera que posean campos magnéticos mayores. Estos campos serán amplificados desde el inicio del colapso debido a los flujos de turbulencia que enriquecen la cinemática de dicho proceso, alcanzándose valores hasta de 10^{15} G en campos que se extienden varios cientos de kilómetros desde el centro de la estrella [23].

2.4.1 Momento magnético efectivo

Los neutrinos son creados a cierta distancia del detector, con determinado sabor, el cual es una superposición de estados de masa. Por tanto el momento magnético que se puede medir en los experimentos no corresponde a una masa específica sino que es un momento magnético efectivo que tiene en cuenta la mezcla de los neutrinos y la oscilación durante la propagación. Teóricamente el momento magnético efectivo podría ser distinto para neutrinos de Dirac y de Majorana, pero hasta el momento no existen mediciones precisas, solo se han podido establecer, experimentalmente, límites superiores, sin tener en cuenta la naturaleza de los neutrinos, solamente la interacción electromagnética en la dispersión elástica $\nu - e$ (ver tabla 2.2). Por otro lado el Modelo Estándar mínimamente extendido con neutrinos derechos, predice un momento magnético $\mu_{\nu} \lesssim 10^{-19} \mu_B$ para neutrinos de Dirac [25], por lo que el estudio de momentos magnéticos superiores contribuiría a la búsqueda de Nueva Física (incluyendo la posibilidad de que los neutrinos sean de Majorana). Debido a que la magnitud experimentalmente medible es el momento magnético efectivo este será el que intervendrá en (2.40); y según dicha ecuación, suponiendo valores tan pequeños como el predicho para neutrinos de Dirac, el campo magnético de una supernova ($B_{\perp} = 10^{15}$ G) es capaz de polarizar a los neutrinos, alcanzándose un valor de $s_{\parallel} = -0.55$ para $r = 100$ km, ver [2].

Tabla 2.2: Límites superiores medidos experimentalmente para diferentes momentos magnéticos efectivos de los neutrinos.

Método	Experimento	Límite	CL	Referencia
Reactor $\bar{\nu}_e - e^-$	Krasnoyarsk	$\mu_{\nu_e} < 1.4 \times 10^{-10} \mu_B$	90%	[26]
	MUNU	$\mu_{\nu_e} < 9.0 \times 10^{-11} \mu_B$	90%	[27]
	TEXONO	$\mu_{\nu_e} < 7.4 \times 10^{-11} \mu_B$	90%	[28]
	GEMMA	$\mu_{\nu_e} < 2.9 \times 10^{-11} \mu_B$	90%	[29]
Acelerador $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) - e^-$	LSND	$\mu_{\nu_\mu} < 6.8 \times 10^{-10} \mu_B$	90%	[30]
Acelerador $\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau) - e^-$	DONUT	$\mu_{\nu_\tau} < 3.9 \times 10^{-7} \mu_B$	90%	[31]
Solar $\nu_e - e^-$	Super-Kamiokande	$\mu_{\nu_S} < 1.1 \times 10^{-10} \mu_B$	90%	[32]
	Borexino	$\mu_{\nu_S} < 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$	90%	[33]

Capítulo 3

Materiales y métodos

En la primera sección de este capítulo se plantea formalmente el problema a resolver y las suposiciones teóricas tomadas. En las posteriores secciones se describen las características fundamentales de los experimentos considerados para evaluar la posibilidad de realizar el estudio de la naturaleza de los neutrinos, luego se exponen los programas utilizados para las simulaciones y el análisis de los datos correspondientes. Por último se describe el método utilizado para dar solución al ejercicio.

3.1 Planteamiento del problema

La tarea fundamental de este trabajo es caracterizar al experimento SNO+ en cuanto a la búsqueda de diferencias entre el número de eventos que se "espera" detectar, por medio de la dispersión elástica $\nu - e$, en caso de que los neutrinos sean partículas de Dirac o Majorana, dado el hecho de la ocurrencia de una supernova en el vecindario galáctico, la cual logre polarizar a los neutrinos que son creados en su núcleo. También se realiza el estudio para los experimentos Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO para los cuales se asumen valores razonables de la resolución y la eficiencia a determinados valores de energía, dado que no se cuenta con el Monte Carlo de estos detectores para realizar un estudio más detallado. Esta idea surge a partir de que se conoce que las secciones eficaces de dispersión elástica $\nu - e$ son distintas para neutrinos de Dirac y de Majorana. La diferencia entre las secciones eficaces, como se muestra en la sección 2.3.1, depende de la helicidad de los neutrinos. Gracias a que el campo magnético que se forma en las supernovas, se espera que sea lo suficientemente potente como para lograr polarizar a los neutrinos si el momento magnético que estas partículas poseen no es tan pequeño, los números de eventos de dispersión elástica $\nu - e$ que se esperan detectar en determinado experimento, para los casos de Dirac y de Majorana, pueden ser lo suficientemente distintos como para poder identificar el número de eventos observado con algunas de estas estimaciones.

Antes de entrar en detalles es necesario aclarar que para realizar dicho análisis se

supondrán conocidas magnitudes que aún son objeto de estudio en la física contemporánea, dado que no se tienen mediciones precisas sobre ellas, como son: el momento magnético de los neutrinos, el campo magnético de la supernova y el espectro energético de neutrinos de supernovas. Tanto el campo magnético de la supernova como el espectro energético, son magnitudes predichas teóricamente bajo ciertas aproximaciones extraídas de simulaciones para los cuales se asume un valor de 10^{15} G y el espectro térmico descrito por la ecuación (2.25), respectivamente (ver Secciones 2.2 y 2.4); por otro lado sobre el momento magnético de los neutrinos solo se tienen límites superiores establecidos experimentalmente y un límite teórico predicho para el caso en que los neutrinos sean partículas de Dirac: $\mu_\nu < 10^{-19} \mu_B$, en este sentido se tomará este valor para ambos casos (Dirac y Majorana) lo cual trae consigo que si se supone que el campo magnético de la supernova se mantiene constante una distancia de 100 km desde el centro de la estrella, los neutrinos que nacen con helicidad $s_{\parallel} = -1$ sufrirán un cambio regido por la ecuación (2.40) en su viaje a través del campo magnético descrito anteriormente, resultando en una helicidad de $s_{\parallel} = -0.55$, ver sección 2.4.1. Este valor será el asumido para obtener las tasas de dispersiones y demás cálculos correspondientes a ambos casos (Dirac y Majorana).

Por las razones anteriormente expuestas, el estudio realizado solamente muestra el procedimiento a seguir para determinar la naturaleza de los neutrinos experimentalmente en caso de que las magnitudes antes mencionadas sean conocidas; y dado el caso en el que el número de eventos detectados no corresponda a ninguna de las predicciones, serviría para proponer la existencia de Nueva Física. Además, si se determinara por otra vía la naturaleza de los neutrinos, este estudio permitiría acotar los valores para el campo magnético de la supernova o el momento magnético de los neutrinos, así como, a partir del número de eventos detectados, ajustar los parámetros teóricos del flujo de neutrinos de supernovas.

Por último se tiene en cuenta la posibilidad de que el momento magnético de los neutrinos sea tan pequeño que la polarización causada por el campo magnético de la supernova sea insignificante. En este sentido se asume que los neutrinos arriban a la Tierra con helicidad $s_{\parallel} = -1$ por lo que la sección eficaz de dispersión elástica $\nu - e$ sería la propuesta por el ME.

3.2 Experimento SNO+

El experimento SNO+ (*Sudbury Neutrino Observatory + Liquid Scintillator*) se encuentra situado en el laboratorio subterráneo SNOLAB, en Sudbury, Canadá, a una profundidad de aproximadamente 2,092 m. La roca que se encuentra sobre él funciona como blindaje para los muones cósmicos, resultando en una tasa de 63 muones diarios a través de un área circular de 8.3 m de radio. Este experimento utiliza la estructura del detector SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*), la cual consiste en una esfera de acrílico de 6 m de radio

y 5.5 cm de espesor localizada dentro de una cavidad excavada en la roca. La esfera de acrílico, la cual será llenada con aproximadamente 780 ton de líquido centellador (segunda fase del experimento), contiene aproximadamente 1,000 ton de agua ultrapura actualmente (primera fase del experimento) y se encuentra rodeada por aproximadamente 9,500 PMTs (tubos fotomultiplicadores), soportados por una estructura geodésica de acero inoxidable de aproximadamente 8.9 m de radio [3]. El volumen entre la esfera de acrílico y la estructura de acero se encuentra lleno con aproximadamente 7,000 ton de agua ultrapura, lo cual funciona como blindaje para la radiación proveniente de la roca y del arreglo de los PMTs. El resto de la cavidad también se encuentra lleno de agua. La esfera de acrílico se sostiene por dos sistemas de cuerdas: uno superior que mantiene su peso y otro inferior que se encuentra fijo al piso de la cavidad para compensar la fuerza de empuje hacia arriba que creará el líquido centellador debido a que es menos denso que el agua que lo rodea. En la figura 3.1 tomada de [34] se muestra la estructura del detector.

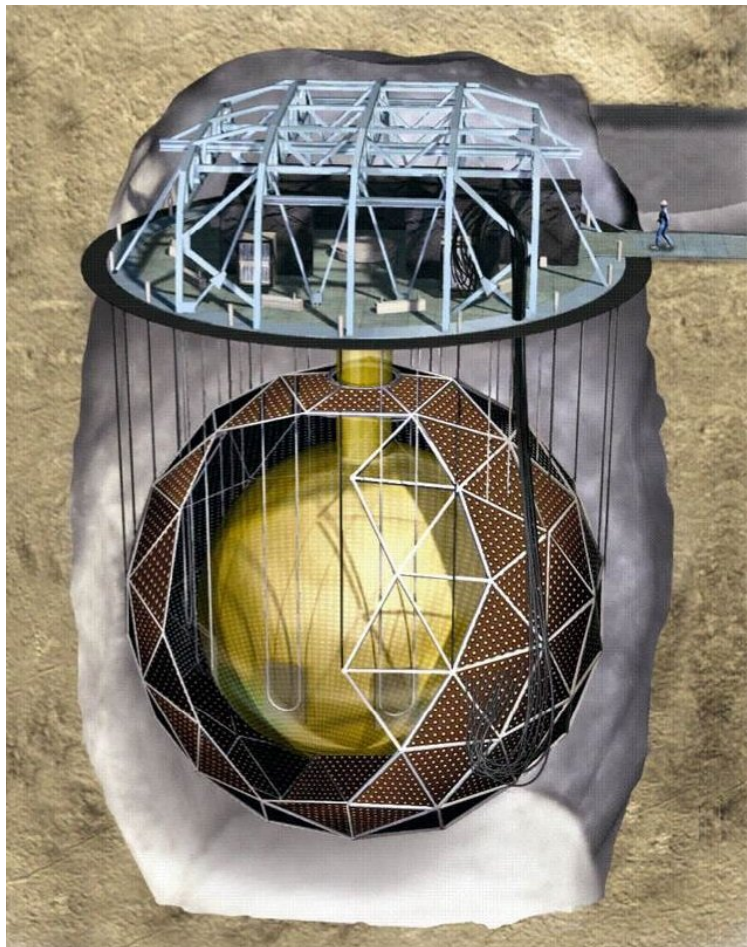


Figura 3.1: Cavidad excavada en la roca donde se encuentra situado el experimento SNO+. La esfera interior de acrílico de 6 m de radio y 5.5 cm de espesor contiene el material sensible del detector. La estructura geodésica exterior es de acero inoxidable y contiene el arreglo de los PMTs. En la parte superior se encuentra un soporte plano al que se ha fijado un sistema de cuerdas que a su vez sostiene a la esfera de acrílico. También se muestra el sistema de barras de acero que soporta la estructura geodésica del arreglo de los PMTs.

El principal objetivo del proyecto SNO+ es medir el decaimiento doble beta sin neutrinos ($0\nu\beta\beta$) en ^{130}Te , por lo que en la última fase del experimento (tercera fase) se añadirá dicho isótopo al centellador en forma de una disolución acuosa de ácido telúrico

($\text{Te}(\text{OH})_6$) [3], de esta manera se mantienen una emisión de luz razonablemente alta y buenas propiedades ópticas. Esta no es la única aplicación de SNO+; dado que cuenta con un gran volumen de material activo y una alta pureza de sus componentes, además de estar localizado a una gran profundidad con respecto a la superficie de la tierra, puede explorar otras áreas en la física de neutrinos, como por ejemplo, la detección de neutrinos y antineutrinos provenientes de una supernova.

El principio de detección de SNO+, ya sea para neutrinos solares, de reactor, geo-neutrinos o neutrinos de supernovas, se basa en lo siguiente: al interactuar los neutrinos con las partículas del material del detector se crea luz, ya sea por radiación Cherenkov [35] o por centelleo, la cual será absorbida en los PMTs por efecto fotoeléctrico, generándose una señal eléctrica por cada fotón incidente que luego será amplificada electrónicamente y medida para ser analizada posteriormente.

