

PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL PERÚ
ESCUELA DE POSGRADO



PONTIFICIA
**UNIVERSIDAD
CATÓLICA**
DEL PERÚ

**Explorando la sensibilidad de DUNE al
decaimiento invisible de neutrinos dentro del
contexto de las oscilaciones de neutrinos**

Tesis para optar el grado de Magíster en Física

Autor

Marvin Vladimir Ascencio Sosa

Asesor

Dr. Alberto Martín Gago Medina

Jurado

Dr. Joel Jones Pérez

Dr. José Luis Bazo Alba

Lima - Perú - 2017



Dedico esta tesis a mis padres, Elvira y Oscar por su enorme amor y apoyo durante toda mi vida, a mi hermano Sugar por su amistad y a mi abuela Josefina: “Aka sarnakawipaj jichhau qalltayaskija!”



Agradecimientos

Quiero agradecer enormemente a mi familia; mis padres y mi hermano, por su gran apoyo, su confianza y por sobrellevar la falta de tiempo desde el inicio de la maestría. Así mismo agradecer a mis tíos Jorge y Lina. También a mis primos Vero, Wilmer y Charo por su apoyo y por haberme acogido en su hogar.

Quiero agradecer de manera especial a Sara por su valiosa amistad, por su paciencia y por permitirme ser parte de un equipo que cuya existencia le dá sentido a mis días.

Quiero agradecer mucho al Profesor Alberto Gago, porque sin su confianza inicial en la admisión de la maestría y su constante apoyo durante estos dos años no solo con sus valiosas enseñanzas que me guiaron por el mundo de la física de altas energías sino también por su ejemplo como uno de los grandes personajes de la historia de la física en el Perú, nada de este sueño hubiera sido posible.

Quiero agradecer a la Profesora Maria Elena López por todo el apoyo brindado a pesar de las circunstancias y también a todos los profesores y compañeros de la maestría en Física, en especial al Profesor Bazo y al Profesor Jones.

Quiero agradecer a Sebastián, Ernesto y Sandro por todo el apoyo en la disipación de dudas durante la maestría y la elaboración de esta tesis, y por su apreciada amistad. De la misma forma agradezco a Nhell por su amistad y su apoyo.

Quiero agradecer a Felix y Anthony por participar directamente en las simulaciones y por todo el apoyo brindado que permitieron la elaboración de esta tesis, pues sin ello nada de esto hubiera sido posible.

También quiero agradecer a mis compañeros y amigos del grupo de Altas energías de la PUCP: Jairo, Dante, Álvaro, Javier H. y todos los demás.

Y por supuesto agradecer a CIENCIACTIVA - CONCYTEC por el financiamiento de la maestría, dicho financiamiento fue vital para la realización de la maestría y de esta tesis.

Resumen

El fenómeno de oscilaciones de neutrinos ha sido extensamente estudiado experimentalmente y teóricamente en las últimas décadas. Esto no sólo implicó su confirmación sino también la medida de casi todos los parámetros asociados a ésta. Sin embargo, aún quedan pendientes algunas incógnitas por resolver como son la jerarquía de las masas de los neutrinos, la determinación de la fase que viola la simetría carga-paridad, el problema de las degeneraciones, entre otras. Para poder ser resueltos muchos de estos problemas requieren experimentos de gran escala y con la más óptima tecnología para la detección de neutrinos. El experimento DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) tendrá estas capacidades. Este experimento tiene una distancia fuente - detector de 1300km contando con un detector cercano de alta precisión y uno lejano de 40 kton hecho de Argón Líquido. Estas características no sólo permitirán resolver los problemas mencionados sino que además permitirán estudiar, por ejemplo, neutrinos provenientes del colapso de supernovas, así como el decaimiento del protón, entre otros procesos.

En esta tesis se ha realizado una revisión detallada de la física de oscilación de neutrinos tanto en vacío como en materia, incorporando a este último el decaimiento invisible de neutrinos. Este fenómeno aunque descartado hoy para la explicación del problema de los neutrinos solares y atmosféricos. Tiene actualmente una relevancia como un efecto subdominante dentro de las oscilaciones de neutrinos. Haciendo que la probabilidad de oscilación sufra un amortiguamiento. En esta tesis estudiaremos la sensibilidad de DUNE al nuevo parámetro que corresponde al decaimiento invisible de neutrinos. Viendo como distintos valores de este parámetro modifican el espectro de energía producido por los eventos que se observarían en DUNE. Nuestras simulaciones han sido hechas utilizando el paquete GLoBES (General Long Baseline Experiment Simulator) y usando como datos de entrada *inputs*, distribuciones proporcionadas por el propio experimento .

