



La dispersión elástica coherente neutrino núcleo (CEvNS) como prueba del Modelo Estándar

Neider Yesith Olivo Marcelo

Universidad de Pamplona
Facultad de Ciencias Básicas
Pamplona, Norte de Santander , Colombia
2022

La dispersión elástica coherente neutrino núcleo (CEvNS) como prueba del Modelo Estándar



Neider Yesith Olivo Marcelo

Trabajo presentado para optar el título de:
Físico

Directora:
(Ph.D.) Blanca Cecilia Cañas Orduz

Línea de Investigación:
Física de partículas

Grupo de Investigación:
Integrar

Universidad de Pamplona
Facultad de Ciencias Básicas
Pamplona, Norte de Santander, Colombia
2022

Dedicatoria

A mi tía mamá, que a pesar de todas las dificultades siempre estuvo ahí cuando más la necesité.

A mi papá, a mi viejo y cada uno de los miembros de mi familia que siempre creyeron en mí y nunca me dejaron de apoyar.

A esa personita que desde el cielo sé que siempre estará orgullosa de mí y de todo lo que pueda conseguir.

A mi hermosa niña y por supuesto también al amor de mi vida, por la paciencia y amor que siempre tuvieron conmigo durante todo este proceso.

A mis hermanos, para que siempre se sientan orgullosos de mí.

Agradecimientos

El presente trabajo de investigación es el resultado no solo de mi esfuerzo, si no también el de ciertas personas que de alguna u otra manera fueron importante en el desarrollo del mismo, por eso quiero agradecerles a continuación.

Primeramente agradecerle a Dios por darme la vida y la sabiduría para poder llevar a cabo este proceso tan importante.

De manera muy especial agradezco a la Dra. Blanca Cañas por depositar su confianza en mí y permitir que hiciera parte de su grupo de investigación, por todo el compromiso, experiencia y paciencia que tuvo para con este trabajo, por ser siempre ese pilar y mentor que todo estudiante merece tener en su proceso de formación.

A la universidad de Pamplona por la formación brindada en especial a todos los docentes del Departamento de Física y Geología que de alguna u otra manera aportaron a mi formación académica.

Al Dr. Víctor Bastos y a la Dr. Carolina Rivera , por ser los evaluadores de este trabajo y tener la dedicación para realizar la lectura y realizar las respectivas recomendaciones que fueron fundamentales para el fortalecimiento del presente trabajo de investigación.

De igual manera agradezco a mi familia por ser quienes me impulsaron al cumplimiento de mis metas, por siempre estar ahí dándome el apoyo necesario y nunca dejarme solo.

Finalmente agradecerle a todos esas personas que conocí durante todo este proceso, gracias por cada uno de sus consejos y experiencias vividas.

Resumen

En el presente trabajo se realizó el estudio de la sección eficaz diferencial (CEvNS), proceso en el cual, un neutrino interactúa con un núcleo como un todo, es decir, que no ve su composición nuclear. En este análisis fueron utilizados antineutrinos de reactor, ya que su energía se encuentra en el régimen de bajas energías ($2 - 8 \text{ MeV}$). Se realizó el cálculo de la sección eficaz diferencial de dicho proceso para posteriormente utilizarla en el diseño de un programa en lenguaje de programación *Fortran*, este programa permitió el cálculo del número de eventos que pueden ocurrir para la dispersión en un cierto rango de energías, estos datos fueron comparados con los datos que se esperan sean producidos por el experimento CONUS mediante un análisis estadístico χ^2 que también fue calculado mediante la implementación de códigos numéricos. Finalmente se obtuvieron las restricciones a los valores del ángulo de mezcla débil $\sin^2 \theta_W$ a bajas energías.

Palabras clave: CEvNS, neutrinos, ángulo de mezcla débil, dispersión.

Abstract

In the present work, the study of the differential effective section (CEvNS) was carried out, a process in which a neutrino interacts with a nucleus as a whole, that is, it does not see its nuclear composition. In this analysis reactor antineutrinos were used, since their energy is in the low energy regime ($2 - 8 \text{ MeV}$). The calculation of the differential effective section of said process was carried out to later use it in the design of a program in the programming language *Fortran*, this program allowed the calculation of the number of events that can occur for dispersion in a certain range of energies, these data were compared with the data expected to be produced by the CONUS experiment through a statistical analysis χ^2 that was also calculated through the implementation of numerical codes. Finally, the restrictions to the values of the weak mixing angle $\sin^2 \theta_W$ at low energies were obtained.

Keywords: CEvNS, neutrinos, weak mixing angle, scattering.

Contenido

Agradecimientos	v
Resumen	vii
Lista de figuras	x
Lista de tablas	xiii
1. Introducción	1
2. Modelo Estándar y física de Neutrinos	4
2.1. El Modelo Estándar	4
2.1.1. Interacciones fundamentales de la materia	5
2.2. Una mirada a la historia de los Neutrinos	8
2.3. Experimento de Clyde Cowan y Frederick Reines	11
2.4. Física de Neutrinos	13
2.4.1. Clases de Neutrinos	13
2.4.2. Oscilaciones de Neutrinos	14
2.4.3. Fuentes de Neutrinos	14
3. Dispersión elástica coherente neutrino-núcleo	21
3.1. Dispersión elástica coherente neutrino-núcleo	24
3.2. Detección de CEvNS	27
3.2.1. Fuentes de Neutrinos utilizados para CEvNS	28
3.2.2. Fuentes artificiales	28
3.2.3. Fuentes naturales	32
3.3. Experimentos de CEvNS	32
3.3.1. Experimentos con fuentes de piones detenidos.	33
3.3.2. Experimentos con fuentes de reactores	36
4. CEvNS dentro dentro del Modelo Estándar.	45
4.1. Regla de oro para CEvNS	45
4.2. Amplitud $ \mathcal{M} ^2$ para CEvNS	50
4.3. Sección transversal diferencial de CEvNS	57

5. Análisis estadístico	62
5.1. Experimento CONUS	62
5.2. Espectro de Antineutrinos	64
5.3. Energía de retroceso máxima	65
5.4. Efecto de la Masa en la sección eficaz diferencial	66
5.5. Efecto del Factor de forma nuclear en la sección eficaz diferencial	68
5.6. Sensibilidad experimental al ángulo de mezcla débil	69
6. Conclusiones	74
A. Identidades y propiedades de las matrices Gamma	76
A.1. Identidades de la Traza	76
A.2. Propiedades de la matriz γ^5	76
A.3. Otras Identidades	77
A.4. Demostración de $\bar{\Gamma}_2 = \gamma^0 \Gamma_2^\dagger \gamma^0 = \Gamma_2$	77
B. Reglas de Feynman para el modelo estándar electrodébil	78
B.1. Líneas Externas	79
B.2. Líneas Internas	79
B.3. Vértices	80
B.4. Sección transversal y tasa de decaimiento	81
C. Energía máxima de retroceso del núcleo	82
Bibliografía	86

Lista de Figuras

2-1. Partículas del Modelo Estándar.	6
2-2. Ilustración esquemática del montaje experimental para la detección de neutrinos utilizado por Cowan y Reines.	12
2-3. Telegrama escrito por Reines y Cowan a Pauli para notificarle sobre el descubrimiento de los neutrinos.	13
2-4. Mensaje de Pauli a Reines y Cowan en respuesta al telegrama enviado.	13
2-5. Flujo y energía de neutrinos de varias fuentes.	15
2-6. Relación entre los postulados teóricos y los resultados experimentales de las oscilaciones de neutrinos atmosféricos.	17
3-1. Efectos coherentes de una corriente neutra débil	22
3-2. Sección transversal para CEvNS y otros acoplamientos de neutrinos.	23
3-3. Diagrama de Feynman para la interacción CEvNS.	25
3-4. Analogía de un proceso CEvNS	26
3-5. Instalación del detector CsI(Na)	27
3-6. Espectros de neutrinos emitidos por una fuente de piones detenida.	30
3-7. Mecanismo de producción de neutrinos en el SNS	31
3-8. Espectro de antineutrinos de reactor	32
3-9. Detectores de la colaboración COHERENT	34
3-10. Sección transversal de CEvNS medida con los detectores de CsI(Na) y argón líquido en función del número de neutrones	35
4-1. Dispersión de dos cuerpos en el marco de reposo de la partícula objetivo	46
4-2. Diagrama de Feynman para la interacción CEvNS.	51
5-1. Configuración de CONUS	63
5-2. Espectro de antineutrinos para los isótopos de ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu . Fuente: autor.	64
5-3. Energía de retroceso máxima en función de la energía del neutrino incidente para los núcleos de Ar, Ge, I, Xe y Cs.	66
5-4. Impacto de la masa en la sección eficaz diferencial para núcleos de Cs, Xe, I, Ge y Ar.	67
5-5. Impacto del factor de forma en la sección eficaz diferencial del Ge.	69

- 5-6.** Sensibilidad esperada del experimento CONUS al ángulo de mezcla débil a bajas energías. Las líneas rojas y verdes corresponden a un 100 % de eficiencia y 50 %, respectivamente. 72
- 5-7.** Ángulo de mezcla débil en función de la escala de energía asociada al momento transferido entre el neutrino y el núcleo. 73

Lista de Tablas

4-1. Valores de g_L, g_R, g_V, g_A para los campos de fermiones.	52
5-1. Información del experimento CONUS.	63
5-2. Masas de los núcleos utilizadas para ejemplificar la dependencia entre la energía de retroceso máxima y la energía del neutrino incidente.	65
5-3. Límites al ángulo de mezcla débil $\sin^2\theta_W$ a bajas energías.	71

1. Introducción

A lo largo de la historia han existido sucesos maravillosos que han revolucionado al mundo y lo que conocemos de él, algunos de estos sucesos han marcado precedentes capaces de cambiar capítulos completos del libro de la historia. Si hablamos de la física, que es la ciencia encargada de comprender el funcionamiento del universo, existen hechos tan importantes que para contarlos se necesitaría muchos libros, pero es necesario nombrar algunos y en esta ocasión se hace mención a una partícula tan peculiar y esquiva que al día de hoy sigue cautivando a los físicos encargados de estudiarla.

Los neutrinos, cuyo nombre fue otorgado por Enrico Fermi, son los actores principales de este trabajo de investigación. Son partículas que se encuentran en el grupo de los fermiones (partículas de espín semi-entero) dentro del Modelo Estándar de la física de partículas elementales. Los neutrinos poseen ciertas características como espín $1/2$, no poseen carga eléctrica y no tienen masa. Sabemos que los neutrinos tienen una masa distinta de cero debido al descubrimiento de las *oscilaciones de neutrinos*, fenómeno que discutiremos más adelante, en el Capítulo 2. El mejor límite actual de la masa del neutrino fue reportado por el experimento KATRIN, en el año 2021, y corresponde a $m_\nu < 0,8 \text{ eV}/c^2$ (90% CL) [1]. Existen diferentes fuentes de neutrinos, los que son creados por la naturaleza o neutrinos de fuentes naturales, también los hay creados por el hombre como lo es el caso de los neutrinos de aceleradores y reactores.

Estas partículas fantasmales solo interaccionan mediante la interacción débil, lo que generó que su primera detección fuese una osadía, aunque parecía imposible, fue lograda por Clyde Cowan y Frederick Reines en 1956 [2], lo que los hizo acreedores del premio nobel de física en 1995 [3]. Aunque ya descubierto, el neutrino no deja de sorprender a la comunidad de científicos quienes día a día siguen estudiando sus propiedades y su modo de interactuar con la materia con el fin de que algún día puedan conocer todos sus atributos.

Como se menciona en el párrafo anterior, el modo de interacción de los neutrinos con la materia es mediante la fuerza débil, por lo que el estudio de dichas interacciones es muy importante en la física de partículas, ya que éstas dan razón del comportamiento de los neutrinos. Una de estas interacciones, es en la que el neutrino interacciona con un núcleo

como un todo sin tener en cuenta sus componentes nucleares, esta dispersión lleva por nombre: *dispersión elástica coherente neutrino núcleo* o por sus siglas en inglés CEvNS. En este proceso se mide experimentalmente la energía de retroceso del núcleo al interactuar con el neutrino mediante el intercambio de un bosón Z neutro. Este proceso es muy particular, debido a que se deben cumplir una serie de requerimientos necesarios para que el neutrino vea al núcleo como un todo, por lo que se hace necesario tener ciertas consideraciones muy importantes, una de las más importantes está ligada con el valor de la energía que posee el neutrino incidente, ya que está debe estar dentro de un rango específico tal como se mencionará en la sección (3.2).

Aunque CEvNS posee una sección transversal muy grande en comparación con otros procesos (Figura **3-2**), pasó desapercibida durante mucho tiempo, esto debido a que la energía de retroceso del núcleo es demasiado pequeña del orden de unos pocos eV a keV, por lo que los detectores deben ser muy sensibles para poder realizar esta medición. Y no fue hasta 2017 cuando la colaboración COHERENT pudo presentar evidencia experimental de la detección de este proceso, utilizando un detector de yoduro de cesio dopado con sodio CsI[Na] [4]. Actualmente las interacciones de CEvNS son muy estudiadas por los físicos de partículas, esto debido a que como es un proceso dentro del margen de las interacciones débiles, puede brindar información que permita conocer ciencia más allá del modelo estándar, es decir, interacciones que no estén descritas dentro de esta gran teoría, así mismo puede dar razón de la existencia de nuevas partículas y explicar propiedades de los neutrinos que aún se desconocen. De cada uno de estos temas se discutirá a lo largo de este trabajo de investigación.

En esta tesis se llevó a cabo el estudio de la dispersión elástica coherente neutrino núcleo, utilizando fuentes de antineutrinos de reactor. Así mismo se llevó a cabo la restricción al ángulo de mezcla débil ($\sin^2 \theta_W$) para bajas energías utilizando un análisis estadístico χ^2 . El ángulo de mezcla débil es un parámetro que está muy bien fundamentado dentro del modelo estándar para la dispersión elástica coherente neutrino núcleo.

El desarrollo de esta investigación está estructurado en seis capítulos y tres apéndices complementarios a los capítulos fundamentales. El Capítulo 1 es el encargado de realizar la introducción al trabajo de investigación.

En el Capítulo 2, se realiza el recorrido por la historia y los conceptos fundamentales del modelo estándar y la física de neutrinos, en este se introducen las partículas fundamentales y las interacciones fundamentales que rigen a la materia. Así mismo se aprecian los conceptos de la física de neutrinos que dan razón de las clases y fuentes de neutrinos.

El Capítulo 3 brinda la información necesaria para realizar una excelente fundamentación teórica de la dispersión elástica coherente neutrino núcleo CEvNS. Inicialmente brinda un acercamiento a la historia de CEvNS desde su planteamiento inicial por Daniel Z. Freedman [5] hasta su posterior descubrimiento por la colaboración COHERENT. Además, presenta los requisitos necesarios para llevar a cabo la detección de CEvNS. Por último se aprecian los experimentos que actualmente están midiendo CEvNS y los que a futuro pretenden realizar mediciones de este tipo.

En el Capítulo 4 se presenta el análisis matemático realizado para obtener la sección eficaz diferencial de CEvNS, siendo este cálculo uno de los propósitos fundamentales de este trabajo de investigación.

En el capítulo 5 se pueden apreciar los detalles del experimento (CONUS) utilizado en el análisis del presente trabajo. Así mismo se exponen las principales propiedades de la dispersión elástica coherente neutrino núcleo, tales como: el efecto de la masa, el factor de forma nuclear y la energía de retroceso en el comportamiento de la sección eficaz. Finalmente se realiza el análisis estadístico χ^2 para la obtención del límite al ángulo de mezcla débil a baja energías.

El capítulo 6 contiene las conclusiones y discusiones que se generaron después del apropiamiento y análisis de la temática expuesta en el trabajo de investigación.

Finalmente se aprecian tres apéndices. En el Apéndice A, se muestran las propiedades de las matrices gamma utilizadas para la realización del cálculo de la sección transversal del capítulo 4, en el Apéndice B se muestran las reglas de Feynman para el modelo electrodébil utilizadas para el cálculo de la sección eficaz diferencial, y en el Apéndice C se muestra el cálculo detallado para la obtención de la energía máxima de retroceso del núcleo y la energía mínima del neutrino.

2. Modelo Estándar y física de Neutrinos

Cuando hablemos de partículas esquivas pensemos en los neutrinos, su estudio ha sido todo un reto, tanto para los físicos experimentales como para los físicos teóricos desde 1920, cuando el físico austriaco Wolfgang Ernst Pauli, los propuso teóricamente. Esta pequeña partícula casi fantasmal y controversial causó un revuelo muy grande en la física de partículas, desde aquella idea de Pauli, considerada por muchos como una locura teniendo en cuenta las capacidades de este físico, que a final de cuenta se salió con las suyas cuando Reines y Cowan pudieron confirmar experimentalmente el descubrimiento del neutrino. Esta partícula ayudó a solucionar grandes problemas de la época como los relacionados con la teoría de desintegración beta, abriendo las puertas a que se generara nueva física, como lo fue, el descubrimiento de las oscilaciones de los neutrinos.

En este capítulo se dará un recorrido rápido por la historia de los neutrinos, mostrando alguno de los sucesos más importantes y nombrando algunos de los actores más importantes que tuvieron gran influencia en lo que conocemos hoy día como la física de neutrinos. Así mismo el capítulo servirá para fundamentar los conceptos básicos de los neutrinos, tales como sabores y fuentes de los mismos.

2.1. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar de la física de partículas (SM, por sus siglas en inglés), es una teoría asombrosa que proporciona una descripción y una explicación del mundo que nos rodea. Es una teoría cuántica de campos relativista basada en el grupo gauge de simetrías $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, que describe las partículas e interacciones fundamentales de la naturaleza. Los subíndices C , L y Y hacen referencia al color, chiralidad izquierda e hipercarga, respectivamente [6].

El SM postula la existencia de dos clases de partículas indivisibles de la materia: los quarks y los leptones, que en ciertas proporciones pueden constituir cualquier átomo y por consi-

guiente cualquier tipo de materia en el universo. Así mismo postula la existencia de otro tipo de partículas elementales que son los bosones de gauge, estos son los mediadores de las interacciones fundamentales y cada una de estas interacciones está mediada por un bosón distinto. La interacción débil es mediada por los bosones Z y W^\pm , el fotón (γ) es el encargado de la interacción electromagnética y los gluones de la interacción fuerte. Existe otro bosón fundamental, el bosón de Higgs, quien es el encargado de originar la masa de las partículas fundamentales del SM [7]. Cabe resaltar que la interacción gravitacional no está descrita en el SM. El gravitón quien sería el mediador de la interacción gravitacional, es solo una proposición teórica que al día de hoy no ha podido ser detectada.

Las partículas que componen el SM se clasifican en dos categorías: las partículas de materia y los bosones de gauge.

Las partículas de materia son los fermiones, quienes a su vez se dividen en quarks y leptones. Los quarks son fermiones que poseen carga de color, mientras que los leptones son fermiones sin dicha carga, ambos grupos de partículas poseen espín $1/2$. El SM presenta 6 tipos de sabores tanto para los quarks como para los leptones. Para los quarks se tienen: up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) y top (t). El grupo de los leptones está conformado por el electrón (e), el muon (μ) y el tau (τ), además cada una de estas partículas tendrá un neutrino asociado: el neutrino electrónico (ν_e), el neutrino muónico (ν_μ) y el neutrino tauónico (ν_τ). Cada uno de los fermiones posee su respectiva antipartícula.

Tal como se muestra en la Figura (2-1), dentro del SM existen tres generaciones y en cada una de estas se encuentran un doblete de quarks y un doblete de leptones. En la primera generación se encuentran las partículas más livianas y estables, a partir de las cuales se forma la materia que conocemos, en la segunda y tercera generación se encuentran partículas más pesadas e inestables que tienden a decaer a la primera generación.

2.1.1. Interacciones fundamentales de la materia

Como se ha mencionado anteriormente, existen cuatro interacciones fundamentales en la naturaleza, tres de ellas descritas en el SM. Estas interacciones nos brindan información sobre las fuerzas, los procesos y los decaimientos que afectan a las partículas. A continuación, se describirán brevemente las principales características de cada una de ellas.



Figura 2-1.: Partículas del Modelo Estándar. Tomada de [8]

Interacción fuerte

La interacción nuclear fuerte es la encargada de unir los quarks para formar los hadrones. Aunque su radio de acción es del orden de un femtómetro ($1 \text{ fm} = 1 \times 10^{-15} \text{ m}$), es decir, del orden del núcleo atómico, su fuerza es mucho más intensa que la de cualquiera de las otras interacciones [9].

La interacción nuclear fuerte está descrita por el grupo $SU(3)_C$ y sus partículas mediadoras son los gluones (8 en total, en correspondencia con los 8 generadores del grupo $SU(3)_C$). Esta teoría recibe el nombre de Cromodinámica Cuántica (QCD, por sus siglas en inglés). Cada uno de los quarks es portador de un tipo de carga, denominada *color*, de distinta naturaleza a la carga eléctrica. Existen tres tipos de carga de color: rojo, verde y azul, de tal manera que en cualesquier interacción nuclear fuerte el color debe conservarse [9].

Interacción electromagnética

La interacción electromagnética actúa sobre las partículas con carga eléctrica. Esta incluye la fuerza electrostática, que actúa entre cargas en reposo, y el efecto combinado de las fuerzas eléctrica y magnética que actúan entre cargas que se mueven una respecto a la otra. Esta interacción está descrita por el grupo $U(1)_Y$ y está mediada por el fotón (γ), el cual es un bosón neutro de largo alcance, a esta teoría se le denomina Electrodinámica Cuántica (QED, por sus siglas en inglés).

El campo de acción de la interacción electromagnética es infinito, pero disminuye con la distancia, como r^{-2} desde el punto de vista clásico. Aunque los fenómenos eléctricos y magnéticos han sido observados desde la antigüedad, es a partir de 1820 cuando los científicos descubren que la electricidad y el magnetismo son dos aspectos fundamentales de la misma interacción. En 1864, las ecuaciones de Maxwell unifican rigurosamente ambos fenómenos. En 1905, en la teoría de la relatividad especial, Einstein explica el efecto fotoeléctrico al teorizar que la luz se transmite también en forma de cuantos, que ahora llamamos fotones.

Interacción débil

La interacción débil, se acopla a un tipo de carga llamada sabor, esta carga la poseen los quarks y los leptones, así mismo, esta interacción es la responsable de que las partículas cambien de sabor. En otras palabras, que las partículas más pesadas decaigan espontáneamente en partículas más livianas, por este motivo la materia que nos rodea está compuesta de partículas estables.

En el SM las partículas mediadoras de la interacción débil son los bosones de corto alcance W^+ , W^- y Z^0 y son partículas masivas [9]. La intensidad de esta interacción es menor que la de la interacción electromagnética y su alcance es menor que el de la interacción fuerte. Al igual que la interacción fuerte y la gravitatoria esta es una interacción únicamente atractiva [10].

Un aspecto muy interesante del SM es que las interacciones electromagnéticas y las interacciones débiles están combinadas en una interacción única llamada *electrodébil*. Esta interacción está descrita por el grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

En 1961 Sheldon Lee Glashow introduce la simetría que permite la unificación de la teoría electrodébil, esta contenía cuatro bosones vectoriales de espín -1, denominados W_μ^+ , W_μ^0 , W_μ^- y B_μ^0 , y dos acoplamientos independientes g y g' [11]. La mezcla de las dos teorías dio lugar

a un fotón sin masa y su compañero masivo ortogonal el bosón Z^0 :

$$\begin{aligned} A_\mu &= B_\mu^0 \cos \theta_W + W_\mu^0 \sin \theta_W \\ Z_\mu &= W_\mu^0 \cos \theta_W - B_\mu^0 \sin \theta_W \end{aligned} \quad (2-1)$$

Este formalismo marco el nacimiento del ángulo de mezcla débil θ_W o ángulo de Weinberg [12]. El ángulo de mezcla débil se relaciona con las constantes de acoplamiento g y g' a través de las siguientes relaciones:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \Rightarrow \tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (2-2)$$

La relación (2-2) es importante, debido a que conecta las constantes de acoplamiento g y g' del SM con el ángulo de mezcla débil θ_W [13].

Interacción gravitatoria

La interacción gravitatoria actúa entre cuerpos con materia de cualquier tamaño, es decir, que su rango de acción se ejerce en cualquier rango de distancias. Tiene un carácter atractivo y mientras que a grandes distancias es más importante que las demás interacciones, a distancias atómicas es la más débil de todas.

Es estudiada a escala espacial por la teoría general de la relatividad, y esta la describe como una curvatura del espacio-tiempo debido a la presencia de grandes masas. Los intentos por explicar la gravedad con las hipótesis del SM, definen al gravitón como la portadora de la fuerza de la gravedad [7]. La existencia del gravitón aún no se encuentra confirmada experimentalmente. Como se ha mencionado previamente, esta interacción no está descrita dentro del SM.

2.2. Una mirada a la historia de los Neutrinos

Los neutrinos son partículas fundamentales que a diario se encuentran en contacto con nuestros cuerpos, proceden de diferentes lugares, incluso nuestro propio cuerpo se encarga de producirlos. Son partículas muy difíciles de estudiar, esto debido a que solo interactúan a través de la interacción débil, una de las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza. Esto mediante el intercambio de bosones de *gauge*, bien sea por corriente neutra (NC) mediante el bosón Z o por corriente cargada (CC) mediante los bosones W^\pm . Dentro del modelo estándar su masa es cero.

A principios del siglo pasado (aproximadamente en la década de 1920) se conocían tres partículas elementales, el electrón con carga eléctrica negativa, el protón, cargado positivamente

y el fotón que no poseía carga eléctrica. Con estas partículas se construyeron los modelos de núcleos atómicos de la época. En estos modelos se suponía que el núcleo estaba formado por protones y electrones, generando así que este modelo presentara problemas muy graves al momento de estudiar la desintegración beta (β)¹, debido a que no se podía saber el orden de magnitud de la energía que poseían los electrones emitidos en la desintegración, así mismo se hacía difícil calcular el espectro de energía de la desintegración beta continua y las estadísticas nucleares.

Tuvieron que pasar muchos años para que gracias a una idea surgida de la mente de Wolfgang Pauli en 1930 [14] él postulara al neutrino como una solución desesperada para explicar la aparente violación de la energía que se venía presentando en los procesos de desintegración beta. El neutrino inicialmente llamado “neutrón” se propuso como una partícula subatómica que no poseía carga eléctrica, tenía spin 1/2 y por ende obedecía el principio de exclusión de Pauli. Todas estas propiedades garantizaban la conservación de la carga eléctrica y la conservación del momento angular. Pauli también propuso que el neutrino se encontraría dentro del núcleo y podría ser emitido junto con el electrón en la desintegración beta, también planteo que la masa del neutrino debía ser del mismo orden de magnitud de la masa del electrón, sin embargo estas eran solo hipótesis elaboradas por la mente del físico. Pauli no tardó en hacerse notar y sobresalir debido a que, en aquella época, se dedicó a ser crítico de mucho de los trabajos de sus propios colegas. Tener tantas cosas en contra, hizo que pensara en las consecuencias de querer introducir esta nueva partícula en el mundo de la física, donde hasta el momento solo se conocían el electrón y el protón como partículas, además, el temor de ser criticado por sus colegas y perder así todo su estatus.

A principios de 1932 James Chadwick [15] descubrió al neutrón, esto a través de una serie de experimentos en los que obtuvo que los resultados no coincidían con lo que predecía la parte teórica, es decir, que la energía producida por la radiación era muy superior y que en las colisiones no se conservaba el momento. Para explicar estos resultados propuso dos hipótesis: la primera es que se aceptara la no conservación del momento en las colisiones y la segunda era aceptar la naturaleza corpuscular de la radiación. Como conclusión a este dilema se terminó por aceptar la segunda propuesta, esto debido a que la primera hipótesis contradecía las leyes de la física. Gracias a la aceptación de esta hipótesis, se podían explicar los resultados obtenidos por Chadwick, pero era necesario aceptar que las partículas que formaban la radiación eran partículas de carga neutra, y que tenían una masa muy similar a la del protón. Finalmente, aunque el neutrón descubierto por Chadwick no era la misma partícula propuesta por Pauli, permitió dar solución al problema de las estadísticas erróneas.

¹Un proceso tipo desintegración beta está dado de la siguiente forma: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

En 1932 Carl David Anderson [16], detecto de manera experimental y por primera vez el electrón positivo, llamado positrón a través de la cámara de niebla desarrollada por Charles Thomson Rees Wilson en 1911. Este dispositivo consiste en un recipiente cerrado que contiene vapor súper enfriado y saturado en la que, al pasar la partícula cargada por el vapor, era ionizada y los iones producidos actúan como núcleos de condensación, formando pequeñas gotas. Esto produce una estela al paso de las partículas que va a ser característica de cada una de ellas, si se aplica un campo magnético sobre el dispositivo, las partículas cargadas toaran trayectorias con una curvatura que va a depender del signo de la carga que posean, esta característica fue la que finalmente permitió detectar el positrón, debido a que este presento una estela similar a la del electrón, pero su curvatura frente al campo magnético fue en sentido opuesto.

Con el trascurso de los años, la posibilidad de considerar los neutrinos como una nueva partícula tuvo tantos resultados positivos como negativos, Enrico Fermi, físico italiano, consideró la idea de introducir al neutrino dentro de su teoría de la desintegración β , considerando que sería un ingrediente esencial dentro de esta, tomando como punto de partida los postulados de Pauli, inmediatamente identifico los protagonistas de dicho proceso, siendo estos, protones, neutrones, electrones, positrones y los neutrinos, además, logro notar la asimetría entre los protones y los neutrones y que de una u otra manera podría establecer las similitudes en masa, finalmente, Fermi, determinó que el proceso de desintegración beta consistía en la transformación de un neutrón en un protón. Todo el estudio elaborado por Fermi fue aceptado de manera positiva, hasta el punto de que su teoría de desintegración β se convirtió en un gran éxito, logrando arraigarse con los años, hasta el punto de ser explicadas hoy en día en cada facultad de física, además se considera que es la primera introducción a la teoría de la desintegración beta [17].

Más tarde se hace notar Bruno Pontecorvo, nombre que siempre estará ligado a los neutrinos, debido a que su dedicación por su estudio lo llevo a determinar que la observación del neutrino era posible, además, este personaje propuso que, si fuese posible disponer de una infinidad de neutrinos, algunos podrían interactuar, por lo tanto, se podrían observar. De esta manera, para continuar con sus estudios tomo la teoría de Fermi como base debido a que tenía relación con lo que él estaba dispuesto a lograr.