3.3 Ruidos de fondo en experimentos subterráneos

Los ruidos de fondo en los detectores de neutrinos son señales causadas por la radiación natural proveniente de las cavernas y de los componentes del detector, además de señales creadas por la radiación cósmica. Con el objetivo de disminuir las tasas de ruido se escogen los materiales de construcción de tal manera que posean muy baja radioactividad y/o alta pureza, por otro lado los detectores se colocan a varios cientos de metros bajo la superficie de la tierra para utilizar la capa de roca que se encuentra sobre ellos como blindaje ante la radiación cósmica. Las principales fuentes de ruido son los rayos β y γ los cuales se producen por decaimientos radioactivos de los isótopos que, en mayor medida, están presentes en las cadenas de ^{238}U , ^{232}Th y el ^{40}K ; además de muones que logran atravesar la roca y otros que son creados en la misma debido a la propia interacción de neutrinos del muon [36].

Las partículas β y γ son las que provocan la mayor tasa de ruido en los detectores y son las que mayormente interfieren en la correcta detección de neutrinos de supernovas. También existen decaimientos α provenientes de la roca y de los materiales de construcción del detector, por ejemplo, el arreglo de los PMTs, entre otros componentes; pero estos no producirán ruidos debido a que depositan su energía en pocos centímetros sin alcanzar el volumen sensible de los detectores.

Las partículas α que se emiten desde la esfera de acrílico hacia el interior (en el caso del detector SNO+), o desde cualquier otro material utilizado para contener el volumen activo de determinado experimento, sí crearán una señal de ruido, siempre y cuando el material sensible de dicho experimento sea un centellador, pero la intensidad luminosa correspondiente a dicha señal será menor que la creada por un electrón de la misma energía. La razón entre

las intensidades luminosas creadas por un ion (L_i) y un electrón (L_e) de igual energía, se conoce comúnmente como *quenching factor*:

$$Q_i = \frac{L_i(E)}{L_e(E)},$$

y la diferencia entre dichas intensidades está determinada principalmente porque los iones (en nuestro caso partículas α) pierden energía mediante dispersiones elásticas con los núcleos del centellador, proporcionándoles energía cinética de retroceso sin generar luz [37]. Además, si tenemos en cuenta que se está considerando que las partículas alfas se crean en la frontera del material activo, un gran número de estas no depositarán toda su energía dentro del material y por tanto la señal luminosa será aún más débil. Por otro lado en los detectores que usan agua como material activo, las partículas α no producen radiación Cherenkov debido a que poseen baja velocidad. Entonces solo sería necesario tener en cuenta este tipo de ruido en los detectores que utilizan centellador, si este no contara con una alta pureza.

3.3.1 Cadenas radioactivas del ^{238}U , ^{232}Th y el ^{40}K

Como se mencionó anteriormente las cadenas de desintegración más importantes en el estudio de ruidos de fondo en este tipo de detectores son las del ^{238}U , ^{232}Th y el ^{40}K ; por tanto a continuación se muestran los decaimientos más significativos, en cuanto a la energía emitida, que tienen lugar en dichas cadenas.

En la cadena de decaimiento del ^{238}U los decaimientos α y β más significativos son:

- ^{214}Bi realiza un decaimiento β al ^{214}Po con una probabilidad mayor al 99%, un valor de $Q = 3.27$ MeV y $T_{1/2} = 19.9$ min.
- ^{214}Po decae vía α al ^{210}Pb con un $T_{1/2} = 164.3$ μs y un valor de $Q = 7.83$ MeV.
- ^{210}Bi realiza un decaimiento β a ^{210}Po con un $T_{1/2} = 5.01$ días y un valor de $Q = 1.16$ MeV.
- ^{210}Po realiza un decaimiento α a ^{206}Pb con un $T_{1/2} = 138.4$ días y un valor de $Q = 5.41$ MeV.
- La otra variante de desintegración del ^{214}Bi es vía α al ^{210}Tl con una probabilidad del 0.021% y un valor de $Q = 5.62$ MeV, quien posteriormente decae a ^{210}Pb vía β con un $T_{1/2} = 1.3$ min y un valor de $Q = 5.48$ MeV.

En la figura 3.2, tomada de [3], se muestra el segmento de la cadena de desintegración del ^{238}U , donde se encuentran los decaimientos descritos anteriormente. La partícula γ más energética proveniente de esta cadena corresponde al ^{214}Bi , la cual posee una energía de 1.76

MeV. Por otro lado las desintegraciones α y β más energéticas, que tienen lugar en la cadena del ^{232}Th son:

- ^{212}Bi realiza un decaimiento β a ^{212}Po con una probabilidad del 64%, un $T_{1/2} = 60.6$ min y un valor de $Q = 2.25$ MeV. Luego el ^{212}Po decae vía α a ^{208}Pb con un $T_{1/2} = 0.299$ μs y un valor de $Q = 8.95$ MeV.
- Con una probabilidad del 36% el ^{212}Bi decae vía α a ^{208}Tl con un valor de $Q = 6.21$ MeV. Luego el ^{208}Tl decae vía β a ^{208}Pb con un $T_{1/2} = 3.1$ min y un valor de $Q = 5.00$ MeV.

En la figura 3.3, tomada de [3], se muestra el segmento de la cadena de desintegración del ^{232}Th descrito anteriormente. La partícula γ más energética proveniente de esta cadena corresponde al ^{208}Tl , la cual posee una energía de 2.61 MeV.

El ^{40}K , como bien se mencionó anteriormente, es otro isótopo que se encuentra presente de manera natural en los detectores, el mismo tiene un tiempo de vida media $T_{1/2} = 1.248 \times 10^9$ años, por lo cual el ruido causado por este estará siempre presente en las tomas de datos. Este isótopo realiza un decaimiento β al isótopo estable ^{40}Ca con una probabilidad del 89.52% y un valor de $Q = 1,33$ MeV. El 10.32% de los casos realiza captura electrónica (ecuación 2.3) produciendo ^{40}Ar en un estado excitado quien posteriormente emite una partícula γ de 1.46 MeV de energía.

Como se puede observar la mayor energía que pueden alcanzar las partículas que producen ruidos en los detectores es de 5.48 MeV en el decaimiento del ^{210}Tl al ^{210}Pb , lo cual es muy poco probable debido a que ocurre como resultado de la desintegración del ^{214}Bi al ^{210}Tl el 0.021% de los casos (ver figura 3.2). Por esta razón, con el objetivo de ser conservadores, en este trabajo se toma una energía de corte de 6 MeV para los electrones dispersados por neutrinos de la supernova, a partir de la cual se asume que la señal detectada se encuentra libre de ruido. El ruido producido por muones no se tendrá en cuenta debido a que tienen una tasa muy baja, lo cual es consecuencia de la profundidad a la que se encuentran los detectores, y la señal proveniente de una supernova tiene una duración aproximada de 10 segundos [4]. La elección de la energía de corte antes mencionada es también consecuente con estudios de ruidos de fondo realizados en [38], referentes al experimento SNO+ para la detección de neutrinos solares.

3.4 Otros experimentos de interés

Existen otros experimentos que están involucrados en la detección de neutrinos de supernovas y que son de gran interés para la comunidad científica internacional debido a que tiene un gran potencial para realizar estos estudios (unos están en operación y otros aún están en proyecto de construcción). Por esta razón en este trabajo se tienen en cuenta algunos de

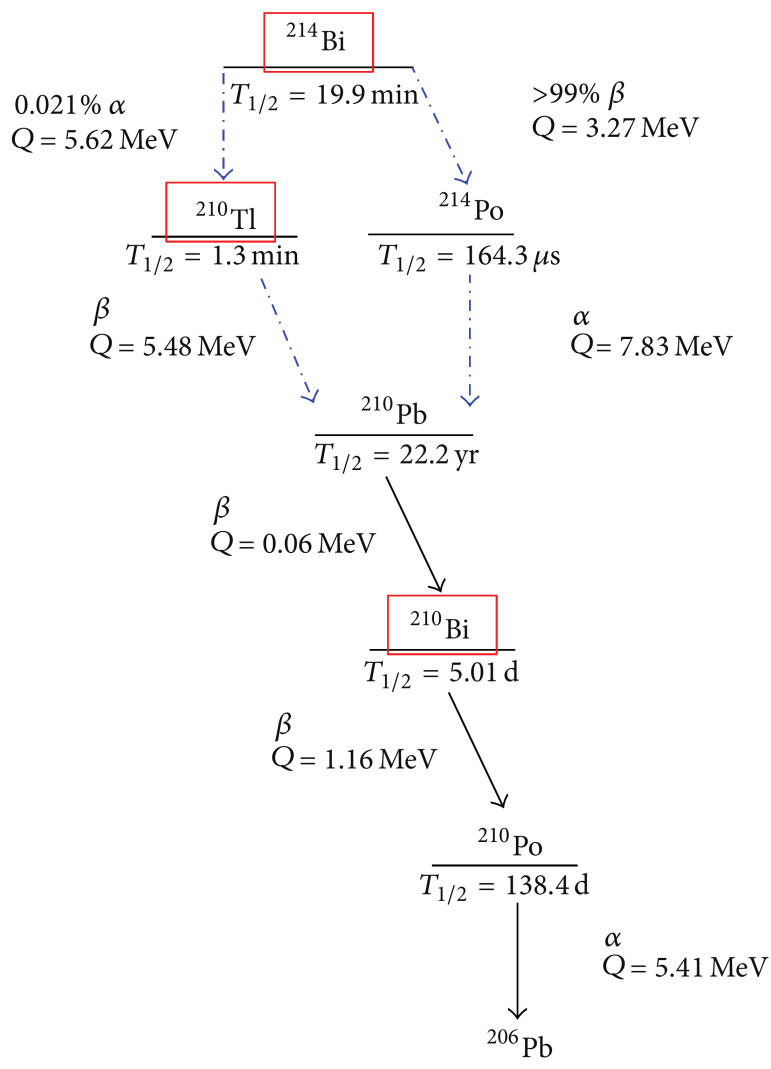


Figura 3.2: Segmento de la cadena de desintegración del ^{238}U . Con el color rojo se encuentran señalados los isótopos que producen los decaimientos β más significativos en los estudios de ruido de fondo para detectores de neutrinos.

los que cuentan con las mayores masas de material sensible, dado que de esta manera la diferencia entre el número de eventos esperados para neutrinos de Dirac y de Majorana se incrementa; estos son Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO. A continuación se muestra una breve descripción para cada uno de ellos.

3.4.1 Experimento Super-K (Super-Kamiokande)

El experimento Super-K se encuentra situado en la mina Mozumi localizada en Kamioka, Japón, a una profundidad de 1 km por debajo de la superficie de la tierra. La capa de roca que

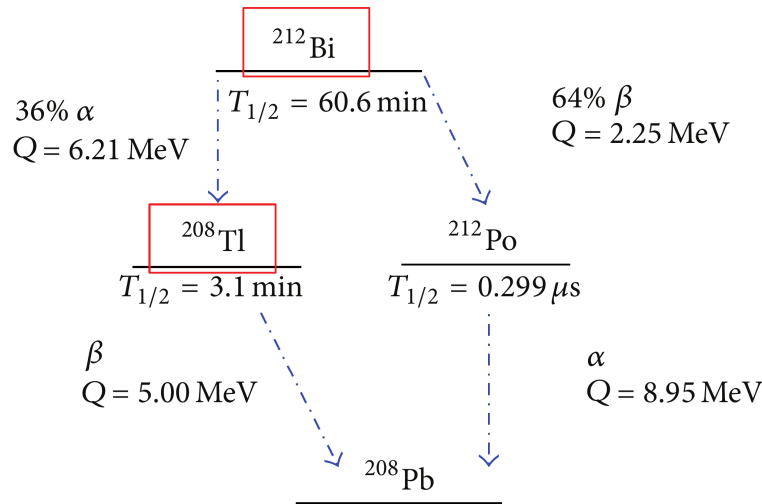


Figura 3.3: Segmento de la cadena de desintegración del ^{232}Th . Con el color rojo se encuentran señalados los isótopos que producen los decaimientos β más significativos en los estudios de ruido de fondo para detectores de neutrinos.

se encuentra por encima funciona como blindaje ante la radiación cósmica y es equivalente a un espesor de agua de 2,700 m. La estructura consiste de un cilindro de acero inoxidable de 39.3 m de diámetro y 41.4 m de altura, el cual contiene 50 kton de agua ultrapura, de los cuales 22.5 kton corresponden al material sensible del detector para la observación de neutrinos [4]. Dentro del tanque, separado una distancia de 2 m de las paredes, se encuentra una estructura de acero inoxidable de aproximadamente 55 cm de ancho que soporta los arreglos de los PMTs: un primer arreglo de 11,146 PMTs enfocado al interior del cilindro lo que constituye el ID (*Inner Detector*), mediante el cual se detectarán los neutrinos; y un segundo arreglo enfocado hacia el exterior del cilindro que constituye el OD (*Outer Detector*) el cual se utiliza para discriminar eventos que provocan ruido en el detector como son los muones cósmicos y la radiación proveniente de la roca. La densidad de los PMTs en el ID es tal que el 40% del área está ocupada por fotocátodos [36]. La resolución de este detector para 6 MeV de energía es aproximadamente del 5% [39].