Índice general

Índice de cuadros	6
Índice de figuras	7
1. Introducción	9
2. Formalismo teórico	12
2.1. Neutrinos – Un viaje a su historia	12
2.1.1. Neutrinos solares y atmosféricos	15
2.1.2. Primeros experimentos e indicios de oscilaciones	18
2.2. Física de neutrinos	26
2.2.1. Modelo estándar y neutrinos	26
2.2.2. Masa de los neutrinos	32
2.3. Oscilación de neutrinos en el vacío	35
2.3.1. Matriz unitaria	36
2.3.2. Aproximación de la energía	37
2.3.3. Operador evolución	38
2.3.4. Oscilación en dos sabores en el vacío	42
2.3.5. Oscilación en tres sabores en el vacío	43
2.4. Oscilación de neutrinos en la materia	47
2.4.1. Oscilación en dos sabores en la materia	50
2.4.2. Oscilación en tres sabores en la materia	52
2.4.3. Aproximaciones útiles: $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$	53
2.5. Decaimiento invisible de neutrinos	57
2.5.1. Modelo Majoron	58
2.5.2. Probabilidad de oscilación y términos de decaimiento	59
3. Experimentos de <i>long baseline</i>	61
3.1. Introducción general a experimentos de <i>long baseline</i>	62
3.1.1. Experimentos de reactor	62
3.1.2. Experimentos de acelerador	63
4. DUNE - Deep Underground Neutrino Experiment	68
4.1. Descripción del detector	68

4.1.1.	Detector lejano	68
4.1.2.	Detector cercano	75
4.2.	Física que estudia DUNE	77
4.2.1.	Física de oscilación de neutrinos de <i>long-baseline</i>	79
4.2.2.	Neutrino atmosférico y decaimiento del Nucleón	83
4.2.3.	Neutrinos de baja energía y ráfagas de neutrinos de supernovas	84
4.2.4.	Física del detector cercano	87
5.	Análisis y Resultados	89
5.1.	Conceptos generales de la simulación del experimento en GLoBES	89
5.2.	Generación de número de eventos	91
5.3.	<i>Inputs</i> de GLoBES	93
5.4.	Resultados	96
6.	Conclusiones	106
	Bibliografía	108
A.	Simetría CP	117

Índice de cuadros

4.1. Parámetros de los cuatro planos de alambre de los APAs	73
5.1. Parámetros de oscilación de neutrinos	98



Índice de figuras

2.1. Espectro de energía del decaimiento beta.	13
2.2. Ciclo $p - p$	16
2.3. Interacción de los rayos cósmicos con moléculas de la atmósfera.	18
2.4. Espectro de energía de los neutrinos solares.	20
2.5. Modelo estándar versus experimentos con neutrinos solares.	21
2.6. Flujo de ν_μ y ν_τ versus el flujos de ν_e	22
2.7. Distribución de ángulo zenit versus el número de eventos e^- y μ	23
2.8. Distribución del ángulo zenit versus el número de eventos μ <i>upward stopping</i> y <i>upward through-going</i>	24
2.9. Interacción débil mediada por el intercambio de un W y efectiva.	31
2.10. Interacción débil mediada por el intercambio de un Z^0 y efectiva.	32
2.11. Oscilación de neutrinos como interferometría a gran escala.	36
2.12. Diagramas de Feynman del proceso <i>coherent forward elastic scattering</i>	48
2.13. $\sin^2 2\theta_m$ versus $\frac{A}{\Delta m^2}$ fijando $\sin^2 2\theta = 0,85$	51
3.1. Ejemplo de fisión nuclear.	63
3.2. Reactor básico refrigerado por gas.	64
3.3. Flujo, espectro y sección de choque de $\bar{\nu}_e$ en un reactor	65
3.4. Esquema del detector CHOOZ	66
3.5. Esquema de la producción de un haz de neutrinos	67
3.6. Sistema de doble enfoque de un haz de neutrinos	67
4.1. Detector lejano de DUNE.	69
4.2. TPC-Plano cátodo	70
4.3. TPC-Planos ánodos	71
4.4. Cámara de proyección temporal de Argón Líquido	71
4.5. TPC dentro del criostato en DUNE	72
4.6. Orientación de los alambres en el APAs en DUNE	73
4.7. configuración del los planos ánodo dentro del criostato en DUNE	74
4.8. Esquema del rastreador de grano fino en DUNE	77
4.9. Esquema del detector cercano de DUNE.	78
4.10. Jerarquía de masa.	80
4.11. Sensibilidad de la jerarquía de masas en DUNE	81

4.12. Sensibilidad de la violación de CP en DUNE	82
4.13. Sensibilidad al octante de θ_{23} en DUNE	83
4.14. Tiempos de vida del decaimiento del protón	84
4.15. Supernova SN1987A	85
4.16. Señal del colapso de una supernova	86
4.17. Secciones de choque de los neutrinos de supernova con el argón	87
5.1. Modulo de funcionamiento de GLoBES	89
5.2. Conceptos de canal, regla y experimento en GLoBES	90
5.3. Flujos de neutrinos de referencia para DUNE	93
5.4. Matriz <i>smearing</i> de energía verdadera y reconstruida en DUNE	94
5.5. Eficiencias en DUNE	95
5.6. Espectro de energía en DUNE	97
5.7. Probabilidad de oscilación en DUNE	98
5.8. Probabilidad de oscilación en DUNE con el decaimiento invisible de neutrinos	100
5.9. Probabilidad de oscilación en DUNE con el decaimiento invisible de neutrinos	101
5.10. Espectro de energía de DUNE con decaimiento invisible de neutrinos	102
5.11. Sensibilidad de DUNE al parámetro α_2 variando el δ_{CP}	104
5.12. Sensibilidad de DUNE a parámetro α_2 con distintos parámetros	105