Debido a las complicaciones que se presentaban en la vida de Bruno Pontecorvo, este no fue capaz de llevar a cabo su método, y en su lugar fue Ray Davis quien llevo a cabo la propuesta del físico italiano anteriormente mencionado. Davis noto lo fácil que sería llevar a cabo esta propuesta, puesto que tenía conocimiento acerca del tema, sin embargo, no obtuvo los resultados que esperaba obtener, intento mejorar el experimento, pero los resultados fueron nuevamente desalentadores para él, debido a que no era lo que se esperaba. Fue un aspecto frustrante para Davis, pero no fue impedimento para continuar con el estudio, además, siem-

pre estuvo en lo correcto, solo que las partículas producidas en el reactor eran antineutrinos.

Existía la posibilidad de que la idea propuesta por Pauli fuera incorrecta, sin embargo, nunca se descartó la probabilidad de confirmar cada una de sus palabras, por ello, no fue hasta 1956 cuando Clyde Cowan [2] y Frederick Reines [18], al cabo de muchos estudios y después de veinticinco años de investigaciones afirmaran el avistamiento del neutrino, confirmando de esta manera que Pauli si tenía la razón. La noticia recorrió el mundo, dando la posibilidad a Reines de ganar un premio nobel en 1995, sin embargo, Cowan falleció antes y no pudo ver los resultados del trabajo de su vida. [19]

Posteriormente se demostró que el neutrino en realidad eran tres partículas y no solo una como se había dicho anteriormente, lo que quiere decir, que posee tres personalidades que quedan en evidencia una vez que se inicie un proceso que involucre al neutrino en sí. De esta manera pudieron establecer lo que se considera como sabor, el neutrino puede presentar un sabor electrónico para aquellos neutrinos que surgen junto al electrón, el sabor muónico para los muones, finalmente se presentó el sabor tau para los neutrinos que se ven asociados con los tauones.

Algunos descubrimientos apuntan a que los neutrinos, a pesar de contar con varias fuentes de origen, la mayor parte de los que atraviesan la Tierra son producidos por el Sol, por lo que se buscó determinar el ritmo aproximado de neutrinos que se producen a causa del Sol. Ray Davis y John Bahcall [20], fueron quienes decidieron estudiar esto, sin embargo, sus resultados no fueron muy favorables, de este modo fue que décadas más tarde lograron obtener respuesta a sus interrogantes, dando lugar entonces al problema de los neutrinos solares, aunque se presentaron muchas dudas en cuanto a las respuestas de estos dos científicos el tiempo les dio la razón, haciendo saber que desde el inicio habían estado en lo cierto. Una vez explicado el problema de los neutrinos se incluyó una nueva propiedad perteneciente a esta partícula, lo que quiere decir, que ya no solo se podía tener en cuenta los tres sabores encontrados con anterioridad, sino que se mostraba ahora que los neutrinos podían cambiar su sabor, es decir, uno que nació con sabor eléctrico, puede cambiar su personalidad, más específicamente su sabor tal como se puede apreciar en la sección (2.4.2).

2.3. Experimento de Clyde Cowan y Frederick Reines

Este descubrimiento dio por sentado finalmente la existencia de la partícula que durante muchos años había sido esquivada (el neutrino). Su avistamiento tuvo lugar gracias a que los reactores nucleares podían generar flujos intensos de antineutrinos del orden de 10^{12} –

10^{15} neutrinos por segundo por cm^2 , cuando se desintegran neutrones y otros eventos de desintegración beta producen antineutrinos electrónicos, y estos interactúan con los protones del detector para producir así neutrones y positrones, cuya reacción es:



El principio para la detección fue la medición de fotones coincidentes de 511 keV , asociados a la aniquilación de positrones y a una posterior captura de neutrones unos μs más tarde. Los fotones gamma se detectaron poniendo un material centellador en un tanque de agua con cloruro de Cadmio disuelto ($CdCl_2$) (fig 2-2), el centellador produjo destellos de luz visible en respuesta a los fotones gamma y la luz fue detectada por los tubos fotomultiplicadores, finalmente, los neutrones se detectaron gracias al cloruro de cadmio, debido a que este, es un fuerte atractor de neutrones. Este experimento tubo múltiples configuraciones en diferentes reactores logrando así el descubrimiento del neutrino [21].

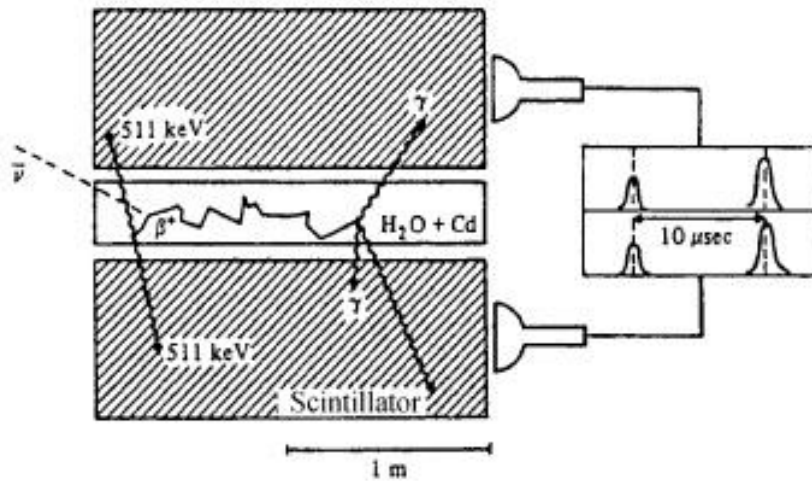


Figura 2-2.: Ilustración esquemática del montaje experimental para la detección de neutrinos utilizado por Cowan y Reines. Un tanque de agua cargado con $CdCl_2$. Se utiliza para medir la coincidencia de los fotones de aniquilación de 511 keV y los rayos- γ emitidos por la captura de neutrones en Cd. Tomada de [22]

El 14 de junio de 1956, Reines y Cowan le envían un telegrama a Pauli en el que le manifiestan lo siguiente: “Nos complace informarle que definitivamente hemos detectado neutrinos de fragmentos de fisión al observar la desintegración beta inversa de los protones. La sección transversal observada concuerda bien con el valor esperado seis por diez a los menos cuarenta y cuatro centímetros cuadrados” Figura (2-3). Y la respuesta de Pauli fue “ Gracias por el mensaje. Todo le llega al que sabe esperar.” Figura (2-4).

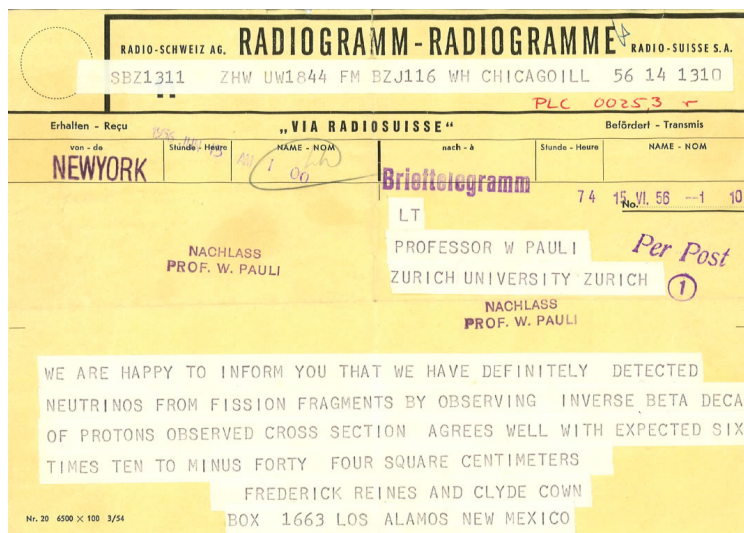


Figura 2-3.: Telegrama escrito por Reines y Cowan a Pauli para notificarle sobre el descubrimiento de los neutrinos.

*Frederick REINES and Clyde COWAN
Box 1663, LOS ALAMOS, New Mexico
Thanks for message. Everything comes to
him who knows how to wait.
Pauli*

Figura 2-4.: Mensaje de Pauli a Reines y Cowan en respuesta al telegrama enviado.

2.4. Física de Neutrinos

Los neutrinos son partículas muy esquivas al momento de ser observadas, debido a esto son apodadas como las partículas fantasmas, son capaces de atravesar todo sin ser interrumpidas mientras realizan su recorrido, son partículas del modelo estándar, poseen carga neutra, espín semientero y una masa muy pequeña de la que solo se puede hacer una restricción para su valor superior.

2.4.1. Clases de Neutrinos

Por cada uno de los leptones, existe un neutrino asociado o sabor, obteniendo tres sabores distintos, así mismo cada neutrino posee una antipartícula o antineutrino, por lo que el grupo de los neutrinos está conformado por 6 partículas en total:

- Neutrino electrónico (ν_e)
- Antineutrino electrónico ($\bar{\nu}_e$)
- Neutrino muónico (ν_μ)
- Antineutrino muónico ($\bar{\nu}_\mu$)
- Neutrino tauónico (ν_τ)
- Antineutrino tauónico ($\bar{\nu}_\tau$)

2.4.2. Oscilaciones de Neutrinos

Para los neutrinos ocurre un proceso muy particular en el que pueden cambiar de un sabor a otro, este fenómeno se conoce como oscilaciones de neutrinos. Las oscilaciones entre sabores esta descrita por la siguiente probabilidad.

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right) \quad [13]. \quad (2-4)$$

Donde L representa la distancia fuente-detector, E la energía del neutrino, Δm_{kj}^2 es la diferencia de masas al cuadrado y U es la matriz de mezcla.

Para que el proceso de oscilación de neutrinos ocurra es necesario que se cumplan dos condiciones fundamentales, la primera de estas es que los neutrinos posean una masa distinta de cero y como segunda condición es que los neutrinos deben mezclarse, para que finalmente estos requisitos sean una combinación lineal de los estados de sabor y estados de masas [21, 23].

El descubrimiento que mostró la existencia de las oscilaciones de los neutrinos y por lo tanto la existencia de una masa no nula para los mismos, realizado por Takaaki Kajita en el observatorio SuperKamiokande [24] y Arthur McDonald en el observatorio de neutrinos de Sudbury [25], los hizo merecedores del premio nobel de física en el 2015.

2.4.3. Fuentes de Neutrinos

Los neutrinos al interactuar mediante la fuerza débil, se convierten en una de las partículas más desafiantes a la hora de ser detectadas. Por lo que para investigar sus propiedades, los experimentadores pueden recurrir a dos tipos de fuentes, las fuentes naturales y a los neutrinos generados en laboratorio. De forma natural se pueden obtener neutrinos provenientes del Sol, supernovas, neutrinos producidos por la atmósfera, y neutrinos por descomposición de elementos que se encuentran en la Tierra.

Por otra parte, los neutrinos que se producen en los laboratorios son aquellos que se obtienen debido a las reacciones de los reactores nucleares y mediante la colisión de protones de alta energía con diferentes objetivos en los aceleradores.

Por lo tanto se pueden estudiar neutrinos cuyas energías van desde micro-electronvoltios, hasta niveles aun mayor del orden de los peta-electronvoltios. En la figura (2-5) se puede observar el flujo de neutrinos en función de la energía de varias fuentes de neutrinos.

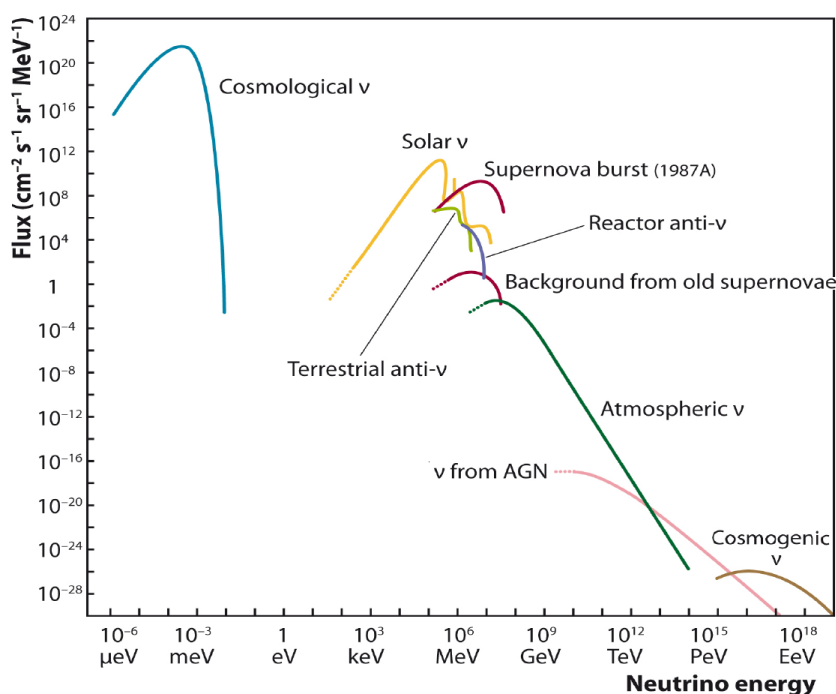


Figura 2-5.: Flujo y energía de neutrinos de varias fuentes. Figura tomada de [26]. Para evitar confusiones: los números en el eje horizontal están en eV.

Neutrinos de supernova

Los neutrinos que provienen de la explosión de estrellas masivas como las supernovas, se producen en grandes cantidades y son extremadamente valiosos. Debido a interaccionan débilmente con la materia, esto les permite escapar primero de las estrellas lo que los lleva a que se propaguen de manera muy rápida. En una explosión de supernovas no se producen todos los tipos de neutrinos al mismo tiempo, aunque todos los neutrinos son emitidos con la misma energía, al menos es lo que proponen los modelos teóricos de neutrinos de supernova. Las supernovas se pueden producir de dos formas; o son causados por una explosión termonuclear de estrellas enanas blancas dentro de un sistema binario, o por el colapso del núcleo de una estrella masiva con una masa de más de 8 veces la masa solar [13,21].

Neutrinos atmosféricos

Los neutrinos atmosféricos generalmente se producen a unos 15 km sobre la superficie de la Tierra. Estos se forman cuando un rayo cósmico, o alguna partícula energética del espacio, choca con la atmósfera de la Tierra, estas partículas suelen ser protones y en algunos casos helio o núcleos más pesados. Cuando estos núcleos golpean con la atmósfera, se forman partículas de vida más cortas como los mesones, la mayoría de estos piones que a su vez al ser tan inestables formadas por dos quarks se descomponen rápidamente en muones y antineutrinos muónicos o en antimuones y neutrinos muónicos. los muones también son partículas inestables por lo que normalmente se desintegran en un electrón, un antineutrino electrónico y un neutrino muónico, por lo que alrededor de dos tercios de los neutrinos atmosféricos son neutrinos y antineutrinos muónicos y el resto neutrinos y antineutrinos electrónicos [13].

La desviación en la proporción de estos neutrinos al ser observados también brinda gran evidencia para poder demostrar la oscilación de los neutrinos, esto debido a que los científicos descubrieron que estaban llegando una cantidad menor de neutrinos muónico a lo que se preveía por la teoría. En la fig (2-6) se puede observar el comportamiento de las oscilaciones de neutrinos, esta muestra la relación de los datos y la predicción de Monte Carlo, para el número de eventos similares a μ en Super-Kamiokande en función de L/E representada con puntos. El histograma muestra la expectativa de mejor ajuste para las oscilaciones. También se muestran las expectativas de mejor ajuste para la descomposición de neutrinos (línea discontinua) y la decoherencia de neutrinos (líneas punteadas) [27].

Neutrinos solares

El Sol es la fuente de la mayoría de los neutrinos que atraviesan a la Tierra, alrededor de 100 mil millones de neutrinos nos atraviesan cada segundo.

Los neutrinos solares se originan durante el proceso de fusión nuclear en el Sol, en dicha fusión los protones se fusionan para formar un elemento más pesado y esto libera neutrinos y energía que finalmente llegara a la Tierra en forma de luz y calor. Los neutrinos producidos por el Sol son todos de tipo electrónico. [13,21]

Los neutrinos provenientes del Sol fueron un gran problema para los físicos desde mediados de la década de 1960 hasta 2002, esto debido a que cuando los científicos empezaron a medir el flujo de neutrinos provenientes del Sol solo un tercio de lo predicho aparecía en los detectores. Este suceso se conoció como el problema de los neutrinos solares y mantuvo ocupado a los científicos durante casi cuatro décadas hasta que por fin dieron con la solución [20]. Finalmente, este problema fue resuelto por la teoría de oscilaciones de neutrinos, mostrando

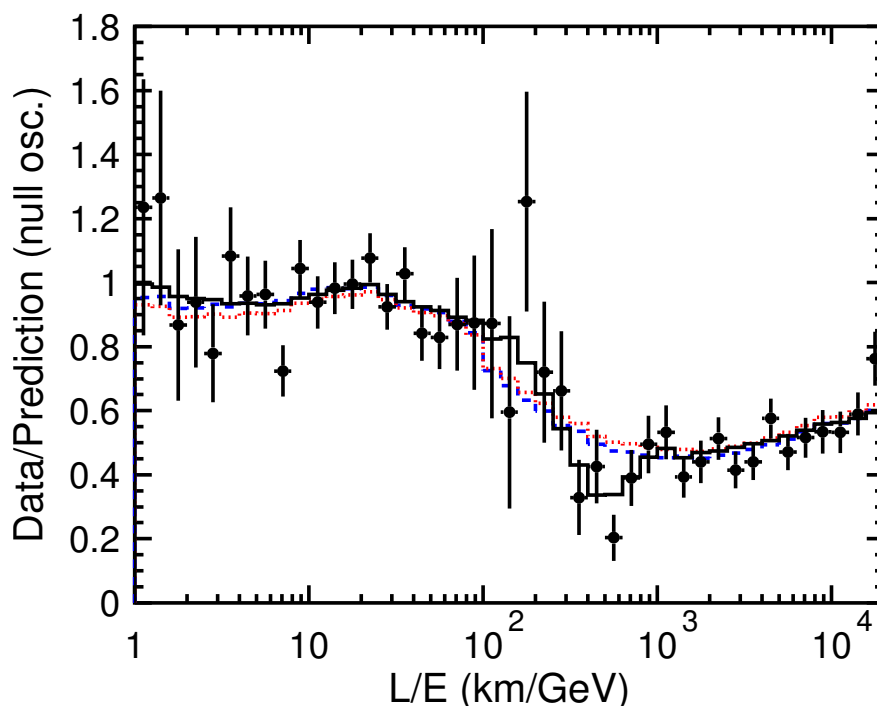


Figura 2-6.: Relación entre los postulados teóricos y los resultados experimentales de las oscilaciones de neutrinos atmosféricos. Tomada de [27]

que los neutrinos no desaparecían si no que a medida que viajaban cambiaban de sabor antes de ser detectados.

Geoneutrinos

Los geoneutrinos son producidos de la desintegración de elementos radioactivos inestables dentro de la Tierra, principalmente uranio, torio y potasio, estas desintegraciones también son las generadoras de calor. La cantidad de neutrinos que se pueden producir de este tipo depende de la cantidad de material radiactivo en la corteza terrestre. Los geoneutrinos son antineutrinos electrónicos de baja energía, por lo que se hace necesario la utilización de grandes detectores para poder capturarlos [28].

Este tipo de neutrinos les brindan a los científicos una gran herramienta para el estudio de los materiales que componen el interior de la Tierra sin necesidad de ser perforada, esto estudiando a los geoneutrinos que se generan de la desintegración de los materiales que se encuentran debajo de nuestros pies.

Una detección exitosa de geoneutrinos ocurre cuando un antineutrino golpea el material de un detector, provocando un decaimiento beta inverso en el que un protón se transforma en un

neutrón y un positrón, el positrón se aniquila rápidamente con un electrón dentro del detector produciendo destellos de luz que posteriormente serán registrados. También surge otra señal cuando el neutrón es capturado por un protón cercano y al buscar las señales gemelas, los científicos descartan el ruido de fondo y confirman la interacción de los neutrinos con gran precisión [28].

Neutrinos de rayos cósmicos

Los neutrinos cósmicos son generados por rayos cósmicos de fuentes extra galácticas que pueden considerarse como aceleradores cósmicos. Este tipo de neutrinos transportan mucha más energía que cualquier otro tipo de neutrinos que haya en la Tierra, y mucha más de la que se podría producir en los laboratorios.

Son muy importantes porque brindan información de eventos muy intensos en el cosmos. La fuente de estos sigue siendo aún un misterio para la ciencia, pero se asume que pueden obtenerse de agujeros negros, restos de supernova, explosiones energéticas o estallidos de rayos gamma y núcleos galácticos activos.

Los neutrinos cósmicos son los neutrinos más energéticos que el hombre ha podido capturar, gracias a experimentos como el IceCube, un telescopio de neutrinos hecho de un 1km cubico de hielo antártico. Los investigadores lograron observar neutrinos con energías del orden de los petaelectronvoltios o mil billones de electronvoltios una energía demasiado alta teniendo en cuenta los valores de energía que se manejan en la física de partículas actual [13, 21].

Neutrinos de reactores

Los neutrinos de reactores nucleares son la fuente de antineutrinos más intensa del planeta, dichos antineutrinos provienen de la descomposición que surge de isótopos de fisión inestables como ^{238}U , ^{235}U , ^{241}Pu y ^{239}Pu , estos antineutrinos provienen de desintegraciones de tipo beta por lo que los reactores solo pueden generar antineutrinos electrónicos.

Usar los reactores como fuentes de neutrinos tiene una ventaja muy importante sobre otras fuentes, esto debido a que la emisión de antineutrinos es de forma isotrópicas con un flujo que cae como el inverso del cuadrado de la distancia del detector al reactor. Lo que permite que la predicción del flujo sea mucho más fácil que cuando se trabaja con aceleradores. Otra ventaja de este tipo de fuente es que los reactores se pueden apagar, permitiendo que los detectores funcionen aun cuando el reactor este apagado, facilitando en gran medida las estimaciones de fondo [29].

Los antineutrinos electrónicos producido por los reactores tienen energías dentro del rango de 1.8 MeV a 8 MeV, lo que hace que solo puedan ser medidos por detectores de tipo centellador, ya que los otros detectores serán prácticamente inútiles. El mecanismo predominante para la detección que utilizan los detectores es del tipo desintegración beta inversa [29].



Este mecanismo posee un umbral de energía de aproximadamente de 1.8 MeV y la mayoría de los detectores de tipo centellador tienen que ser extremadamente puros.

Neutrinos de aceleradores

Los aceleradores de partículas permiten generar intensos haces de neutrinos que los científicos pueden utilizar de manera efectiva con el objetivo de estudiar los mismos. Para generar los flujos de neutrinos, se utilizan aceleradores de protones, y debido a la complejidad de estos procesos solo en algunos lugares del mundo se pueden producir haces de neutrinos tan intensos. Experimentos como: el Centro de Investigación del Acelerador de Protones de Japón (J-PARC), la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN) y el Departamento de Energía de los Estados Unidos Laboratorio Nacional de Aceleradores Fermi, son capaces de producir neutrinos en sus instalaciones [29].

Los neutrinos generados en los aceleradores suelen ser neutrinos muónicos, y el mecanismo puede ser ajustado para crear neutrinos o antineutrinos; para generar un haz de neutrinos los científicos aceleran protones (generalmente de hidrógeno) a velocidades cercanas a la velocidad de la luz antes de estrellarse contra un objetivo que muy a menudo está compuesto de berilio o grafito.

Las colisiones crean nuevas partículas, dentro de estas nuevas partículas aparecen los piones partículas cargadas que al ser manipuladas con un campo magnético los científicos pueden dirigirlos y enfocarlos, con el uso del campo magnético los científicos pueden controlar si el haz que se produce es de neutrinos o antineutrinos. Los haces de neutrinos producidos por los aceleradores se pueden utilizar para dos tipos de experimentos (neutrinos a cortas distancias y neutrinos de larga distancia), cuya diferencia radica en la distancia a la que se encuentra los detectores de la fuente en la que se producen los neutrinos [29].

Cuando los neutrinos viajan cortas distancias hasta los detectores, es decir, cuando el detector está considerablemente cerca de la fuente, este tipo de experimentos se conocen como neutrinos de corta distancia, en este tipo de experimentos el haz es muy concentrado cuando llega al detector, lo que significa un número mayor de interacciones de neutrinos, permitiendo

así caracterizarlos, es decir, comprobar cuantos neutrinos hay en el haz y que energía tienen antes de que ocurra el proceso de oscilación [29].

Los experimentos en el que el haz debe viajar lejos, son experimentos de neutrinos de larga distancia, y estos se enfocan en las oscilaciones que viajan grandes distancias a través de la Tierra, en estos experimentos el haz tiene la posibilidad de interactuar con la materia y cambiar de sabores durante el recorrido aunque el tiempo que le tome al neutrino en ser detectado sea de solo fracciones de segundo, teniendo en cuenta que viajan a velocidades cercanas a la velocidad de la luz. Los estudios en los que se emplean las oscilaciones de neutrinos, permiten a los científicos determinar cual de los tres neutrinos es más pesado o el más liviano y que tipo de simetría tienen los neutrinos y antineutrinos [29].

3. Dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CEvNS)

A finales de la década de 1960, surgió una nueva teoría de la interacción electrodébil, desarrollada por Glashow, Weinberg y Salam. Esta nueva teoría contenía bosones vectoriales masivos, y fue tanto su éxito y acogida que le permitió ser parte del SM. En esta propuesta, la interacción débil es medida por tres bosones vectoriales, W^+ , W^- y Z^0 . Los dos primeros tienen carga eléctrica, y el último es de tipo neutro. Con el planteamiento de un bosón vectorial neutro, se hacía necesario pensar en la existencia de interacciones débiles de corriente neutra [11, 12].

El interés por algún tipo de proceso que mostrara evidencias del potencial de las interacciones débiles de corriente neutra llevó a los grandes experimentos que se desarrollaban con aceleradores en la época a buscar algún indicio de la existencia de este tipo de interacción. A finales de la década de 1960 el sincrotrón de protones del CERN y el sincrotrón de gradiente alterno del laboratorio Nacional de Brookhaven, eran los aceleradores más potentes del mundo aun así no fueron capaces de detectar nada. Los primeros resultados arrojados por la cámara de burbujas de líquido pesado del CERN, establecían un límite superior en la relación entre los acoplamientos de corriente neutra y corriente cargada de menos del 3%, lo que generaba que una posible detección fuese aún más difícil de lo que se esperaba [30].

Estos resultados hicieron que las observaciones de corriente neutra débil en las interacciones de neutrinos con núcleos tardasen casi una década más, y no fue hasta 1973, cuando el experimento Gargamelle realizó la primera observación de este proceso en el CERN [31]. Posteriormente sería confirmada por el experimento Harvard Penn-Wisconsin en el Laboratorio Nacional de Fermi [32].

En 1974 Daniel Z. Freedman presentó la primera descripción teórica de la dispersión elástica coherente neutrino núcleo (CEvNS, por sus siglas en inglés) como un proceso del SM [5]. Esto en su artículo “Efectos coherentes de una corriente neutra débil” figura(3-1) .

En términos generales cuando un neutrino se dispersa de un núcleo, la interacción depende

PHYSICAL REVIEW D

VOLUME 9, NUMBER 5

1 MARCH 1974

Coherent effects of a weak neutral current

Daniel Z. Freedman†

*National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510**and Institute for Theoretical Physics, State University of New York, Stony Brook, New York 11790*

(Received 15 October 1973; revised manuscript received 19 November 1973)

Figura 3-1.: “Efectos coherentes de una corriente neutra débil”, artículo en el que Daniel Z. Freedman presenta la descripción teórica de CEvNS. Tomado de [5].

de la interacción no trivial entre el neutrino y los nucleones individuales. No obstante, si la transferencia de la cantidad de movimiento neutrino-núcleo es lo suficientemente pequeña, no tendrá en cuenta la estructura interna del núcleo, y como consecuencia de esto el neutrino se dispersa del núcleo como un todo.

Este efecto netamente mecánico cuántico, permite una mejora considerable en la sección transversal de la dispersión, que se escala aproximadamente con el cuadrado del número de neutrones del núcleo objetivo. Dando como resultado una sección transversal de dispersión varios ordenes de magnitud mayor que cualquier otro acoplamiento neutrino-núcleo. Tal como se observa en las líneas azules punteadas de la figura (3-2), quienes dan razón de CEvNS para ^{133}Cs y ^{127}I .

Aunque parezca increíble, CEvNS con una sección transversal tan grande pasó desapercibido por poco más de 4 décadas en la que los científicos no pudieron llevar a cabo su detección. Durante ese tiempo la comprensión de los neutrinos creció drásticamente y prueba de ello, son los tres premios nobeles de física, los cuales evidencian los progresos alcanzados en la comprensión de estas escurridizas partículas y sus interacciones. En 1995 fue otorgado a F. Reines por la primera detección experimental del neutrino [3], en 2002, la Real Academia Sueca de Ciencias otorga la mitad del premio nobel de física conjuntamente a R. Davis Jr. y M. Koshiba por la detección de los neutrinos cósmicos [33]. Y el último premio nobel otorgado a la física de neutrinos fue para T. Kajita y A.B. McDonald en 2015, por el descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos, demostrando así que los neutrinos si poseen masa [34].