3.4.2 Experimento Hyper-K (Hyper-Kamiokande)

Como resultado de la gran motivación que existe por el estudio de la Física de Neutrinos se ha estado desarrollando un proyecto internacional para la construcción del que sería el más grande de los detectores de neutrinos que existen en la actualidad, el detector Hyper-K (sucesor de Super-K), el cual se encontrará situado en la mina Tochibora localizada en Kamioka, a una distancia de 295 km del J-PARC (*Proton Accelerator Research Complex*) localizado en Tokai, Japón. Este detector estará compuesto por dos tanques cilíndricos

que contendrán en total 516 kton de agua ultrapura, de los cuales se estima que 374 kton correspondan al volumen sensible del detector [5]. Cada tanque contendrá un arreglo de PMTs similar al diseñado para Super-K, con lo que se obtiene que el 40% del área del ID sea ocupada por los fotocátodos. El detector se estima esté localizado a una profundidad de 650 m bajo la superficie terrestre, lo cual equivale a 1,750 m de agua. La resolución de este detector para 6 MeV de energía es aproximadamente del 5% [39].

3.4.3 Experimento DUNE (*Deep Underground Neutrino Experiment*)

DUNE es un futuro experimento que se construirá en South Dakota, Estados Unidos, a una profundidad de 1.5 km por debajo de la superficie de la tierra. Este experimento estará compuesto por cuatro cámaras llenas con LAr (*Liquid Argon*), las cuales contienen por separado una masa de 10 kton, lo cual resulta en una masa total de material sensible de 40 kton de argón líquido [40]. Cada uno de los detectores (cámaras) utiliza la tecnología TPC (*Time Projection Chamber*) mediante la cual se obtienen las trazas de las partículas dispersadas por la interacción de los neutrinos con el material [41], además usa PMTs para detectar los destellos de luz que originarán los neutrinos al interactuar en el argón líquido, dado que el mismo es un centellador. Estos dos métodos se usarán al unísono para complementar la detección [6]. La resolución de este experimento a 6 MeV de energía se estima que sea aproximadamente del 10% [42].

3.4.4 Experimento JUNO (*Jiangmen Underground Neutrino Observatory*)

JUNO, como su nombre lo indica, es un experimento de neutrinos, el cual se está construyendo en Kaiping, Jiangmen, al sur de China, localizado a una profundidad de 700 m por debajo de la superficie de la tierra. El detector está compuesto por una esfera de acrílico de 35.4 m de diámetro, la cual será llenada con 20 kton de líquido centellador LAB (*Linear Alkyl Benzene*). Rodeando a la esfera de acrílico se encuentra una estructura geodésica de acero inoxidable que soporta el arreglo de los PMTs. Este detector contará con dos tipos de PMTs: un primer arreglo de 18,000 PMTs de 20 pulgadas de diámetro y un segundo arreglo de 25,000 PMTs de 3 pulgadas de diámetro; ambos arreglos enfocados al centro del detector y están organizados de tal manera que más del 78% del área del detector estará ocupada por los fotocátodos [7]. Toda la instrumentación antes mencionada se encontrará inmersa en una piscina de agua ultrapura, la cual, además de jugar el papel de blindaje ante la radiación cósmica y ante la radiación proveniente de la roca, funciona como un detector de radiación Cherenkov utilizado para discriminar los eventos causados por los muones energéticos: esto es posible debido a que cuenta con PMTs enfocados hacia el exterior de la esfera [7]. Este detector está diseñado para que posea una resolución de energía de $3\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ [43]. Por tanto, con el objetivo de ser conservadores, en este

trabajo se supondrá una resolución del 2% correspondiente a 6 MeV de energía.

El LAB es una sustancia que posee varias propiedades que lo convierten en un candidato potencial para ser utilizado como material sensible en la construcción de este tipo de detectores: es compatible con el acrílico, posee altos niveles de pureza, su longitud de atenuación óptica es de aproximadamente 20 m, posee alto rendimiento luminoso y una respuesta lineal con respecto a la energía, además es muy fácil de producir y no es nocivo para el medio ambiente. La composición química de dicho material se muestra en la tabla 3.1.

Tabla 3.1: Composición química del LAB, líquido centellador utilizado como material sensible en el experimento JUNO, y en el experimento SNO+ a partir de la segunda fase de funcionamiento.

Composición química	% de masa
$C_{16}H_{26}$	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

3.5 Software utilizados

Las simulaciones pertinentes a este trabajo se dividen en dos partes fundamentales. Primeramente fue necesario determinar el número de neutrinos que debían interactuar con las partículas blanco del detector, para lo cual se desarrolló un programa llamado SUPERNOVA. Posteriormente, con el objetivo de determinar cuántos de estos neutrinos serían detectados, se utilizó el código RAT: aplicación de GEANT4 [44, 45] para realizar simulaciones de Monte Carlo sobre el detector SNO+.

3.5.1 Código SUPERNOVA

SUPERNOVA es un código escrito en Python, como parte de este trabajo, el cual fue validado por resultados obtenidos de SNOwGLOBES (*SuperNova Observatories with GLOBES*). GLOBES (*General Long Baseline Experiment Simulator*) es un paquete de librerías escritas en el lenguaje C que permiten la simulación de experimentos de neutrinos producidos en reactores [46, 47] y SNOwGLOBES es un código que usa estas librerías para simular experimentos de neutrinos de supernovas, usando como entrada modelos para las fluencias, las secciones eficaces y las eficiencias del detector. Las salidas son las tasas de eventos en función de la energía de los neutrinos, ya sea teniendo en cuenta la eficiencia del

detector o considerando una eficiencia del 100% [48].

El objetivo fundamental del código SUPERNOVA es el estudio de la dispersión elástica $\nu - e$, debido a que fue desarrollado como parte de este trabajo. Tiene implementadas las secciones eficaces diferenciales de Modelo Estándar, de Dirac y de Majorana, así como el espectro energético de neutrinos de la supernova descrito por (2.24). Toma como entradas la distancia a la que se encuentra la supernova, la masa del material sensible del detector, la composición química de dicho material y la helicidad de los neutrinos. Con estos datos devuelve las tasas de dispersiones, ya sea respecto a la energía de retroceso de los electrones o a la energía de los neutrinos incidentes, las cuales se encuentran descritas por las expresiones (2.38) y (2.36), respectivamente. Las salidas de este código son: los mapeos de las tasas de eventos, los mapeos de las secciones eficaces generadas y el número total de neutrinos que interactúan en el material sensible del detector. Este programa permite explorar el potencial de cualquier detector de neutrinos en cuanto a la dispersión elástica $\nu - e$, sin tener en cuenta la eficiencia del detector ni la oscilación de los neutrinos, lo cual será incluido en próximas versiones.

La principal motivación para escribir este código fue obtener las tasas de dispersiones $\nu - e$ en función de la energía de los electrones de retroceso, dado que de esta manera se pueden usar estos espectros para simular los electrones dispersados en el material de un detector determinado, dada la ocurrencia de una supernova. Con este objetivo SUPERNOVA guarda automáticamente el espectro de electrones obtenido, correspondiente a un determinado valor de la helicidad de los neutrinos, en la base de datos que usa RAT para realizar las simulaciones de SNO+.

3.5.2 Código RAT

RAT (*Reactor Analysis Tool*), como bien se dijo anteriormente, es el software de Monte Carlo utilizado para realizar las simulaciones en el experimento SNO+, adicionalmente se encarga de ejecutar tareas de procesamiento, tanto para datos simulados como para datos reales [49, 50]. Utiliza librerías de GEANT4 para realizar los procesos de simulación y ROOT [51] para el análisis de los datos. Es un software flexible a configurar la simulación de acuerdo a las necesidades específicas del experimento, por ejemplo, permite estudiar la respuesta del detector ante fuentes puntuales, volumétricas, monoenergéticas o que sigan una distribución de energías determinada, es posible también establecer la dirección, posición y la frecuencia con que se generan las partículas iniciales, al igual que la cantidad de partículas que se desea simular. La salida de este programa es un archivo binario de ROOT que contiene la información completa de la simulación, entre las cuales se encuentra la energía inicial de las partículas simuladas, el número de partículas secundarias (por ejemplo, fotones de radiación Cherenkov) creadas por cada partícula inicial, la cantidad de fotones que son detectados (número de *hits* en el detector) por evento, entre muchos otros datos de la simulación. Por

tanto este software se puede utilizar para realizar diversos estudios sobre el experimento SNO+, como por ejemplo, calibraciones y estudios sobre la eficiencia, que permiten estimar los resultados de mediciones reales.

3.6 Estimación del número de neutrinos que se debería detectar en los experimentos bajo estudio

En la física experimental de partículas existe un parámetro que es imprescindible para caracterizar a los detectores, se conoce como la eficiencia (ϵ) y se define como la razón entre el número de partículas detectadas y el número de partículas que interactúan en el material sensible del detector. Como es de esperar ϵ depende de la energía de las partículas a detectar y del diseño del experimento: la configuración geométrica, el material sensible, el arreglo de los PMTs (Tubos Fotomultiplicadores por sus siglas en inglés), el sistema de adquisición de datos, entre otros factores relacionados con la construcción del detector; por tanto se puede definir a través de la siguiente expresión:

$$\epsilon(T) = \frac{dN_d}{dN^{det}}, \quad (3.1)$$

donde dN_d es el número de partículas detectadas y dN^{det} es el número de partículas que interactúan en el material sensible del detector, ambas con energías comprendidas entre T y $T + dT$. Siendo rigurosos debemos incluir el ruido de fondo en la expresión anterior.

Despejando dN_d de (3.1) y escribiendo dN^{det} en función del espectro energético de los neutrinos que interactúan con el material sensible del detector tenemos:

$$dN_d = \epsilon(T) \frac{dN^{det}}{dT} dT = \epsilon(T) N^{det} f(T) dT, \quad (3.2)$$

donde $N^{det} = \int_0^\infty (dN^{det}/dT) dT$ es el número total de neutrinos que interactúan con el material sensible del detector y f es la función de densidad de probabilidad (*pdf*) correspondiente al espectro dN^{det}/dT descrito por (2.39). Con el objetivo de obtener el número total de neutrinos detectados se debe sustraer el ruido de fondo y dado a que en esta tesis no se hizo un estudio de ruido detallado, se tomará una energía de corte T_c mayor que las energías de las partículas que podrían ocasionar ruido, de esta manera se asegura que todas las partículas observadas con energías mayores a T_c corresponden a la señal que se desea detectar. Siendo así el número total de neutrinos que se espera detectar N_d queda determinado por la siguiente expresión:

$$N_d = \int_{T>T_c} \epsilon(T) \frac{dN^{det}}{dT} dT = N^{det} \int_{T>T_c} \epsilon(T) f(T) dT \quad (3.3)$$

o

$$\frac{N_d}{N^{det}} = \int_{T>T_c} \epsilon(T) f(T) dT. \quad (3.4)$$

La expresión (3.4) muestra que la razón N_d/N^{det} depende de las características geométricas del experimento (ϵ), de la forma espectral de la distribución energética (f) y del ruido de fondo (T_c), pero no depende de la normalización del espectro (N^{det}).

Otro parámetro importante a tener en cuenta en la detección de partículas es la resolución del detector, la cual se denota frecuentemente por la letra σ . Como bien se conoce, la energía es una magnitud que no se puede medir directamente. De manera general, la interacción de determinada partícula en el volumen sensible del detector crea partículas secundarias, las cuales serán detectadas posteriormente generando una respuesta en el detector. En nuestro caso particular un neutrino incidente dispersa a uno de los electrones del material sensible del detector y este a su vez genera fotones, ya sea por radiación Cherenkov o por centelleo en dependencia del material sensible que se utilice, estos fotones serán detectados al interactuar con los fotocátodos de los PMTs y se puede decir que la respuesta del detector es el conjunto de fotones detectados correspondientes a una interacción $\nu - e$. Un razonamiento análogo se puede utilizar en detectores cuya respuesta sea la carga colectada por la ionización de los átomos del material sensible. En cualquier caso la respuesta está directamente relacionada con la energía depositada por la partícula que se desea detectar y la forma de relacionar estas dos cantidades es realizando una calibración donde se utilizan fuentes de partículas cuyas energías se conocen de antemano, un detector ideal tiene una respuesta lineal respecto a la energía depositada. Dos partículas secundarias (electrones dispersados) con la misma energía no generan exactamente la misma respuesta en el detector dado que son procesos estocásticos que están determinados por el carácter probabilístico de la interacción de la radiación con la materia, por tanto la energía detectada seguirá cierta distribución la cual se asume gaussiana y cuya desviación estándar se interpreta como la resolución del detector a dicha energía. Por último, si se asume que los electrones dispersados depositan toda su energía en el material sensible del detector, la energía detectada será exactamente la energía inicial T y por tanto se puede asumir que el número total de neutrinos detectados seguirá también una distribución gaussiana dado que el límite inferior de la integral que lo define (ecuación 3.3) sigue una distribución gaussiana.