Capítulo 1

Introducción

En la física de partículas o física de altas energías uno de los temas más importantes e interesantes en las últimas décadas y en la actualidad es la física de neutrinos. Esta importancia se debe a que los neutrinos experimentan un fenómeno de interferencia cuántica conocido como oscilación de neutrinos. La masa diferente de cero de los neutrinos conduce a este fenómeno. En Física de altas energías las componentes fundamentales de la materia y sus interacciones están descritas por el modelo estándar de partículas. Los neutrinos están descritos en dicho modelo pero éstos no poseen masa. Entonces la oscilación de neutrinos fue un fenómeno que requería ir más allá del modelo estándar.

La oscilación de neutrinos en esencia es el cambio de sabor de los neutrinos (ν_e , ν_μ y ν_τ) a medida que se trasladan en el espacio. Debido a que cada uno de los sabores es una composición en distinta proporción de sus autoestados de masa (ν_1 , ν_2 y ν_3), o también se puede observar al revés. Entonces ambas bases, la de sabor y la de masa, están relacionadas mediante una matriz denominada Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata PMNS. Los elementos de esta matriz son los parámetros de la oscilación de neutrinos que son 3 ángulos de mezcla y una fase, que se medirán experimentalmente. Por otro lado, al determinar la probabilidad de oscilación de un neutrino α a un neutrino β la parte de las masas quedará en una diferencia de masas al cuadrado, limitándonos a lo más a saber el orden de estas diferencias, mas no la masa en sí.

La importancia de los neutrinos no se limita a mostrar un requerimiento de la extensión del modelo estándar, más aún los parámetros que involucra la oscilación de neutrinos como por ejemplo la fase que viola la simetría CP. Dará grandes indicios para responder preguntas fundamentales como la explicación de la asimetría de materia y antimateria en el universo. Resolver correctamente la jerarquía de las masas ayudará a determinar una teoría de gran unificación de las distintas que existen. Todos estos problemas son abordados en experimentos como los experimentos de reactor y de acelerador.

Deep Underground Neutrino Experiment DUNE será uno de estos experimentos de acelerador. Este proyecto internacional estará ubicado en Fermilab-Chicago y en Sanford(SURF)-Dakota del Sur, que con sus masivos detectores podrá resolver los problemas como la jerarquía de masas, medir la fase de CP y además será sensible a más fenómenos.

La oscilación de neutrinos surgió debido al problema de los neutrinos solares y atmosféricos básicamente, ya que en estos experimentos se observaba un número de neutrinos de un determinado sabor, distinto al que se esperaba con el modelo que se tenía. Existieron muchas propuestas teóricas para su explicación donde la más acertada es la oscilación de neutrinos.

Una de las teorías que se planteó fue el decaimiento de neutrinos. Los hay de dos tipos uno invisible y otro visible. En el primero las partículas finales no pueden ser detectadas o no han sido observadas, de forma contraria que en el decaimiento visible. Aunque estas teorías hayan sido descartadas para explicar el problemas de los neutrinos solares y atmosféricos aún hoy pueden ser relevantes pero dentro del contexto de las oscilaciones de neutrinos, dado que estos realizan un efecto de amortiguamiento en las oscilaciones de neutrinos al considerar por ejemplo el decaimiento de ν_2 . Pero para ver estos pequeños efectos se requiere una gran sensibilidad como en DUNE.

En la presente tesis se realizarán simulaciones para ver cuán sensible sería DUNE al decaimiento invisible de neutrinos. Para eso se plantea como objetivos primero revisar en detalle la física de oscilación de neutrinos, segundo con las revisiones hechas, realizar simulaciones del espectro de eventos para DUNE con y sin el decaimiento invisible de neutrinos. La razón de la simulación del espectro o número de eventos sin decaimiento invisible es porque luego se podrá verificar con el resultado obtenido por la colaboración de DUNE, dando esto un soporte al resultado con decaimiento invisible.

Para la simulación del número de eventos se utilizará el paquete GLoBES, donde se ingresarán como datos de entrada las simulaciones de las secciones de choque, los flujos, las matrices de respuesta del detector, las simulaciones de las eficiencias del detector, y evidentemente las probabilidades de oscilación que involucren decaimientos y probabilidades estándares para el caso sin decaimiento.

Esta tesis esta organizada de la siguiente forma:

Capítulo 2, donde se encuentra el formalismo teórico, la introducción histórica, la física de neutrinos, las oscilaciones de neutrinos tanto para materia con en el vacío en dos y tres sabores y el modelo de Majoron para el decaimiento invisible de neutrinos. Todo esto muestra un panorama general de la física de oscilación de neutrinos.