Al ser un proceso de corriente neutra, la única firma experimental de CEvNS son retrocesos nucleares difíciles de detectar con energías de pocos eV a keV. En los detectores de radiación convencional, solo una pequeña fracción de la energía total que es transferida en el retroceso nuclear se convierte en una señal detectable de centelleo e ionización, y la fracción entre la energía que es detectable y la energía total suele ser considerada como el factor de atenuación

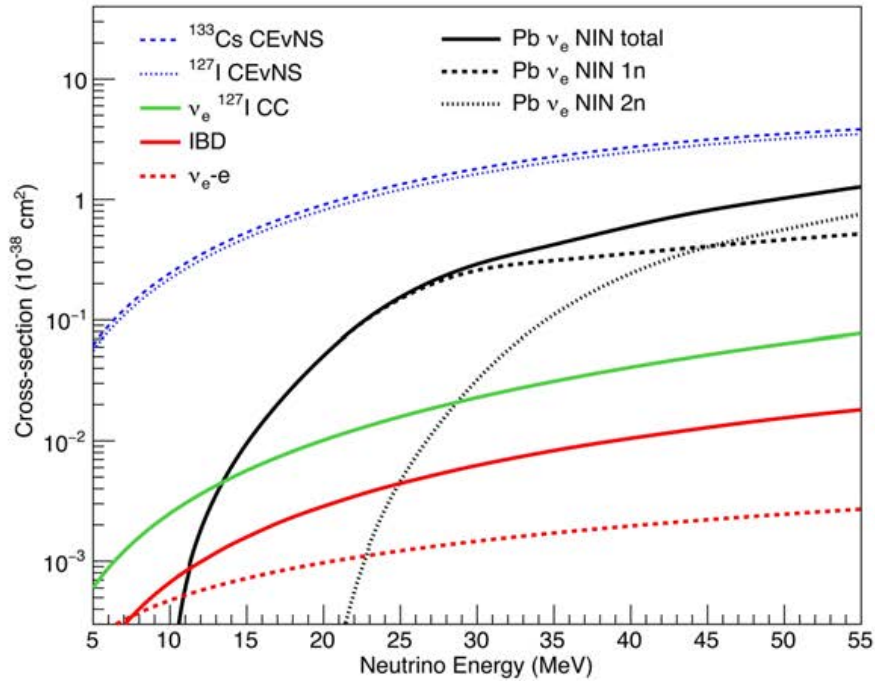


Figura 3-2.: Sección transversal total para CEvNS (azul) y otros acoplamientos de neutrinos. Se muestran las secciones transversales de la interacción de corriente cargada (CC) con yodo, el decaimiento beta inverso (IBD, por sus siglas en inglés) y la dispersión de electrones con neutrinos. También se muestra la sección eficaz para la generación de neutrones inducidos por neutrinos (NIN, por sus siglas en inglés). Es fácilmente visible que CEvNS proporciona la sección transversal más grande, dominando sobre cualquier interacción de corriente cargada para energías de neutrinos entrantes de menos de 55MeV. [4].

y este suele ser muy pequeño [35].

La baja energía transportada por los retrocesos nucleares inducidos por CEvNS, combinados con el factor de extinción, generaron que la detección potencial de CEvNS, quedara fuera del alcance de los detectores de neutrinos convencionales como el Sudbury Neutrino Observatory (SNO, por sus siglas en inglés) o el Super Kamiokande. Al ser detectores enormes con masas de decenas de kilotones, alcanzan umbrales de energía de un par de MeV [36], siendo energías mucho mayores a las requeridas para detectar retrocesos inducidos por CEvNS.

Gracias a los avances en las tecnologías de detectores ultrasensibles en las últimas décadas, ahora es posible alcanzar umbrales de energía lo suficientemente bajos como para medir directamente los retrocesos nucleares inducidos por CEvNS y con esto probar las predicciones del SM. Debido al auge de CEvNS, hay una gran variedad de experimentos actualmente

propuestos y/o construidos para medir CEvNS usando diferentes fuentes de neutrinos y tecnologías de detección. Una parte de estos experimentos tiene como objetivo medir CEvNS utilizando un reactor nuclear como fuente de neutrinos [37–40], mientras que otro grupo tiene como objetivo detectar CEvNS de neutrinos producidos por una fuente de piones detenida [41].

En una fuente de piones detenidos, un haz de protones incide sobre un objetivo pesado, produciendo mesones y si el objetivo es lo suficientemente grande, los mesones producidos se detendrán y posteriormente decaerán produciendo varios neutrinos. El flujo emitido por los reactores es varios ordenes de magnitud mayor a lo que podría generar la fuente de piones más intensa, sin embargo, este flujo posee una desventaja y es que la energía de estos neutrinos es muy baja, por lo que los experimentos de reactores deben alcanzar un umbral de energía por debajo de los keV para poder medir las pequeñas energías de retroceso inducidas en el detector.

3.1. Dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CEvNS)

Los neutrinos pueden interactuar con otras partículas mediante diferentes procesos. Cada canal de reacción dependerá en gran medida la energía que posea el neutrino, el tipo de materia con la que interacciona y el estado en que se encuentre la misma, es decir, si dicha materia está ligada o libre. Un claro ejemplo para esta situación, ocurre si se imagina a un neutrino interactuando con un núcleo atómico. El neutrino podría interactuar con los quarks que componen al núcleo (dispersión inelástica neutrino-núcleo), así mismo, podría interactuar con el nucleón como un todo (dispersión elástica neutrino-nucleón), e inclusive podría interactuar con el núcleo como un todo sin tener en cuenta lo que lo compone (CEvNS).

En esta ocasión, el estudio estará centrado en la dispersión elástica de neutrinos con núcleos atómicos como un todo. Esta dispersión se conoce como dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CEvNS). Este es un proceso que se encuentra dentro del SM, y como su nombre lo indica, es el proceso de dispersión de un neutrino con un núcleo de forma coherente y elástica. En este proceso los neutrinos pueden interactuar con partículas compuestas como los núcleos a través de una corriente neutra, generando así, una interacción puramente cinemática a través de un mediador neutro (bosón Z), en la que las partículas antes y después de la interacción siguen siendo las mismas pero con energías diferentes. Al ser un proceso de corriente neutra, CEvNS es insensible al sabor del neutrino entrante, lo que da como resultado una sección transversal de dispersión idéntica para todos los tipos de neutrinos.

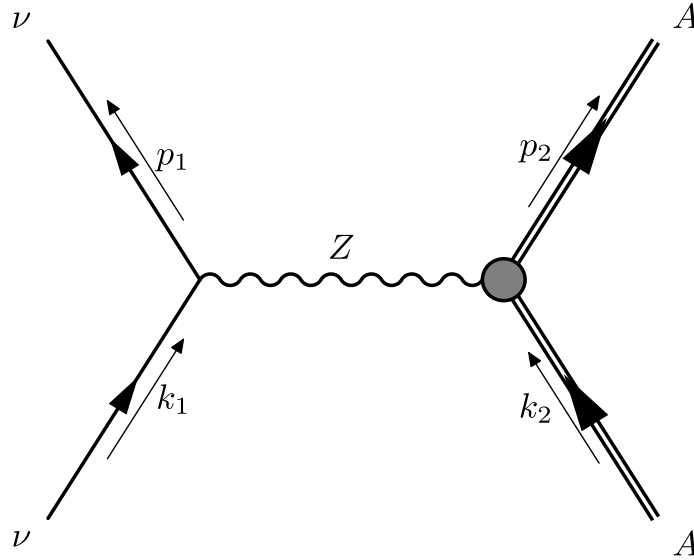


Figura 3-3.: Diagrama de Feynman para la interacción CEvNS. Tomado de [42]

A nivel árbol la interacción se puede representar mediante el intercambio de un bosón Z virtual entre el neutrino y el núcleo, y puede ser expresado con la siguiente expresión:

$$\nu + A(Z, N) \longrightarrow \nu + A(Z, N), \quad (3-1)$$

donde A representa un núcleo con un número determinado protones Z y neutrones N .

CEvNS puede tener una representación mediante un diagrama de Feynman como se muestra la figura (3-3).

En este proceso, el neutrino pierde parte de su energía cinética y de su momento, generando así un retroceso en el núcleo, este retroceso es demasiado pequeño en comparación con la energía inicial del neutrino, algo similar a tratar de detectar el retroceso ocasionado por una bola de boliche al ser impactado por una canica figura (3-4).

El valor de energías de retroceso producidos por un núcleo al ser impactado por el neutrino es del orden de los (keV), al tratarse de un proceso en el que el neutrino ve al núcleo como un todo, la sección transversal del CEvNS es bastante grande, lo que permite que sea observado por detectores relativamente pequeños en comparación con grandes detectores como el Super-Kamiokande [43].

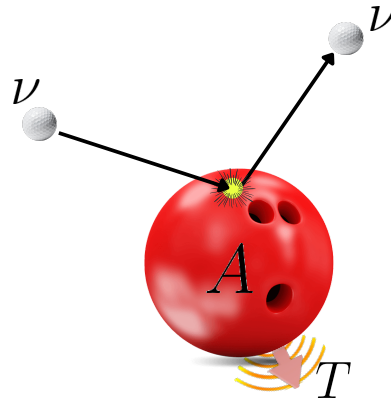


Figura 3-4.: Analogía de un proceso CEvNS. En esta ilustración se representa la analogía de la energía de retroceso que se puede generar en CEvNS, con un choque entre una pelota golf y una bola de boliche.

Como se había mencionado anteriormente, no es tan fácil detectar una energía de retroceso tan pequeña por lo que la elección del material detector se debe hacer con demasiada precisión, esto debido a que estos influyen directamente en la energía de retroceso, al igual que en las tasas de recuento. Los materiales con núcleos pesados generan energías de retroceso más pequeñas, pero secciones transversales más grandes, y si se tienen secciones transversales grandes también se tienen tasa de conteo elevadas; por lo que el uso de materiales pesados puede jugar como un arma de doble filo.

CEvNS, es sin lugar a duda es uno de los procesos más llamativos de la física de partículas, debido al gran tamaño de su sección transversal predicha por el modelo estándar, dicha sección es mucho más grande que la de otros procesos que incluyen la interacción de los neutrinos fig.(3-2).

CEvNS se mantuvo indetectable por un poco más de 50 años desde la primera propuesta de Freedman (1974) [5]. Esto debido a que la tecnología del momento no contaba con los requerimientos necesarios para poder realizar la observación, se necesitaban detectores que permitieran poder observar esa pequeña reacción que crea el neutrino cuando impacta con el núcleo, así mismo, era necesario que se cumplieran otros requisitos técnicos como: umbrales de detector bajos con grandes masas de objetivo, fondos muy bajos y una fuente de neutrinos intensa.

La primera observación de CEvNS, por fin tuvo cabida cuando se pudieron cumplir todos

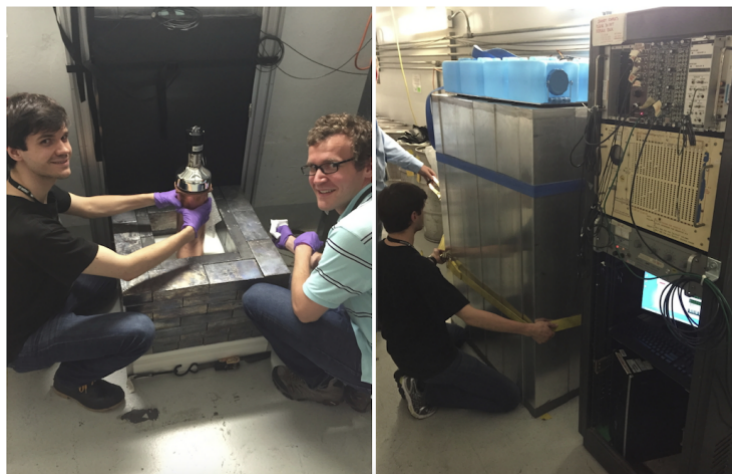


Figura 3-5.: Instalación del detector CsI[Na], imagen tomada de [44]

los requerimientos técnicos para su observación, llevándose a cabo gracias a la colaboración COHERENT, quienes pudieron unir todas las piezas del rompecabezas y así realizar tan importante hito. la observación tuvo lugar en el *pasillo de Neutrinos*, ubicado cerca de la fuente de neutrones por espalación (SNS) en el Oak Ridge national laboratory (ORNL), en Oak Ridge Estados unidos en el (2017) [4].

3.2. Detección de CEvNS

En el universo existen abundantes fuentes de neutrinos, suficientes como para que esta partícula fuera muy fácil de detectar, lastimosamente no es así, el hecho de que existan muchísimas fuentes no garantiza la detección de estas, esto se debe a que no se cuentan con demasiados detectores de neutrinos, puesto que, estas partículas solo interactúan de forma débil, por lo que la detección de los neutrinos es tan complicada en comparación con otras partículas.

Los detectores de neutrinos deben tener propiedades necesarias para la detección de las partículas como son: buena resolución energética, alta sensibilidad, una forma robusta de lidiar con el fondo y una forma de identificar las partículas que se detectan, estas propiedades irán mejorando día a día con el fin de reducir el nivel de dificultad en la detección de las partículas.

CEvNS, es un proceso que a diferencia de los canales típicos de detección de neutrinos, no convierte al neutrino en otra partícula, si no que simplemente rebota en el objetivo y continua su camino, por lo que la detección a través de CEvNS ofrece una alta sensibilidad y altas tasas de conteo en la región energética de 0-50 MeV, generando así, su gran sección transversal, que como se había mencionado anteriormente es más grande que otras secciones transversales de corriente neutra y corriente cargada que se desarrollan en el rango de bajas

energías.

Los detectores que utilizan el principio de CEvNS, deben ser muy sensibles en comparación con los detectores que ya existen, esto debido a que el retroceso que produce el núcleo disperso es de muy baja energía, Así mismo, deben permitir la medición directa de la energía de los neutrinos mediante el análisis del retroceso nuclear, esto debido a que en este proceso no se emiten nuevas partículas.

3.2.1. Fuentes de neutrinos utilizados para CEvNS

Para que los detectores de CEvNS tengan un buen funcionamiento, se debe contar con una adecuada fuente de neutrinos, en general, esta debe proporcionar una alta tasa de recuento a través de un gran flujo de partículas. Así mismo, estas fuentes deben poseer un espectro bien definido, múltiples sabores y un haz pulsado que permita la eliminación del fondo.

Teniendo en cuenta que, si se aumenta la energía de los neutrinos, no solo la sección transversal de CEvNS aumentará, sino que también su energía de retroceso máxima lo hará. Por lo que se hace muy importante que la fuente que emita los neutrinos, se encuentre en la mitad superior del rango de energía de los $0 - 50 \text{ MeV}$, esto con el fin de que la tasa de conteo sea mayor y el retroceso que se produce sea más fácil de detectar.

3.2.2. Fuentes artificiales

Piones en reposo

Las fuentes de espalación pueden ser utilizadas como fuentes de neutrinos para CEvNS, ya que aquí los piones producidos son aquellos que se crean cuando se bombardea un objetivo nuclear pesado con haces de protones. Usualmente, este método se utiliza para la producción de neutrones y de piones. Los piones que se crean en el bombardeo se detienen en el objetivo por alrededor de 10^{-10} s . Los piones positivos se relentizan y tienden a decaer en reposo mientras que los piones negativos son absorbidos por los núcleos.

El proceso de desintegración de π^+ cuya vida media es de $\tau_\pi = 26 \text{ ns}$ está dada por:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (3-2)$$

Seguidamente, el muón positivo cuya vida media es de $\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$ se desintegra de la siguiente manera:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (3-3)$$

Los piones positivos que se crean en el bombardeo pierden energía a medida que se propagan en el objetivo descomponiéndose en reposo en muones (μ^+) y neutrinos muónicos (ν_μ) como lo muestra la ecuación (3-2), luego de esto los muones, quienes tienen una vida mucho más larga que los piones, se descomponen en positrones (e^+), neutrinos electrónicos (ν_e), y antineutrinos muónicos ($\bar{\nu}_\mu$) tal como en la ecuación (3-3). Generándose así los neutrinos que interactúan a través de CEvNS.

La primera desintegración es un proceso a dos cuerpos en el que se produce un muón y un neutrino muónico con una energía monocromática de $E_{\nu_\mu} \approx 30MeV$, al neutrino muónico se le conoce como componente rápido de la desintegración. Por otra parte, en el segundo proceso, que es una desintegración a tres cuerpos, se produce un espectro de neutrinos electrónicos y antineutrinos muónicos con distribuciones continuas con energías máximas de hasta $52,8MeV$ [45] como se puede observar en la figura(3-6). El flujo de neutrinos producidos por el pion, será el mismo para cada uno de los sabores del mismo, debido a que la cantidad de neutrinos será la misma para cada sabor.

Para CEvNS, la energía de los neutrinos emitidos en la desintegración de piones tiene el espectro necesario, es decir, la energía de estos se encuentra en la mitad superior del rango de $0 - 50MeV$. La mayoría de neutrinos de este espectro, interactuarán mediante CEvNS, por lo que los núcleos tendrán energías de retroceso mayores a $1keV$. Esta fuente de neutrinos también permite patrones de neutrinos pulsados, por lo que se beneficiara considerablemente la reducción del ruido de fondo, si los pulsos del haz son más cortos que la vida útil del muón, la señal rápida se puede separar de los otros dos sabores de neutrinos.

La ventaja de una fuente de piones detenida radica en la energía de los neutrinos producidos, que es aproximadamente un orden mayor que la energía de los neutrinos que se producen en reactores. Por lo que los retrocesos nucleares inducidos por CEvNS en una fuente de piones detenidos transportan energías de hasta decenas de keV, incluso después de tener en cuenta el factor de extinción, lo que corresponde a energías detectables.

Fuente de neutrones por espalación (SNS)

La fuente de neutrones por espalación (SNS) ubicada en el laboratorio National Oak Ridge, actualmente proporciona la fuente de neutrones pulsados con mayor intensidad del mundo. Esta fuente produce neutrinos mediante la desintegración de piones en reposo que son ideales para la medición de CEvNS. Estos neutrinos poseen la energía suficiente para producir retroceso de energías lo suficientemente altas para medir la interacción. Así mismo, debido a la estructura de tiempo corto del SNS, permite la supresión y medición de cualquier fondo no relacionado con el haz.

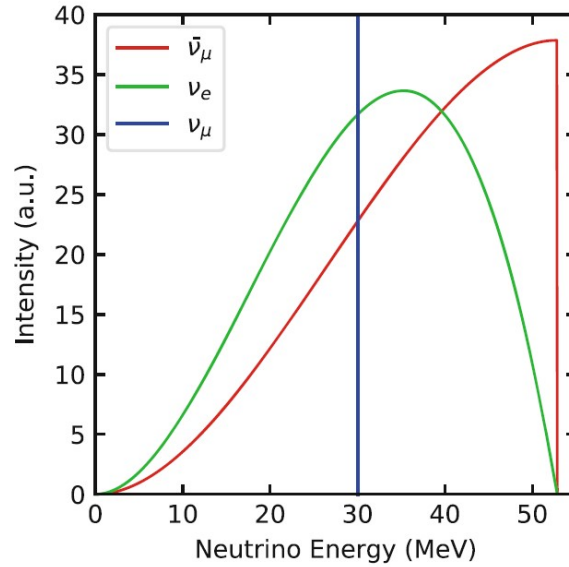


Figura 3-6.: Espectros de neutrinos emitidos por una fuente de piones detenida, imagen adaptada de [45].

En las instalaciones del SNS, un haz de protones incide en un objetivo de mercurio líquido con una frecuencia de repetición de 60 Hz . En teoría el SNS es capaz de entregar una potencia de haz total en el objetivo de hasta $1,4\text{ MW}$, esto combinado con una energía típica de $E_p \approx 1\text{ GeV}$, lo que equivale a una tasa de protones de $\Gamma_p \approx 10^{16}\text{ s}^{-1}$. Tras el impacto en un núcleo objetivo, los protones solo interactúan con un nucleón individual en lugar de formar un compuesto, esto debido a su longitud de onda de De Broglie de solo $0,1\text{ fm}$, siendo más pequeña que el propio núcleo. La energía cinética es transmitida de un protón al nucleón a través de colisiones elásticas, después de estas colisiones se producen cascadas intranucleares [46, 47]. Durante esta cascada de nucleones, los neutrones se desprenden del núcleo objetivo y también de los piones. Seguido a esto los piones se detienen dentro del objetivo, donde los π^- son en su mayoría recapturados por el mercurio y los π^+ se descomponen en reposo en un muón positivo y un neutrino muónico. Posteriormente, el muón se desintegra en un positrón, un neutrino electrónico y un antineutrino electrónico como se puede observar en la figura 3-7).

Después de la cascada inicial de nucleones que dura aproximadamente 10^{-22} s , el núcleo queda en un estado altamente excitado, para posteriormente perder su energía restante a través de la evaporación de neutrones, durante aproximadamente 10^{-16} s . En el transcurso de la cascada intranuclear y la evaporación siguiente, un promedio de 20 a 30 neutrones por protón entrante se desprende del objetivo [48].

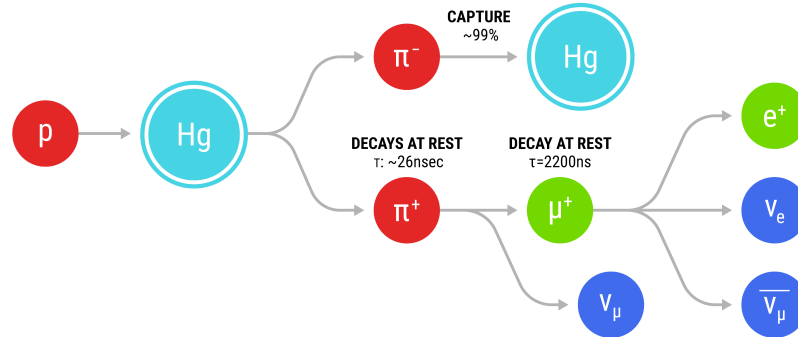


Figura 3-7.: Mecanismo de producción de neutrinos en el SNS. Tomada de [49]

Neutrinos de reactores

Las fuentes de reactores proporcionan flujos de antineutrinos electrónicos extremadamente grandes, produciendo alrededor de 2×10^{20} neutrinos por segundo por GW de potencia térmica. Este flujo es aproximadamente 4 órdenes de magnitud más grande que el que se puede llegar a producir en el SNS, sin embargo, como se produce una emisión de neutrinos isotrópica, el flujo en el detector dependerá fuertemente de la distancia al núcleo del reactor.

Los antineutrinos electrónicos producidos en los reactores, son el resultado de la desintegración beta de productos de fisión y más del 99 % de estos neutrinos provienen de la fisión de los isótopos ^{235}U (~ 56 %), ^{238}U (~ 8 %), ^{239}Pu (~ 30 %) y ^{241}Pu (~ 6 %) en porcentajes distintos [50]. En la figura (3-8) se muestra el flujo de neutrinos para cada uno de los isótopos anteriormente mencionados, en ella se aprecia el comportamiento del flujo en función de la energía del neutrino entrante.

La detección de CEvNS utilizando los neutrinos producidos por reactores, es un reto para los científicos, esto debido a que la energía que poseen los neutrinos es mucho más baja que la de los neutrinos producidos en fuentes por espalación, por lo que las energías de retroceso serán más pequeñas.

Los reactores en su mayoría son fuentes de estado estacionario, lo que representa un desafío para el rechazo del fondo, sin embargo, varios experimentos están tomando datos o se están instalando en las cercanías de los reactores. Una ventaja que tienen los neutrinos de reactores nucleares es que la predicción de estos está casi libre de las incertidumbres que surgen de la estructura nuclear poco conocida, esto gracias a que el factor de forma nuclear es muy cercano a 1, esto a energías bajas.

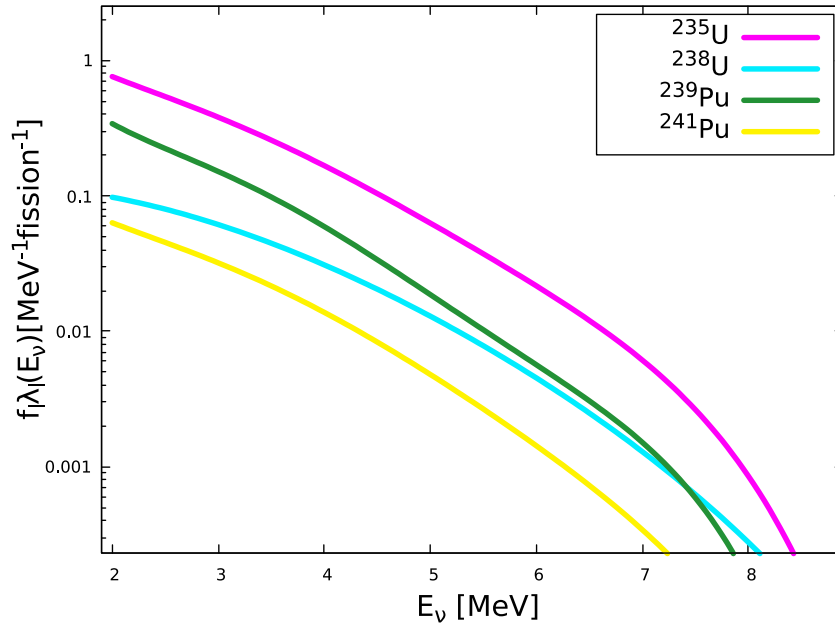


Figura 3-8.: Espectro de antineutrinos de reactor para los isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu . Fuente: autor.

3.2.3. Fuentes naturales

Las fuentes naturales de neutrinos son aquellas que no son producidas por la acción del hombre, es decir, que no se necesita de ningún tipo de arreglo experimental para la creación de las partículas. Estas fuentes se encuentran en la sección (2.4.3).

Para llevar a cabo una medición de CEvNS también se pueden utilizar este tipo de fuentes, en particular los neutrinos electrónicos provenientes del sol, ya que cumplen con las características necesarias para que ocurra este tipo de dispersión.

3.3. Experimentos de CEvNS

Varios experimentos diseñados para la detección de CEvNS están tomando datos o se están instalando en diferentes lugares del mundo, así mismo se están planificando una nueva generación de experimentos que se verán beneficiados de los conocimientos adquiridos por los que actualmente están en funcionamiento. Los experimentos de CEvNS se pueden categorizar en dos grandes grupos dependiendo de la fuente de neutrinos que se utilice, por lo tanto, habrá experimentos de neutrinos de reactores nucleares y los que se desarrollan con fuentes de piones detenidos.

3.3.1. Experimentos con fuentes de piones detenidos.

Los experimentos que se mencionaran a continuación, son experimentos que están en modo de toma de datos o están siendo planificados, en las diferentes fuentes de neutrones por espalación del mundo.

COHERENT

El experimento COHERENT, se está ejecutando en el SNS con la implementación de varios detectores desplegados en el “Neutrino Alley”, con una sobrecarga de 8 m.w.e (metros de agua equivalente) [51]. Uno de sus objetivos principales es probar las predicciones del modelo estándar sobre la dependencia cuadrada del número de neutrones de la sección eficaz y realizar mediciones de la precisión de la sección transversal para probar las interacciones no estándar. COHERENT utiliza diferentes tecnologías para sus detectores, tales como: cristales centelleantes de yoduro de cesio dopado con sodio CsI[Na], Germanio de contacto de punto de tipo p (PPC), Argón líquido monofásico y cristales de centelleo de NaI[Tl] ubicados de forma estratégica en el neutrino Alley como se muestra en la figura (3-9).

La primera detección de CEvNS se llevó a cabo en 2017 con cristales de CsI[Na] de 14.7 kg ubicado a 19.3 m de la fuente de neutrinos. Esta medición fue informada con 6.7σ de confianza [4], por lo que la medición fue consistente con las predicciones del Modelo Estándar y se derivaron algunas restricciones en los modelos NSI [52].

En 2020, la colaboración COHERENT informó el resultado de una medición realizada con el detector CsI[Na], en la que se duplicaron las estadísticas de las mediciones anteriores, con una mejora en las incertidumbres sistemáticas, que fueron reducidas al redor del 13%.

La segunda detección de CEvNS, también fue realizada por la colaboración COHERENT, esta se llevó a cabo con el detector *CENNS-10* de argón líquido monofásico [53], este detector ubicado a 27.5 m de la fuente con una masa activa de 24 kg de argón atmosférico (99,6% ^{40}Ar). Su umbral es de 20 keV para la energía de retroceso nuclear. Para evitar el sesgo experimental, el método de análisis y la selección de los eventos se decidieron antes de analizar los datos en el haz. Así mismo se realizaron dos análisis independientes en el que el nivel de confianzas obtenida fue de $3-3.5 \sigma$ para ambos métodos de análisis, mostrando una serie de eventos dentro de 1σ de las predicciones de SM.

Tener múltiples detectores de diferentes núcleos, le permitió a *COHERENT* comenzar a probar la dependencia del número de neutrones al cuadrado de la sección transversal, así mismo esta dependencia se demuestra en el capítulo 4, con el cálculo de la sección eficaz diferencial de la ecuación (4-84), este comportamiento también se puede observar en la figura (3-10),

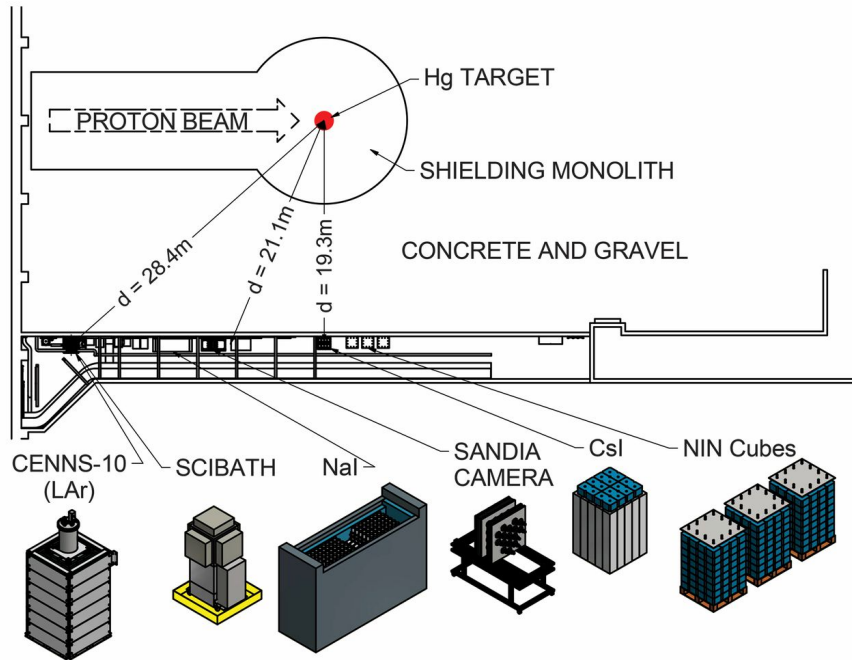


Figura 3-9.: Detectores COHERENT pasados, actuales y futuros colocados en el Neutrino Alley, proporciona al menos 19 m de protección contra fondos relacionados con el haz. Además, ofrece un total de 8m.w.e. de sobrecarga, ayudando a reducir los fondos inducidos por rayos cósmicos. Los detectores CENNS-10, NaI y CsI están diseñados para buscar señales CEvNS. La cámara Sandia y Scibath, por otro lado, midieron la tasa de neutrones rápidos en múltiples posiciones a lo largo del callejón. Los cubos NIN están midiendo actualmente la sección transversal de los neutrones inducidos por neutrinos en Pb y Fe. Las ubicaciones de los detectores y su distancia al objetivo de mercurio se determinaron mediante mediciones de inspección de precisión realizadas por ORNL. Estas medidas tienen una precisión de ± 1 cm. Figura adaptada de [4]

Las secciones transversales esperadas para SM de cada uno de los detectores instalados se muestran con puntos negros, mientras que los dos resultados experimentales de CEvNS con CSI[Na] y el de Ar líquido se muestran con puntos azules.