Por todo lo expuesto anteriormente es evidente que una manera de estimar el número de neutrinos que se espera detectar es generando valores aleatorios de T_c que sigan una distribución gaussiana de desviación estándar $\sigma(T_c^0)$ (T_c^0 es el valor inicial a partir del cual se generarán los posteriores) y realizar la integral (3.3) para cada valor de T_c generado, de esta manera se obtendrá una distribución del número de neutrinos detectados, la cual podrá ser ajustada a una distribución gaussiana para obtener la desviación estándar y el correspondiente valor medio de la nueva distribución.

Dado que para los experimentos Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO no contamos con el Monte Carlo para realizar un estudio más preciso, en estos casos se tomaron valores para la

resolución a $T_c^0 = 6$ MeV, consecuentes con la revisión bibliográfica realizada sobre dichos experimentos, los cuales se muestran en la sección 3.4. Para tomar un valor aproximado de la eficiencia se consideró constante para energías mayores a T_c y similar al valor estimado para el experimento SNO+, lo cual se realizó utilizando las simulaciones de Monte Carlo referentes a dicho experimento. Estos resultados se muestran en el capítulo 4. En la sección 3.3 se justifica la elección de la energía de corte T_c^0 la cual es común para todos los experimentos bajo estudio.

3.6.1 Método utilizado para la estimación en el experimento SNO+

Para el caso del experimento SNO+ el análisis se realiza de manera más rigurosa dado que se cuenta con el código de Monte Carlo de dicho experimento (ver sección 3.5.2) y por tanto no es necesario asumir valores para la eficiencia y la resolución, sino que se puede obtener el número de neutrinos que se espera detectar directamente de las simulaciones. Con este objetivo se simula un número considerablemente grande de electrones dispersados $N^{det'}$ cuyas energías siguen la función de densidad de probabilidad energética f correspondientes a determinado espectro $dN^{det'}/dT$. Luego se realiza la calibración del Monte Carlo simulando fuentes puntuales monoenergéticas de electrones a diferentes energías en el centro del detector, con lo que se obtendrá una relación entre el número de fotones detectados por evento simulado (número de *hits* por evento) y la energía de los electrones. Esto permite interpretar el histograma del número de electrones detectados (referente a los $N^{det'}$ simulados) respecto al número de *hits* como la distribución energética de los electrones detectados dN'_d/dT .

Con el objetivo de obtener la resolución del detector $\sigma(T_c^0)$ se simula una fuente puntual de electrones de dicha energía en el centro, con lo que se obtiene un histograma para el número de *hits* que luego se interpretará como el histograma de la energía detectada usando la calibración antes mencionada. Ajustando este histograma a una distribución gaussiana se obtiene $\sigma(T_c^0)$.

Una vez que se tiene la función de distribución gaussiana cuya desviación estándar es $\sigma(T_c^0)$ se generan números aleatorios T_c que sigan dicha distribución y para cada número generado se suman los eventos correspondientes al histograma dN'_d/dT que posean energías $T \geq T_c$. De esta manera se obtendría la distribución del número de neutrinos detectados N'_d . Dado que en (3.4) se demuestra que existe una proporcionalidad directa entre el número de neutrinos detectados y el número de neutrinos dispersados para T_c , ϵ y f fijas:

$$\frac{N_d}{N^{det}} = \frac{N'_d}{N^{det'}} = \int_{T > T_c} \epsilon(T) f(T) dT, \quad (3.5)$$

se puede utilizar la relación

$$N_d = \frac{N'_d}{N^{det'}} N^{det} \quad (3.6)$$

para obtener la distribución del número de neutrinos que se espera detectar a través de la distribución de N'_d . Este método tiene implícita la eficiencia del detector y ofrece una buena estadística al análisis dado que se considera $N^{det'}$ suficientemente grande como para que los electrones simulados reproduzcan aproximadamente el espectro energético f .

Capítulo 4

Simulaciones, análisis de datos y resultados

En este capítulo se describe el procedimiento para determinar el número de neutrinos que se espera detectar en el experimento SNO+, debido a la ocurrencia de una supernova a una distancia de 10 kpc de la Tierra, para el caso en que los neutrinos sean partículas de Dirac o de Majorana, asumiendo que se encuentran polarizados. Para esto se consideró el momento magnético efectivo de los neutrinos $\mu_\nu = 10^{-19} \mu_B$, que es el límite superior predicho teóricamente para neutrinos de Dirac y un campo magnético $B_\perp = 10^{15} G$, el cual permanece constante en un radio de 100 km desde el centro de la supernova donde se considera que se crean los neutrinos, por tanto la helicidad resultante es $s_{\parallel} = -0.55$. De manera simultánea se muestran los resultados obtenidos en cada momento del análisis. Además se estima el número de dispersiones elásticas $\nu - e$ y de neutrinos detectados a través de este canal en otros detectores de gran interés como son: Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO. También se tiene en cuenta la posibilidad de que los neutrinos lleguen a la Tierra con helicidad $s_{\parallel} \approx -1$, debido a que el momento magnético sea tan pequeño que el campo magnético de la supernova no sea capaz de afectar su helicidad inicial, por tanto se realiza el mismo análisis utilizando la sección eficaz del ME. Dado que se analizan tres casos simultáneamente: neutrinos de Dirac con $s_{\parallel} = -0.55$, neutrinos de Majorana con $s_{\parallel} = -0.55$ y neutrinos con $s_{\parallel} = -1$; se usarán las etiquetas Dirac, Majorana y ME respectivamente.

4.1 Estimación del número total de neutrinos dispersados

Para dar inicio al análisis que nos ocupa se utilizó el código SUPERNOVA, mediante el cual se pueden calcular y mapear las secciones eficaces, las tasas de dispersiones y el número total de dispersiones con los electrones del material sensible de un detector determinado (ver sección 3.5.1).

Teniendo en cuenta las consideraciones mencionadas al inicio del capítulo se obtienen las secciones eficaces totales en función de la energía del neutrino que se muestran en la figura 4.1, donde se puede observar que existen diferencias entre los tres casos estudiados, las cuales se acentúan a medida que aumenta la energía de los neutrinos. Este hecho se ve reflejado posteriormente en las tasas de dispersiones y por tanto en el número de neutrinos que se espera detectar para cada caso.

En la figura 4.2 se muestran las tasas de dispersiones $\nu_e - e$ y $\nu_{\mu,\tau} - e$ para los casos Dirac y Majorana obtenidas para el experimento SNO+ en su primera fase de funcionamiento (con agua), donde se observa que son mayores para Majorana; además existe una gran diferencia entre las tasas de dispersión $\nu_e - e$ y $\nu_{\mu,\tau} - e$, común para ambos casos, debido a que las secciones eficaces de dispersión $\nu_e - e$ son mayores que las secciones eficaces de dispersión $\nu_{\mu,\tau} - e$, como se puede observar en la figura 4.1. Otro aspecto importante a tener en cuenta es que las energías medias de los neutrinos del muon y el tau son mayores que las energías medias de los neutrinos del electrón, lo cual es consecuente con el modelo teórico que hemos implementado en este trabajo, el cual se describe en la sección 2.2. Las tasas del número total de neutrinos que son dispersados por electrones se muestran en la figura 4.3, ya sea respecto a la energía de los neutrinos incidentes como respecto a la energía de retroceso de los electrones. En esta figura se puede observar que el número total de neutrinos dispersados es distinto para cada caso, debido a que están determinados por las áreas bajo las curvas, obteniéndose la siguiente jerarquía:

$$N_D^{det} < N_M^{det} < N_{ME}^{det}, \quad (4.1)$$

donde los subíndices D , M y ME corresponden a los casos Dirac, Majorana y ME, respectivamente.

En resumen, las tasas de dispersiones $\nu - e$ fueron obtenidas tomando una masa de 1 kton de agua, lo cual corresponde al volumen sensible del detector SNO+ en su primera fase de funcionamiento. Los perfiles de las mismas son similares para cualquier experimento, solo se diferencian en la normalización debido a que el número de partículas blanco es distinto para cada detector, por tanto en este trabajo solo se muestran los mapeos correspondientes a SNO+ y se aplican también a los detectores Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO.

Los resultados de la estimación del número total de neutrinos que interactuarían con los electrones del material sensible del detector se muestran en la tabla 4.1, donde no solo se encuentran los correspondientes a SNO+, sino que también los referentes a los restantes detectores considerados en este trabajo. De esta manera se obtuvo que la mayor diferencia en cuanto al número total de dispersiones correspondiente a los casos Dirac y Majorana se logra en el detector Hyper-K, un futuro detector localizado en Japón, que sería el mayor

de los detectores construidos hasta el momento, con una masa de agua, correspondiente al volumen sensible, de aproximadamente 374 kton, ver sección 3.4.2. En estos cálculos no se asumen los efectos de las oscilaciones de los neutrinos, lo cual será implementado en futuras versiones del código SUPERNOVA.

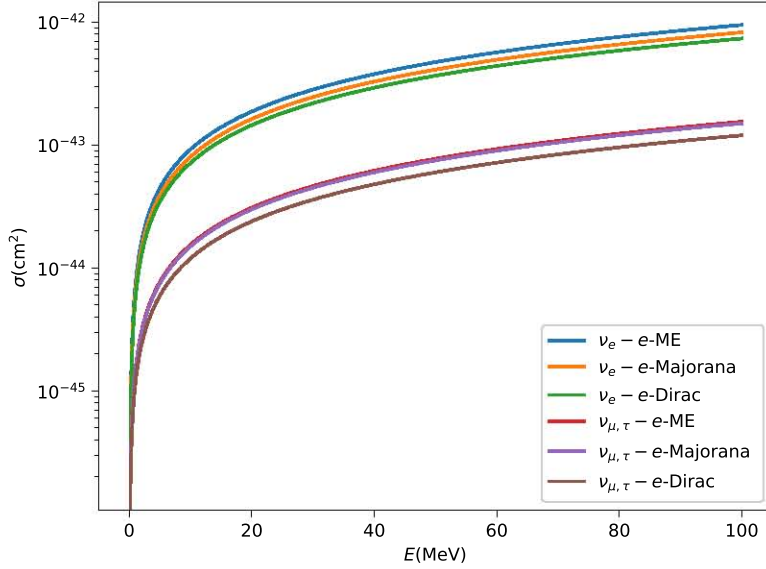


Figura 4.1: Secciones eficaces totales de dispersión elástica $\nu - e$ del ME, de Dirac y de Majorana, en función de la energía del neutrino incidente. En el caso de las secciones eficaces de Dirac y de Majorana se tomó un valor de la helicidad $s_{\parallel} = -0.55$. Las curvas para $\nu_{\mu,\tau}$ correspondientes al ME y a Majorana tienen valores muy cercanos por lo que parecen superpuestas.

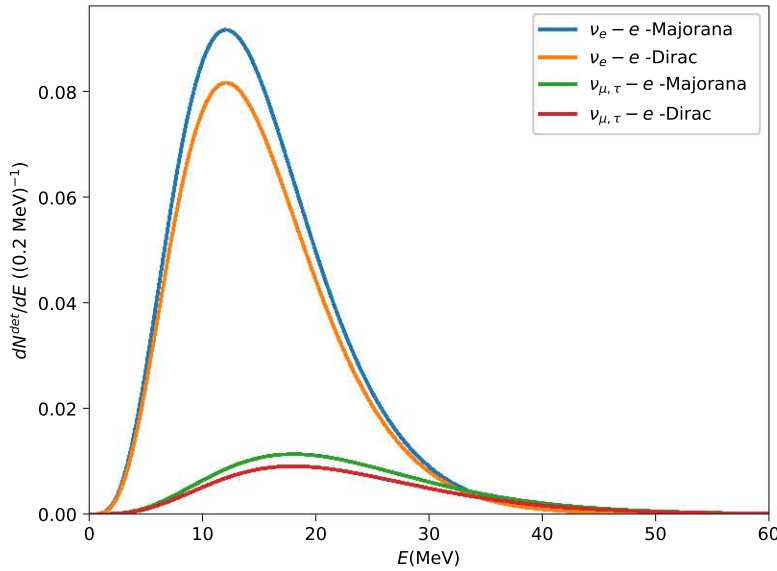


Figura 4.2: Tasas de dispersiones $\nu - e$ respecto a la energía de los neutrinos incidentes, correspondiente al detector SNO+ en su primera fase de funcionamiento (con agua). Se muestran los mapeos, para cada especie, correspondientes al caso en que los neutrinos sean partículas de Dirac y al caso en que sean partículas de Majorana. Se tomó un valor de la helicidad $s_{\parallel} = -0.55$ y una distancia a la supernova $d = 10$ kpc.