Capítulo 3, en este capítulo se realiza una breve descripción de los experi-

mentos donde la longitud de oscilación sea grande. Dando una transición al experimento en el se enfoca esta tesis que está en el Capítulo 4.

Capítulo 4, en este capítulo se describe el experimento DUNE, viendo los objetivos que tendrá DUNE, además se describirán los detectores de DUNE y todo lo concerniente a la física que verá dicho experimento.

Capítulo 5 y 6, en estos dos capítulos se verán los pasos que se siguieron para obtener el espectro de eventos. Se describe también el paquete GLOBES y se presentan los resultados obtenidos. En el último capítulo se discute los resultados y se dan las conclusiones finales.



Capítulo 2

Formalismo teórico

2.1. Neutrinos – Un viaje a su historia

En¹ 1930 Wolfgang E. Pauli en una carta [2] dirigida a los asistentes de la conferencia de física en Tübingen, Alemania, sugiere la existencia de una nueva partícula eléctricamente neutra, con espín 1/2 y masa muy pequeña, como “remedio desesperado” para explicar la aparente no conservación de la energía en el decaimiento radiactivo beta visto por James Chadwick en 1914 [3]. En ese entonces se pensaba que la desintegración beta era un decaimiento de dos cuerpos,

$$\beta^- : {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{(Z+1)} Y + e^- . \quad (2.1)$$

El neutrón y el protón tienen masas muy cercanas y considerando a la partícula ${}^A_Z X$ en reposo, el protón saliente tendría muy poca energía, por lo que toda la energía restante sería llevado como energía cinética por el electrón,

$$E_{e^-} = Q \cong M({}^A_Z X) - M({}^A_{(Z+1)} Y), \quad (2.2)$$

y experimentalmente se esperaría un espectro mono-energético. Pero contrariamente a lo esperado el espectro de energía era continuo, es decir el electrón se llevaba una energía cinética desde cero; masa del electrón, hasta la energía Q , pero en cualquier punto entre m_e y Q el electrón no se esta llevando consigo toda la energía,

$$E_{e^-} = Q \cong M({}^A_Z X) - M({}^A_{(Z+1)} Y) - E_x, \quad (2.3)$$

mostrando así que al menos alguien más se estaría llevando dicha energía,

$$\beta^- : {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{(Z+1)} Y + e^- + x, \quad (2.4)$$

como se aprecia en la Figura(2.1).

¹Introducción histórica basada en las notas de clase del Profesor Alberto Gago [1]

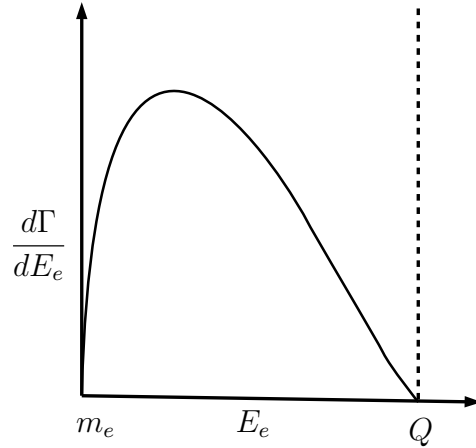


Figura 2.1: Espectro de energía del decaimiento beta, la línea continua es lo que se observaba experimentalmente, y la línea discontinua la que se esperaba.

La partícula responsable de llevarse el resto de la energía es la que postuló Pauli, posteriormente sería denominada **neutrino** por Enrico Fermi en 1934, al incluirla en la primera teoría del decaimiento beta [4]. Fermi usó los neutrones de Chadwick descubiertos en 1932 [5] y de Pauli (inicialmente llamados neutrones), y para evitar la confusión, re-nombró al neutrón de Pauli como neutrino, o pequeño neutrón en italiano. En dicha teoría, el electrón y el antineutrino² se producen durante la transición de un neutrón a un protón,



Posteriormente, en 1956, 26 años después de la carta de Pauli, mediante el decaimiento beta inverso,



donde el antineutrino electrónico es capturado por el protón y tiene como estado final un positrón y un neutrón. Frederick Reines y Clyde Cowan [6] logran finalmente detectar al antineutrino electrónico de manera indirecta, usando el reactor de Savannah River en Carolina del Sur como fuente de antineutrinos. Los antineutrinos eran producidos mediante el decaimiento beta, posteriormente esos antineutrinos interactúan con los protones de un tanque lleno de agua y cloruro de cadmio. El positrón resultante de dicha interacción se aniquila con electrón del medio liberando dos rayos gamma 2γ . Por otro lado el neutrón es capturado por el cadmio,



donde el cadmio excitado posteriormente emite un rayo gamma ${}^{109}\text{Cd}^* \rightarrow {}^{109}\text{Cd} + \gamma$ luego de $5 \times 10^{-6} \text{s}$ aproximadamente después de la emisión de los fotones

²En esa época no se diferenciaba bien los neutrinos de los antineutrinos, tal es así que en el paper de Fermi se ve como neutrino ν

provenientes de la aniquilación electrón positrón. Esa aparición de dos eventos consecutivos significó la firma inequívoca de la reacción de un antineutrino, en un proyecto al que llamaron como Proyecto Poltergeist.