La colaboración COHERENT, continua con la toma de datos y espera alcanzar una sensibilidad de 5σ con el detector de argón líquido.

ESS

La Fuente Europea de Espalación (ESS) pronto proporcionará los haces de neutrones más intensos para la ciencia multidisciplinaria. También generará el mayor flujo de neutrinos

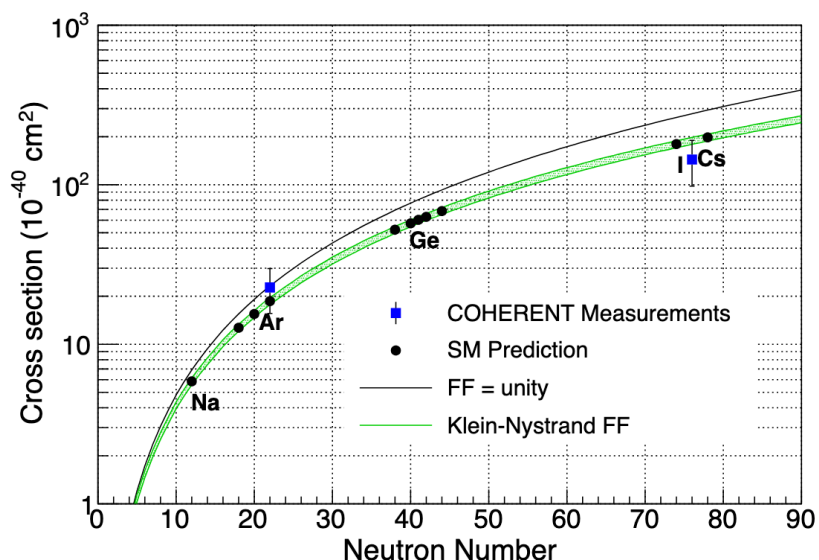


Figura 3-10.: Sección transversal de CEvNS medida con los detectores de CsI[Na] y argón líquido en función del número de neutrones, tomado de [53]. También se muestran los valores de SM esperados para diferentes objetivos, de acuerdo al programa experimental planteado por COHERENT. Se presentan dos valores diferentes para el factor de forma (FF): el valor igual a uno en negro y el de Klein-Nystrand [54], en verde con una banda del 3% debido a la variación en el radio del neutrón.

pulsados adecuado para la detección de CEvNS [45].

JSNS²

La fuente de neutrones por espalación de Japón de J-PARC se caracteriza por un haz de 1 MW de protones de 3 GeV que inciden en un objetivo de mercurio, creando un intenso flujo de neutrinos a partir de las desintegraciones de piones detenidos y muones detenidos. El experimento JSNS² (J-PARC Sterile Neutrino Search at J-PARC Spallation Neutrón Source) tiene como objetivo buscar la existencia de oscilaciones de neutrinos y ofrecer la prueba definitiva de la anomalía LSND en un detector de centelleo líquido dopado con Gd de volumen fiduciario de 17 toneladas [55]. Se está planeando un nuevo detector para estudiar no solo CEvNS sino también posibles señales de materia oscura de baja masa [56].

Luján

El objetivo de espalación de tungsteno del Centro Luján puede ser una fuente prolífica de neutrinos a partir de la descomposición de piones y muones detenidos creados por un haz de

protones de 800 MeV en el Laboratorio Nacional de Los Álamos. Se construye un detector de centelleo de argón líquido de 10 toneladas o un detector Coherent CAPTAIN-Mills (CCM) para estudiar CEvNS con núcleos de argón. Una masa a escala de toneladas y un umbral de energía del rango de keV pueden permitir que el detector CCM posea una sensibilidad líder a posibles señales de materia oscura de baja masa.

3.3.2. Experimentos con fuentes de reactores

Los experimentos con fuentes de reactores, buscan la observación de CEvNS en el régimen cinemático en el que se espera una coherencia mecánico cuántica completa [57]. los experimentos que se mencionaran a continuación están en modo toma de datos o están siendo planeados en diferentes sitios de reactores nucleares del mundo.

CONNIE

El experimento CONNIE (COherent Neutrino-Nucleus Interaction Experiment) tiene como objetivo medir el CEvNS en dispositivos de carga acoplada (CCD) y buscar física más allá del modelo estándar. Se instaló en un contenedor comercial en la central nuclear Almirante Álvaro Alberto, en Angra dos Reis, en el estado de Río de Janeiro (Brasil). Se encuentra a unos 30 m del núcleo del reactor Angra 2 de 3,95 GW de potencia térmica [58]. El experimento está compuesto por 14 CCD de 6 g cada uno y está rodeado por un blindaje pasivo con dos capas de polietileno de alta densidad de 30 cm con 15 cm de plomo en el medio que reduce el fondo en aproximadamente un orden de magnitud. Como es habitual en los reactores de potencia existen paradas periódicas programadas para mantenimiento y cambio de combustible nuclear. En el caso de Angra 2, esto sucede aproximadamente una vez cada 14 meses y demora entre 25 y 35 días. Luego, la medición de fondo se realiza durante este momento reactor-off y el análisis CEvNS se basa en la comparación entre los datos reactor-on y reactor-of [59].

Utilizando los datos recopilados en 2016-2018 [59], CONNIE ha demostrado su sensibilidad a la nueva física al establecer límites competitivos para los mediadores de luz en las masas mediadoras más bajas. Recientemente, la colaboración ha informado sobre el análisis de los datos de 2019 en los que el experimento operó con un agrupamiento de hardware de los píxeles CCD [60]. El objetivo principal de este modo de lectura era reducir el umbral del detector a 50 eV y aumentar la eficiencia del experimento a las energías más bajas. Con estos nuevos datos, la colaboración de CONNIE pudo mejorar también el análisis de datos y la selección de eventos y, por lo tanto, reducir la tasa de fondo en las energías más bajas [61].

Recientemente, la colaboración CONNIE instaló en el experimento dos sensores Skipper-

CCD para reducir aún más el umbral de detección. Esta nueva tecnología, diseñada en el Laboratorio Nacional Lawrence Berkeley (LBNL), está siendo utilizada con éxito por la colaboración SENSEI para búsquedas de DM [62,63]. Gracias a la capacidad de realizar lecturas de múltiples píxeles sin destruir la carga, es posible alcanzar el ruido de lectura de subelectrones en estos detectores [64].

El objetivo principal es estudiar la respuesta de los sensores a nivel del mar y determinar los antecedentes del experimento para un futuro experimento de gran masa para la detección de CEvNS. El desempeño de esos sensores y sus primeros resultados se discuten en [61]. Además, un par de meses después, la colaboración ν IOLETA [65] instaló otro Skipper-CCD a unos 12 m del núcleo de un reactor nuclear de potencia térmica de 2,2 GW en Atucha 2, Argentina. La sinergia entre estas dos colaboraciones nos permitirá comprender completamente la respuesta del detector para el experimento de próxima generación para la detección de CEvNS con CCD.

Dresden

El experimento consiste en un detector de germanio de contacto puntual tipo p de 3 kg y bajo nivel de ruido que ha sido instalado y operado en el reactor de potencia Dresden-II, cerca de Chicago, a unos 10 metros de su núcleo de 2,96 GW_{th} [66]. El detector está encerrado por un blindaje compacto hecho de varias capas de vetos activos y material de blindaje pasivo. Se interpreta que los resultados de una configuración mejorada tienen una preferencia por un componente CEvNS en los datos, cuando se comparan con un modelo de fondo [67].

MI ν ER

El Experimento de neutrinos en el reactor del Instituto Mitchell (MI ν ER) se lanzó para utilizar detectores criogénicos de germanio y silicio con umbrales bajos de energía de retroceso nuclear para registrar retrocesos nucleares de CEvNS en un reactor nuclear de investigación TRIGA en la Universidad Texas A&M [68]. Este reactor tiene un núcleo móvil (de 1 m a 10 m) que permitirá estudios de precisión de oscilaciones de neutrinos de línea de base muy cortas comparando tasas en función de la distancia y eliminando en gran medida las incertidumbres del flujo del reactor. La proximidad del detector al núcleo del reactor, combinada con múltiples detectores de umbral bajo con discriminación evento por evento entre el fondo electromagnético dominante y la señal de retroceso nuclear proporciona sensibilidad a la física BSM, neutrinos estériles que oscilan en una escala de unos pocos metros y sobre todo, una sonda de alta sensibilidad para la supervisión aplicada de reactores. El despliegue planificado de la instalación experimental MIN ν ER en el reactor de potencia del Proyecto del Sur de Texas (3 GW) proporcionará una mejora adicional significativa en la sensibilidad de la medición.

NEON

El experimento de observación de dispersión elástica de neutrinos en NaI(Tl) (NEON) utiliza cristales de NaI(Tl) de alto rendimiento de luz para observar los eventos CEvNS a una distancia de 24 m del núcleo del reactor nuclear Hanbit en Corea. Los reactores comerciales producen una gran cantidad de antineutrinos con una potencia térmica de 2,8 GW, y el programa de neutrinos estériles NEOS en curso [69], proporciona una comprensión sistemática del medio ambiente. Este experimento utilizó las experiencias previas de los detectores de cristal NaI(Tl) para los experimentos de búsqueda de materia oscura del COSINE-100 [70,71]. El detector NaI(Tl) utilizado en los experimentos COSINE-100 mostró un rendimiento de luz de 15 fotoelectrones/keV [72], y se utilizó una técnica de aprendizaje automático multivariante para eliminar eficazmente el evento de ruido causado por PMT para alcanzar un umbral de energía bajo de 1 keV [73]. Los estudios preliminares para bajar el umbral de energía lograron acceso a eventos de energía de 0,5 keV con una eficiencia de selección de 80 % y un nivel de contaminación acústica de 25 %.

Esto se puede mejorar adoptando un algoritmo de aprendizaje automático profundo actualmente en desarrollo. Además, desarrollan un método de encapsulación novedoso de los cristales de NaI(Tl) con una eficiencia de captación de luz mejorada de hasta 22 fotoelectrones/keV [74].

Con estos detectores se pueden alcanzar umbrales de energía inferiores a 0,3 keV. El experimento NEON de la primera fase (NEON-pilot) se construyó con un arreglo de 2×3 , de 6 detectores con una masa total de 15 kg usando cristales de calidad comercial, mientras que el experimento de la siguiente fase (NEON-1) puede usar hasta 100 kg de los cristales de NaI(Tl) de fondo bajo [75].

Los cristales piloto de NEON se sumergieron en un centelleador líquido de 800 L. Estaba blindado con plomo de 10 cm de espesor y polietileno de 30 cm de espesor. Los escudos y los sistemas DAQ siguen de cerca el experimento de materia oscura COSINE-100 [72,76]. El experimento piloto NEON se está poniendo en marcha actualmente en el sitio terrestre y se espera que esté instalado en el sitio del reactor a fines de 2020. Con este planean tomar 1 año de datos del reactor encendido con 5 meses de datos apagados esperando la observabilidad del proceso CEvNS con un significado de más de 3σ y lo actualizará a NEON-1 para más de 5σ de observación.

NUCLEUS

El experimento NUCLEUS tiene como objetivo la detección de CEvNS utilizando calorímetros criogénicos CaWO_4 con umbrales de retroceso nuclear de alrededor de 20 eV. Esta característica única demostrada en un prototipo inicial [77–79], que permitirá la observación de la mayoría de los retrocesos de tungsteno inducidos por los antineutrinos del reactor al acceder a energías bajas sin precedentes, aprovechando al máximo el impulso de sección transversal coherente. La primera fase experimental desplegará un objetivo criogénico de 10 g [80], compuesto por aproximadamente 6 g de CaWO_4 y 4 g de Al_2O_3 en una nueva ubicación experimental en la central nuclear de Chooz en Francia [81]. Los dos materiales objetivo presentan secciones transversales CEvNS muy diferentes, pero una respuesta de neutrones comparable, útil para la medición in situ de fondos de retroceso nuclear potencialmente peligrosos.

La configuración experimental consistirá en un refrigerador de dilución seca, un blindaje pasivo compacto hecho de moderadores de neutrones y detectores de veto de anticoincidencia gamma, muón activo y plomo [82], así como un sistema de calibración integrado basado en LED. La configuración está en construcción para su puesta en marcha en Múnich en 2022 antes de su despliegue en el sitio del reactor previsto a partir de 2023.

nuGen

El experimento nuGEN tiene como objetivo la detección de CEvNS con detectores HPGe de bajo umbral y bajo fondo instalados a una distancia de $\sim 10\text{m}$ a uno de los reactores de $3,1 \text{ GW}_{th}$ en la planta de energía nuclear de Kalinin (KNPP) en Rusia. Los detectores están rodeados por un blindaje pasivo compacto y un veto de muón activo, que se instalan en una plataforma móvil para modificar la distancia al núcleo del reactor. nuGEN se instaló en el sitio en 2019 y se presentaron datos preliminares de las primeras pruebas científicas [83].

NUXE

El experimento NUXE utilizará un detector de xenón líquido para observar eventos CEvNS de neutrinos del reactor hasta señales de electrones de ionización individuales [84]. El experimento se encuentra actualmente en desarrollo en UC San Diego con un objetivo de xenón líquido de 30 kg en una cámara de conteo de electrones (ECC). El mayor esfuerzo es reducir el fondo a los electrones individuales, lo que corresponde a un umbral de energía de retroceso nuclear de $\sim 300 \text{ eV}$ [85].

Ricochet

El experimento de neutrinos Ricochet tiene como objetivo medir los neutrinos producidos a partir de reactores nucleares mediante el uso de bolómetros criogénicos para identificar

el retroceso nuclear característico de CEvNS [86]. Para superar el alto nivel de fondo electromagnético presente a bajas energías, Ricochet hará uso de la identificación de partículas para discriminar entre retrocesos electrónicos y nucleares.

El futuro experimento de Ricochet se implementará en el sitio ILL-H7 en Grenoble, Francia. El sitio H7 comienza a unos 8 m del núcleo del reactor ILL que proporciona una potencia nuclear nominal de 58.3 MW, lo que genera un flujo de neutrinos en los detectores Ricochet a 8.8 m del núcleo del reactor de aproximadamente $1,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. El reactor funciona en ciclos de una duración típica de 50 días con períodos de inactividad del reactor suficientemente largos para medir los fondos independientes del reactor, como la radiactividad interna o los fondos cosmogénicos inducidos con estadísticas altas. Está ubicado debajo de un canal de agua que proporciona alrededor de 15 m de agua equivalente (m.w.e.) contra la radiación cósmica. No está alimentado por un haz de neutrones y está bien protegido contra la irradiación del reactor y los instrumentos vecinos (IN20 y D19). El sitio está bien caracterizado en términos de antecedentes, y el funcionamiento del experimento de neutrinos STEREO en este sitio se ha demostrado con éxito [87].

El experimento utilizará dos tecnologías u objetivos de detección. El CryoCube que constará de una matriz de 27 ($3 \times 3 \times 3$) detectores de cristal de germanio de alta pureza, encapsulados en una caja de cobre hermético al infrarrojo puro para radio, suspendida debajo de un escudo de plomo dentro del crisotato [88]. La masa de cada detector es de unos 38 g para alcanzar una masa objetivo total de alrededor de un kilogramo. Se desea un umbral de baja energía ya que el potencial de descubrimiento aumenta exponencialmente al reducir el umbral de energía. Teniendo en cuenta un umbral de energía de 50 eV, se esperan alrededor de 12.8 evts/kg/día de interacciones CEvNS en la matriz de detectores CryoCube. Para alcanzar dicho umbral, los detectores CryoCube estarán equipados con sensores dopados por transmutación de neutrones (NTD) de germanio. Para lograr la identificación de partículas, los detectores tendrán una lectura doble de calor e ionización. La medición de la ionización se realiza gracias a los electrodos de aluminio que permiten aplicar un campo eléctrico y recopilar señales de los pares electrón-hueco de ionización que se desplazan por el cristal. Con un umbral de identificación de partículas anticipado de aproximadamente 100 eV, gracias a la combinación de resoluciones de línea de base (RMS) de ionización y calor de 10 eV y 20 eV (equivalente a electrones), la matriz de detectores CryoCube debería conducir a una detección CEvNS significativa después de una ILL ciclo del reactor (50 días) entre 4.3 y 17.3σ , según el nivel de fondo final alcanzado.

Q-Array, la matriz de detectores complementarios dentro de Ricochet, consistirá en 9 cubos de zinc superconductor, cada uno con una masa de aproximadamente 35 g, como objetivo. El uso de superconductores como detector primario es una tecnología novedosa que se espera

que proporcione sensibilidad de detección teóricamente hasta la energía de enlace del par de Cooper. El mecanismo de discriminación esperado comienza con la diferente eficiencia de producción de cuasipartículas (QP) (rompiendo pares de Cooper) por retrocesos de electrones (mayor producción de QP) frente a retrocesos nucleares (menor producción de QP). La producción inicial de fonones del retroceso es seguida por una producción de fonones más lenta a medida que los QP se relajan hasta el estado fundamental. La relación relativa entre los fonones iniciales y los fonones inducidos por QP da lugar a una forma de pulso de discriminación útil. Los sensores de borde de transición (TES) se utilizarán para la lectura de las señales de fonones de estos bolómetros superconductores. Los prototipos iniciales de chips TES con una temperatura de transición de 80 mK fueron desarrollados por el Laboratorio Nacional de Argonne para este uso. Utilizando los resultados de estos sensores, se diseñó y fabricó una segunda versión, con una temperatura de transición de ~ 20 mK. Estos dispositivos están bajo prueba [89] y se espera una disminución significativa en el umbral del sensor.

Se espera que el nivel de fondo en el sitio ILL sea alto, debido a la proximidad al núcleo del reactor nuclear (≈ 8 metros), los experimentos vecinos emiten grandes cantidades de rayos gamma y neutrones (IN20 y D19). A pesar de la presencia de ≈ 15 m.w.e. sobrecarga artificial proporcionada por el canal de transferencia de agua del reactor directamente encima del experimento, el sitio permanece expuesto a la radiación cósmica. Como esperamos observar alrededor de 12.8 eventos CEvNS/kg/día, es obligatoria una estrategia de mitigación de fondo altamente eficiente. Como resultado, Ricochet apunta a un fondo de retroceso electrónico al nivel de 100 eventos/día/keV/kg. Tal nivel de fondo electrónico debería ser rechazado eficientemente gracias a las capacidades de identificación de partículas de nuestros detectores. Sin embargo, como tal discriminación no es válida para el retroceso nuclear inducido por neutrones, se espera que este último sea nuestro antecedente definitivo. Por lo tanto, nuestro objetivo es un nivel de fondo de retroceso nuclear de alrededor de 5 eventos/kg/día para garantizar una relación señal/ruido CEvNS favorable.

Ricochet está programado para ver “la primera luz” en 2023.

RED-100

RED-100 es un detector de emisión de xenón de dos fases construido para observar la dispersión elástica coherente de los antineutrinos electrónicos del reactor de los núcleos atómicos de xenón [90]. La masa del medio detector es de 160 kg en el volumen sensible y de unos 100 kg en el volumen fiduciario, el mayor valor entre los detectores desarrollados para las observaciones del CEvNS en los reactores. La capacidad de operación del detector a gran escala en las condiciones de fondo causadas por la radiación cósmica se ha demostrado en un laboratorio a nivel del suelo [91]. El detector se desplegó en la central nuclear de Kalinin en 2021 a 19 m de distancia por debajo del núcleo del reactor de 3 GW y adquirió datos de encendido y apagado del reactor en enero y febrero de 2022 con un umbral de energía de

aproximadamente 1 keV_{nr} .

SBC

La colaboración SBC (Scintillating Bubble Chamber) está desarrollando nuevas cámaras de burbujas de argón líquido para la materia oscura a escala GeV y la física CEvNS [92].

El primer detector, SBC-Fermilab, con 10 kg de masa activa, se encuentra actualmente en construcción para su caracterización y calibración en el túnel NuMI de Fermilab, con el objetivo de alcanzar un umbral de retroceso nuclear de 100 eV. El detector consiste en un frasco de cuarzo lleno de argón líquido sobrecalentado, al que se le añaden niveles de ppm de xenón que actúa como un cambiador de longitud de onda. Las cámaras se utilizan para obtener imágenes de burbujas, los fotomultiplicadores de silicio detectan el centelleo y los sensores piezoacústicos detectan la formación de burbujas. Seguirá un detector duplicado construido con componentes de fondo bajo, SBC-SNOLAB, para buscar materia oscura de 0,7 a 7 GeV.

Siguiendo este programa inicial, el despliegue de uno de estos detectores después de ~ 2024 en un reactor nuclear podría realizar una medición de alta señal a fondo del neutrino del reactor CEvNS. Se ha calculado la sensibilidad al ángulo de mezcla débil, el momento magnético del neutrino y un bosón de calibre Z' para despliegues tanto en un reactor de investigación de 1 MW como en un reactor de potencia de 2 GW [92]. Las caracterizaciones de fondo están en curso en el reactor de investigación TRIGA Mark III de 1 MW ubicado en el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) cerca de la Ciudad de México para un posible despliegue del primer reactor a 3 m del núcleo.

TEXONO

La colaboración TEXONO ha estado estudiando la física de neutrinos con detectores de germanio sub keV en el Laboratorio de Neutrinos del Reactor Kuo-Sheng (KSNL) en Taiwán [93]. Existe una política nacional de desmantelamiento de la energía nuclear en Taiwán, y el Reactor Kuo-Sheng se eliminará gradualmente para 2023. Como resultado, no hay planes de expansión o nuevos proyectos para el programa KSNL. La colaboración buscaría continuar los estudios a través de la colaboración con otros laboratorios de reactores existentes.

² +La toma de datos y el programa de R y D se llevan a cabo con detectores de germanio de contacto puntual (PCGe) electrorrefrigerados (EC). A partir del verano de 2020, se construyen detectores con una masa de hasta 1,43 kg y se alcanza un umbral tan bajo como 200 eV. Los datos también traerían sensibilidades mejoradas para las búsquedas en varios canales de física más allá del modelo estándar (BSM), como momentos magnéticos de neutrinos [94] y

neutrinos milicargados [95].

El programa de teoría activa se está llevando a cabo en paralelo, centrándose en las correcciones atómicas de las secciones transversales νN (y χN para la materia oscura) [233], así como en las búsquedas BSM.

NEWSG

NEWS-G es un experimento de detección directa de materia oscura, sensible a la luz Dark Matter (DM) entre 0.1 y 10 GeV/c^2 . NEWS-G utiliza un detector gaseoso esférico, el contador proporcional esférico (SPC) [96]. El detector está compuesto por una carcasa esférica hecha de cobre puro radioeléctrico, que actúa como cátodo, y un sensor de lectura en el centro con un solo ánodo [97] o varios ánodos [98, 99]. El detector es versátil y puede funcionar con una amplia variedad de mezclas de gases. El uso de elementos ligeros, como H, He, C y Ne, es ideal para búsquedas ligeras de DM gracias a la coincidencia cinemática entre el objetivo y el proyectil, y el factor de extinción de ionización favorable en comparación con elementos más pesados. El SPC exhibe varias características, tales como: construcción simple y con pocos componentes; umbral de energía muy bajo del tamaño del detector [100]; y fiducialización y discriminación de eventos a través del análisis de forma de pulso. Esto lo convierte en una herramienta invaluable para búsquedas que requieren detección de retrocesos de baja energía. Los primeros resultados de NEWS-G se publicaron en 2017 [101] con un SPC de 60 cm de diámetro instalado en LSM [101], produciendo los límites más estrictos para masas de DM por debajo de $600 MeV/c^2$ en ese momento. Actualmente (2020), el SPC avanzado de 140 cm de diámetro [102, 103] se está instalando en SNOLAB luego de una fase de puesta en marcha en LSM en 2019.

Las características del SPC que lo hacen ideal para búsquedas ligeras de DM también lo hacen atractivo para la detección de neutrinos a través de CEvNS. El estudio de CEvNS con un detector de umbral de energía sub-keV, como el SPC, permite un programa de física rico y abre una ventana a la física más allá del modelo estándar que aparecerá como desviaciones del espectro de retroceso esperado predicho por las interacciones SM [104]. Por ejemplo, la medición de un momento magnético de neutrino distinto de cero [105, 106] y la búsqueda de neutrinos estériles. El uso de SPC para la detección de CEvNS puede dar lugar a varias aplicaciones relacionadas con los reactores nucleares, como el control de los flujos de neutrinos del reactor, el sondeo del combustible del reactor para controlar la producción de plutonio y el estudio del espectro de energía antineutrino del reactor, que no se comprende bien por debajo del Valor Q del proceso de decaimiento beta inverso. En la práctica, teniendo en cuenta el umbral de energía del detector (50 eV) y el tamaño del SPC (60 cm), Ar y Ne son los candidatos más fuertes para ser utilizados como objetivos, con tasas de eventos de

15 y 11 eventos/kg/día/GW respectivamente. Sin embargo, esto no excluye el uso de otras mezclas de gases para aplicaciones de especificación.

NEWS-G planea construir una esfera de 60 cm de diámetro hecha de cobre ultra puro para estudios CEvNS. El detector estará encerrado en un blindaje inspirado en los experimentos GIOVE [107] y CONUS [108]. Un veto de muones completará el aparato de protección. La configuración experimental se instalará en la Universidad de Queen, Kingston, Canadá, para evaluar los antecedentes ambientales y cosmogénicos y establecer si se requieren modificaciones para las operaciones en las proximidades de un reactor. La construcción del escudo comenzará en el otoño de 2020 y se espera que la puesta en marcha en la Universidad de Queen se lleve a cabo en el verano de 2021. Los estudios de antecedentes se realizarán hasta 2021 y 2022, mientras se identifica el sitio del reactor. Está previsto un año de toma de datos después de la instalación del detector en el sitio del reactor.

4. Dispersión Elástica Coherente Neutrino Núcleo (CEvNS) dentro del Modelo Estándar.

4.1. Regla de oro para CEvNS

De la teoría cuántica de campos, y haciendo uso de lo expuesto en el apéndice (B.4) y la figura (4-1), la sección transversal diferencial de un proceso $k_1 + k_2 \rightarrow p_1 + p_2$ está dada por:

$$d\sigma = |\mathcal{M}|^2 \frac{S}{4\sqrt{(k_1 \cdot k_2)^2 - (m_\nu M)^2}} \left[\left(\frac{d^3\vec{p}_1}{(2\pi)^3 2E_{p1}} \right) \left(\frac{d^3\vec{p}_2}{(2\pi)^3 2E_{p2}} \right) \right] \times (2\pi)^4 \delta^4(k_1 + k_2 - p_1 - p_2), \quad (4-1)$$

donde k_1, k_2 son los cuadrimomentos de las partículas iniciales y p_1, p_2 los cuadrimomentos de las partículas finales, m_ν es la masa del neutrino y M la masa del núcleo. Los 3-vectores se indican con la notación vectorial usual, \vec{p}_i , así mismo, E_{p1} y E_{p2} son las energías de las partículas salientes después de la interacción. S es un factor estadístico igual a $1/n!$ para n partículas idénticas en el estado final. Por último la función $\delta^4(k_1 + k_2 - p_1 - p_2)$ da cuenta de la conservación de la energía y el momento.

A continuación vamos a calcular la sección transversal diferencial de CEvNS a partir de la ecuación (4-1). Enfocámonos en el término dentro de la raíz

$$\begin{aligned} (k_1 \cdot k_2)^2 - (m_\nu M)^2 &= \left(k_1^0 k_2^0 - \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2 \right)^2 - (m_\nu M)^2 \\ &= \left(E_{k1} E_{k2} - \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2 \right)^2 - (m_\nu M)^2, \end{aligned} \quad (4-2)$$

y tomando en cuenta que en el marco de laboratorio (reposo) del núcleo.