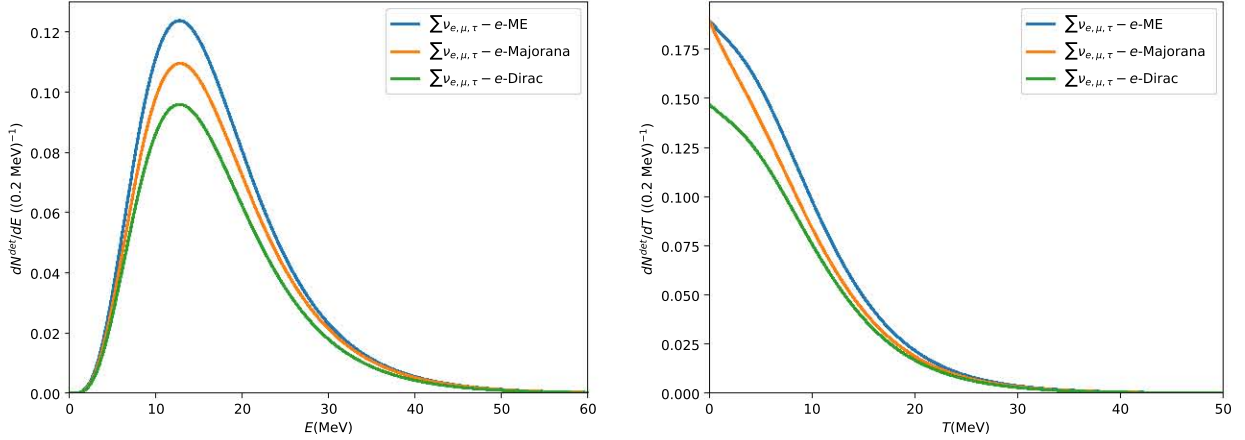


Figura 4.3: Tasas totales de dispersiones $\nu - e$ correspondiente al detector SNO+ en su primera fase de funcionamiento (con agua). En el panel izquierdo se muestran respecto a la energía de los neutrinos incidentes y en el panel derecho respecto a la energía de retroceso de los electrones. Para el caso en que los neutrinos sean partículas de Dirac o de Majorana se tomó una helicidad $s_{\parallel} = -0.55$. La distancia a la que ocurre la supernova se supuso $d = 10$ kpc. En color azul se muestra el mapeo para el caso en que los neutrinos posean helicidad $s_{\parallel} = -1$.

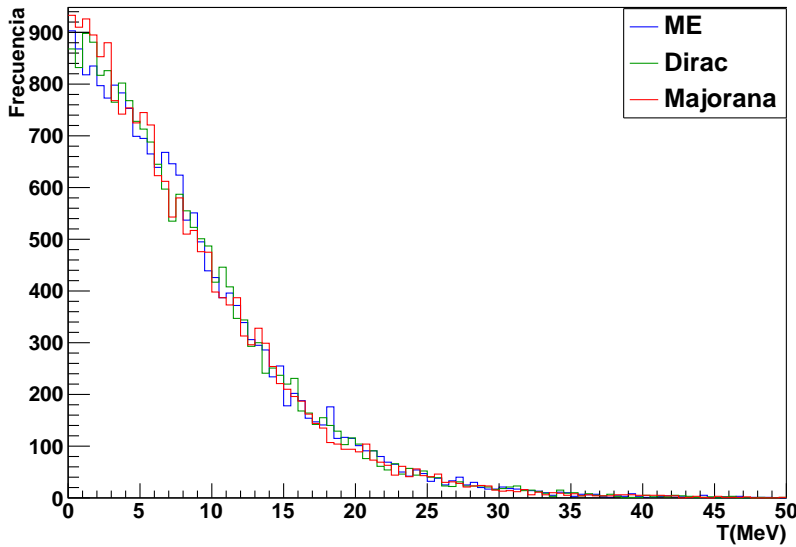
4.2 Determinación del número de neutrinos que se espera detectar en el experimento SNO+

Una vez que se han obtenido las tasas de dispersiones $\nu - e$ en función de la energía de retroceso de los electrones (ver panel derecho de la figura 4.3), se normalizan a la unidad y se utilizan estos espectros para simular, a través del código RAT, los electrones dispersados en SNO+, de esta manera se puede estudiar el número de electrones que son detectados y por tanto el número de neutrinos que se observarían en caso de una supernova. En este sentido se simularon 20,000 electrones de manera homogénea e isotrópica en el volumen sensible de detector (dentro de la esfera de acrílico) para cada caso. Se eligió un gran número de eventos en la simulación para poder obtener una buena estadística en el análisis, dado que de esta manera se reproducen los espectros de las energías iniciales de los electrones, esto se observa en la figura 4.4, donde se muestran los histogramas de la energía inicial de los electrones simulados.

A partir de la simulación se obtiene un histograma con el número de *hits* por cada electrón simulado (ver figura 4.5). Con el objetivo de obtener la distribución energética de los electrones detectados a partir del histograma anteriormente mencionado se realiza la calibración.

Tabla 4.1: Número total de dispersiones $\nu - e$ calculadas para una distancia a la supernova de 10 kpc. Se tomó una helicidad $s_{\parallel} = -0.55$ para los casos Dirac y Majorana.

Experimento	Masa(kton)	Material	ME	Dirac	Majorana
SNO+:	1	Agua			
$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$			8.1	6.3	7.1
$\nu_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e^-$			1.4	1.1	1.3
$N^{det.}$			10.8	8.4	9.7
Hyper-K:	374	Agua			
$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$			3028.8	2347.4	2635.2
$\nu_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e^-$			505.0	391.3	489.7
$N^{det.}$			4038.8	3130.0	3614.6
Super-K:	22.5	Agua			
$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$			182.2	141.2	158.5
$\nu_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e^-$			30.4	23.5	29.5
$N^{det.}$			243.0	188.3	217.5
DUNE:	40	Argón Líquido			
$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$			262.7	203.6	228.6
$\nu_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e^-$			43.8	33.9	42.5
$N^{det.}$			350.3	271.5	313.5
JUNO:	20	LAB			
$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$			163.2	126.5	142.0
$\nu_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e^-$			27.2	21.1	26.4
$N^{det.}$			217.7	168.7	194.8

**Figura 4.4:** Histogramas de las energías iniciales de los electrones, correspondientes a 20,000 eventos simulados siguiendo las distribuciones del ME, de Dirac y de Majorana, respectivamente.

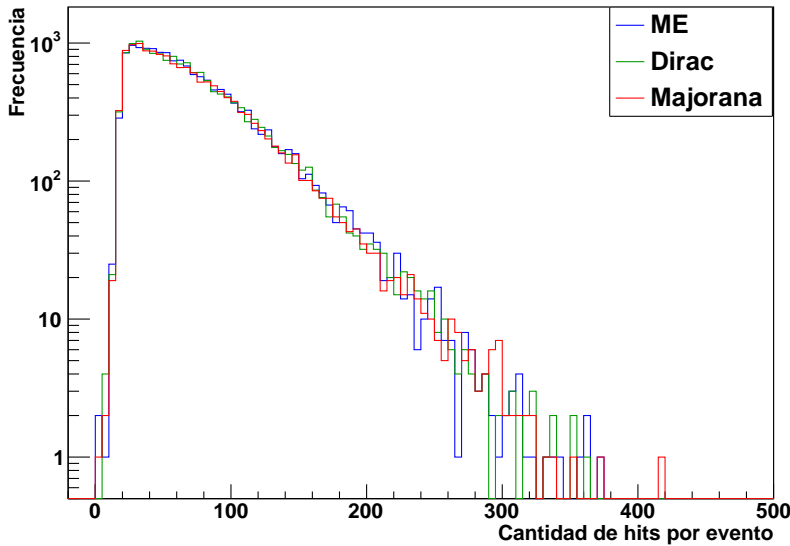


Figura 4.5: Histogramas del número de *hits* generados por evento, correspondientes a 20,000 electrones simulados siguiendo las distribuciones energéticas del ME, de Dirac y de Majorana, respectivamente.

4.2.1 Calibración del Monte Carlo del detector

Se realizaron cinco simulaciones de fuentes puntuales de electrones monoenergéticos, localizadas en el centro del detector, cada una de 1,000 electrones a las energías 5.5 MeV, 6.0 MeV, 7.0 MeV, 10.0 MeV y 12.0 MeV, respectivamente. Luego se obtuvo el valor medio del número de *hits* para cada simulación y se realizó un ajuste lineal con los pares ordenados de energía y número de *hits* obtenidos, también se tuvieron en cuenta las desviaciones estándares correspondientes a cada distribución. La justificación de realizar este tipo de ajuste se basa en que primeramente se supone que los electrones dispersados depositan toda su energía en el material sensible del detector, la energía depositada tiene una dependencia lineal con el número de fotones de Cherenkov que son creados y estos a su vez dependen linealmente del número de *hits* en el detector. En la figura 4.6 se muestran los histogramas con el número de *hits* generados por cada evento para las cinco simulaciones, donde se puede observar que las distribuciones siguen una forma aproximadamente gaussiana alrededor de los valores medios.

En la figura 4.7 se muestra el ajuste lineal y los correspondientes parámetros del ajuste, los datos utilizados para realizarlo se muestran en la tabla 4.2. De esta manera se obtuvo una relación lineal entre la energía inicial del electrón y el número de *hits* promedio que este genera, lo cual permite transformar el histograma del número de *hits* en uno de energía inicial de los electrones detectados. Los resultados se muestran en la figura 4.8, donde se puede observar que es muy poco probable estadísticamente hablando, que se observen electrones con energías mayores a 60 MeV, resultantes de una dispersión elástica con los neutrinos provenientes de una supernova. Además se observa también que el mayor número de electrones detectados poseen energías iniciales menores a 30 MeV. Por último cabe destacar que para los tres casos los espectros tienen perfiles similares por lo que la distribución de energías detectadas no se puede usar para estudiar la naturaleza de los

Tabla 4.2: Datos de las simulaciones para la calibración del Monte Carlo del detector SNO+. T es la energía inicial de los electrones. N es el número de *hits* promedio generado por cada electrón. σ_N es la desviación estándar correspondiente a las distribuciones del número de *hits* obtenidas de cada simulación.

Simulación	$T(\text{MeV})$	N	σ_N
1	5.5	42.13	7.48
2	6.0	46.33	7.47
3	7.0	53.26	8.43
4	10.0	76.74	10.30
5	12.0	91.33	11.40

neutrinos.

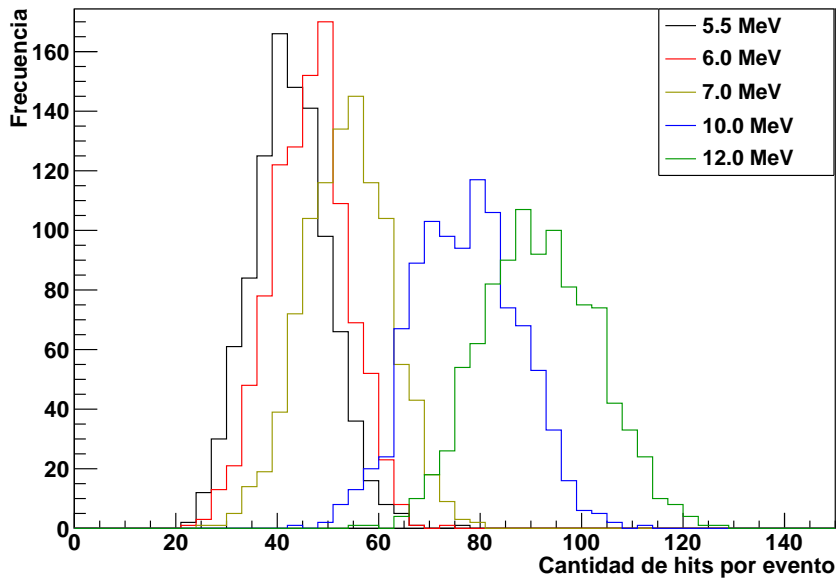


Figura 4.6: Histogramas del número de *hits* generados por electrón para cinco simulaciones de 1,000 eventos de 5.5 MeV, 6.0 MeV, 7.0 MeV, 10.0 MeV y 12.0 MeV de energía inicial de los electrones, respectivamente. Se consideraron fuentes puntuales localizadas en el centro del detector.