Más tarde en 1962, Leon Lederman, Melvin Schwartz y Jack Steinberger en Brookhaven National Laboratory, usando una fuente de antineutrinos, producidos por el decaimiento del π ,

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.8)$$

y mediante la reacción,

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n, \quad (2.9)$$

descubren el antineutrino muónico [7] al no observar la reacción,

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n. \quad (2.10)$$

Notando así que los antineutrinos provenientes del decaimiento del pión eran diferentes del proveniente del neutrón $\nu_e \neq \nu_\mu$. La forma de obtención de neutrinos que usaron continúa en la actualidad utilizándose en experimentos de acelerador que serán discutidos con mayor detalle en el Capítulo 2.

El tercer y último sabor de los neutrinos activos³ asociado a la partícula tau, fue anunciado en el 2000 gracias a la colaboración del experimento DONUT [10] (Direct Observation of the NU Tau) en Fermilab, cerca de Chicago. El principio para dicha observación fue utilizar una fuente de neutrinos procedente de la interacción de protones con un blanco de tungsteno. De esa interacción se producían partículas D_s , donde estos decaían en un antitau y un neutrino de tau,

$$p(800\text{GeV}) + W \rightarrow D_s \rightarrow \tau^+ + \nu_\tau, \quad (2.11)$$

con un *branching ratio* Γ para $D_s \rightarrow \tau^+ + \nu_\tau$ de 5.6 %, es decir alrededor del 5 % de los neutrinos debían ser neutrinos de tau. Comentario a parte hay que mencionar que actualmente en NuMI el haz de neutrino provenientes de Main Injector del Fermilab son producidos por la interacción de protones a 120GeV menor del que fue usado para detectar al neutrino de tau. Una vez obtenido un flujo de neutrinos de tau ν_τ , se hacen interactuar,

$$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p, \quad (2.12)$$

³Existen solo tres neutrinos activos. Esto se vio midiendo la anchura del decaimiento invisible de la partícula $Z \rightarrow \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha$, que implícitamente da a conocer la universalidad, es decir la partícula Z acopla de la misma forma con el ν_e , ν_μ y el ν_τ , por lo tanto el Branching Ratio Γ total del Z es proporcional al número de sabores de neutrinos, lo que experimentalmente se observó [8], evidenciando así el número de neutrinos activos como $N_\nu = 2,92 \pm 0,05$ [9].

las partículas de tau producidas de esa interacción, ecuación (2.12) decaen rápidamente en,

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu. \quad (2.13)$$

Entonces la señal para ver el neutrino de tau es medir con precisión la diferencia del vértice donde el neutrino interactúa y donde la partícula de tau decae, siendo esto al rededor de $2mm$.

2.1.1. Neutrinos solares y atmosféricos

Los neutrinos son las partículas elementales más abundantes en el universo visible [11] después del fotón. Existen diversas fuentes de neutrinos como los neutrinos procedentes del sol, los atmosféricos, extragalácticos, neutrinos procedentes de reactores y de aceleradores que serán discutidos con mayor detalle en el capítulo 2. Ahora vemos dos de estas fuentes de importancia histórica a continuación.

Neutrinos solares

En el siglo XIX aun no se sabía con exactitud, el mecanismo mediante el cual el sol producía su energía. Una de la explicaciones era que la energía procedente de sol provenía de la contracción gravitacional, que tomando en cuenta la energía potencial gravitacional de una esfera uniforme,

$$U = -\frac{3GM^2}{5R}, \quad (2.14)$$

aplicando el teorema *virial* y usando el mecanismo de KelvinHelmholtz, se obtenía una edad del sol de

$$\frac{U_r}{L_\odot} \approx \frac{1,1 \times 10^{41} \text{ J}}{3,9 \times 10^{26} \text{ W}} \approx 8\,900\,000 \text{ años}, \quad (2.15)$$

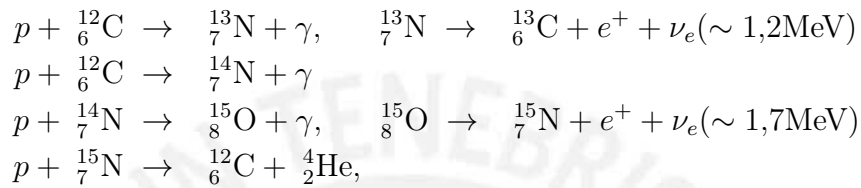
donde L_\odot es la luminosidad del sol. Donde dicho resultado es muy distinta a la que hoy sabemos,

$$8,9 \times 10^6 \text{ años} \neq 4,57 \pm ,11 \text{Giga-años [12, 13]}. \quad (2.16)$$

Esta diferencia ocurría debido a que no se estaba considerando la forma principal por la cual el sol produce energía, la fusión nuclear, presentada por George Gamow [14] en 1928, donde los protones vencen la barrera de Coulomb, siendo esto posible debido a la alta temperatura que hay en el centro del sol ($\sim 10^7\text{K}$), que se traduce en una alta energía cinética. Debido a estas condiciones se da la posibilidad de vencer dicha barrera y finalmente fusionarse.