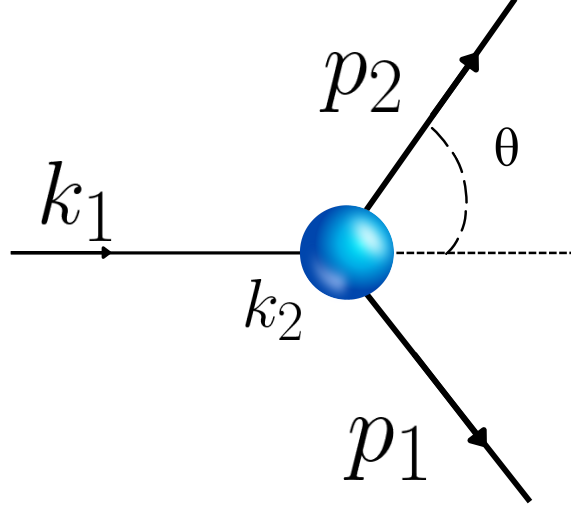


Figura 4-1.: Dispersión de dos cuerpos en el marco de reposo de la partícula objetivo. Donde k_1 es el cuadrimomento del neutrino incidente, k_2 es el cuadrimomento del núcleo en reposo, p_1 y p_2 son los cuadrimomentos del neutrino y el núcleo respectivamente después de la dispersión.

$$\begin{aligned} E_{k_2} &= M, \\ \vec{k}_2 &= 0. \end{aligned} \tag{4-3}$$

La ecuación (4-2) queda de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} (k_1 \cdot k_2)^2 - (m_\nu M)^2 &= (E_{k_1} M)^2 - (m_\nu M)^2, \\ &= E_{k_1}^2 M^2 - m_\nu^2 M^2, \\ &= M^2 \underbrace{(E_{k_1}^2 - m_\nu^2)}_{|\vec{k}_1|^2}, \\ &= M^2 |\vec{k}_1|^2, \end{aligned} \tag{4-4}$$

donde se ha tomado en cuenta la relación relativista entre energía y momento

$$E^2 - |p|^2 = m^2. \tag{4-5}$$

Remplazando la ecuación (4-4) en (4-1)

$$\begin{aligned}
d\sigma &= |\mathcal{M}|^2 \frac{S}{4M |\vec{k}_1|} \left[\left(\frac{d^3 \vec{p}_1}{(2\pi)^3 2E_{p1}} \right) \left(\frac{d^3 \vec{p}_2}{(2\pi)^3 2E_{p2}} \right) \right] \times (2\pi)^4 \delta^4 (k_1 + k_2 - p_1 - p_2), \\
&= |\mathcal{M}|^2 \frac{S}{4M |\vec{k}_1|} \left[\left(\frac{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2}{(2\pi)^6} \frac{(2\pi)^4}{4E_{p1} E_{p2}} \right) \right] \times \delta^4 (k_1 + k_2 - p_1 - p_2), \\
&= |\mathcal{M}|^2 \frac{S}{64M |\vec{k}_1|} \left[\frac{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2}{\pi^2 E_{p1} E_{p2}} \right] \times \delta^4 (k_1 + k_2 - p_1 - p_2). \tag{4-6}
\end{aligned}$$

La función delta de cuatro dimensiones se puede considerar como un producto de la parte temporal y la parte espacial [109]. Por lo tanto, puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\delta^4 (k_1 + k_2 - p_1 - p_2) = \delta (k_1^0 + k_2^0 - p_1^0 - p_2^0) \delta^3 (\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2). \tag{4-7}$$

Remplazando (4-7) en (4-6)

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2 S}{64\pi^2} \frac{1}{M |\vec{k}_1| E_{p1} E_{p2}} \delta (k_1^0 + k_2^0 - p_1^0 - p_2^0) \delta^3 (\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2) d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2. \tag{4-8}$$

Tomando en cuenta (4-3)

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2 S}{64\pi^2} \frac{1}{M |\vec{k}_1| E_{p1} E_{p2}} \delta (E_{k_1} + M - E_{p_1} - E_{p_2}) \delta^3 (\vec{k}_1 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2) d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2. \tag{4-9}$$

Usando la relación de energía momento (ecuación 4-5) para escribir la ecuación (4-9) en términos del momento

$$\begin{aligned}
d\sigma &= \frac{|\mathcal{M}|^2 S}{64\pi^2} \frac{1}{M |\vec{k}_1|} \frac{1}{\sqrt{|\vec{p}_1|^2 + m_\nu^2} \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}} \\
&\delta \left(\sqrt{|\vec{k}_1|^2 + m_\nu^2} + M - \sqrt{|\vec{p}_1|^2 + m_\nu^2} - \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2} \right) \delta^3 (-\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{k}_1) d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2. \\
d\sigma &= \frac{|\mathcal{M}|^2 S}{64\pi^2} \frac{1}{M |\vec{k}_1|} \frac{1}{\sqrt{|\vec{p}_1|^2 + m_\nu^2} \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}} \\
&\delta \left(\sqrt{|\vec{k}_1|^2 + m_\nu^2} + M - \sqrt{|\vec{p}_1|^2 + m_\nu^2} - \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2} \right) \delta^3 (\vec{p}_1 - (\vec{k}_1 - \vec{p}_2)) d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2.
\end{aligned}$$

(4-10)

A partir de la conservación del momento podemos resolver \vec{p}_1 en el marco de reposo de la segunda partícula

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad \Rightarrow \quad \vec{p}_1 = \vec{k}_1 - \vec{p}_2, \quad (4-11)$$

de tal manera que podemos expresar la energía E_{p_1} en términos de los momentos \vec{k}_1 y \vec{p}_2

$$\begin{aligned} E_{p_1}^2 &= |\vec{p}_1|^2 + m_\nu^2, \\ E_{p_1} &= \sqrt{|\vec{k}_1 - \vec{p}_2|^2 + m_\nu^2}. \end{aligned} \quad (4-12)$$

Para realizar la integral sobre $d^3\vec{p}_1$ usaremos la siguiente propiedad de la función δ

$$\int f(\vec{r}) \delta^3(\vec{r} - \vec{r}_0) d^3r = f(\vec{r}_0), \quad (4-13)$$

de tal manera que la ecuación (4-10) queda de la siguiente forma

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2 S}{64\pi^2} \frac{1}{M |\vec{k}_1|} \frac{1}{\sqrt{|\vec{k}_1 - \vec{p}_2|^2 + m_\nu^2} \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}} \quad (4-14)$$

$$\delta \left(\sqrt{|\vec{k}_1|^2 + m_\nu^2} + M - \sqrt{|\vec{k}_1 - \vec{p}_2|^2 + m_\nu^2} - \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2} \right) d^3\vec{p}_2.$$

Para la integral $d^3\vec{p}_2$ usaremos coordenadas esféricas considerando que \vec{k}_1 está a lo largo del eje z

$$|\vec{p}_2| = r,$$

$$d^3\vec{p}_2 = |\vec{p}_2|^2 \sin \theta d|\vec{p}_2| d\theta d\phi, \quad (4-15)$$

$$|\vec{k}_1 - \vec{p}_2|^2 = |\vec{k}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2 |\vec{k}_1| |\vec{p}_2| \cos \theta.$$

Remplazando la ecuación (4-15) en la ecuación (4-14)

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d|\vec{p}_2|} &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \frac{|\mathcal{M}|^2 S}{64\pi^2} \frac{|\vec{p}_2|^2 \sin \theta}{M |\vec{k}_1| \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2} \sqrt{|\vec{k}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2 |\vec{k}_1| |\vec{p}_2| \cos \theta + m_\nu^2}} \\ &\delta \left(\sqrt{|\vec{k}_1|^2 + m_\nu^2} + M - \sqrt{|\vec{k}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2 |\vec{k}_1| |\vec{p}_2| \cos \theta + m_\nu^2} - \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2} \right) d\theta. \end{aligned}$$

(4-16)

Realizando la integral de la coordenada ϕ y haciendo el siguiente cambio de variable

$$\begin{aligned}\cos \theta &= u, \\ du &= -\sin \theta d\theta.\end{aligned}\tag{4-17}$$

La ecuación (4-16) queda de la siguiente forma

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d|\vec{p}_2|} &= \frac{2\pi|\mathcal{M}|^2 S}{64\pi^2} \frac{|\vec{p}_2|^2}{M|\vec{k}_1|\sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}} \int_{-1}^1 \frac{1}{\sqrt{|\vec{k}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2|\vec{k}_1||\vec{p}_2|u + m_\nu^2}} \\ &\delta\left(\sqrt{|\vec{k}_1|^2 + m_\nu^2} + M - \sqrt{|\vec{k}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2|\vec{k}_1||\vec{p}_2|u + m_\nu^2} - \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}\right) du.\end{aligned}\tag{4-18}$$

Utilizando la integral por tabla

$$\int h(x)\delta[f(x)] = \frac{h(x_0)}{\left|\frac{df(x)}{dx}\right|_{x=x_0}},\tag{4-19}$$

$$\frac{df(u)}{du} = \frac{|\vec{k}_1||\vec{p}_2|}{\sqrt{|\vec{k}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2|\vec{k}_1||\vec{p}_2|u + m_\nu^2}},\tag{4-20}$$

$$\begin{aligned}\Rightarrow \frac{h(u)}{\frac{df(u)}{du}} &= \frac{1}{\frac{|\vec{k}_1||\vec{p}_2|}{\sqrt{|\vec{k}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2|\vec{k}_1||\vec{p}_2|u + m_\nu^2}}} = \frac{1}{|\vec{k}_1||\vec{p}_2|}.\end{aligned}\tag{4-21}$$

Sustituyendo el valor de la integral en la ecuación (4-18)

$$\frac{d\sigma}{d|\vec{p}_2|} = \frac{2\pi|\mathcal{M}|^2 S}{64\pi^2} \frac{|\vec{p}_2|^2}{M|\vec{k}_1|\sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}} \frac{1}{|\vec{k}_1||\vec{p}_2|}\tag{4-22}$$

$$\frac{d\sigma}{d|\vec{p}_2|} = \frac{|\vec{p}_2||\mathcal{M}|^2 S}{32\pi M|\vec{k}_1|^2\sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}}.\tag{4-23}$$

Tomando en cuenta la ecuación que relaciona la energía relativista E_{p_2} , la energía en reposo $R = M$ y la energía cinética relativista T del núcleo

$$E = R + T \quad \Rightarrow \quad T = E_{p_2} - M. \quad (4-24)$$

Usando la relación relativista energía-momento para el núcleo

$$\begin{aligned} |\vec{p}_2|^2 &= E_{p_2}^2 - M^2 & (4-25) \\ |\vec{p}_2|^2 &= \underbrace{(E_{p_2} - M)}_T \underbrace{(E_{p_2} + M)}_{T+2M} \\ |\vec{p}_2|^2 &= T(T + 2M) \end{aligned}$$

Derivando a ambos lados de la ecuación

$$\begin{aligned} 2|\vec{p}_2| d|\vec{p}_2| &= (T + 2M + T) dT, & (4-26) \\ |\vec{p}_2| d|\vec{p}_2| &= (T + M) dT. \end{aligned}$$

Remplazando $|\vec{p}_2|$ en la ecuación (4-23)

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{(T + M) dT} &= \frac{|\mathcal{M}|^2 S}{32\pi M \left| \vec{k}_1 \right|^2 \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}} \\ \frac{d\sigma}{dT} &= \underbrace{(T + M)}_{E_{p_2}} \frac{S|\mathcal{M}|^2}{32\pi M \left| \vec{k}_1 \right|^2 \underbrace{\sqrt{|\vec{p}_2|^2 + M^2}}_{E_{p_2}}}. \end{aligned} \quad (4-27)$$

Finalmente, la sección eficaz transversal puede ser escrita como:

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dT} = \frac{S|\mathcal{M}|^2}{32\pi M \left| \vec{k}_1 \right|^2}} \quad (4-28)$$

4.2. Amplitud $|\mathcal{M}|^2$ para CEvNS

Para el cálculo de la sección transversal de CEvNS, podemos apoyarnos del diagrama de Feynman de la figura (4-2), este diagrama muestra en su lado derecho la interacción del núcleo como un todo, y en la parte de la izquierda presenta la interacción del neutrino a través del intercambio de un bosón Z neutro. Debido a que dicha interacción es ciega al

sabor del neutrino no se hace necesario especificar esta característica. La sección transversal de CEvNS es independiente del tipo de partículas que va a interactuar con el núcleo (neutrino o antineutrino), generando así que dicha sección sea la misma tanto para neutrinos como antineutrinos.

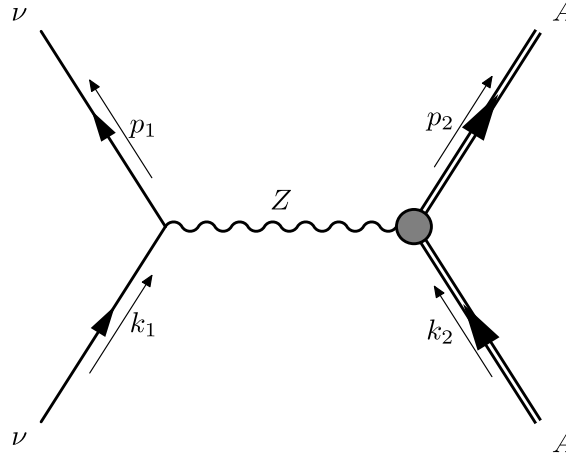


Figura 4-2.: Diagrama de Feynman para la interacción CEvNS. Tomada de [42]

Haciendo uso de las reglas de Feynman descritas en las secciones B.1, B.2, B.3 del apéndice B podemos escribir la amplitud $|\mathcal{M}|^2$ de la siguiente manera:

$$i\mathcal{M}_{rr'} = \bar{u}_{r'}(p_1) \left(\frac{-ig}{2\cos\theta_W} \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) \right) u_r(k_1) \left(\frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{M_Z^2}}{q^2 - M_Z^2 + i\varepsilon} \right) [J_{nuc}^\nu], \quad (4-29)$$

donde $u_r(k_1)$ y $\bar{u}_{r'}(p_1)$ son los espinores iniciales y finales respectivamente de una partícula de Dirac, para este caso neutrinos. Los subíndices r y r' dan cuenta de los índices de espín. g_V^ν y g_A^ν dan cuenta de los acoplamientos vectoriales y vectoriales axiales para los neutrinos, cuyos valores se encuentran en la tabla (4-1). La corriente del núcleo se encuentra inmersa en la expresión para la corriente nuclear J_{nuc} y para que esta se pueda evaluar es necesario realizar consideraciones muy importantes tales como que el núcleo posea simetría esférica y que este se encuentre en su estado fundamental con número cuántico $J^\pi = 0^+$.

$$J_{nuc}^\nu = \alpha(k_2 + p_2)^\nu F(q^2), \quad \text{con } \alpha = \frac{g}{2\cos\theta_W} \frac{1}{2} Q_W; \quad Q_W = \frac{1}{2} [Z(1 - 4\sin^2\theta_W) - N].$$

Donde α brinda información de la fuerza de acoplamiento débil, Q_W representa la carga débil del núcleo, N y Z son el número de neutrones y protones del núcleo respectivamente. $F(q^2)$ da razón del factor de forma nuclear.

Tabla 4-1.: Valores de g_L , g_R , g_V , g_A para los campos de fermiones. Donde se define a $s_W = \sin \theta_W$.

Fermiones	g_L	g_R	g_V	g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
e, μ, τ	$-\frac{1}{2} + s_W^2$	s_W^2	$-\frac{1}{2} + 2s_W^2$	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3}s_W^2$	$-\frac{2}{3}s_W^2$	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}s_W^2$	$\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}s_W^2$	$\frac{1}{3}s_W^2$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}s_W^2$	$-\frac{1}{2}$

El propagador Z , puede ser aproximado en el limite de bajas energías ($q^2 \ll M_Z^2$) tal como se muestra en la ecuación (4-30).

$$\left(\frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{M_Z^2}}{q^2 - M_Z^2 + i\varepsilon} \right) = \left(\frac{g_{\mu\nu}}{M_Z^2} \right) \quad (4-30)$$

Remplazando J_{nuc}^ν y (4-30) en la ecuación (4-29) tenemos:

$$\begin{aligned} iM_{rr'} &= \frac{-i^2 g}{2 \cos \theta_W} [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) u_r(k_1)] \left(\frac{g_{\mu\nu}}{M_Z^2} \right) \left[\frac{g}{2 \cos \theta_W} \frac{1}{2} Q_W (k_2 + p_2)^\nu F(q^2) \right] \\ &= \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W M_Z^2} Q_W F(q^2) [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) u_r(k_1)] (g_{\mu\nu}) (k_2 + p_2)^\nu \end{aligned} \quad (4-31)$$

Tomando en cuenta que $M_W = M_Z \cos \theta_W$ y $\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$

$$\Rightarrow iM_{rr'} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} Q_W F(q^2) [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) u_r(k_1)] (k_2 + p_2)_\mu. \quad (4-32)$$

Usando la ecuación que relaciona los acoplamientos vectoriales y vectoriales axiales para los fermiones, en términos de los acoplamientos izquierdo y derecho g_L y g_R , respectivamente:

$$\begin{aligned} g_V^f &= g_L^f + g_R^f, \\ g_A^f &= g_L^f - g_R^f, \end{aligned} \quad (4-33)$$

y reemplazándolos en la ecuación (4-32)

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{rr'} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} Q_W F(q^2) [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\mu ((g_L^\nu + g_R^\nu) - (g_L^\nu - g_R^\nu) \gamma^5) u_r(k_1)] (k_2 + p_2)_\mu, \\
&= \frac{G_F}{\sqrt{2}} Q_W F(q^2) [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\mu (g_L^\nu + g_R^\nu - g_L^\nu \gamma^5 + g_R^\nu \gamma^5) u_r(k_1)] (k_2 + p_2)_\mu, \\
&= \frac{G_F}{\sqrt{2}} Q_W F(q^2) [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\mu (g_L^\nu (1 - \gamma^5) + g_R^\nu (1 + \gamma^5)) u_r(k_1)] (k_2 + p_2)_\mu.
\end{aligned} \tag{4-34}$$

Tomado en cuenta que para los neutrinos el valor de $g_R^\nu = 0$ tal como se muestra en la tabla (4-1), tenemos:

$$i\mathcal{M}_{rr'} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} Q_W F(q^2) g_L^\nu [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_r(k_1)] (k_2 + p_2)_\mu. \tag{4-35}$$

Para calcular $|\mathcal{M}|^2$ se debe multiplicar $i\mathcal{M}_{rr'}$ por su complejo conjugado de tal manera que

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 &= \frac{G_F^2}{2} Q_W^2 (F(q^2))^2 (g_L^\nu)^2 [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_r(k_1)] [\bar{u}_{r'}(p_1) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) u_r(k_1)]^* \\
&\quad \times (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu.
\end{aligned} \tag{4-36}$$

Definiendo la siguiente constante

$$cte = \frac{G_F^2}{2} Q_W^2 (F(q^2))^2 (g_L^\nu)^2. \tag{4-37}$$

La ecuación (4-36) nos queda

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 &= cte [\bar{u}_{r'}(p_1) \underbrace{\gamma^\mu (1 - \gamma^5)}_{\Gamma_1} u_r(k_1)] [\bar{u}_{r'}(p_1) \underbrace{\gamma^\nu (1 - \gamma^5)}_{\Gamma_2} u_r(k_1)]^\dagger \times (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu \\
&= cte \cdot (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu \times [\bar{u}_{r'}(p_1) \Gamma_1 u_r(k_1)] [\bar{u}_{r'}(p_1) \Gamma_2 u_r(k_1)]^\dagger
\end{aligned} \tag{4-38}$$

Usando la definición del espinor adjunto $\bar{u}_{r'}(p_1) \equiv u_{r'}^\dagger(p_1) \gamma^0$

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 &= cte \cdot [\bar{u}_{r'}(p_1) \Gamma_1 u_r(k_1)] [u_{r'}^\dagger(p_1) \gamma^0 \Gamma_2 u_r(k_1)]^\dagger (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu, \\
&= cte \cdot [\bar{u}_{r'}(p_1) \Gamma_1 u_r(k_1)] [(u_r(k_1))^\dagger \Gamma_2^\dagger (\gamma^0)^\dagger (u_{r'}^\dagger(p_1))^\dagger] (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu, \\
&= cte \cdot [\bar{u}_{r'}(p_1) \Gamma_1 u_r(k_1)] [\underbrace{(u_r(k_1))^\dagger \gamma^0}_{\bar{u}_r(k_1)} \gamma^0 \Gamma_2^\dagger \gamma^0 u_{r'}(p_1)] (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu.
\end{aligned} \tag{4-39}$$

Renombrando $\gamma^0 \Gamma_2^\dagger \gamma^0 = \bar{\Gamma}_2$, la demostración de esta propiedad se encuentra en (A.4)

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 &= cte \cdot [\bar{u}_{r'}(p_1) \Gamma_1 u_r(k_1)] [\bar{u}_r(k_1) \underbrace{\gamma^0 \Gamma_2^\dagger \gamma^0}_{\bar{\Gamma}_2} u_{r'}(p_1)] (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu \\
&= cte \cdot [\bar{u}_{r'}(p_1) \Gamma_1 u_r(k_1)] [\bar{u}_r(k_1) \bar{\Gamma}_2 u_{r'}(p_1)] (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu.
\end{aligned} \tag{4-40}$$

Sumando sobre los estados de espín del neutrino

$$\sum_{rr'} |i\mathcal{M}_{rr'}|^2 = cte \cdot \sum_{rr'} [\bar{u}_{r'}(p_1)\Gamma_1 u_r(k_1)] [\bar{u}_r(k_1)\bar{\Gamma}_2 u_{r'}(p_1)] (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu \quad (4-41)$$

Usando las relaciones de completitud [110]

$$\begin{aligned} \sum_{r'} u_{r'}(p_1)_\alpha \bar{u}_{r'}(p_1)_\beta &= (\not{p}_1 + m)_{\alpha\beta}, \\ \sum_r u_r(k_1)_\alpha \bar{u}_r(k_1)_\beta &= (\not{k}_1 + m)_{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (4-42)$$

donde α y β representan índices espinoriales. Reemplazando las ecuaciones (4-42) en la ecuación (4-41)

$$\begin{aligned} \sum_{rr'} |i\mathcal{M}_{rr'}|^2 &= cte \cdot \sum_{r'} \bar{u}_{r'}(p_1)_\pi (\Gamma_1)_{\pi\alpha} [(\not{k}_1 + m)_{\alpha\beta} (\bar{\Gamma}_2)_{\beta\sigma} u_{r'}(p_1)_\sigma] (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu \\ &= cte \cdot [(\not{p}_1 + m)_{\sigma\pi} (\Gamma_1)_{\pi\alpha} [(\not{k}_1 + m)_{\alpha\beta} (\bar{\Gamma}_2)_{\beta\sigma}]] (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu \end{aligned} \quad (4-43)$$

Sumando sobre el primer y el último índice σ significa que debemos evaluar la traza de la matriz 4×4

$$\sum_{rr'} |i\mathcal{M}_{rr'}|^2 = cte Tr \left[(\not{p}_1 + m) \Gamma_1 (\not{k}_1 + m) \bar{\Gamma}_2 \right] (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu. \quad (4-44)$$

Remplazando Γ_1 , $\bar{\Gamma}_2$ y solucionando la traza

$$Tr \left[(\not{p}_1 + m) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{k}_1 + m) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right]. \quad (4-45)$$

Distribuyendo los términos

$$Tr \left[\begin{aligned} &\not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k}_1 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) + m \not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \\ &+ m \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k}_1 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) + m^2 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \end{aligned} \right]. \quad (4-46)$$

Aplicando la propiedad de las trazas $Tr(a + b) = Tr(a) + Tr(b)$

$$\begin{aligned} &\underbrace{Tr \left[\not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k}_1 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right]}_{T_1} + m \underbrace{Tr \left[\not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right]}_{T_2} \\ &+ m \underbrace{Tr \left[\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k}_1 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right]}_{T_3} + m^2 \underbrace{Tr \left[\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right]}_{T_4} \end{aligned} \quad (4-47)$$

Evaluando cada una de las trazas:

Para T_1 :

$$\begin{aligned}
T_1 &= Tr \left[\not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k}_1 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right], \\
&= Tr \left[(1 - \gamma^5) \not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k}_1 \gamma^\nu \right], \\
&= Tr \left[(1 - \gamma^5) (1 - \gamma^5) \not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right], \\
&= Tr \left[(1 - \gamma^5)^2 \not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right], \\
&= Tr \left[\left(1 - 2\gamma^5 + (\gamma^5)^2\right) \not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right].
\end{aligned} \tag{4-48}$$

Tomando en cuenta que $(\gamma^5)^2 = 1$

$$\begin{aligned}
T_1 &= Tr \left[(2 - 2\gamma^5) \not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right], \\
&= 2Tr \left[\not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu - \gamma^5 \not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right], \\
&= 2 \left(Tr \left[\not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right] - Tr \left[\gamma^5 \not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right] \right).
\end{aligned} \tag{4-49}$$

Evaluando cada una de las trazas

$$Tr \left[\not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right] = Tr \left[\gamma^\mu \not{p}_1 \gamma^\nu \not{k}_1 \right]. \tag{4-50}$$

Usando la identidad: $Tr \left[\gamma^\mu \not{p}_a \gamma^\nu \not{p}_b \right] = 4 [p_a^\mu p_b^\nu + p_a^\nu p_b^\mu - (p_a \cdot p_b) g^{\mu\nu}]$, nos queda:

$$Tr \left[\gamma^\mu \not{p}_1 \gamma^\nu \not{k}_1 \right] = 4 [p_1^\mu k_1^\nu + p_1^\nu k_1^\mu - (p_1 \cdot k_1) g^{\mu\nu}]. \tag{4-51}$$

Para la segunda traza

$$\begin{aligned}
- Tr \left[\gamma^5 \not{p}_1 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right] &= Tr \left[\gamma^\mu \gamma^5 \not{p}_1 \gamma^\nu \not{k}_1 \right], \\
Tr \left[\gamma^\mu \gamma^5 \not{p}_1 \gamma^\nu \not{k}_1 \right] &= Tr \left[\gamma^\mu \gamma^5 \gamma^\alpha p_{1\alpha} \gamma^\nu \gamma^\beta k_{1\beta} \right], \\
&= -p_{1\alpha} k_{1\beta} Tr \left[\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma^\beta \right].
\end{aligned} \tag{4-52}$$

Usando la propiedad $Tr \left[\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\sigma \gamma^\rho \right] = -4i \varepsilon^{\mu\nu\sigma\rho}$ nos queda

$$\begin{aligned}
Tr \left[\gamma^\mu \gamma^5 \not{p}_1 \gamma^\nu \not{k}_1 \right] &= 4i \varepsilon^{\mu\alpha\nu\beta} p_{1\alpha} k_{1\beta}, \\
&= -4i \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\alpha} k_{1\beta}.
\end{aligned} \tag{4-53}$$

Finalmente tenemos que la traza T_1 :

$$T_1 = 8 \left(p_1^\mu k_1^\nu + p_1^\nu k_1^\mu - (p_1 \cdot k_1) g^{\mu\nu} - i \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\alpha} k_{1\beta} \right). \tag{4-54}$$

Evaluando T_2 :

$$\begin{aligned}
T_2 &= mTr \left[\not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right], \\
&= mTr \left[(1 - \gamma^5) \not{p}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right], \\
&= mTr \left[(1 - \gamma^5) (\gamma^5 - 1) \not{p}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu \right] \\
&= 2mTr \left[(\gamma^5 - 1) \not{p}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu \right], \\
&= 2mTr \left[\gamma^5 \not{p}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu - \not{p}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu \right], \\
&= 2m \left(Tr \left[\gamma^5 \not{p}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu \right] - Tr \left[\not{p}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu \right] \right)
\end{aligned} \tag{4-55}$$

Teniendo en cuenta las propiedades de las matrices gamma, la primera traza es cero porque la traza de γ^5 por un producto de un número impar de γ^μ es cero, así mismo, la segunda traza de la ecuación (4-55) es cero debido a que la traza de cualquier producto de un número impar de γ^μ es cero, por lo tanto:

$$\boxed{T_2 = 0.} \tag{4-56}$$

Evaluando T_3 :

$$\begin{aligned}
T_3 &= mTr \left[\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k}_1 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right], \\
&= mTr \left[(1 - \gamma^5) (1 - \gamma^5) \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right], \\
&= mTr \left[\left(1 - 2\gamma^5 + (\gamma^5)^2 \right) \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right], \\
&= 2mTr \left[(1 - \gamma^5) \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right] \\
&= 2m \left(Tr \left[\gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right] - Tr \left[\gamma^5 \gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu \right] \right).
\end{aligned} \tag{4-57}$$

Al evaluar las trazas de la ecuación (4-57), tenemos que estas serán cero, esto debido a que se presenta el mismo caso que en T_2 . Por lo tanto el valor de T_3 :

$$\boxed{T_3 = 0.} \tag{4-58}$$

Evaluando T_4 :

$$\begin{aligned}
T_4 &= m^2 Tr \left[\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right], \\
&= m^2 Tr \left[(\gamma^5 - 1) (1 - \gamma^5) \gamma^\mu \gamma^\nu \right], \\
&= 2m^2 Tr \left[(\gamma^5 - 1) \gamma^\mu \gamma^\nu \right], \\
&= 2m^2 \left(Tr \left[\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \right] - Tr \left[\gamma^\mu \gamma^\nu \right] \right).
\end{aligned} \tag{4-59}$$

Para este caso, la primera traza es cero debido al producto de γ^5 por un producto de un número impar de γ^μ

$$\begin{aligned}
T_4 &= -2m^2 Tr \left[\gamma^\mu \gamma^\nu \right], \\
&= -8m^2 g^{\mu\nu}.
\end{aligned} \tag{4-60}$$

Dentro del modelo estándar la masa del neutrino es considerada nula ($m = 0$) por lo que el valor de T_4

$$\boxed{T_4 = 0.} \quad (4-61)$$

Remplazando en la ecuación (4-44) los valores obtenidos en las ecuaciones (4-54, 4-56, 4-58 y 4-61) obtenemos que

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= 8 \text{cte} (p_1^\mu k_1^\nu + p_1^\nu k_1^\mu - (p_1 \cdot k_1) g^{\mu\nu} - i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\alpha} k_{1\beta}) (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu, \\ &= 8 \text{cte} \left(\begin{array}{l} p_1^\mu (k_2 + p_2)_\mu k_1^\nu (k_2 + p_2)_\nu + p_1^\nu (k_2 + p_2)_\nu k_1^\mu (k_2 + p_2)_\mu \\ - (p_1 \cdot k_1) (k_2 + p_2)^\nu (k_2 + p_2)_\nu - i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\alpha} k_{1\beta} (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu \end{array} \right), \\ &= 8 \text{cte} \left(\begin{array}{l} 2p_1^\mu (k_2 + p_2)_\mu k_1^\nu (k_2 + p_2)_\nu - (p_1 \cdot k_1) (k_2 + p_2)^\nu (k_2 + p_2)_\nu \\ - i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\alpha} k_{1\beta} (k_2 + p_2)_\mu (k_2 + p_2)_\nu \end{array} \right). \end{aligned} \quad (4-62)$$

Teniendo en cuenta que el último término de la ecuación (4-62) corresponde a la contracción del símbolo de Levi-Civita (tensor antisimétrico) con un tensor simétrico en los índices α y β , este último término da cero. Por lo tanto, la ecuación (4-62) nos queda

$$|\mathcal{M}|^2 = 8 \text{cte} \left(2p_1^\mu (k_2 + p_2)_\mu k_1^\nu (k_2 + p_2)_\nu - (p_1 \cdot k_1) (k_2 + p_2)^\nu (k_2 + p_2)_\nu \right) \quad (4-63)$$

Distribuyendo términos

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= 8 \text{cte} (2[(p_1 \cdot k_2) (k_1 \cdot k_2) + (p_1 \cdot p_2) (k_1 \cdot k_2) + (p_1 \cdot k_2) (k_1 \cdot p_2) + (p_1 \cdot p_2) (k_1 \cdot p_2)] \\ &\quad - (k_2 + p_2) \cdot (k_2 + p_2) (p_1 \cdot k_1)) \end{aligned} \quad (4-64)$$

Finalmente remplazando en esta última expresión, el valor de la constante, cte , dada en la ecuación (4-37), obtenemos la amplitud para CEvNS

$$\boxed{|\mathcal{M}|^2 = 4 G_F^2 Q_W^2 |F(q^2)|^2 (g_L^\nu)^2 2[(p_1 \cdot k_2) (k_1 \cdot k_2) + (p_1 \cdot p_2) (k_1 \cdot k_2) + (p_1 \cdot k_2) (k_1 \cdot p_2) + (p_1 \cdot p_2) (k_1 \cdot p_2)] - (k_2 + p_2) \cdot (k_2 + p_2) (p_1 \cdot k_1)} \quad (4-65)$$