4.2.2 Eficiencia del detector

Con el objetivo de estimar la eficiencia del detector a energías mayores a $T_c^0 = 6.0$ MeV se utilizó la distribución energética de los electrones detectados correspondiente al caso ME. Se sumaron los eventos que poseen energías mayores a 6.0 MeV. Luego se realizó la misma operación utilizando la distribución de la energía inicial de los electrones simulados correspondiente también al caso ME (histograma presentado con color azul en la figura 4.4). De esta manera se obtuvo la razón entre el número de electrones detectados y el número de electrones simulados de energías mayores a 6.0 MeV, lo cual se puede utilizar como una buena aproximación para la eficiencia del detector. El resultado obtenido fue $\epsilon \sim 0.94$, o de manera equivalente, se estimó una eficiencia del 94%, correspondiente al experimento SNO+ en su primera fase de funcionamiento (con agua), para energías

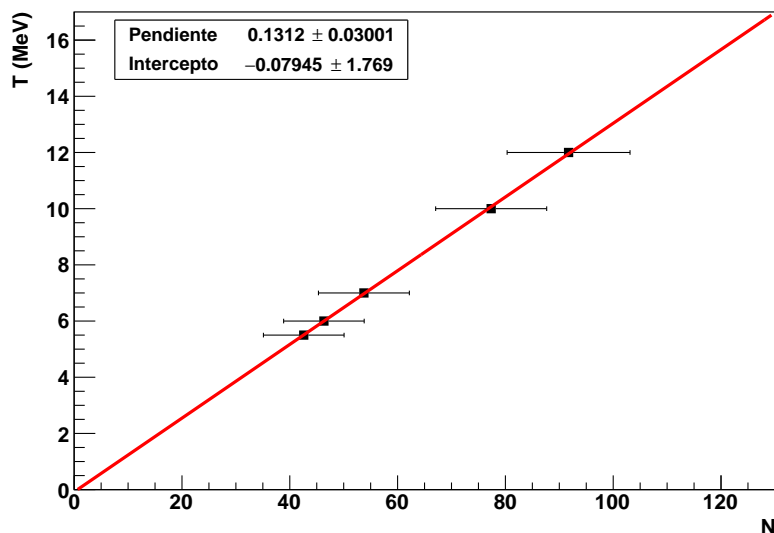


Figura 4.7: Ajuste lineal de los datos de las simulaciones realizadas para calibrar el Monte Carlo del experimento SNO+. En la parte superior izquierda se encuentra un recuadro con los parámetros del ajuste y sus respectivas incertidumbres. T es la energía cinética inicial de los electrones y N es el número promedio de *hits* generados por cada electrón simulado.

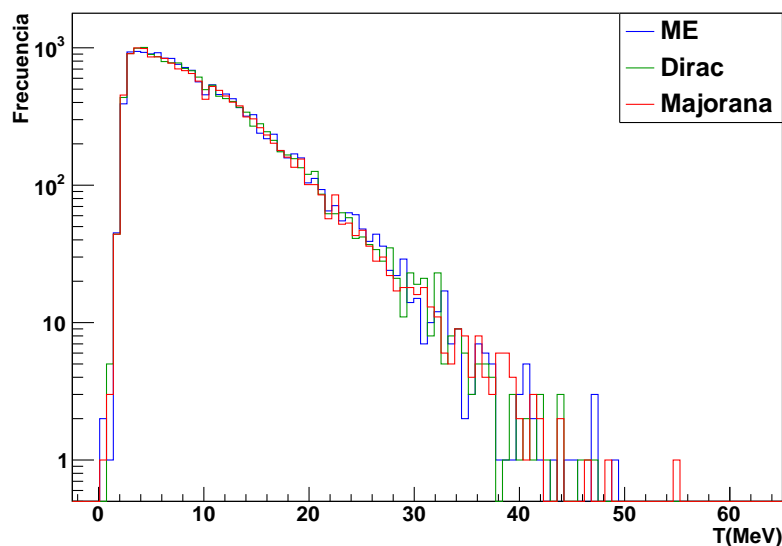


Figura 4.8: Distribuciones energéticas de los electrones detectados, correspondientes a 20,000 electrones simulados con los espectros de energía del ME, de Dirac y de Majorana, respectivamente.

mayores a 6.0 MeV. Como se ha estado enfatizando hasta el momento, este resultado no es más que una aproximación, dado que la eficiencia se define como una función de la energía según la expresión (3.1) y su determinación requiere una análisis más detallado, lo cual no es objetivo de esta tesis dado que no fue necesaria para la estimación del número de neutrinos que se espera detectar. Sin embargo el resultado obtenido podría inducir la idea de que en general los detectores de neutrinos se diseñan de tal manera que posean una alta eficiencia, lo cual es necesario debido a la pequeña sección eficaz que estas partículas poseen. Por esta razón y debido a que no se cuenta con el Monte Carlo de los demás detectores bajo estudio (Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO), se asume que los mismos poseen una eficiencia del 100% a partir de la energía de corte de 6.0 MeV.

4.2.3 Distribuciones del número de neutrinos que se espera detectar

Como bien se explicó en la sección 3.3, no todos los electrones que producen *hits* en el detector serán identificados debido, principalmente, al ruido de fondo proveniente de los materiales de construcción del detector y de la roca; y en este trabajo no se realizó un estudio detallado del ruido de fondo, por tanto se tomó una energía de corte de $T_c^0 = 6$ MeV, a partir de la cual se supone que la señal detectada corresponda totalmente a neutrinos de la supernova. Este hecho, aunque necesario, no es favorable para el estudio que nos concierne debido a que se desechan los eventos de bajas energías y es en esta región donde se encuentran los valores máximos de los espectros energéticos de los electrones detectados (ver figura 4.8).

Debido a que existe una distribución del número de *hits* generados por electrones monoenergéticos, lo cual determina la resolución del detector a determinada energía, el número de neutrinos que se espera detectar también seguirá una distribución (ver sección 3.6). Para estudiar este comportamiento se utilizó la simulación de 1,000 electrones a 6 MeV de energía, localizados en el centro del detector, lo cual formó parte de la calibración del Monte Carlo. Usando la propia calibración se transformó el histograma del número de *hits*, correspondiente a la simulación antes mencionada, en un histograma de energía detectada T . Luego se ajustó dicho histograma a una distribución gaussiana (ver figura 4.9) y la desviación estándar resultante del ajuste se interpretó como la resolución del detector a 6 MeV, obteniéndose una resolución aproximadamente del 16% correspondiente a la energía de corte escogida. Posteriormente se generaron 1,000 números aleatorios (*fake experiments*) siguiendo la distribución gaussiana obtenida y para cada número generado (T_c) se determinó el número de neutrinos detectados N'_d (correspondiente a los 20,000 electrones simulados) sumando los eventos de la distribución energética de los electrones detectados que poseen energías $T \geq T_c$, obteniéndose así una distribución para N'_d .

Con el fin de obtener la distribución del número de neutrinos que realmente se espera detectar N_d se utilizó la relación (3.6) y los valores de N^{det} correspondientes a cada caso bajo estudio fueron tomados de la tabla 4.1 en la sección referente al experimento SNO+. De esta manera se obtuvieron las distribuciones que se muestran en la figura 4.10, donde se presentan los valores medios y las desviaciones estándar correspondientes del número de neutrinos que se espera detectar para cada caso. En dicha figura se puede observar que las distribuciones obtenidas se encuentran muy cercanas y superpuestas por lo que resultaría muy difícil poder identificar la naturaleza de los neutrinos a través del número de neutrinos detectados. Esto está dado principalmente porque el experimento SNO+ no posee la masa suficiente como para que los valores medios de cada una de las distribuciones se encuentren lo suficientemente separados a demás de que la resolución del detector resultó ser demasiado baja como para realizar este estudio. El método utilizado para la determinación del número de neutrinos que se espera detectar en el experimento SNO+ se puede

encontrar en la sección 3.6.1.

En la tabla 4.3 se muestran los intervalos de confianza para los niveles de confianza del 90%, 95% y 99%, correspondientes a cada caso (ME, Dirac y Majorana) y se puede observar que los mismos se encuentra parcialmente superpuestos lo que justifica el planteamiento realizado en el párrafo anterior, por lo que se concluye que este experimento no puede ser utilizado para realizar el estudio de la naturaleza de los neutrinos a partir del número total de eventos detectados.

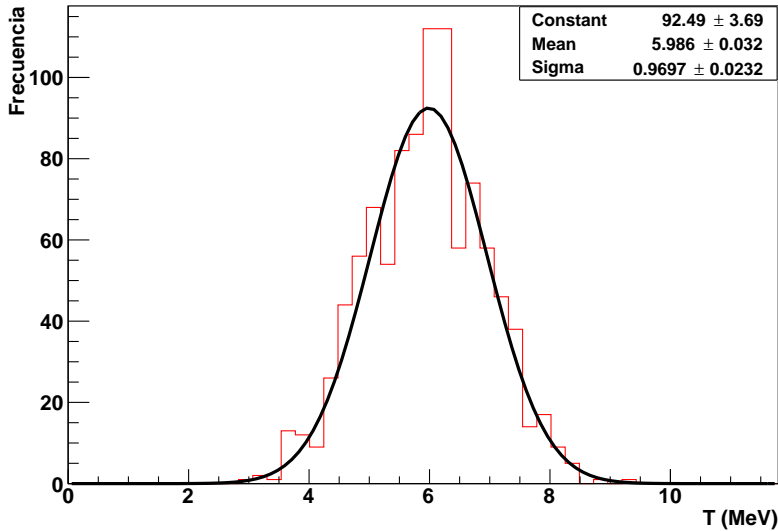


Figura 4.9: Con el color rojo se representa el histograma de la energía detectada correspondiente a 1,000 electrones de energía inicial 6 MeV simulados en el centro del detector SNO+. En negro se muestra la distribución gaussiana a la que fue ajustado el histograma. En la parte superior derecha se muestran los parámetros del ajuste.

4.3 Número de neutrinos que se espera detectar en otros experimentos de interés: Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO.

Para realizar el estudio correspondiente a los restantes experimentos: Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO, se tomaron las resoluciones de 5%, 5%, 10% y 2%, respectivamente, correspondientes a la energía de corte $T_c^0 = 6$ MeV (ver sección 3.4). Usando estas resoluciones, las cuales se interpretan como las desviaciones estándar de distribuciones gaussianas de valor medio T_c^0 , se generaron 10,000 número aleatorios (T_c) o *fake experiments*. Utilizando los valores de T_c se calcularon las integrales (3.3) correspondientes para cada caso bajo estudio (ME, Dirac y Majorana), referentes a cada uno de los detectores; donde se asumió una eficiencia del 100% a partir de la energía de corte escogida. De esta manera se obtuvieron las distribuciones para el número de neutrinos que se espera detectar en cada uno de los experimentos, las cuales se muestran en la figura

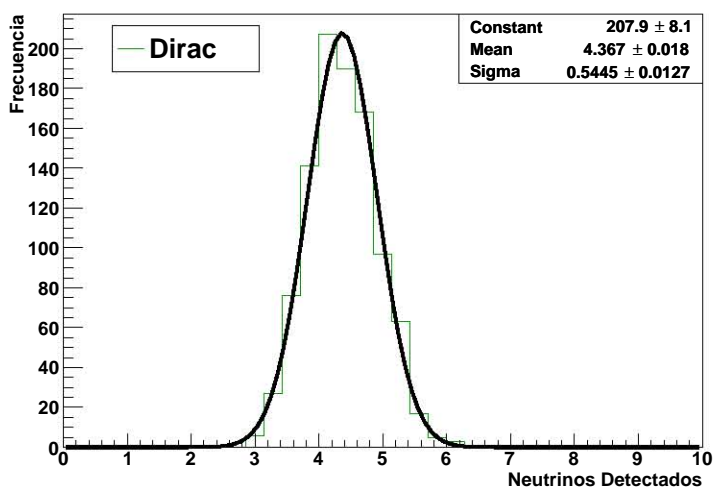
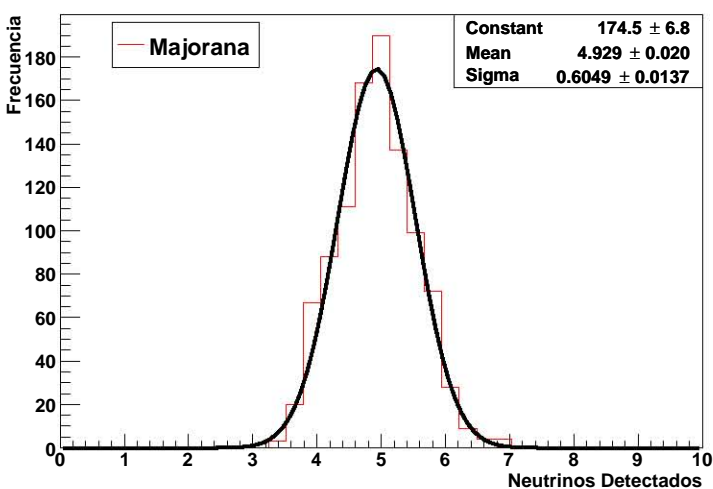
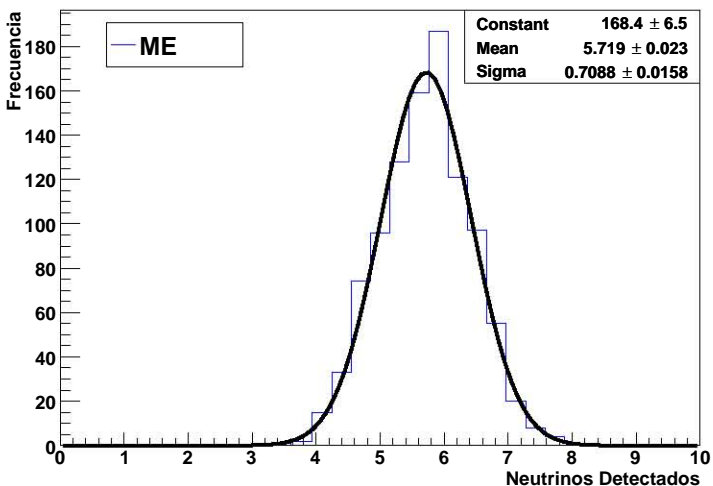


Figura 4.10: Distribuciones para el número de neutrinos detectados correspondientes a los tres casos bajo estudio en el experimento SNO+. En color negro se muestran las correspondientes distribuciones gaussianas a las que fueron ajustados los histogramas. En la parte superior derecha de cada gráfica se encuentran los parámetros del ajuste.