En 1938 Charles Critchfield y Hans Albrecht Bethe usando la fusión nuclear, descubren un grupo de reacciones, una en las que interviene el carbono, el nitrógeno y el oxígeno como catalizadores en un ciclo que se repetía varias veces mientras dura el hidrógeno⁴ conocido como ciclo **CNO**. Y otra en la que intervienen protones, este ciclo es conocido como **p-p**.

El ciclo CNO consiste en la fusión de cuatro protones con dos carbonos y dos nitrógenos cada uno de la siguiente forma:



donde p es el hidrógeno ${}^1_1\text{H}$ por simplicidad, en las reacciones se pueden observar a los dos neutrinos.

Por otro lado está el ciclo $p - p$, ciclo que es el más importante en estrellas como la nuestra y dicho ciclo es descrito en la Figura (2.2),

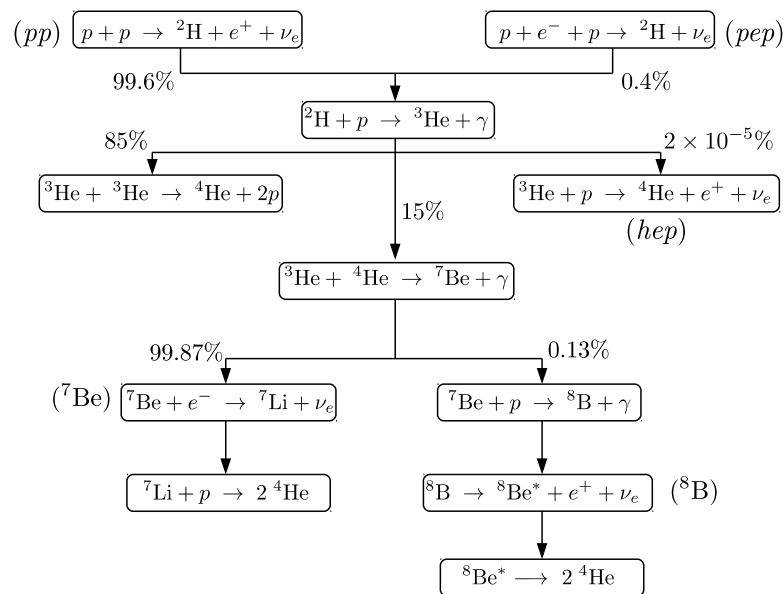


Figura 2.2: Ciclo $p - p$, Figura tomada de [16]

⁴El sol está compuesto en términos de átomos de 92.1 % de hidrógeno y 7.8 % de helio, y en masa aproximadamente de 70.6 % de hidrógeno y 27.4 % de helio [15].

La figura (2.2) parte de dos reacciones, una(reacción pp) de la fusión $p + p$ y dos(reacción pep) de la fusión $p + e$. Estas primeras reacciones generan neutrinos en sus estados finales con distintas probabilidades como se ve en la figura, además en ambas reacciones se observa en sus estados finales deuterios que posteriormente éstos se fusionan con un hidrógeno, produciendo así un helión y un fotón, ${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$. El helión puede fusionarse en un 85 % de las veces con otro helión, un 15 % con un isótopo de helio-4 y un 2×10^{-5} % de las veces con un hidrógeno(reacción hep), obteniendo los resultados mostrados en figura. De todas las reacciones del Helión nos concentramos en la fusión con un isotopo de helio-4 del cual se producirá un berilio y un fotón. El berilio se fusiona con una probabilidad de 99.87 % con un electrón, y un 0.13 % con un hidrógeno. De la primera reacción se produce un neutrino electrónico y litio-7 que posteriormente se fusiona con un hidrógeno dando lugar a ${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2{}^4\text{He}$. Por otro lado la fusión del Berilio-7 con un hidrógeno produce boro-8 más un fotón. El boro-8, decae en un elemento inestable; el berilio-8 más un positrón y un neutrino. Finalmente el berilo-8 decae en dos helio-4, ${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2{}^4\text{He}$, como en la fusión de litio-7 con un hidrógeno.

A toda la descripción anterior se le conoce como *modelo estándar solar*. Para ese modelo es necesario observar las partículas que se producen del producto de todas estas fusiones, pero como todo esto ocurre en el núcleo del sol, sólo los neutrinos son viables para esta comprobación, ya que éstos interactúan mediante fuerza débil y gravitacional, detalles que serán discutidos en la próxima sección.