4.3. Sección transversal diferencial de CEvNS

Para continuar con el cálculo de la sección transversal diferencial de CEvNS se hace necesario expresar los cuadrimentos en la ecuación (4-65), en términos de la energía de retroceso del núcleo, debido a que esta es la cantidad que se mide experimentalmente. Para tal fin consideraremos a continuación el marco de laboratorio (repose) del núcleo. En este marco de referencia (Fig. 4-1), los cuadrimentos de cada una de las partículas involucradas en

este proceso están dados por:

$$\begin{aligned}
k_1 &= (E_\nu, \vec{k}_1), \\
k_2 &= (M, 0), \\
p_1 &= (E_{p1}, \vec{p}_1), \\
p_2 &= (T + M, \vec{p}_2),
\end{aligned} \tag{4-66}$$

donde en la última línea se ha tomado en cuenta la ecuación (4-24). Considerando la conservación de la energía se puede mostrar que:

$$\begin{aligned}
E_{k1} + E_{k2} &= E_{p1} + E_{p2}, \\
\Rightarrow E_{p1} &= E_{k1} + E_{k2} - E_{p2}, \\
&= E_\nu + M - (T + M), \\
&= E_\nu - T.
\end{aligned} \tag{4-67}$$

Usando la conservación del cuadri-vector de energía-momento: $k_1 + k_2 = p_1 + p_2$.

$$\begin{aligned}
(k_1 + k_2)^2 &= (p_1 + p_2)^2, \\
k_1^2 + k_2^2 + 2k_1 \cdot k_2 &= p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2, \\
m_\nu^2 + M^2 + 2k_1 \cdot k_2 &= m_\nu^2 + M^2 + 2p_1 \cdot p_2, \\
2k_1 \cdot k_2 &= 2p_1 \cdot p_2, \\
k_1 \cdot k_2 &= p_1 \cdot p_2.
\end{aligned} \tag{4-68}$$

De manera similar podemos asociar $k_1 \cdot p_2$ con $k_2 \cdot p_1$.

$$\begin{aligned}
k_1 + k_2 = p_1 + p_2 &\Rightarrow k_1 - p_2 = p_1 - k_2 \\
(k_1 - p_2)^2 &= (p_1 - k_2)^2 \\
k_1^2 + p_2^2 - 2k_1 \cdot p_2 &= p_1^2 + k_2^2 - 2p_1 \cdot k_2 \\
m_\nu^2 + M^2 - 2k_1 \cdot p_2 &= m_\nu^2 + M^2 - 2p_1 \cdot k_2 \\
-2k_1 \cdot p_2 &= -2p_1 \cdot k_2 \\
k_1 \cdot p_2 &= p_1 \cdot k_2
\end{aligned} \tag{4-69}$$

Evaluando los diferentes productos que aparecen en la ecuación (4-65):

Para $k_1 \cdot k_2$ tenemos:

$$\begin{aligned}
k_1 \cdot k_2 &= k_1^0 k_2^0 - \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2, \\
&= E_\nu M - \left(\vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2 \right), \\
&= E_\nu M = p_1 \cdot p_2
\end{aligned} \tag{4-70}$$

Para $k_2 \cdot p_1$.

$$\begin{aligned}
 k_2 \cdot p_1 &= k_2^0 p_1^0 - \vec{k}_2 \cdot \vec{p}_1, \\
 &= M(E_\nu - T) - \left(\vec{k}_2 \cdot \vec{p}_1 \right)^{\downarrow 0}, \\
 &= M(E_\nu - T) = k_1 \cdot p_2
 \end{aligned} \tag{4-71}$$

Para $k_2 \cdot p_2$.

$$\begin{aligned}
 k_2 \cdot p_2 &= k_2^0 p_2^0 - \vec{k}_2 \cdot \vec{p}_2, \\
 &= M(T + M) - \left(\vec{k}_2 \cdot \vec{p}_2 \right)^{\downarrow 0}, \\
 &= M(T + M).
 \end{aligned} \tag{4-72}$$

Para encontrar $k_1 \cdot p_1$ partamos de

$$\begin{aligned}
 (k_1 - p_1)^2 &= (p_2 - k_2)^2 \\
 k_1^2 + p_1^2 - 2k_1 \cdot p_1 &= p_2^2 + k_2^2 - 2p_2 \cdot k_2 \\
 m_\nu^2 + m_\nu^2 - 2k_1 \cdot p_1 &= M^2 + M^2 - 2p_2 \cdot k_2 \\
 -2k_1 \cdot p_1 &= 2M^2 - 2p_2 \cdot k_2 \\
 k_1 \cdot p_1 &= p_2 \cdot k_2 - M^2 \\
 k_1 \cdot p_1 &= M(T + M) - M^2 \\
 k_1 \cdot p_1 &= MT + M^2 - M^2 \\
 k_1 \cdot p_1 &= MT
 \end{aligned} \tag{4-73}$$

Tomando en cuenta las ecuaciones (4-70) y (4-71)

$$\begin{aligned}
 (p_1 \cdot k_2) (k_1 \cdot k_2) &= [M(E_\nu - T)] E_\nu M, \\
 &= E_\nu M^2 (E_\nu - T), \\
 &= E_\nu^2 M^2 - E_\nu T M^2.
 \end{aligned} \tag{4-74}$$

$$\begin{aligned}
 (p_1 \cdot p_2) (k_1 \cdot k_2) &= (E_\nu M) (E_\nu M), \\
 &= E_\nu^2 M^2.
 \end{aligned} \tag{4-75}$$

$$\begin{aligned}
 (p_1 \cdot k_2) (k_1 \cdot p_2) &= [M(E_\nu - T)] [M(E_\nu - T)] \\
 &= M^2 (E_\nu - T)^2 \\
 &= M^2 E_\nu^2 + M^2 T^2 - 2E_\nu T M^2.
 \end{aligned} \tag{4-76}$$

$$\begin{aligned}
 (p_1 \cdot p_2) (k_1 \cdot p_2) &= E_\nu M [M(E_\nu - T)], \\
 &= E_\nu^2 M^2 - E_\nu T M^2.
 \end{aligned} \tag{4-77}$$

$$(k_2 + p_2) \cdot (k_2 + p_2) = k_{2\mu}k_2^\mu + p_{2\mu}p_2^\mu + 2k_{2\mu}p_2^\mu \quad (4-78)$$

De la propiedad $p_\mu p^\mu = E^2 - \vec{p}^2 = M^2$.

$$\begin{aligned} (k_2 + p_2) \cdot (k_2 + p_2) &= M^2 + M^2 + 2k_{2\mu}p_2^\mu \\ &= 2M^2 + 2(k_2 \cdot p_2) \\ &= 2(M^2 + M(T + M)) \\ &= 2(2M^2 + M) \end{aligned} \quad (4-79)$$

Remplazando las ecuaciones (4-74, 4-75, 4-76,4-77 y 4-79), en la ecuación (4-65)

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= 8 G_F^2 Q_W^2 |F(q^2)|^2 (g_L^\nu)^2 \left(\begin{array}{l} E_\nu^2 M^2 - E_\nu T M^2 + E_\nu^2 M^2 + E_\nu^2 M^2 + T^2 M^2 - 2E_\nu T M^2 \\ + E_\nu^2 M^2 - E_\nu T M^2 - [(2M^2 + MT)(MT)] \end{array} \right) \\ |\mathcal{M}|^2 &= 8 G_F^2 Q_W^2 |F(q^2)|^2 (g_L^\nu)^2 (4E_\nu^2 M^2 - 4E_\nu T M^2 + T^2 M^2 - [2M^3 T + M^2 T^2]) \\ |\mathcal{M}|^2 &= 8 G_F^2 Q_W^2 |F(q^2)|^2 (g_L^\nu)^2 (4E_\nu^2 M^2 - 4E_\nu T M^2 - 2M^3 T). \end{aligned} \quad (4-80)$$

Finalmente podemos escribir $|\mathcal{M}|^2$ de la siguiente manera.

$$|\mathcal{M}|^2 = 32 G_F^2 Q_W^2 |F(q^2)|^2 (g_L^\nu)^2 E_\nu^2 M^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{MT}{2E_\nu^2} \right) \quad (4-81)$$

Recordando que la expresión para la sección transversal diferencial con respecto a la energía de retroceso del núcleo está dada por la ecuación (4-28)

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{32\pi M E_\nu^2}, \quad (4-82)$$

donde se ha tomado en cuenta que para este proceso $S = 1$, esto debido a que no se presentan partículas iguales en el estado final.

Remplazando el valor de la amplitud $|\mathcal{M}|^2$ de la ecuación (4-81) en la ecuación (4-82) obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dT} &= \frac{32 G_F^2 Q_W^2 |F(q^2)|^2 (g_L^\nu)^2 E_\nu^2 M^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{MT}{2E_\nu^2} \right)}{32\pi M E_\nu^2} \\ &= \frac{G_F^2 Q_W^2 |F(q^2)|^2 (g_L^\nu)^2 M \left(1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{MT}{2E_\nu^2} \right)}{\pi} \end{aligned} \quad (4-83)$$

Remplazando el valor de Q_W^2 y $g_L^\nu = 1/2$ para el caso del neutrino, finalmente obtenemos la expresión para la sección transversal diferencial con respecto a la energía de retroceso del núcleo para CEvNS

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2 |F(q^2)|^2}{4\pi} M \left(1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{MT}{2E_\nu^2} \right) \left(\frac{1}{2} [Z(1 - 4\sin^2 \theta_W) - N] \right)^2.} \quad (4-84)$$

Físicamente la sección eficaz está asociada a la probabilidad de interacción del neutrino con el núcleo. Por lo tanto la expresión (4-84) será una de las herramientas principales para llevar a cabo el análisis estadístico que se presentará en el siguiente capítulo.

5. Análisis estadístico

5.1. Experimento CONUS

El experimento CONUS (Coherent Elastic Neutrino Nucleus Scattering) emplea cuatro detectores de germanio de punto de contacto de alta pureza y bajo umbral de energía de 1 kg para buscar CEvNS. El experimento está ubicado en la central nuclear comercial de Brokdorf, Alemania, a una distancia de 17.1 m del núcleo del reactor con una potencia térmica máxima de 3.9 GW. Con los espectrómetros enfriados eléctricamente, se logra una resolución de energía de 150-160eV en los rayos X de capa K de 10.4 keV de ^{71}Ge o ^{68}Ge [111]. El umbral de energía es 100 eV para retrocesos nucleares. Con un escudo similar a una cebolla que consta de capas de plomo, polietileno Borado y un veto anticoincidencia de muones, se logra un nivel de fondo de ~ 10 recuentos/kg/d por debajo de 1 keV de energía de ionización en el sitio del reactor [112], tal como se muestra en la figura (5-1). Con los datos recopilados en 2018 y 2019, se derivó un límite superior en CEvNS en función del factor de extinción (relación entre la energía de ionización detectada y la energía de retroceso) en germanio [113]. Para un factor de extinción de $k=0.16$, esto corresponde a un límite de 0.34 kgd^{-1} con un nivel de confianza del 90 %.

A partir de los mismos datos, se evaluaron los límites de varios modelos BSM [114], así como el momento magnético de los neutrinos (a partir de la dispersión de electrones de los neutrinos) [115]. Con los datos recopilados posteriormente, se esperan mejoras significativas en estos límites. El factor de extinción del germanio a bajas energías de retroceso no se conoce bien y persisten grandes discrepancias entre las mediciones existentes. Recientemente, la colaboración CONUS llevó a cabo una medición de extinción propia [116] para reducir significativamente esta importante incertidumbre sistemática. La ejecución final de recopilación de datos comenzó en 2021 con varias actualizaciones que mejoraron la sensibilidad para una detección CEvNS. Se lograron mejoras significativas en la estabilidad de los parámetros ambientales. Por primera vez, también se recopila información sobre la forma del pulso con la intención de discriminar las señales del fondo. La planta de energía nuclear cerró permanentemente a principios de 2022, lo que brinda la oportunidad de reducir la incertidumbre estadística y mejorar la comprensión de fondo.

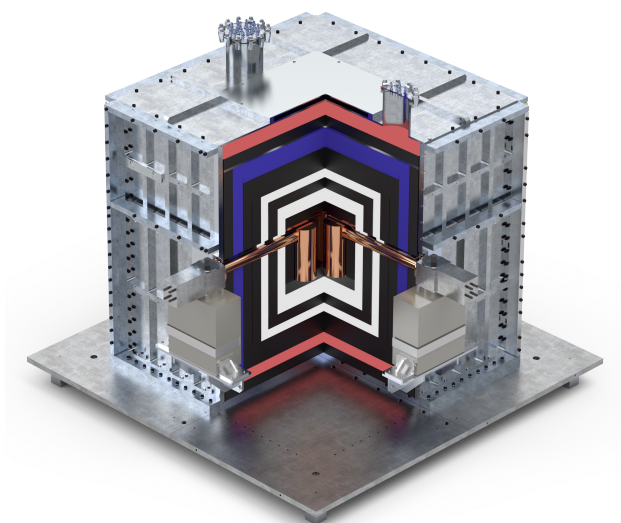


Figura 5-1.: Configuración de CONUS. Las capas de protección consisten en acero (plateado), Polietileno (rojo), Plomo (negro), Polietileno dopado con Boro (blanco) y un centelleador de plástico (azul) utilizado como sistema de anticoincidencia de muones. En el centro, cuatro detectores HPGe integrados en criostatos de Cobre de fondo ultra bajo y conectados a crioenfriadores alimentados eléctricamente. Tomada de [113]

En la tabla (5-1), se muestran los detalles más relevantes para la investigación, tales como: la energía de retroceso (T), la distancia desde la fuente hasta el detector (Baseline), el número de protones (Z), el número de neutrones (N), la tecnología del detector (Tec. Det.) y por último la masa fiduciaria. Estos valores se utilizarán para el análisis estadístico, que permitirá obtener las restricciones al ángulo de mezcla débil a bajas energías, que es uno de los objetivos principales de este trabajo investigación.

Tabla 5-1.: Información del experimento CONUS.

Detector	Energía de Retroceso (T)	Baseline	# Protones (Z)	# Neutrones (N)	Tec. Det.	Masa Fid.
CONUS [117]	100 eV	10 m	32	40	HPGe	4-100 kg

Utilizando los valores de la tabla (5-1) se procede al análisis estadístico de este trabajo en el que inicialmente se estudia el espectro de antineutrinos de reactor, seguidamente se estudian las propiedades más importantes de CEvNS, y finalmente se realiza el análisis para determinar la sensibilidad del experimento CONUS en la determinación del ángulo de mezcla débil a bajas energías.

5.2. Espectro de Antineutrinos

El espectro de antineutrinos de reactor está determinado por la física nuclear que gobierna los procesos de fisión y desintegración. En los núcleos de los reactores se producen básicamente cuatro isótopos que determinan la distribución de los productos de fisión: ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu y ^{238}U . Hay que considerar muchos productos de fisión, y cada uno de estos productos produce un espectro de antineutrinos determinado por su estructura nuclear.

Para el cálculo del espectro de energías de los antineutrino, $\lambda(E_\nu)$, se utilizará la siguiente parametrización [118]

$$\lambda(E_\nu) = \sum_l f_l \lambda_l(E_\nu) = \sum_l f_l \exp \left[\sum_{k=1}^6 \alpha_{kl} E_\nu^{k-1} \right], \quad (5-1)$$

donde f_l representa la fracción de fisión del isótopo dado en el reactor. Para CONUS los isótopos tendrán las siguientes fracciones de fisión (0,58 : 0,30 : 0,05 : 0,07), para ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu y ^{238}U , respectivamente. Para los valores específicos de α_{kl} se utilizan los valores reportados en [118]. La ecuación (5-1) sólo es válida para energías de neutrinos superiores a los 2 MeV.

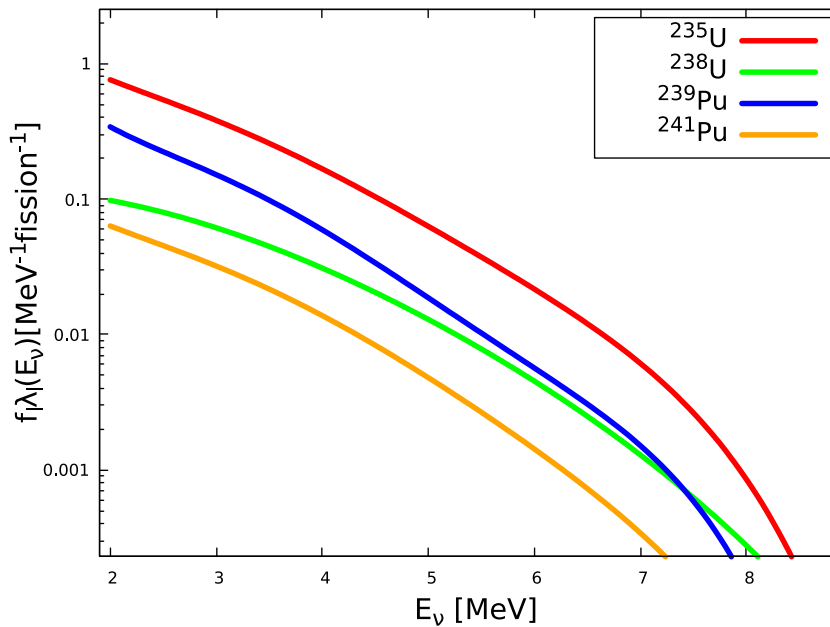


Figura 5-2.: Espectro de antineutrinos para los isótopos de ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu . Fuente: autor.

5.3. Energía de retroceso máxima

La energía máxima de retroceso del núcleo se obtiene cuando el neutrino se dispersa hacia adelante. En el marco de laboratorio (ver Figura 4-1) corresponde a $\cos \theta = 1$. Esta cantidad representa la mayor energía cinética que puede ser transferida del neutrino al núcleo. La energía máxima de retroceso tal como se demuestra en la ecuación (C-9) está dada por

$$T_{max} = \frac{2E_v^2}{M + 2E_v}. \quad (5-2)$$

Debido a que la masa del núcleo es varios ordenes de magnitud más grande que la energía del neutrino incidente, la expresión (5-2) puede ser aproximada a la siguiente expresión:

$$T_{max} = \frac{2E_v^2}{M}. \quad (5-3)$$

Con el fin de analizar la relación que hay entre las tres variables físicas involucradas en la ecuación (5-3), se presenta en la figura (5-3), el comportamiento de la energía máxima de retroceso en función de la energía del neutrino incidente para diferentes núcleos. Los blancos utilizados fueron: Argón (Ar), Germanio (Ge), Yodo (I), Xenón (Xe) y Cesio (Cs). Los valores de las masas se muestran en la tabla (5-2) [119].

Tabla 5-2.: Masas de los núcleos utilizadas para ejemplificar la dependencia entre la energía de retroceso máxima y la energía del neutrino incidente.

<i>Núcleo</i>	Argón	Germanio	Yodo	Xenón	Cesio
<i>Masa [MeV]</i>	37211.32	67663.72	118210.75	122298.64	123800.62

En la figura (5-3) se observa como a medida que aumenta la energía del neutrino incidente E_v , aumenta la energía de retroceso máxima del núcleo T_{max} , es decir, que mantienen un comportamiento directamente proporcional con el cuadrado de la energía del neutrino. El comportamiento de T_{max} también va a depender de la masa de cada uno de los núcleos utilizados. Este factor permite observar un comportamiento inverso entre la masa y T_{max} , es decir, que para los núcleos más masivos, el valor de la energía de retroceso será menor en comparación con núcleos más ligeros.

Conocer la energía de retroceso nuclear es muy importante a la hora de escoger los detectores que planean medir CEvNS. Esto debido a que los retrocesos nucleares son muy difíciles de detectar debido a que la energía de estos es muy pequeña, por lo que cuanto mayor sea la energía de retroceso, más fácil será la detección de estos. También es importante considerar la relación que hay con la energía de los neutrinos incidentes, sin olvidar que estas fuentes deben tener una energía límite de tal manera que se presente CEvNS.

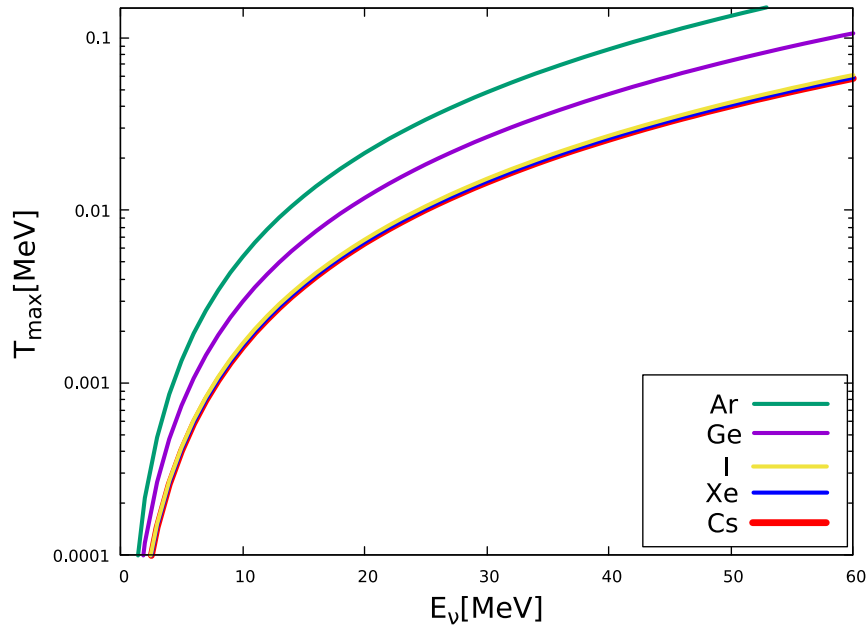


Figura 5-3.: Energía de retroceso máxima en función de la energía del neutrino incidente para los núcleos de Ar, Ge, I, Xe y Cs.

5.4. Efecto de la Masa en la sección eficaz diferencial

La masa juega un papel muy importante en el comportamiento de la sección transversal. Entre más nucleones posea un núcleo, mayor será su masa atómica. En términos generales un mayor número de nucleones conduce a secciones eficaces para CEvNS más grandes.

Con el fin de analizar el comportamiento de la sección transversal de núcleos de diferentes masas en función de la energía del neutrino incidente, consideraremos la ecuación encontrada en el capítulo 4, ecuación (4-84)

$$\sigma(E_\nu) = \frac{G_F^2 |F(q^2)|^2}{4\pi} M \int_{T_{Min}}^{T_{Max}} \left(1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{MT}{2E_\nu^2}\right) \left[\frac{1}{2} (Z(1 - 4\sin^2\theta_W) - N)\right]^2 dT. \quad (5-4)$$

Como se puede apreciar en la figura (5-4), la sección eficaz aumenta a medida que la energía del neutrino incidente aumenta, este comportamiento se presenta debido a que la energía de retroceso del núcleo también aumenta. Otro parámetro que incide en el comportamiento de la sección eficaz es la masa, esta influye de forma directa, es decir, que para núcleos más pesados el valor de la sección eficaz será mayor comparada con núcleos menos masivos.

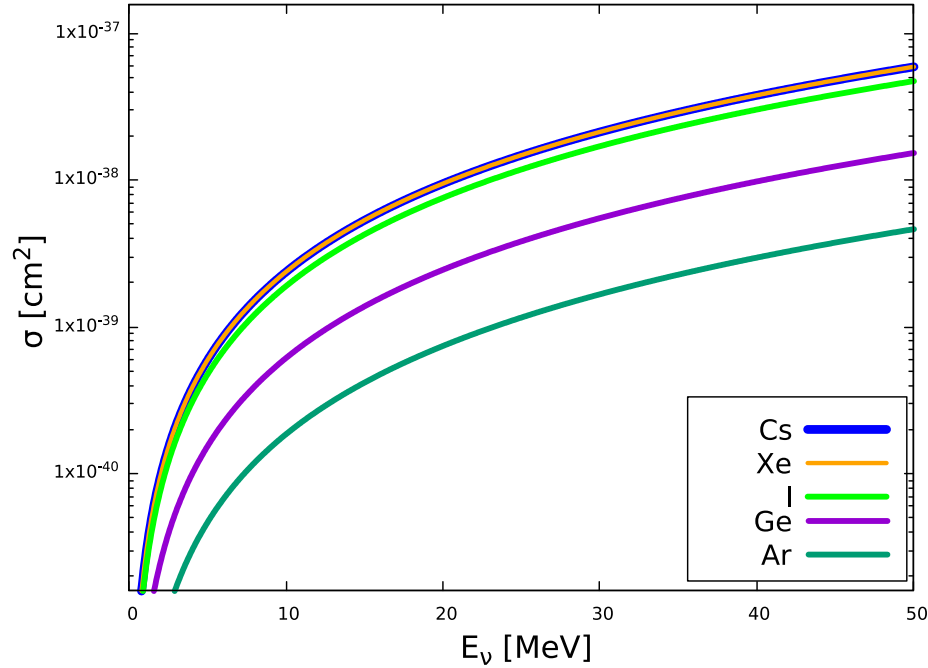


Figura 5-4.: Impacto de la masa en la sección eficaz diferencial para núcleos de Cs, Xe, I, Ge y Ar, considerando factor de forma nuclear igual a uno.

Las masas utilizadas en los cálculos para obtener la figura (5-4) se encuentran en la tabla (5-2). Cabe resaltar que para los cálculos realizados en este trabajo, y en específico el cálculo de la integral de la ecuación (5-4), se asume un factor de forma nuclear de $F(q^2) = 1$, un ángulo de mezcla débil $\sin^2 \theta_W = 0,2312$, y energías de retroceso que están dentro del rango de $1,62 \times 10^{-9} \text{ MeV} \leq T \leq T_{Max}$. En la siguiente sección se presenta la discusión de por qué esta elección es apropiada para el tipo de fuentes de neutrinos considerados en este trabajo de investigación.

El Cesio y el Xenón son ejemplos de núcleos isóbaros, aquellos que tienen aproximadamente la misma masa, y al comparar la sección transversal para cada uno de ellos, se puede apreciar que tienden a solaparse, esto debido a la similitud en los valores de su masas tal como se puede apreciar en la tabla (5-2). La sección transversal del Cs es ligeramente mayor que la del Xe, y es por tal motivo que se obtiene una sección eficaz ligeramente mayor.

Para los detectores de CEvNS, el aumento de la sección transversal es un factor muy importante, esto debido a que cuanto mayor sea la sección transversal, mayor será la probabilidad de realizar la detección. En la sección (5.3) se mostró que el retroceso máximo aumenta para los núcleos más ligeros, por lo que se hace muy importante la elección del material del detector, debido a que esto permitirá una compensación entre una sección transversal más

grande y un retroceso nuclear más grande. Lo que permite que el umbral de detección sea más alto y aumente la probabilidad de detección.

5.5. Efecto del Factor de forma nuclear en la sección eficaz diferencial

Con el fin de investigar el impacto del factor de forma en la sección eficaz diferencial de CE ν NS, tomaremos en cuenta dos enfoques:

Enfoque 1: consideraremos una de las parametrizaciones más utilizadas en la literatura a la hora de calcular el factor de forma nuclear y la cual corresponde a la parametrización de Helm [120], la cual se presenta a continuación

$$F_{Helm}(q^2) = \frac{3j_1(qR_0)}{qR_0} e^{-q^2 s^2/2}, \quad (5-5)$$

donde $j_1(x)$ es la función de Bessel esférica de orden uno y $R_0^2 = R^2 - 5s^2$, donde $R = 1,7 \times 10^{-2}$ fm y $s = 4,56 \times 10^{-3}$ fm representan el radio y el grosor superficial del núcleo, respectivamente.

Enfoque 2: consideraremos factor de forma igual a uno.

En la figura (5-5) se puede observar el comportamiento de la sección eficaz diferencial de CE ν NS para el núcleo de Germanio considerando los dos enfoques. Las líneas punteadas están calculadas con el enfoque 1, es decir, considerando el factor de forma dado en la ecuación (5-5). Las líneas continuas corresponden al enfoque 2, es decir, nos dan razón de la sección eficaz con factor de forma uno.

A niveles de bajas energía de los neutrinos (E_ν), la sección eficaz para cualquiera de los dos enfoques del factor de forma nuclear no presenta gran diferencia, lo que permite que se pueda trabajar con cualquiera de estos. A medida que se aumenta la energía (E_ν), la sección eficaz para cada uno de los enfoques empieza a diferir de manera considerable. El factor de forma provoca una reducción de la sección transversal diferencial. Aunque los puntos de intersección con los ejes vertical y horizontal siguen siendo los mismos. El efecto es mayor para energías de neutrinos más altas. A medida que la energía de los neutrinos incidentes aumenta, la pendiente de la sección transversal disminuye o se vuelve menos empinada, desplazándose a valores más altos en el eje horizontal. Este comportamiento se puede interpretar como el aumento del valor de la energía de retroceso máxima del núcleo.

Tomando en cuenta que utilizaremos fuentes de neutrinos provenientes de reactores, cuya rango de energías está entre 2 y 8 MeVs, podemos concluir a partir del análisis anterior que un factor de forma igual a uno nos dará los mismos resultados que si consideramos una

parametrización tipo Helm. Por tal razón en el siguiente análisis estadístico consideraremos el enfoque 2.

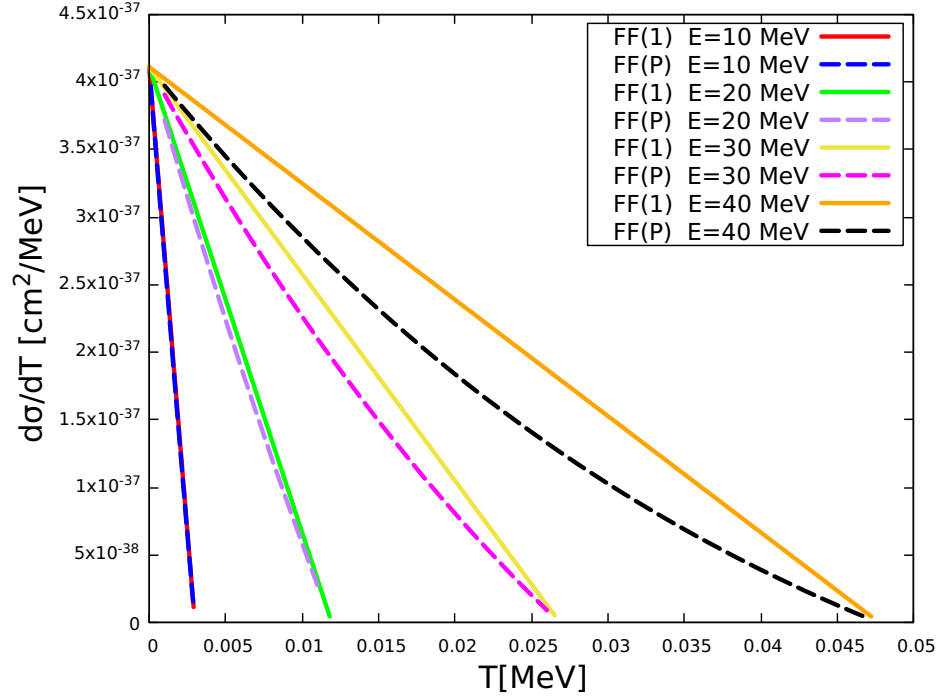


Figura 5-5.: Impacto del factor de forma en la sección eficaz diferencial del Ge. Donde: FF(P), da razón del factor de forma del primer enfoque y FF(1) representa el segundo enfoque es decir factor de forma igual a 1.