4.11. Es importante señalar que las integrales pertinentes se realizaron utilizando el código SUPERNOVA acoplado a un generador de números aleatorios.

En la figura 4.11 se puede observar que la mayor diferencia entre los valores medios del

número de neutrinos que se espera detectar corresponde al experimento Hyper-K, lo cual era de esperar debido a que este futuro detector será el de mayor masa (374 kton de agua), en segundo lugar se encuentra DUNE (40 kton de argón), en tercer lugar Super-K (22.5 kton de agua) y en cuarto lugar se encuentra el detector JUNO (20 kton de LAB). También se puede observar que las distribuciones gaussianas obtenidas para cada caso se encuentran superpuestas y esto se debe a la resolución del detector: en el experimento DUNE es donde mayor superposición se puede observar debido a que este posee menor resolución (10%), en segundo lugar se encuentran los experimentos Super-K y Hyper-K los cuales poseen una resolución del 5%, y en tercer lugar se encuentra el experimento JUNO con una resolución más favorable del 2%, donde prácticamente no existe superposición.

El estudio realizado demuestra que no solo se necesita que los detectores posean una gran masa de material activo sino que también una buena resolución. En este sentido se obtuvo que el detector más indicado para realizar el estudio que nos concierne es JUNO, dado que se pueden establecer con un nivel de confianza mayor al 99% los intervalos correspondientes a los casos ME, Majorana y Dirac. También debemos tener en cuenta que los detectores Super-K y Hyper-K permiten establecer intervalos de confianza con un nivel cercano al 90% y que el detector menos indicado para realizar el estudio es DUNE debido a que tiene una resolución muy baja. En la tabla 4.3 se muestran, para cada uno de los detectores, los valores medios del número de neutrinos que se espera detectar, las desviaciones estándar de las distribuciones y los intervalos de confianza correspondientes a los niveles de confianza del 90%, 95% y 99%, para cada caso (ME, Dirac y Majorana).

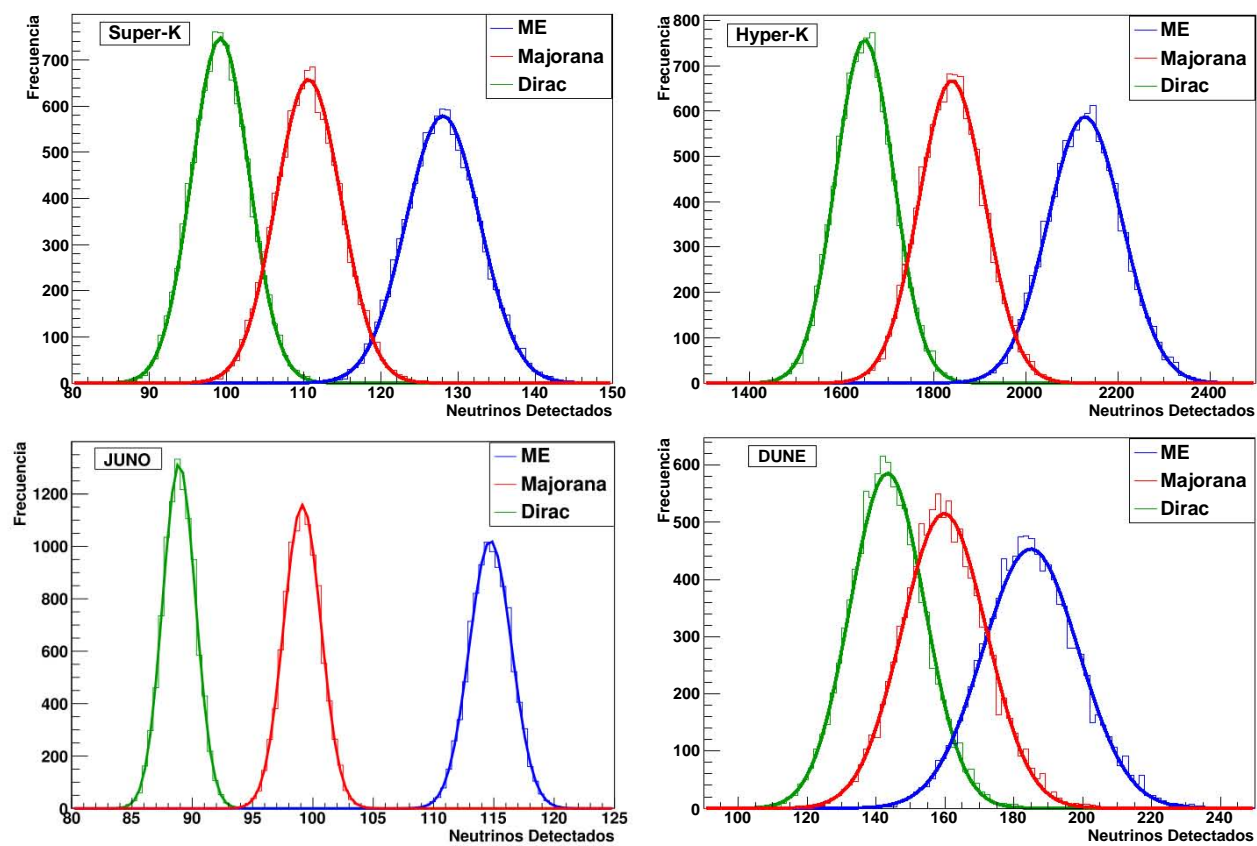


Figura 4.11: Distribuciones del número de neutrinos que se espera detectar para los tres casos bajo estudio en los experimentos Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO respectivamente.

Tabla 4.3: Número promedio de neutrinos que se espera detectar $\langle N_d \rangle$ en cada uno de los experimentos bajo estudio. Se muestran los resultados para los casos ME, Dirac y Majorana correspondientes a cada experimento, con la letra σ se denotan las desviaciones estándares correspondientes a distribuciones gaussianas del número de neutrinos que se espera detectar. Con las siglas IC se denotan los intervalos de confianza correspondientes a los niveles de confianza del 90%, 95% y 99% respectivamente.

Experimento	$\langle N_d \rangle$	σ	IC-90%	IC-95%	IC-99%
SNO+:					
ME	5.7	0.7	(4.5 - 6.9)	(4.3 - 7.1)	(3.6 - 7.8)
Majorana	4.9	0.6	(3.9 - 5.9)	(3.7 - 6.1)	(3.1 - 6.7)
Dirac	4.4	0.5	(3.5 - 5.3)	(3.3 - 5.5)	(2.7 - 6.0)
Super-K:					
ME	128.0	4.8	(120.1 - 135.9)	(118.4 - 137.6)	(113.7 - 142.4)
Majorana	110.6	4.2	(103.7 - 117.6)	(102.2 - 119.1)	(98.0 - 123.3)
Dirac	99.2	3.7	(93.1 - 105.3)	(91.8 - 106.7)	(88.1 - 110.4)
Hyper-K:					
ME	2128.7	81.1	(1995.3 - 2262.1)	(1966.5 - 2290.9)	(1885.5 - 2372.0)
Majorana	1839.4	71.3	(1722.1 - 1956.7)	(1696.7 - 1982.1)	(1625.4 - 2053.4)
Dirac	1649.9	63.0	(1546.3 - 1753.4)	(1523.9 - 1775.8)	(1460.9 - 1838.8)
DUNE					
ME	184.9	13.9	(162.0 - 207.8)	(157.0 - 212.8)	(143.1 - 226.8)
Majorana	159.8	12.3	(139.6 - 180.0)	(135.2 - 184.3)	(123.0 - 196.6)
Dirac	143.3	10.8	(125.5 - 161.1)	(121.7 - 165.0)	(110.9 - 175.8)
JUNO					
ME	114.7	1.8	(111.8 - 117.6)	(111.2 - 118.2)	(109.5 - 120.0)
Majorana	99.1	1.5	(96.6 - 101.7)	(96.0 - 102.2)	(94.5 - 103.7)
Dirac	88.9	1.4	(86.7 - 91.1)	(86.2 - 91.6)	(84.8 - 93.0)

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo, con la finalidad de evaluar el potencial de varios detectores subterráneos de neutrinos, como son: SNO+, Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO, para el estudio de la naturaleza de los neutrinos provenientes de una supernova, se realizaron una serie de tareas. Primeramente se asumió un modelo térmico para el flujo de neutrinos de la supernova donde se supone que se emiten 3×10^{53} erg de energía en forma de neutrinos de todas las especies durante 10 s y que la energía emitida se encuentra particionada entre todas las especies de neutrinos por igual. A partir de este modelo se obtuvo la fluencia como función de la distancia a la que ocurre la supernova, la cual se consideró de 10 kpc dado que es a esta distancia donde existe la mayor probabilidad de ocurrencia de una supernova. Luego se establecieron los parámetros que intervienen en la polarización de los neutrinos: se asumió un momento magnético efectivo para ambos casos (Dirac y Majorana) igual al límite superior establecido para neutrinos de Dirac ($\mu_\nu = 10^{-19} \mu_B$) y que el campo magnético de la supernova permanece constante en un radio de 100 km con un valor para la componente perpendicular $B_\perp = 10^{15}$ G, lo cual implica que los neutrinos tengan una helicidad $s_\parallel = -0.55$. De esta manera se evaluaron las secciones eficaces de dispersión $\nu - e$ utilizando el valor de la helicidad antes mencionado lo cual permitió obtener las tasas de dispersiones y por tanto el número de neutrinos que interactuarían con los electrones del material sensible de un detector determinado.

Como parte de este trabajo y con el fin de obtener las tasas de dispersiones $\nu - e$ en función de la energía de retroceso de los electrones, se creó un software escrito en Python llamado SUPERNOVA, el cual es flexible a estudiar la detección de neutrinos provenientes de una supernova a través de la dispersión elástica $\nu - e$. El código recibe como entradas la distancia a la que ocurre la supernova, la helicidad de los neutrinos, la masa y la composición química del material sensible del detector y devuelve las tasas de eventos respecto a la energía de retroceso de los electrones, las tasas de eventos respecto a la energía de los neutrinos incidentes, los números de neutrinos que interactúan con los electrones del material sensible del detector y las secciones eficaces totales correspondientes

al ME, Dirac y Majorana en función de las energías de los neutrinos incidentes.

Dado que en este trabajo no se realizó un estudio detallado de ruidos de fondo, utilizando simulaciones con Monte Carlo, se estableció una energía de corte $T_c^0 = 6$ MeV a partir de la cual se supone que la señal detectada corresponderá solamente a neutrinos de la supernova. Una vez que se obtuvieron las tasas de dispersiones en función de la energía de los electrones dispersados se usaron esos espectros para simular a través del código RAT los electrones en el experimento SNO+ y de esta manera poder estimar el número de neutrinos que se espera detectar en cada caso bajo estudio (ME, Dirac y Majorana). Los cálculos correspondientes a los experimentos Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO se realizaron utilizando el código SUPERNOVA acoplado a un generador de números aleatorios, donde se tomó una eficiencia del 100% a partir de la energía de corte y las resoluciones de los detectores correspondientes a T_c^0 del 5%, 5%, 10% y 2%, respectivamente.