Neutrinos atmosféricos

Los neutrinos atmosféricos proceden de una cadena de procesos que inicia con la interacción de los rayos cósmicos⁵ con las moléculas de la atmósfera. De esta interacción se producen piones y estos decaen en un ν_μ y un $\bar{\mu}$ o en $\bar{\nu}_\mu$ y μ dependiendo de la carga del pión, seguidamente el muón decae en un electrón más un antineutrino electrónico y un neutrino muónico y su respectiva carga contraria para el caso del antimuón,

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

observando una relación de dos a uno de los ν_μ con respecto a los ν_e , es decir,

$$\frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \approx 2, \quad (2.17)$$

⁵Los rayos cósmicos son partículas altamente energéticas, que pueden ser electrones, positrones y protones o núcleos de átomos.

como se ilustra en la Figura 2.3. Los neutrinos atmosféricos a diferencia de los neutrinos solares son mas energéticos, alrededor de 1 GeV. Por otro lado para saber que se están detectando neutrinos atmosféricos se tiene que observar la relación de dos a uno (2.17).

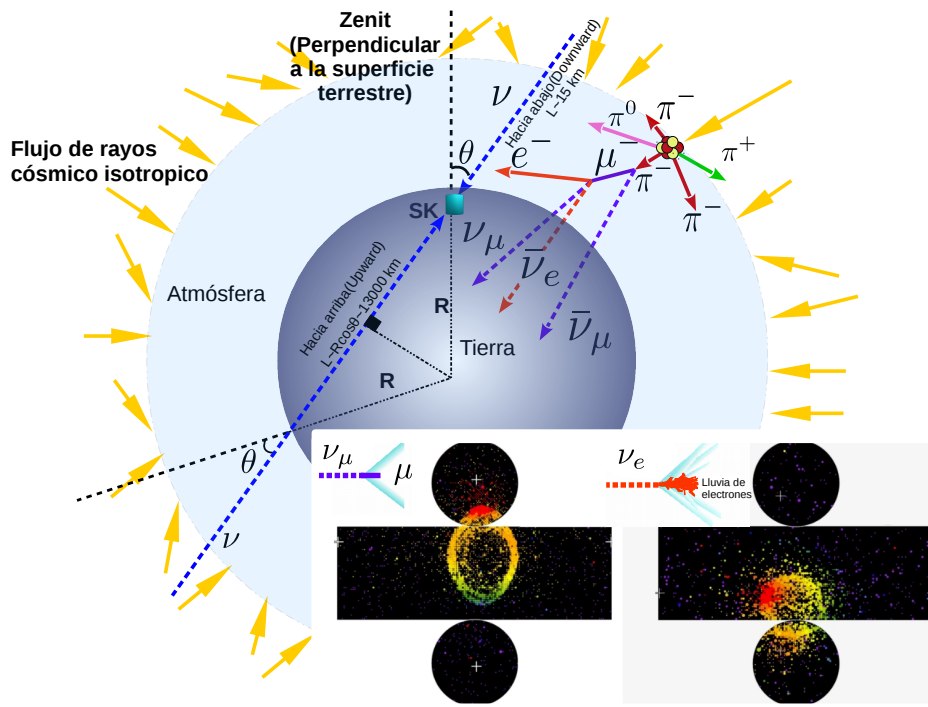


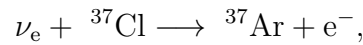
Figura 2.3: Ilustración (no a escala) de la interacción de los rayos cósmicos con moléculas de la atmósfera, que posteriormente producirán neutrinos, e ilustración de la trayectoria de los neutrinos respecto al zenit. Además ejemplo de eventos reconstruidos de neutrino muónico y electrónico de Super-Kamiokande. Figura adaptada de [17, 18, 19].

2.1.2. Primeros experimentos e indicios de oscilaciones

Existen tres tipos de experimentos que detectan neutrinos, están los que usan radioquímicos (Homestake, SAGE, GNO, GALLEX), los que usan el efecto Cherenkov en el agua (Kamiokande, Super-Kamiokande, SNO) y los que usan líquidos centelladores (Borexino, KamLAND). Veamos algunos de estos experimentos.

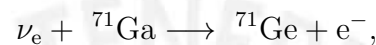
Los primeros intentos exitosos de detectar neutrinos solares estuvieron encabezados por Raymond Davis, Jr. y John N. Bahcall a finales de 1960 [20], en la mina de Homestake, en Lead, Dakota del Sur, usando cloro-37, para detectar

neutrinos de energía hasta de 814keV. La reacción que usaron fue la siguiente,



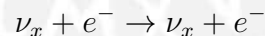
donde el neutrino electrónico al interactuar con el átomo de cloro-37 se transforma en un isótopo radiactivo de argón-37, y este finalmente puede ser extraído y contado.

Otro experimento que más tarde empezó a funcionar fue SAGE(Soviet American Gallium Experiment, o también llamado Russian-American Gallium Experiment) en 1985, enfocados en el ciclo $p - p$. SAGE usó la reacción,



donde el átomo estable de galio se transforma en un isótopo radiactivo de germanio, y este posteriormente decae por ser inestable con un espectro característico, que los físicos de SAGE podían detectar y contar. De esta forma, ellos podían medir el flujo de neutrinos solares, con una sensibilidad para ver el espectro energético de los neutrinos desde un umbral de 0,233 MeV hasta casi todo el espectro [21].