5.6. Sensibilidad experimental al ángulo de mezcla débil a bajas energías

Tomando en cuenta que CEvNS depende del ángulo de mezcla débil, en esta sección determinaremos la sensibilidad del experimento CONUS a la hora de restringir este parámetro del SM. Para el análisis del comportamiento de los valores obtenidos en el presente trabajo, es conveniente el uso de la distribución χ^2 . Esta permite describir la concordancia entre una función predictiva, para nuestro análisis está representada por el número de eventos teórico, N^{th} , y una medición experimental, N^{exp} . Esta distribución está descrita por la siguiente ecuación

$$\chi^2 = \frac{(N^{exp} - N^{th})^2}{\sigma_{est}^2}, \quad (5-6)$$

donde σ_{est} representa el error estadístico de la medición. La distribución χ^2 se usa mucho cuando se considera un conjunto de mediciones (con errores) y un modelo particular y estos tienen un alto grado de compatibilidad.

Con el fin de calcular la distribución χ^2 , se hicieron las siguientes consideraciones: tomando en cuenta que el experimento CONUS aún no ha reportado resultados, para el cálculo del número de eventos experimental se asumió que el experimento medirá el número de eventos predicho por el SM ($N^{exp} = 31200 \text{ evt year}^{-1}$). Para la incertidumbre estadística se consideró $\sigma_{est} = \sqrt{N^{exp}}$. A continuación se presenta la función que nos permitirá calcular numéricamente el número de eventos en el detector, el cual depende del ángulo de mezcla débil y esta parametrizado por la siguiente ecuación [121]

$$N^{th}(\sin^2 \theta_W) = t\phi_0 \frac{M_{detector}}{M} \int_{E_{vmin}}^{E_{vmax}} \lambda(E_\nu) dE_\nu \int_{T_{min}}^{T_{max}(E_\nu)} \left(\frac{d\sigma(\sin^2 \theta_W)}{dT} \right) dT. \quad (5-7)$$

En esta función, se realiza una integral doble en la que se integra el producto del flujo de antineutrinos $\lambda(E_\nu)$ que depende de la energía del neutrino para valores dentro del intervalo $0,685 \text{ MeV} \leq E_\nu \leq 8 \text{ MeV}$, por la sección eficaz diferencial que depende del ángulo de mezcla débil, a bajas energías su valor reportado es el siguiente $\sin^2 \theta_W = 0,2312$ [119]. El experimento realizó la toma de datos durante un tiempo de $t = 1$ año, ϕ_0 es el flujo total de neutrinos y toma un valor de $\phi_0 = 2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $M_{detector}$ es la masa del detector y M la masa del núcleo.

Tomando en cuenta las expresiones para el flujo de antineutrinos de la ecuación (5-1), la sección eficaz diferencial de la ecuación (4-84), la energía de retroceso máxima de la ecuación (5-3), y los valores de la tabla (5-2), pasamos a realizar el análisis estadístico. Por medio de un código programado en lenguaje de programación *Fortran*, se calculó el número de eventos teóricos utilizando la ecuación (5-7). Para la realización de la doble integral se crearon varias subrutinas que realizaban el cálculo de cada una de las integrales de las variables de integración utilizando el método del trapecio, así mismo, como N^{th} depende del ángulo de mezcla débil el programa permitía el ingreso del valor de este parámetro que sería variado mediante la implementación de un ciclo *Do* para el intervalo $0,2306 < \sin^2 \theta_W < 0,2318$, permitiendo así que se obtuvieran distintos valores para $N^{th}(\sin^2 \theta_W)$. Los valores calculados se guardaron en un archivo *.dat* que contiene dos columnas: una columna para los valores de $\sin^2 \theta_W$ y en la otra los valores de $\Delta\chi^2$.

Posteriormente estos valores son graficados y se obtienen los resultados presentados en la figura (5-6), en esta se presenta el comportamiento de la función $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ en función de $\sin^2 \theta_W$. Como se trata de un experimento que aún no ha realizado mediciones, se procede a realizar un estudio en el que se presentan dos gráficas una que nos va a mostrar

el análisis con un 100 % de eficiencia en la medición, el cual corresponde a la gráfica roja y la segunda se presenta para una eficiencia del 50 %, gráfica verde. Cuando el experimento realice las mediciones esta eficiencia estaría codificada mediante una función de resolución que mide la variación entre la energía de retroceso real del núcleo y la energía de retroceso del núcleo medida por el detector. Por lo pronto como es un experimento que no ha realizado mediciones, este desconocimiento en la función de resolución se puede tomar en cuenta en el análisis estadístico por medio de los porcentajes que se están asumiendo para presentar la sensibilidad de CONUS al ángulo de mezcla débil. En la figura (5-6) podemos notar el impacto que estos dos escenarios tienen a la hora de determinar los límites al ángulo de mezcla débil a bajas energías. La función $\Delta\chi^2$ para el 100 % presenta valores de $\sin^2\theta_W$ más restrictivos a 1σ , en comparación con límites obtenidos para el caso de 50 %.

A partir del análisis estadístico y considerando la predicción esperada del experimento CONUS obtenemos los siguientes límites para el ángulo de mezcla débil a bajas energías. Para un estudio del 100 % de eficiencia se tiene el siguiente intervalo a 1σ :

$$\boxed{0,2310 < \sin^2\theta_W < 0,2313} \quad (5-8)$$

Y los valores correspondientes a un 50 % de eficiencia, a 1σ , corresponden a:

$$\boxed{0,2309 < \sin^2\theta_W < 0,2314} \quad (5-9)$$

Los valores de las ecuaciones (5-8) y (5-9) son tomados de los datos estimados por el cálculo realizado en el programa de *Fortran* y pueden ser verificados en la figura (5-6),

Con el fin de comparar nuestros resultados con los reportados en la literatura, se presenta en la tabla (5-3) los valores de las mediciones más precisas para el ángulo de mezcla débil a bajas energías.

Tabla 5-3.: Límites al ángulo de mezcla débil $\sin^2\theta_W$ a bajas energías.

Experimentos	Ángulo de mezcla débil $\sin^2\theta_W$
CHARM [122]	0.211 ± 0.037
E734 [123]	0.195 ± 0.022
CHARM-II [124]	0.2324 ± 0.0083

También se presenta en la figura (5-7) el ángulo de mezcla débil en función de la energía asociada al momento transferido entre el neutrino y el núcleo. Se aprecia como a valores cercanos a la masa del bosón Z se tienen mediciones muy precisas, no obstante para el caso de bajas energías no sucede lo mismo. De aquí la necesidad de llevar a cabo experimentos que nos permitan tener valores más precisos en esta región. Uno de los principales objetivos de

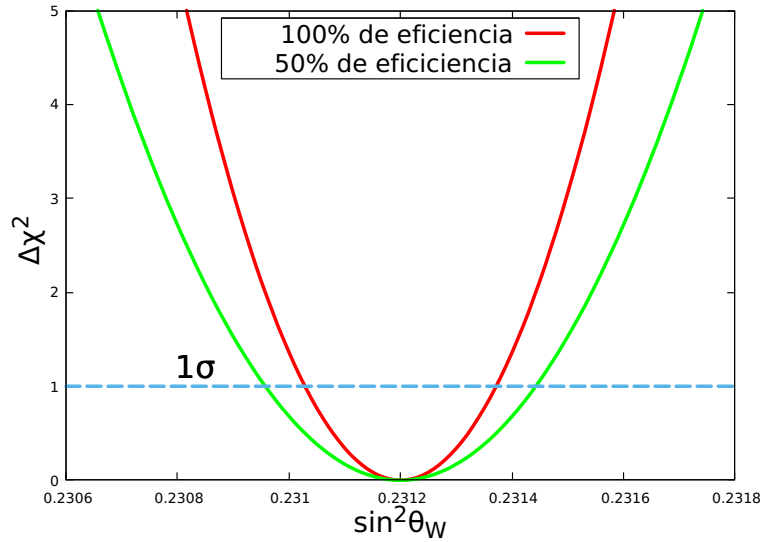


Figura 5-6.: Sensibilidad esperada del experimento CONUS al ángulo de mezcla débil a bajas energías. Las líneas rojas y verdes corresponden a un 100 % de eficiencia y 50 %, respectivamente.

los experimentos que planean medir CEvNS es justamente contribuir a obtener mediciones más restrictivas de los parámetros del SM, entre ellos, el ángulo de mezcla débil.

Para mejorar la precisión en las mediciones es necesario tener un mejor conocimiento del espectro de antineutrinos provenientes del reactor lo que conllevará a unas mediciones más precisas al ángulo de mezcla débil, siendo esto un tema que actualmente se investiga arduamente en la física de neutrinos [125]. También se debe considerar que a futuro se tengan diferentes procesos de medición para los reactores y aceleradores, permitirá que se mejore la estadística y se tengan así mejores mediciones.

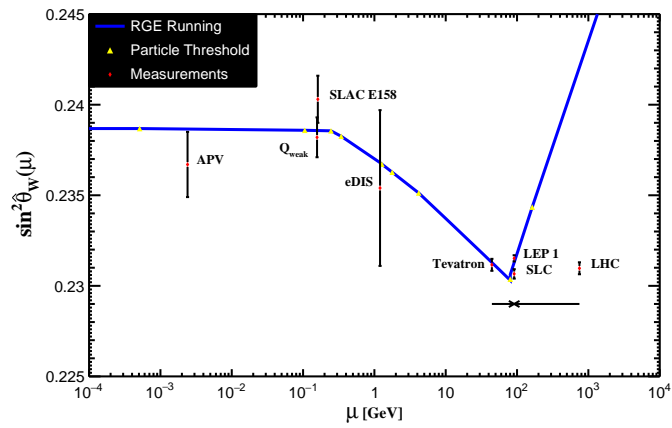


Figura 5-7.: Ángulo de mezcla débil en función de la escala de energía asociada al momento transferido entre el neutrino y el núcleo. [119]

6. Conclusiones

Para la realización del presente trabajo de investigación se hizo necesaria una buena fundamentación de las interacciones de los neutrinos con la materia a través de la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CEvNS). Por lo que se realizó un estudio de la teoría del modelo estándar electrodébil, sentando las bases teóricas necesarias para la comprensión de CEvNS y cada una de sus características presentes en los capítulos 2 y 3. Se realizó el cálculo detallado de la sección eficaz diferencial de CEvNS, partiendo de la regla de oro de Fermi para un proceso de dispersión, seguido a esto se construyó la amplitud $|\mathcal{M}|^2$ de este proceso utilizando las reglas de Feynman para el sector electrodébil del Modelo Estándar en el capítulo 4, lo que permitió la apropiación de la herramienta matemática necesaria para la comprensión de los procesos de dispersión de partículas.

Las propiedades de CEvNS, investigadas a lo largo del capítulo 5 permiten tener una mejor comprensión sobre esta dispersión, esto debido a que cada una de ellas aporta información sobre el comportamiento de la sección eficaz diferencial. En este trabajo se calculó la energía máxima de retroceso de los núcleos atómicos para diferentes valores de energía del neutrino incidente y se notó que esta propiedad está ligada directamente con la energía del neutrino al cuadrado, manteniendo una relación directamente proporcional. Por otra parte, también se analizó el efecto de la masa del núcleo en el comportamiento de la sección eficaz, y al contrario de la propiedad anterior esta lleva una relación inversa con la sección eficaz, es decir, que para núcleos más masivos el valor de la sección eficaz presentara un comportamiento mucho menor, así mismo se encontró que para núcleos isobaros la diferencia en el valor de la sección eficaz es muy mínima. Adicionalmente se estudió el impacto del factor de forma nuclear, para esto se utilizaron dos enfoques: en el primer caso se utilizó la parametrización de Helm [120], y para el segundo caso se consideró un factor de forma igual a 1, apreciando así que, para valores muy bajos de energías de neutrinos, el factor de forma no juega un papel relevante en el valor de la sección eficaz.

Una vez adquiridas las destrezas y las expresiones matemáticas necesarias para el trabajo de investigación, se elaboró un programa en lenguaje de programación *Fortran* que permitió calcular de forma numérica el número de eventos esperados para el experimento CONUS. Este software realizó el cálculo de la expresión (5-7), permitiendo así obtener los valores necesarios para la realización del análisis estadístico χ^2 .

Con los datos obtenidos del tratamiento numérico para el número de eventos esperado de CONUS, se realizó el análisis estadístico χ^2 , el cual permitió obtener límites al ángulo de mezcla débil a bajas energías para CEvNS. Se consideraron dos escenarios posibles, tomando en cuenta que el experimento CONUS aún no ha reportado resultados. En el primer escenario se asumió una eficiencia del 100 % y se encontró el siguiente límite para el ángulo de mezcla débil a bajas energías: $0,2310 < \sin^2 \theta_W < 0,2313$ a 1σ . Y para el escenario de 50 % de eficiencia se obtuvo $0,2309 < \sin^2 \theta_W < 0,2314$ a 1σ . Al comparar estos límites con los reportados en la lectura (ver tabla **5-3**), podemos concluir que los valores que hemos obtenido se encuentran dentro de los intervalos reportados. Adicionalmente están en acuerdo con el valor reportado del ángulo mezcla débil en el *Particle Data Group*: $\sin^2 \theta_W = 0,2312$ [119].

Tomando en cuenta que actualmente el programa experimental en torno a CEvNS se ha impulsado ampliamente debido a la reciente medición de este proceso por parte de la colaboración COHERENT, este trabajo de investigación sienta las bases teóricas necesarias para futuros proyectos de investigación a realizarse en la línea de investigación de Física de partículas elementales, adscrita al grupo INTEGRAR. En un futuro cercano se esperan nuevas mediciones de CEvNS, las cuales permitirán obtener restricciones más precisas tanto a parámetros fundamentales del modelo Estándar, tales como el ángulo de mezcla débil a bajas energías, objeto de estudio en este trabajo de tesis, como a nueva física, tales como nuevos acoplamientos de los neutrinos con la materia mediados por nuevos bosones presentes en extensiones del Modelo Estándar.

A. Identidades y propiedades de las matrices Gamma

Las matrices gamma tienen identidades que siguen las relaciones fundamentales de anticonmutación, por lo que son validas en cualquier base. A continuación, se presentan algunas de sus propiedades e identidades más fundamentales y de las que se hizo uso en el presente trabajo.

A.1. Identidades de la Traza

Las matrices gamma obedecen las siguientes identidades de traza:

Número	Identidad
1	$\text{tr}(\gamma^\mu) = 0$
2	La traza de cualquier producto de un número impar de γ^μ es cero
3	La traza de γ^5 por un producto de un número impar de γ^μ también es cero
4	$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu) = 4\eta^{\mu\nu}$
5	$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma) = 4(\eta^{\mu\nu} \eta^{\rho\sigma} - \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} + \eta^{\mu\sigma} \eta^{\nu\rho})$
6	$\text{tr}(\gamma^5) = \text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^5) = 0$
7	$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma \gamma^5) = 4i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$

A.2. Propiedades de la matriz γ^5

- Es hermítica:
 $(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5$
- Sus autovalores son ± 1 porque:
 $(\gamma^5)^2 = I_4$
- Anticonmuta con las cuatro matrices gamma:
 $\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = \gamma^5 \gamma^\mu + \gamma^\mu \gamma^5 = 0.$

A.3. Otras Identidades

- $\gamma^\mu \gamma_\mu = 4I_4$
- Hermiticidad
 - $(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0$
 - $(\gamma^k)^\dagger = -\gamma^k$ para $k = 1, 2, 3$
- $(\gamma^0)^2 = I_4$
- $(\gamma^k)^2 = -I_4$
- $(\gamma^\mu)^\dagger = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0$
- $\bar{\Gamma} = \gamma^0 \Gamma^\dagger \gamma^0$

A.4. Demostración de $\bar{\Gamma}_2 = \gamma^0 \Gamma_2^\dagger \gamma^0 = \Gamma_2$

$$\bar{\Gamma}_2 = \gamma^0 (\Gamma_2)^\dagger \gamma^0$$

$$\bar{\Gamma}_2 = \gamma^0 (\gamma^\mu (1 - \gamma^5))^\dagger \gamma^0$$

$$\bar{\Gamma}_2 = \gamma^0 (1 - \gamma^5)^\dagger (\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0$$

Utilizando la propiedad $(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5$ y con las reglas de anticonmutación $\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0$

$$\bar{\Gamma}_2 = (1 + \gamma^5) \gamma^0 (\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0$$

Usando la propiedad $\gamma^0 (\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 = \gamma^\mu$

Finalmente:

$$\bar{\Gamma}_2 = (1 + \gamma^5) \gamma^\mu$$

$$\bar{\Gamma}_2 = \gamma^\mu (1 - \gamma^5)$$

$$\bar{\Gamma}_2 = \Gamma_2$$

B. Reglas de Feynman para el modelo estándar electrodébil

Este apéndice brinda la información referente a las reglas de Feynman que permiten calcular la amplitud de transición \mathcal{M} de un proceso dado. A continuación se resumen las reglas de Feynman del modelo estándar electrodébil en el *gauge* unitario. Para este trabajo solo se consideran cálculos de diagramas a nivel árbol, esto debido a que los cálculos a ordenes superiores, con los errores experimentales que se tienen actualmente, no aportan información relevante. En la sección B.1 se encuentran las expresiones para las líneas externas del diagrama bajo estudio, en la sección B.2 las líneas internas, en la sección B.3 los distintos vértices y las expresiones que se deben usar para cada uno de ellos. Finalmente en la sección B.4 se encuentran las fórmulas generales necesarias para el cálculo de la sección transversal o tasa de decaimiento de un proceso a partir de su amplitud.

Las reglas de Feynman para el cálculo de la amplitud, \mathcal{M} , a nivel árbol para un proceso dado, son las siguientes:

1. Dibujar todos los diagramas a nivel árbol que contribuyan al proceso, teniendo en cuenta las líneas externas que se muestran en la sección B.1, las líneas internas de la sección B.2 y los vértices en la sección B.3.
2. Por cada línea externa, anotar la cantidad correspondiente en la sección B.1
3. Por cada línea interna, escribir el propagador correspondiente en la sección B.2
4. Para el vértice del diagrama, anotar la cantidad correspondiente en la sección B.3
5. Cumplir con la conservación de energía-momento en cada vértice del diagrama.
6. Asignar un factor relativo de -1 a los diagramas que difieren solo por un intercambio de las líneas externas, hay que tener en cuenta que el signo general es irrelevante físicamente.

B.1. Líneas Externas

En las expresiones que se verán a continuación p es el momento de la partícula, r es el índice de espín de los respectivos fermiones y α es el índice de espín de los bosones de espín uno.

$$\text{Fermión entrante } f: \quad \begin{array}{c} f(p, r) \\ \text{---} \blacktriangleright \bullet \end{array} \quad \Longrightarrow \quad u_f^{(r)}(p) \quad (\text{B-1})$$

$$\text{Fermión saliente } f: \quad \begin{array}{c} f(p, r) \\ \bullet \blacktriangleright \text{---} \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \bar{u}_f^{(r)}(p) \quad (\text{B-2})$$

$$\text{Antifermión entrante } \bar{f}: \quad \begin{array}{c} \bar{f}(p, r) \\ \text{---} \blacktriangleright \bullet \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \bar{v}_f^{(r)}(p) \quad (\text{B-3})$$

$$\text{Antifermión saliente } \bar{f}: \quad \begin{array}{c} \bar{f}(p, r) \\ \bullet \blacktriangleright \text{---} \end{array} \quad \Longrightarrow \quad v_f^{(r)}(p) \quad (\text{B-4})$$

$$\text{Fotón entrante:} \quad \begin{array}{c} A(p, \alpha) \\ \text{---} \blacktriangleright \bullet \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{E}^\alpha(p) \quad (\text{B-5})$$

$$\text{Fotón saliente:} \quad \begin{array}{c} A(p, \alpha) \\ \bullet \blacktriangleright \text{---} \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{E}^{(\alpha)*}(p) \quad (\text{B-6})$$

$$\text{Z entrante:} \quad \begin{array}{c} Z(p, \alpha) \\ \text{---} \blacktriangleright \bullet \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{E}^{(\alpha)}(p) \quad (\text{B-7})$$

$$\text{Z saliente:} \quad \begin{array}{c} Z(p, \alpha) \\ \bullet \blacktriangleright \text{---} \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{E}^{(\alpha)*}(p) \quad (\text{B-8})$$

$$\text{W}^+ \text{ entrante:} \quad \begin{array}{c} W^+(p, \alpha) \\ \text{---} \blacktriangleright \bullet \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{E}^{(\alpha)}(p) \quad (\text{B-9})$$

$$\text{W}^+ \text{ saliente:} \quad \begin{array}{c} W^+(p, \alpha) \\ \bullet \blacktriangleright \text{---} \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{E}^{(\alpha)*}(p) \quad (\text{B-10})$$

$$\text{W}^- \text{ entrante:} \quad \begin{array}{c} W^-(p, \alpha) \\ \text{---} \blacktriangleright \bullet \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{E}^{(\alpha)}(p) \quad (\text{B-11})$$

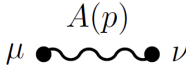
$$\text{W}^- \text{ saliente:} \quad \begin{array}{c} W^-(p, \alpha) \\ \bullet \blacktriangleright \text{---} \end{array} \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{E}^{(\alpha)*}(p) \quad (\text{B-12})$$

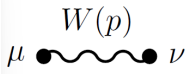
$$\text{Higgs entrante o saliente:} \quad \text{---} \underline{H(p)} \quad \Longrightarrow \quad 1 \quad (\text{B-13})$$

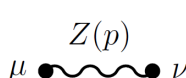
B.2. Líneas Internas

Las líneas internas son aquellas que se encuentran entre los vértices de los diagramas. Para el modelo estándar electrodébil se tienen las siguientes.

Propagador del fermión:  $\implies G^{(f)}(p) = i \frac{\not{p} + m}{p^2 - m_f^2 + i\epsilon}$ (B-14)

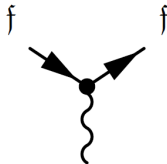
Propagador del fotón  $\implies G_{\mu\nu}^{(A)}(p) = i \frac{-g_{\mu\nu}}{p^2 + i\epsilon}$ (B-15)

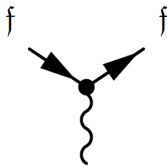
Propagador del W  $\implies G_{\mu\nu}^{(W)}(p) = i \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_W^2}}{p^2 - m_W^2 + i\epsilon}$ (B-16)

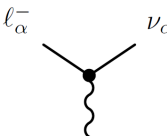
propagador del Z  $\implies G_{\mu\nu}^{(Z)}(p) = i \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2}}{p^2 - m_Z^2 + i\epsilon}$ (B-17)

B.3. Vértices

Para esta sección tenemos que: q_f es la carga del fermión, f , en unidades de la carga elemental e . Por lo tanto, $q_\nu = 0$, $q_e = q_\mu = q_\tau = -1$, $q_u = q_c = q_t = 2/3$, $q_d = q_s = q_b = -1/3$. Los coeficientes g_A^f y g_V^f se encuentran en la tabla (4-1), donde $g \sin \theta_w = e$.

vértice EM :  $\implies -ieq_f \gamma_\mu$ (B-18)

vértice NC :  $\implies -i \frac{g}{2 \cos \theta_w} \gamma_\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5)$ (B-19)

vértice leptones CC:  $\implies -i \frac{g}{2\sqrt{2}} \gamma_\mu (1 - \gamma^5)$ (B-20)

Existen muchas más configuraciones de vértices para el modelo estándar electrodébil, pero en este caso no se hace necesario mencionarlas, debido a que CEvNS es un proceso de corriente

neutra.

B.4. Sección transversal y tasa de decaimiento

La sección transversal diferencial de un proceso con dos partículas a, b en el estado inicial y N_f partículas en el estado final viene dada por:

$$d\sigma = S \frac{(2\pi)^4 \delta^4(p_i - p_f) |\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} \prod_{f=1}^{N_f} \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_f}, \quad (\text{B-21})$$

donde p_a y p_b son los cuadrimomentos de las dos partículas iniciales, m_a y m_b son sus respectivas masas, $p_f = (E_f, \vec{p}_f)$ es el cuadrimomento de la f -ésima partícula final. $p_i = p_a + p_b$ y $P_f = \sum_{f=1}^{N_f} p_f$ son respectivamente los cuadrimomentos totales inicial y final. \mathcal{M} es la amplitud de los diagramas que contribuyen al proceso. S es un factor estadístico dado por el producto de un factor $1/n!$ para cada conjunto de n partículas idénticas.

La sección transversal de un proceso del tipo:

$$a + b \rightarrow c + d, \quad (\text{B-22})$$

con partículas no polarizadas, depende de los cuadrimomentos de las partículas a través de variables de Mandelstam invariantes de Lorentz definidas de la siguiente forma

$$s = (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2 = (p_a + p_b) \cdot (p_c + p_d), \quad (\text{B-23})$$

$$t = (p_a - p_c)^2 = (p_d - p_b)^2 = (p_a - p_c) \cdot (p_d - p_b), \quad (\text{B-24})$$

$$u = (p_a - p_d)^2 = (p_c - p_b)^2 = (p_a - p_d) \cdot (p_c - p_b). \quad (\text{B-25})$$

Tomando en cuenta la conservación de energía-momento

$$p_a + p_b = p_c + p_d, \quad (\text{B-26})$$

solo dos variables de Mandelstam son independientes, ya que:

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2. \quad (\text{B-27})$$

La relación anterior se obtiene sumando todas las expresiones de las variables de Mandelstam.

C. Energía máxima de retroceso del núcleo

La energía máxima de retroceso del núcleo se obtiene cuando el núcleo se dispersa hacia adelante. En el marco de laboratorio (ver Figura 4-1) corresponde a $\theta = 180$. Para determinar esta expresión tomamos en cuenta la conservación de la energía y el momento en el marco de laboratorio

$$\begin{aligned}
 k_1 \cdot k_2 &= p_1 \cdot p_2, \\
 k_1^0 k_2^0 - \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2 &= p_1^0 p_2^0 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2, \\
 E_\nu M &= (E_\nu - T)(T + M) - |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| \cos \theta \\
 EM &= (E_\nu - T)(T + M) - |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| \cos(180), \\
 EM &= (E_{nu}T + E_\nu M - T^2 - MT) + |\vec{p}_1| |\vec{p}_2|.
 \end{aligned} \tag{C-1}$$

En este caso partimos del hecho de que la partícula dos (núcleo) se encuentra en reposo por lo que $\vec{k}_2 = 0$ y $E_{k_2} = m_2 = M$. El ángulo entre \vec{p}_1 y \vec{p}_2 es de 180 grados para que la energía de retroceso del núcleo sea máxima.