Los resultados de este trabajo muestran que el detector correspondiente a la mayor diferencia entre el valor medio del número de neutrinos que se espera detectar para los tres casos bajo estudio es Hyper-K dado que sería el de mayor masa, seguidamente se encuentran DUNE, Super-K, JUNO y SNO+. Sin embargo debido a que la resolución del detector determina los intervalos de confianza para el número de neutrinos que se espera detectar, el experimento más conveniente para realizar el estudio de la naturaleza de los neutrinos es JUNO, con una resolución estimada del $3\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$, con lo cual se obtiene que para un nivel de confianza del 99% los intervalos correspondientes a los tres casos bajo estudio (ME, Dirac y Majorana) no se interceptan. Esto se puede observar en la figura 5.1.

Los resultados correspondientes a SNO+ descartan la posibilidad de realizar el estudio utilizando este experimento debido a que las diferencias que se obtienen para el valor medio del número de neutrinos que se espera detectar en cada caso es de un neutrino aproximadamente. De igual manera, a través de la simulación de una fuente puntual de electrones de energía igual a T_c^0 se estimó una resolución del 16% a dicha energía, lo cual es otro factor desfavorable en relación al estudio de la naturaleza de los neutrinos provenientes de una supernova en este experimento.

El estudio realizado solamente muestra el procedimiento a seguir para determinar la naturaleza de los neutrinos experimentalmente en caso de que el momento magnético de los neutrinos, el campo magnético de la supernova y el espectro energético de emisión de neutrinos en la supernova sean conocidos con gran fiabilidad, así como sus errores sistemáticos; y dado el caso en el que el número de eventos detectados no corresponda a ninguna de las predicciones entonces sería posible proponer la existencia de Nueva Física o al menos indicios que apunten a un factor adicional tanto en la teoría como en la explosión de la supernova. Además, si se determinara por otra vía la naturaleza de los neutrinos, este estudio permitiría acotar los valores para el campo magnético de la supernova o el

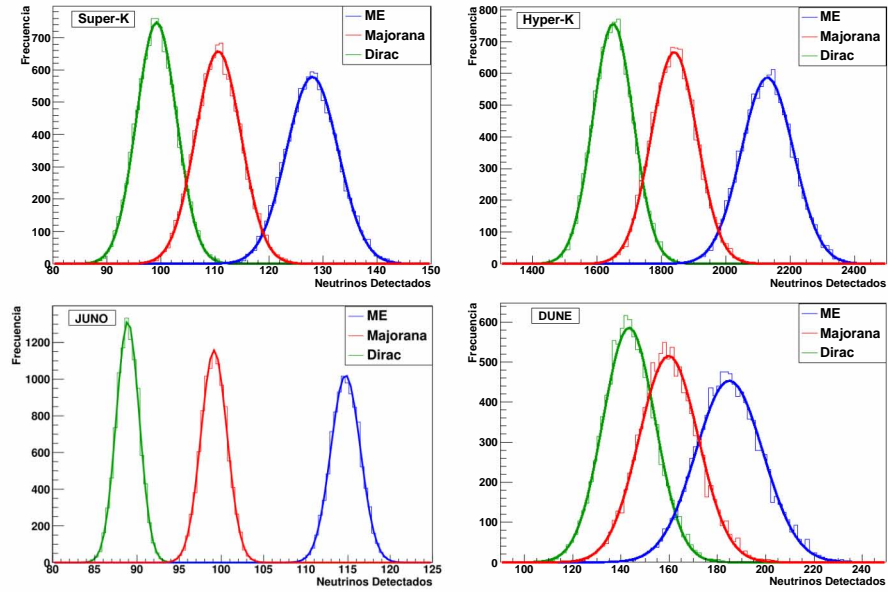


Figura 5.1: Distribuciones del número de neutrinos que se espera detectar para los tres casos bajo estudio en los experimentos Super-K, Hyper-K, DUNE y JUNO, respectivamente.

momento magnético de los neutrinos, así como, a partir del número de eventos detectados, ajustar los parámetros teóricos del flujo de neutrinos de supernovas.

Bibliografía

- [1] Cecilia Lunardini. The diffuse supernova neutrino flux, supernova rate and sn1987a. *Astropart. Phys.*, 26:190–201, 2006.
- [2] J. Barranco, D. Delepine, M. Napsuciale, and A. Yebra. Distinguishing Dirac and Majorana neutrinos with astrophysical fluxes. 2017.
- [3] S. Andringa et al. Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment. *Adv. High Energy Phys.*, 2016:6194250, 2016.
- [4] M. Ikeda et al. Search for Supernova Neutrino Bursts at Super-Kamiokande. *Astrophys. J.*, 669:519–524, 2007.
- [5] K. Abe et al. Hyper-Kamiokande Design Report. 2018.
- [6] R. Acciarri et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). 2015.
- [7] Agnese Giaz. Status and perspectives of the JUNO experiment. In *Proceedings, Prospects in Neutrino Physics (NuPhys2017): London, UK, December 20-22, 2017*, pages 53–60, 2018.
- [8] A.C. Phillips. *The Physics of Stars*. Manchester Physics Series. Wiley, 2013.
- [9] Belina Von Krosigk. *Measurement of proton and α particle quenching in LAB based scintillators and determination of spectral sensitivities to supernova neutrinos in the SNO+ detector*. PhD thesis, Dresden, Tech. U., Dept. Math., 2015.
- [10] H. Th. Janka. Neutrino Emission from Supernovae. 2017.
- [11] C. Giunti and C.W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press ,Oxford, 2007.
- [12] Georg G. Raffelt. Muon-neutrino and tau-neutrino spectra formation in supernovae. *Astrophys. J.*, 561:890–914, 2001.
- [13] H. T. Janka and W. Hillebrandt. Neutrino emission from type II supernovae : an analysis of the spectra. 224:49–56, Oct 1989.

- [14] H. Thomas Janka, Florian Hanke, Lorenz Huedepohl, Andreas Marek, Bernhard Mueller, and Martin Obergaulinger. Core-Collapse Supernovae: Reflections and Directions. *PTEP*, 2012:01A309, 2012.
- [15] Hans A. Bethe and James R. Wilson. Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating. *Astrophys. J.*, 295:14–23, 1985.
- [16] Hans-Thomas Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo, and B. Mueller. Theory of Core-Collapse Supernovae. *Phys. Rept.*, 442:38–74, 2007.
- [17] Mathias Th. Keil, Georg G. Raffelt, and Hans-Thomas Janka. Monte Carlo study of supernova neutrino spectra formation. *Astrophys. J.*, 590:971–991, 2003.
- [18] Basudeb Dasgupta and John F. Beacom. Reconstruction of supernova ν_μ , ν_τ , $\bar{\nu}_\mu$, and $\bar{\nu}_\tau$ neutrino spectra at scintillator detectors. *Phys. Rev. D*, 83:113006, Jun 2011.
- [19] H.-T. Janka. The Garching Core-Collapse Supernova Research. <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/ccsnarchive/>.
- [20] Carlo Giunti and Alexander Studenikin. Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. *Rev. Mod. Phys.*, 87:531, 2015.
- [21] Johannes Welter. *Phenomenology of neutrino magnetic moments*. PhD thesis, Heidelberg U., 2017.
- [22] V. Bargmann, Louis Michel, and V. L. Telegdi. Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field. *Phys. Rev. Lett.*, 2:435–436, May 1959.
- [23] M. Obergaulinger, H. Th. Janka, and M. A. Aloy. Magnetic field amplification and magnetically supported explosions of collapsing, non-rotating stellar cores. *Royal Astronomical Society*, 445(3):3169–3199, Dec 2014.
- [24] A. Heger, S. E. Woosley, and H. C. Spruit. Presupernova Evolution of Differentially Rotating Massive Stars Including Magnetic Fields. *The Astrophysical Journal*, 626(1):350–363, jun 2005.
- [25] Studenikin Alexander. Status and perspectives of neutrino magnetic moments. *Journal of Physics: Conference Series*, 718:062076, may 2016.
- [26] V. I. Aleshin, V. N. Vyrodov, L. A. Grigoryeva, Yu. V. Kozlov, D. N. Lykov, V. P. Martemyanov, L. A. Popeko, A. A. Sabelnikov, V. G. Tarasenkov, E. N. Turbin, A. V. Cherny, and G. A. Shishkina. A neutrino experiment at the krasnoyarsk underground reactor. *Instruments and Experimental Techniques*, 51(4):499–505, Jul 2008.

- [27] Z. Daraktchieva, C. Amsler, M. Avenier, C. Brogini, J. Busto, C. Cerna, F. Juget, D.H. Koang, J. Lamblin, D. Lebrun, O. Link, G. Puglierin, A. Stutz, A. Tadsen, J.-L. Vuilleumier, and V. Zacek. Final results on the neutrino magnetic moment from the MUNU experiment. *Physics Letters B*, 615(3):153 – 159, 2005.
- [28] TEXONO Collaboration. Search of neutrino magnetic moments with a high-purity germanium detector at the kuo-sheng nuclear power station. *Phys. Rev. D*, 75:012001, Jan 2007.
- [29] A. G. Beda, V. B. Brudanin, and V. G. Egorov. The Results of Search for the Neutrino Magnetic Moment in GEMMA Experiment. *Advances in High Energy Physics*, 2012.
- [30] LSND Collaboration. Measurement of electron-neutrino electron elastic scattering. *Phys. Rev. D*, 63:112001, May 2001.
- [31] DONUT Collaboration. A new upper limit for the tau-neutrino magnetic moment. *Physics Letters B*, 513(1):23 – 29, 2001.
- [32] Super-Kamiokande Collaboration. Limits on the Neutrino Magnetic Moment using 1496 Days of Super-Kamiokande-I Solar Neutrino Data. *Phys. Rev. Lett.*, 93:021802, Jul 2004.
- [33] Borexino Collaboration. Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data. *Phys. Rev. D*, 96:091103, Nov 2017.
- [34] Erica Caden. Status of the SNO+ Experiment. In *15th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2017) Sudbury, Ontario, Canada, July 24-28, 2017*, 2017.
- [35] Peter W. Gorham, David P. Saltzberg, Paul Schoessow, Wei Gai, John G. Power, Richard Konecny, and M. E. Conde. Radio-frequency measurements of coherent transition and Cherenkov radiation: Implications for high-energy neutrino detection. *Phys. Rev. E*, 62:8590–8605, Dec 2000.
- [36] Super-Kamiokande Colaboration. The super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 501(2):418 – 462, 2003.
- [37] L. Reichhart et al. Quenching Factor for Low Energy Nuclear Recoils in a Plastic Scintillator. *Phys. Rev.*, C85:065801, 2012.
- [38] M. Anderson et al. Measurement of the ^8B solar neutrino flux in SNO+ with very low backgrounds. *Phys. Rev.*, D99(1):012012, 2019.
- [39] Andrea Gallo Rosso, Francesco Vissani, and Maria Cristina Volpe. What can we learn on supernova neutrino spectra with water Cherenkov detectors? *JCAP*, 1804(04):040, 2018.

- [40] B. Abi et al. The DUNE Far Detector Interim Design Report Volume 1: Physics, Technology and Strategies. 2018.
- [41] A. Ereditato and A. Rubbia. The Liquid argon TPC: A Powerful detector for future neutrino experiments and proton decay searches. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 154:163–178, 2006. [,163(2005)].
- [42] Valentina De Romeri, Enrique Fernandez-Martinez, and Michel Sorel. Neutrino oscillations at DUNE with improved energy reconstruction. *JHEP*, 09:030, 2016.
- [43] Fengpeng An et al. Neutrino Physics with JUNO. *J. Phys.*, G43(3):030401, 2016.
- [44] B. Aharmim et al. Measurement of neutron production in atmospheric neutrino interactions at the Sudbury Neutrino Observatory. 2019.
- [45] Gianmarco Bruno and Walter Fulgione. Flux measurement of fast neutrons in the Gran Sasso underground laboratory. 2019.
- [46] Patrick Huber, M. Lindner, and W. Winter. Simulation of long-baseline neutrino oscillation experiments with GLOBES (General Long Baseline Experiment Simulator). *Comput. Phys. Commun.*, 167:195, 2005.
- [47] <https://www.mpi-hd.mpg.de/personalhomes/globes/>.
- [48] Warren P. Wright, Gautam Nagaraj, James P. Kneller, Kate Scholberg, and Ivo R. Seitenzahl. Neutrinos from type Ia supernovae: The deflagration-to-detonation transition scenario. *Phys. Rev.*, D94(2):025026, 2016.
- [49] Luca Cavalli. Rapid identification of supernovae at SNO+. Master’s thesis, University of Oxford, 2015.
- [50] Kristian Bjørke. Simulation study of optical degradation monitoring in the sno+ experiment using an led-based calibration system. 2016.
- [51] Rene Brun and Fons Rademakers. Root—an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1-2):81–86, 1997.