Escribiendo $|\vec{p}_1|$ en términos de la energía de retroceso

$$|\vec{p}_1|^2 = E_{p_1}^2 - m_\nu^2 \tag{C-2}$$

Despreciando la masa del neutrino

$$\begin{aligned}
 |\vec{p}_1|^2 &= E_{p_1}^2 \\
 |\vec{p}_1| &= E_\nu - T
 \end{aligned} \tag{C-3}$$

Para $|\vec{p}_2|$:

$$\begin{aligned}
 |\vec{p}_2|^2 &= E_{p_2}^2 - m_2^2 \\
 |\vec{p}_2|^2 &= (E_{p_2} - M)(E_{p_2} + M) \\
 |\vec{p}_2|^2 &= (T + M - M)(T + M + M) \\
 |\vec{p}_2|^2 &= T(T + 2M).
 \end{aligned} \tag{C-4}$$

Sacando raíz a ambos lados de la última ecuación

$$|\vec{p}_2| = \sqrt{T(T + 2M)}. \quad (\text{C-5})$$

Remplazando los valores de las ecuaciones (C-3) y (C-5) en la ecuación (C-1)

$$\begin{aligned} E_\nu M &= E_\nu T + E_\nu M - T^2 - MT + (E_\nu - T)\sqrt{T(T + 2M)} \\ E_\nu M - E_\nu M &= E_\nu T - T^2 - MT + (E_\nu - T)\sqrt{T(T + 2M)} \\ (E_\nu - T)\sqrt{T(T + 2M)} &= -E_\nu T + T^2 + MT \\ (E_\nu - T)\sqrt{T(T + 2M)} &= T(T - E_\nu) + MT \\ \sqrt{T(T + 2M)} &= \frac{T(T - E_\nu) + MT}{(E_\nu - T)} \\ \sqrt{T(T + 2M)} &= \frac{-T(E_\nu - T) + MT}{(E_\nu - T)} \\ \sqrt{T(T + 2M)} &= \frac{MT}{(E_\nu - T)} - T \\ \sqrt{T(T + 2M)} &= T \left(\frac{M}{(E_\nu - T)} - 1 \right). \end{aligned} \quad (\text{C-6})$$

Elevando ambos términos de la ecuación al cuadrado

$$\begin{aligned} T(T + 2M) &= T^2 \left(\frac{M}{(E_\nu - T)} - 1 \right)^2, \\ T(T + 2M) &= T^2 \left(\frac{M}{(E_\nu - T)} - 1 \right)^2, \\ (T + 2M) &= T \left(\frac{M}{(E_\nu - T)} - 1 \right)^2. \end{aligned} \quad (\text{C-7})$$

Solucionando el binomio cuadrado

$$\begin{aligned}
T + 2M &= T \left(\left(\frac{M}{(E_\nu - T)} \right)^2 - \frac{2M}{(E_\nu - T)} + 1 \right) \\
T + 2M &= \frac{TM^2}{(E_\nu - T)^2} - \frac{2TM}{(E_\nu - T)} + T \\
T + 2M - T &= \frac{TM^2}{(E_\nu - T)^2} - \frac{2TM}{(E_\nu - T)} \\
2M &= \frac{TM^2}{(E_\nu - T)^2} - \frac{2TM}{(E_\nu - T)} \\
2M &= M \left(\frac{TM}{(E_\nu - T)^2} - \frac{2T}{(E_\nu - T)} \right) \\
2 &= \frac{TM}{(E_\nu - T)^2} - \frac{2T}{(E_\nu - T)} \\
2 &= \frac{TM - 2T(E_\nu - T)}{(E_\nu - T)^2} \tag{C-8} \\
2(E_\nu - T)^2 &= TM - 2T(E_\nu - T) \\
2(E_\nu^2 - 2E_\nu T + T^2) &= TM - 2TE_\nu + 2T^2 \\
2E_\nu^2 - 4E_\nu T + 2T^2 &= TM - 2TE_\nu + 2T^2 \\
2E_\nu^2 - 4E_\nu T + 2T^2 + 2E_\nu T - 2T^2 &= TM \\
2E_\nu^2 - 2E_\nu T &= TM \\
2E_\nu^2 &= TM + 2E_\nu T \\
T(M + 2E_\nu) &= 2E_\nu^2.
\end{aligned}$$

Finalmente podemos obtener la energía máxima de retroceso del núcleo en términos de la energía del neutrino incidente de la siguiente manera

$$\boxed{T_{\text{máx}} = \frac{2E_\nu^2}{(M + 2E_\nu)}} \tag{C-9}$$

Si resolvemos la ecuación (C-8) para E_ν , podemos encontrar la energía mínima con la cual el neutrino puede generar la energía de retroceso T

$$\begin{aligned}2E_\nu^2 &= TM + 2E_\nu T \\ E_\nu^2 - E_\nu T &= \frac{TM}{2} \\ E_\nu^2 - E_\nu T - \frac{TM}{2} &= 0.\end{aligned}\tag{C-10}$$

Resolviendo la ecuación cuadrática

$$\begin{aligned}a &= 1 \quad b = -T \quad c = -\frac{MT}{2}, \\ x &= \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}.\end{aligned}\tag{C-11}$$

Finalmente la energía mínima del neutrino esta dada por:

$$\boxed{E_\nu^{\text{mín}} = \frac{T + \sqrt{T^2 + 2MT}}{2}}.\tag{C-12}$$

Bibliografía

- [1] M. Aker et al. Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity. *Nature Phys.*, 18(2):160–166, 2022.
- [2] Clyde L Cowan Jr, Frederick Reines, FB Harrison, HW Kruse, and AD McGuire. Detection of the free neutrino: a confirmation. *Science*, 124(3212):103–104, 1956.
- [3] The nobel prize in physics 1995. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1995/summary/>.
- [4] D Akimov, JB Albert, P An, C Awe, PS Barbeau, B Becker, V Belov, A Brown, A Bolozdynya, B Cabrera-Palmer, et al. Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *Science*, 357(6356):1123–1126, 2017.
- [5] Daniel Z Freedman. Coherent effects of a weak neutral current. *Physical Review D*, 9(5):1389, 1974.
- [6] Abdus Salam. Elementary particle theory. In *Prog. Of the Nobel Symposium, 1968, Stockholm, Sweden*, volume 367, 1968.
- [7] José Cobián. El modelo estándar de la física de partículas. *Sociedad Nuclear Española*, pages 1–13, 2018.
- [8] Fabsanhvasq. Modelo estándar. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Modelo_Est%C3%A1ndar.svg#/media/File:Modelo_Est%C3%A1ndar.sv.
- [9] Harald Fritzsch. *Elementary particles: building blocks of matter*. World Scientific, 2005.
- [10] José Bernabéu Alberola. La teoría unificada electro-débil. *Revista Española de Física*, 25(2):18–26, 2011.
- [11] Sheldon L Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear physics*, 22(4):579–588, 1961.
- [12] Steven Weinberg. A model of leptons. *Physical review letters*, 19(21):1264, 1967.
- [13] Carlo Giunti and Chung W Kim. *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford university press, 2007.

-
- [14] W Pauli. Pauli's letter-dear radioactive ladies and gentlemen. *Tübingen, December, 4, 1930*.
- [15] James Chadwick. The existence of a neutron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 136(830):692–708, 1932.
- [16] Carl D Anderson. The positive electron. *Physical Review*, 43(6):491, 1933.
- [17] Enrico Fermi. Tentativo di una teoria dei raggi β . *Il Nuovo Cimento (1924-1942)*, 11(1):1–19, 1934.
- [18] Frederick Reines et al. The neutrino. *Nature*, 178(4531):446–449, 1956.
- [19] Juan Antonio Caballero Carretero. *Los neutrinos: las partículas elementales que todo lo atraviesan*. RBA, 2015.
- [20] John N Bahcall and Raymond Davis Jr. Solar neutrinos: a scientific puzzle. *Science*, 191(4224):264–267, 1976.
- [21] Kai Zuber. *Neutrino physics*. Taylor & Francis, 2012.
- [22] Frederick Reines and Clyde L Cowan Jr. Free antineutrino absorption cross section. i. measurement of the free antineutrino absorption cross section by protons. *Physical Review*, 113(1):273, 1959.
- [23] Luis G Cabral-Rosetti. Introducción a las oscilaciones de neutrinos. *Rev. mex. fis*, pages 366–383, 2002.
- [24] Takaaki Kajita. Nobel lecture: Discovery of atmospheric neutrino oscillations. *Reviews of Modern Physics*, 88(3):030501, 2016.
- [25] Arthur B McDonald. Nobel lecture: the sudbury neutrino observatory: observation of flavor change for solar neutrinos. *Reviews of Modern Physics*, 88(3):030502, 2016.
- [26] Christian Spiering. Towards high-energy neutrino astronomy. In *From Ultra Rays to Astroparticles*, pages 231–263. Springer, 2012.
- [27] Y Ashie, J Hosaka, K Ishihara, Y Itow, J Kameda, Y Koshio, A Minamino, C Mitsuda, M Miura, S Moriyama, et al. Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillations. *Physical review letters*, 93(10):101801, 2004.
- [28] Graciela B Gelmini, Volodymyr Takhistov, and Samuel J Witte. Geoneutrinos in large direct detection experiments. *Physical Review D*, 99(9):093009, 2019.
- [29] Antonio Ereditato. State of the art of neutrino physics, the: A tutorial for graduate students and young researchers. 2018.

-
- [30] M.M. Block, H. Burmeister, D.C. Cundy, B. Eiben, C. Franzinetti, J. Keren, R. Møllerud, G. Myatt, M. Nikolic, A. Orkin-Lecourtois, M. Paty, D.H. Perkins, C.A. Ramm, K. Schultze, H. Sletten, K. Soop, R. Stump, W. Venus, and H. Yoshiki. Neutrino interactions in the cern heavy liquid bubble chamber. *Physics Letters*, 12(3):281–285, 1964.
- [31] FJ Hasert, S Kabe, W Krenz, J Von Krogh, D Lanske, J Morfin, K Schultze, H Weerts, G Bertrand-Coremans, Jean Sacton, et al. Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment. *Nuclear Physics B*, 73(1):1–22, 1974.
- [32] FW Bullock. Some results from neutrino experiments at cern. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 2(12):881, 1976.
- [33] The nobel prize in physics 2002. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2002/summary/>.
- [34] The nobel prize in physics 2015. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2015/summary/>.
- [35] BJ Scholz, AE Chavarria, JI Collar, P Privitera, and AE Robinson. Measurement of the low-energy quenching factor in germanium using an $^8\text{y}/\text{be}$ photoneutron source. *Physical Review D*, 94(12):122003, 2016.
- [36] M Buizza Avanzini. The ^8b solar neutrino analysis in borexino and simulations of muon interaction products in borexino and double chooz. 2012.
- [37] J Billard, Rachel Carr, J Dawson, E Figueroa-Feliciano, Joseph A Formaggio, J Gascon, ST Heine, M De Jesus, J Johnston, T Lasserre, et al. Coherent neutrino scattering with low temperature bolometers at chooz reactor complex. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 44(10):105101, 2017.
- [38] A Aguilar-Arevalo, X Bertou, C Bonifazi, M Butner, G Canelo, A Castaneda Vazquez, B Cervantes Vergara, CR Chavez, H Da Motta, JC D’Olivo, et al. The connie experiment. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 761, page 012057. IOP Publishing, 2016.
- [39] G Agnolet, W Baker, D Barker, R Beck, TJ Carroll, J Cesar, P Cushman, JB Dent, S De Rijck, B Dutta, et al. Background studies for the miner coherent neutrino scattering reactor experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 853:53–60, 2017.
- [40] R Strauss, J Rothe, G Angloher, A Bento, A Gütlein, D Hauff, H Kluck, M Mancuso, L Oberauer, F Petricca, et al. The ν -cleus experiment: a gram-scale fiducial-volume

- cryogenic detector for the first detection of coherent neutrino–nucleus scattering. *The European Physical Journal C*, 77(8):1–14, 2017.
- [41] JI Collar, NE Fields, M Hai, TW Hossbach, JL Orrell, CT Overman, G Perumpilly, and B Scholz. Coherent neutrino-nucleus scattering detection with a csi [na] scintillator at the sns spallation source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 773:56–65, 2015.
- [42] Samuel Thierry WAUTHIER. *Description of coherent elastic neutrino-nucleus scattering cross sections*. PhD thesis, UGent, 2017.
- [43] S Fukuda, Y Fukuda, T Hayakawa, E Ichihara, M Ishitsuka, Y Itow, T Kajita, J Kamada, K Kaneyuki, S Kasuga, et al. The super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 501(2-3):418–462, 2003.
- [44] D Akimov, P An, C Awe, PS Barbeau, P Barton, B Becker, V Belov, A Bolozdynya, A Burenkov, B Cabrera-Palmer, et al. The coherent experiment at the spallation neutron source. *arXiv preprint arXiv:1509.08702*, 2015.
- [45] D Baxter, JI Collar, Pilar Coloma, CE Dahl, I Esteban, Paola Ferrario, Juan José Gomez-Cadenas, MC Gonzalez-Garcia, ARL Kavner, CM Lewis, et al. Coherent elastic neutrino-nucleus scattering at the european spallation source. *Journal of High Energy Physics*, 2020(2):1–38, 2020.
- [46] Joseph Cugnon. Cascade models and particle production: A comparison. *Particle Production in Highly Excited Matter*, pages 271–293, 1993.
- [47] Antonín Krása. Spallation reaction physics. *Czech Republic: Czech Technical University Lecture*, 2010.
- [48] Chou Weiren. Spallation neutron source and other high intensity proton sources. Technical report, Fermi National Accelerator Lab., 2003.
- [49] COHERENT. How do you look for cevns? – coherent: Ornl. <https://coherent.ornl.gov/how-do-you-look-for-cevns>.
- [50] Patrick Huber. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors. *Physical Review C*, 84(2):024617, 2011.
- [51] D Akimov, JB Albert, P An, C Awe, PS Barbeau, B Becker, V Belov, MA Blackston, A Bolozdynya, A Brown, et al. Coherent 2018 at the spallation neutron source. *arXiv preprint arXiv:1803.09183*, 2018.

- [52] Jiajun Liao and Danny Marfatia. Coherent constraints on nonstandard neutrino interactions. *Physics Letters B*, 775:54–57, 2017.
- [53] D Akimov, JB Albert, P An, C Awe, PS Barbeau, B Becker, V Belov, I Bernardi, MA Blackston, L Blokland, et al. First measurement of coherent elastic neutrino-nucleus scattering on argon. *Physical Review Letters*, 126(1):012002, 2021.
- [54] Carla Bonifazi. Coherent elastic neutrino-nucleus scattering. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 2156, page 012004. IOP Publishing, 2021.
- [55] S Ajimura, MK Cheoun, JH Choi, H Furuta, M Harada, S Hasegawa, Y Hino, T Hiraiwa, E Iwai, S Iwata, et al. Technical design report (tdr): Searching for a sterile neutrino at j-parc mlf (e56, jsns2). *arXiv preprint arXiv:1705.08629*, 2017.
- [56] S Ajimura, M Botran, JH Choi, JW Choi, MK Cheoun, T Dodo, H Furuta, J Goh, K Haga, M Harada, et al. Proposal: Jsns²-ii. *arXiv preprint arXiv:2012.10807*, 2020.
- [57] S Kerman, V Sharma, MUHAMMED Deniz, HT Wong, J-W Chen, HB Li, ST Lin, C-P Liu, Q Yue, Texono Collaboration, et al. Coherency in neutrino-nucleus elastic scattering. *Physical Review D*, 93(11):113006, 2016.
- [58] A Aguilar-Arevalo, X Bertou, C Bonifazi, M Butner, G Canelo, A Castañeda Vázquez, B Cervantes Vergara, CR Chavez, H Da Motta, JC D’Olivo, et al. Results of the engineering run of the coherent neutrino nucleus interaction experiment (connie). *Journal of Instrumentation*, 11(07):P07024, 2016.
- [59] Alexis Aguilar-Arevalo, Xavier Bertou, Carla Bonifazi, Gustavo Canelo, Alejandro Castañeda, Brenda Cervantes Vergara, Claudio Chavez, Juan C D’Olivo, João C Dos Anjos, Juan Estrada, et al. Exploring low-energy neutrino physics with the coherent neutrino nucleus interaction experiment. *Physical Review D*, 100(9):092005, 2019.
- [60] Alexis Aguilar-Arevalo, Javier Bernal, Xavier Bertou, Carla Bonifazi, Gustavo Canelo, Victor GPB de Carvalho, Brenda A Cervantes-Vergara, Claudio Chavez, Gustavo Coelho Corrêa, Juan C D’Olivo, et al. Search for coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a nuclear reactor with connie 2019 data. *arXiv preprint arXiv:2110.13033*, 2021.
- [61] Irina Nasteva. Low-energy reactor neutrino physics with the connie experiment. *arXiv preprint arXiv:2110.13620*, 2021.
- [62] Orr Abramoff, Liron Barak, Itay M Bloch, Luke Chaplinsky, Michael Crisler, Alex Drlica-Wagner, Rouven Essig, Juan Estrada, Erez Etzion, Guillermo Fernandez, et al. Sensi: direct-detection constraints on sub-gev dark matter from a shallow underground run using a prototype skipper ccd. *Physical review letters*, 122(16):161801, 2019.
- [63] Liron Barak, Itay M Bloch, Mariano Cababie, Gustavo Canelo, Luke Chaplinsky,

- Fernando Chierchie, Michael Crisler, Alex Drlica-Wagner, Rouven Essig, Juan Estrada, et al. Sensei: Direct-detection results on sub-gev dark matter from a new skipper ccd. *Physical Review Letters*, 125(17):171802, 2020.
- [64] Javier Tiffenberg, Miguel Sofo-Haro, Alex Drlica-Wagner, Rouven Essig, Yann Gardincerri, Steve Holland, Tomer Volansky, and Tien-Tien Yu. Single-electron and single-photon sensitivity with a silicon skipper ccd. *Physical review letters*, 119(13):131802, 2017.
- [65] Violeta. <https://www.violetaexperiment.com/>.
- [66] J. Colaresi, J. I. Collar, T. W. Hossbach, A. R. L. Kavner, C. M. Lewis, A. E. Robinson, and K. M. Yocum. First results from a search for coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a reactor site. *Physical Review D*, 104(7), oct 2021.
- [67] J. Colaresi, J. I. Collar, T. W. Hossbach, C. M. Lewis, and K. M. Yocum. Suggestive evidence for coherent elastic neutrino-nucleus scattering from reactor antineutrinos, 2022.
- [68] MINER Collaboration, G. Agnolet, W. Baker, D. Barker, R. Beck, T. J. Carroll, J. Cesar, P. Cushman, J. B. Dent, S. De Rijck, B. Dutta, W. Flanagan, and others. Background studies for the miner coherent neutrino scattering reactor experiment, 2016.
- [69] Y. J. Ko, B. R. Kim, J. Y. Kim, B. Y. Han, C. H. Jang, E. J. Jeon, et al. Sterile neutrino search at the NEOS experiment. *Physical Review Letters*, 118(12), mar 2017.
- [70] Govinda Adhikari, Pushparaj Adhikari, Estella Barbosa de Souza, Nelson Carlin, Seonho Choi, Mitra Djamal, Anthony C Ezeribe, Chang Hyon Ha, Insik Hahn, Antonia JF Hubbard, et al. An experiment to search for dark matter interactions using sodium iodide detectors. *arXiv preprint arXiv:1906.01791*, 2019.
- [71] G. Adhikar et al. Search for a dark matter-induced annual modulation signal in NaI(tl) with the COSINE-100 experiment. *Physical Review Letters*, 123(3), jul 2019.
- [72] G. Adhikari et al. Initial performance of the COSINE-100 experiment. *The European Physical Journal C*, 78(2), feb 2018.
- [73] G. Adhikari et al. Lowering the energy threshold in cosine-100 dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 130:102581, 2021.
- [74] J. J. Choi, B. J. Park, C. Ha, K. W. Kim, S. K. Kim, Y. D. Kim, Y. J. Ko, H. S. Lee, S. H. Lee, and S. L. Olsen. Improving the light collection using a new nai(tl)crystal encapsulation, 2020.
- [75] B. J. Park, J. J. Choi, J. S. Choe, O. Gileva, C. Ha, A. Iltis, E. J. Jeon, D. Y. Kim, K. W. Kim, S. K. Kim, Y. D. Kim, Y. J. Ko, C. H. Lee, H. S. Lee, I. S. Lee, M. H.

- Lee, S. H. Lee, S. J. Ra, J. K. Son, and K. A. Shin. Development of ultra-pure NaI(tl) detectors for the COSINE-200 experiment. *The European Physical Journal C*, 80(9), sep 2020.
- [76] G. Adhikari et al. The COSINE-100 data acquisition system. *Journal of Instrumentation*, 13(09):P09006–P09006, sep 2018.
- [77] R. Strauss, J. Rothe, G. Angloher, A. Bento, A. Gütlein, D. Hauff, H. Kluck, M. Mancuso, L. Oberauer, F. Petricca, F. Pröbst, J. Schieck, S. Schönert, W. Seidel, and L. Stodolsky. The ν -cleus experiment: a gram-scale fiducial-volume cryogenic detector for the first detection of coherent neutrino–nucleus scattering. *The European Physical Journal C*, 77(8), jul 2017.
- [78] R. Strauss, J. Rothe, G. Angloher, A. Bento, A. Gütlein, D. Hauff, H. Kluck, M. Mancuso, L. Oberauer, F. Petricca, F. Pröbst, J. Schieck, S. Schönert, W. Seidel, and L. Stodolsky. Gram-scale cryogenic calorimeters for rare-event searches. *Physical Review D*, 96(2), jul 2017.
- [79] G Angloher, P Bauer, A Bento, C Bucci, L Canonica, X Defay, A Erb, F v Feilitzsch, N Ferreiro Iachellini, P Gorla, et al. Results on mev-scale dark matter from a gram-scale cryogenic calorimeter operated above ground. *The European Physical Journal C*, 77(9):1–6, 2017.
- [80] J Rothe, G Angloher, F Ardellier-Desages, A Bento, L Canonica, A Erhart, N Ferreiro, M Friedl, VM Ghete, D Hauff, et al. Nucleus: Exploring coherent neutrino-nucleus scattering with cryogenic detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, 199(1):433–440, 2020.
- [81] G. Angloher, F. Ardellier-Desages, A. Bento, L. Canonica, A. Erhart, N. Ferreiro, M. Friedl, V. M. Ghete, D. Hauff, H. Kluck, A Langenkämper, et al. Exploring cevnus with nucleus at the chooz nuclear power plant, 2019.
- [82] V Wagner, R Rogly, A Erhart, V Savu, C Goupy, D Lhuillier, M Vivier, L Klinkenberg, G Angloher, A Bento, et al. Development of a compact muon veto for the nucleus experiment. *arXiv preprint arXiv:2202.03991*, 2022.
- [83] A. Lubashevskiy’s and ν GeN collaboration. First results of the ν gen experiment. <https://indico.cern.ch/event/1075677/contributions/4556660/>.
- [84] Kaixuan Ni, Jianyang Qi, Evan Shockley, and Yuehuan Wei. Sensitivity of a liquid xenon detector to neutrino–nucleus coherent scattering and neutrino magnetic moment from reactor neutrinos. *Universe*, 7(3):54, 2021.
- [85] Brian Lenardo, Jingke Xu, Sergey Pereverzev, Oluwatomi A Akindele, Daniel Naim, James Kingston, Adam Bernstein, Kareem Kazkaz, Mani Tripathi, Connor Awe, et al.

- Measurement of the ionization yield from nuclear recoils in liquid xenon between 0.3–6 keV with single-ionization-electron sensitivity. *arXiv preprint arXiv:1908.00518*, 2019.
- [86] G Beaulieu, V Belov, L Berge, J Billard, G Bres, J Bret, A Broniatowski, M Calvo, A Cazes, D Chaize, et al. Ricochet progress and status. *arXiv preprint arXiv:2111.06745*, 2021.
- [87] N Allemandou, Helena Almazán, P del Amo Sanchez, L Bernard, C Bernard, A Blanchet, Aurélie Bonhomme, G Bosson, O Bourrion, J Bouvier, et al. The stereo experiment. *Journal of Instrumentation*, 13(07):P07009, 2018.
- [88] T Salagnac, J Billard, J Colas, D Chaize, M De Jesus, L Dumoulin, J-B Filippini, J Gascon, A Juillard, H Lattaud, et al. Optimization and performance of the cryo-cube detector for the future ricochet low-energy neutrino experiment. *arXiv preprint arXiv:2111.12438*, 2021.
- [89] R. Chen, E. Figueroa-Feliciano, and B. Schmidt. Transition edge sensor chip design of modular cevns detector for the ricochet experiment, 2021.
- [90] D Yu Akimov, AK Berdnikova, VA Belov, AI Bolozdynya, AA Burenkov, AG Dolgolenko, Yu V Efremenko, Yu V Gusakov, AV Etenko, VA Kaplin, et al. Status of the red-100 experiment. *Journal of Instrumentation*, 12(06):C06018, 2017.
- [91] D Yu Akimov, VA Belov, AI Bolozdynya, AG Dolgolenko, YV Efremenko, AV Etenko, AV Galavanov, DV Gouss, YV Gusakov, DE Kdib, et al. First ground-level laboratory test of the two-phase xenon emission detector red-100. *Journal of Instrumentation*, 15(02):P02020, 2020.
- [92] LJ Flores, Eduardo Peinado, E Alfonso-Pita, K Allen, M Baker, E Behnke, M Bressler, K Clark, R Coppejans, C Cripe, et al. Physics reach of a low threshold scintillating argon bubble chamber in coherent elastic neutrino-nucleus scattering reactor experiments. *Physical Review D*, 103(9):L091301, 2021.
- [93] Henry Tsz-King Wong. Taiwan experiment on neutrino–history, status and prospects. *arXiv preprint arXiv:1608.00306*, 2016.
- [94] HT a Wong, HB Li, ST Lin, FS Lee, V Singh, SC Wu, CY Chang, HM Chang, CP Chen, MH Chou, et al. Search of neutrino magnetic moments with a high-purity germanium detector at the kuo-sheng nuclear power station. *Physical Review D*, 75(1):012001, 2007.
- [95] Jiunn-Wei Chen, Hsin-Chang Chi, Hau-Bin Li, C-P Liu, Lakhwinder Singh, Henry T Wong, Chih-Liang Wu, and Chih-Pan Wu. Constraints on millicharged neutrinos via analysis of data from atomic ionizations with germanium detectors at sub-keV sensitivities. *Physical Review D*, 90(1):011301, 2014.

-
- [96] Ioannis Giomataris, I Irastorza, I Savvidis, S Andriamonje, S Aune, M Chapellier, Ph Charvin, P Colas, J Derre, E Ferrer, et al. A novel large-volume spherical detector with proportional amplification read-out. *Journal of Instrumentation*, 3(09):P09007, 2008.
- [97] I Katsioulas, I Giomataris, P Knights, M Gros, XF Navick, K Nikolopoulos, and I Savvidis. A sparkless resistive glass correction electrode for the spherical proportional counter. *Journal of Instrumentation*, 13(11):P11006, 2018.
- [98] I Giomataris, M Gros, I Katsioulas, P Knights, J-P Mols, T Neep, K Nikolopoulos, G Savvidis, I Savvidis, L Shang, et al. A resistive achinos multi-anode structure with dlc coating for spherical proportional counters. *Journal of Instrumentation*, 15(11):P11023, 2020.
- [99] A Giganon, I Giomataris, M Gros, I Katsioulas, XF Navick, G Tsiledakis, I Savvidis, A Dastgheibi-Fard, and A Brossard. A multiball read-out for the spherical proportional counter. *Journal of Instrumentation*, 12(12):P12031, 2017.
- [100] E Bougamont, P Colas, J Derre, I Giomataris, G Gerbier, M Gros, P Magnier, XF Navick, P Salin, I Savvidis, et al. Ultra low energy results and their impact to dark matter and low energy neutrino physics. *arXiv preprint arXiv:1010.4132*, 2010.
- [101] Quentin Arnaud, D Asner, J-P Bard, A Brossard, B Cai, M Chapellier, M Clark, EC Corcoran, T Dandl, A Dastgheibi-Fard, et al. First results from the news-g direct dark matter search experiment at the lsm. *Astroparticle Physics*, 97:54–62, 2018.
- [102] Ioannis Katsioulas, NEWS-G collaboration, et al. Recent advancements of the news-g experiment. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1468, page 012058. IOP Publishing, 2020.
- [103] G Giroux, P Gros, I Katsioulas, theNEWS G collaboration, et al. The search for light dark matter with the news-g spherical proportional counter. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1312, page 012008. IOP Publishing, 2019.
- [104] Kate Scholberg. Prospects for measuring coherent neutrino-nucleus elastic scattering at a stopped-pion neutrino source. *Physical Review D*, 73(3):033005, 2006.
- [105] Kate Scholberg. Coherent elastic neutrino-nucleus scattering. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1468, page 012126. IOP Publishing, 2020.
- [106] TS Kosmasa OG Mirandab DK Papouliasa and M Tórtolac JWF Vallec. Probing neutrino magnetic moments at spallation neutron source facilities. *arXiv preprint arXiv:1505.03202*, 2015.
- [107] Gerd Heusser, Marc Weber, Janina Hakenmüller, Matthias Laubenstein, Manfred Lindner, Werner Maneschg, Hardy Simgen, Dominik Stolzenburg, and Herbert Strecker.

- Giove: a new detector setup for high sensitivity germanium spectroscopy at shallow depth. *The European Physical Journal C*, 75(11):1–16, 2015.
- [108] C Buck, K Fülber, J Hakenmüller, G Heusser, M Lindner, W Maneschg, T Rink, H Strecker, T Schierhuber, V Wagner, et al. A novel experiment for coherent elastic neutrino nucleus scattering: Conus. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1342, page 012094. IOP Publishing, 2020.
- [109] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. 2008.
- [110] Walter Greiner, Berndt Müller, et al. *Gauge theory of weak interactions*, volume 5. Springer, 1996.
- [111] H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, G. Heusser, T. Hügler, J. B. Legras, M. Lindner, W. Maneschg, V. Marian, T. Rink, T. Schröder, H. Strecker, and R. Wink. Large-size sub-keV sensitive germanium detectors for the CONUS experiment. *The European Physical Journal C*, 81(3), mar 2021.
- [112] H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, J. Hempfling, G. Heusser, T. Hügler, M. Lindner, W. Maneschg, T. Rink, H. Strecker, and R. Wink. Full background decomposition of the conus experiment, 2021.
- [113] H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, G. Heusser, T. Hügler, M. Lindner, W. Maneschg, T. Rink, H. Strecker, and R. Wink and. Constraints on elastic neutrino nucleus scattering in the fully coherent regime from the CONUS experiment. *Physical Review Letters*, 126(4), jan 2021.
- [114] CONUS Collaboration, H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, G. Heusser, T. Hügler, M. Lindner, W. Maneschg, T. Rink, H. Strecker, and R. Wink. Novel constraints on neutrino physics beyond the standard model from the conus experiment, 2021.
- [115] H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, J. Hempfling, G. Heusser, T. Hügler, M. Lindner, W. Maneschg, T. Rink, H. Strecker, and R. Wink. First limits on neutrino electromagnetic properties from the conus experiment, 2022.
- [116] A. Bonhomme, H. Bonet, C. Buck, J. Hakenmüller, G. Heusser, T. Hügler, M. Lindner, W. Maneschg, R. Nolte, T. Rink, E. Pirovano, and H. Strecker. Direct measurement of the ionization quenching factor of nuclear recoils in germanium in the keV energy range, 2022.
- [117] Yasaman Farzan, Manfred Lindner, Werner Rodejohann, and Xun-Jie Xu. Probing neutrino coupling to a light scalar with coherent neutrino scattering. *JHEP*, 05:066, 2018.
- [118] Th A Mueller, D Lhuillier, Muriel Fallot, A Letourneau, S Cormon, M Fechner, Lydie

- Giot, Th Lasserre, J Martino, G Mention, et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Physical Review C*, 83(5):054615, 2011.
- [119] P. A. Zyla and et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8):083C01, 2020.
- [120] J. Engel. Nuclear form-factors for the scattering of weakly interacting massive particles. *Phys. Lett. B*, 264:114–119, 1991.
- [121] BC Canas, EA Garces, OG Miranda, A Parada, and G Sanchez Garcia. Interplay between nonstandard and nuclear constraints in coherent elastic neutrino-nucleus scattering experiments. *Physical Review D*, 101(3):035012, 2020.
- [122] Jheroen Dorenbosch, F Udo, JV Allaby, U Amaldi, Guido Barbiellini, M Baubillier, F Bergsma, A Capone, W Flegel, F Grancagnolo, et al. Experimental results on neutrino-electron scattering. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 41(4):567–589, 1989.
- [123] LA Ahrens, SH Aronson, PL Connolly, BG Gibbard, MJ Murtagh, SJ Murtagh, S Terada, DH White, JL Callas, D Cutts, et al. Determination of electroweak parameters from the elastic scattering of muon neutrinos and antineutrinos on electrons. *Physical Review D*, 41(11):3297, 1990.
- [124] Pierre Vilain, Gaston Wilquet, R Beyer, W Flegel, H Grote, T Mouthuy, H Øverås, J Panman, A Rozanov, K Winter, et al. Precision measurement of electroweak parameters from the scattering of muon-neutrinos on electrons. *Physics Letters B*, 335(2):246–252, 1994.
- [125] Feng Peng An et al. Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 116(6):061801, 2016. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 118, 099902 (2017)].