En todos los casos anteriores sólo se cuenta la cantidad de eventos, sin saber ni la dirección ni el tiempo de llegada, que ocurre similarmente con experimentos como GALLEX que posteriormente se convierte en GNO(Gallium Neutrino Observatory). Pero existen otros experimentos que si permiten detectar la dirección, el tiempo de llegada y la energía como SuperKamiokande (SuperK, SK) [22] un detector de neutrinos situado debajo del montaña Ikeno cerca de la ciudad de Hida, prefectura de Gifu, Japón. Que empezó a tomar datos en 1996. Consiste en un detector de agua Cherenkov⁶ de 22.5 kilotons, que detecta neutrinos electrónicos provenientes del boro-8, mediante la dispersión del neutrino con el electrón de la siguiente forma,



donde $x = e, \mu, \tau$. El espectro de energía de los neutrinos solares, y la sensibilidad de los detectores se muestra en la Figura 2.4.

Teniendo todas las medidas de los experimentos y luego contrastando con el modelo estándar solar se evidenciaba una inconsistencia como se precia en Figura 2.5. Donde no se sabía si el problema era el Modelo estándar Solar o la física que esta estaba detrás de los neutrinos. A este problema se le denominó problema de los neutrinos solares que fue resuelto más tarde por el experimento Sudbury Neutrino Observatory (SNO) que detectó a los neutrinos solares

⁶El efecto Cherenkov ocurre cuando una partícula cargada se mueve a través de un medio dispersivo más rápido que la velocidad de la luz en dicho medio.

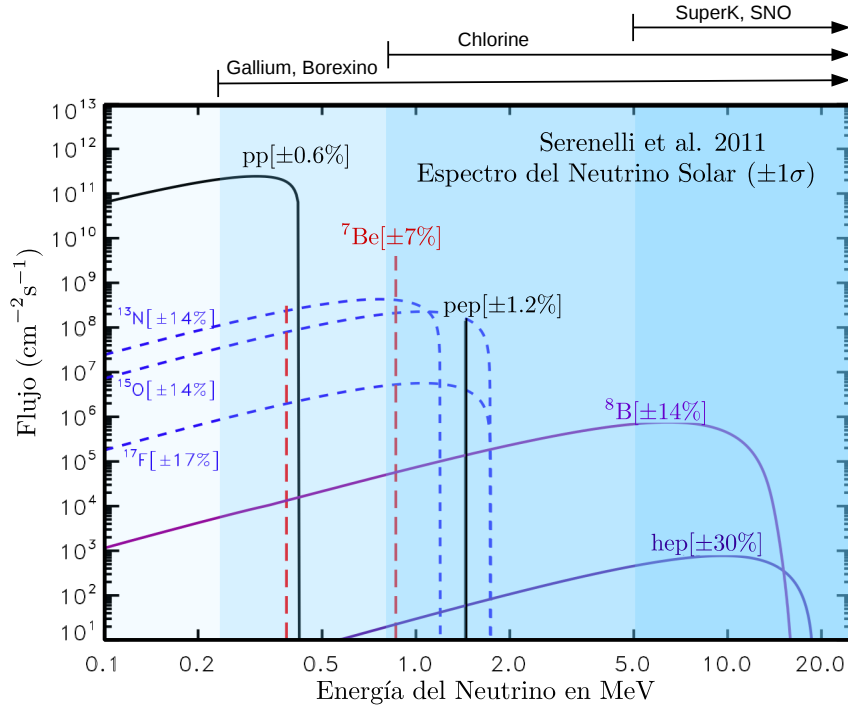
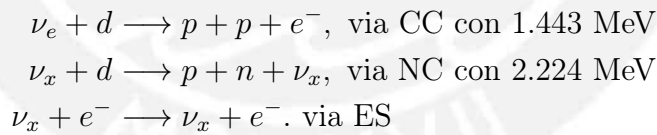


Figura 2.4: Espectro de energía de los neutrinos solares, junto con el Modelo estándar Solar, figura adaptada de [23, 24], para mostrar el alcance de los experimentos, donde las líneas continuas son para el ciclo $p - p$, y las líneas discontinuas son para el ciclo CNO.

través de interacción de corriente cargada (CC) y corriente neutra (NC) de los neutrinos con deuterio y mediante dispersión elástica (ES) de electrones;



El canal de corriente neutra es sensible de igual forma con todos los demás neutrinos activos, mientras que el canal de la dispersión elástica es sensible preponderantemente al neutrino electrónico. Entonces para determinar el flujo total de los neutrinos es preciso medir el el flujo de corriente neutra(NC) [25, 26].

El resultado de los flujos que obtuvo SNO fueron:

$$\begin{aligned} \phi_{CC} &= 1,72^{+0,05}_{-0,05}(\text{stat})^{+0,11}_{-0,11} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \phi_{NC} &= 4,81^{+0,19}_{-0,19}(\text{stat})^{+0,28}_{-0,27} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \phi_{ES} &= 2,34^{+0,23}_{-0,23}(\text{stat})^{+0,15}_{-0,14} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \end{aligned}$$

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall–Serenelli 2005 [BS05(OP)]

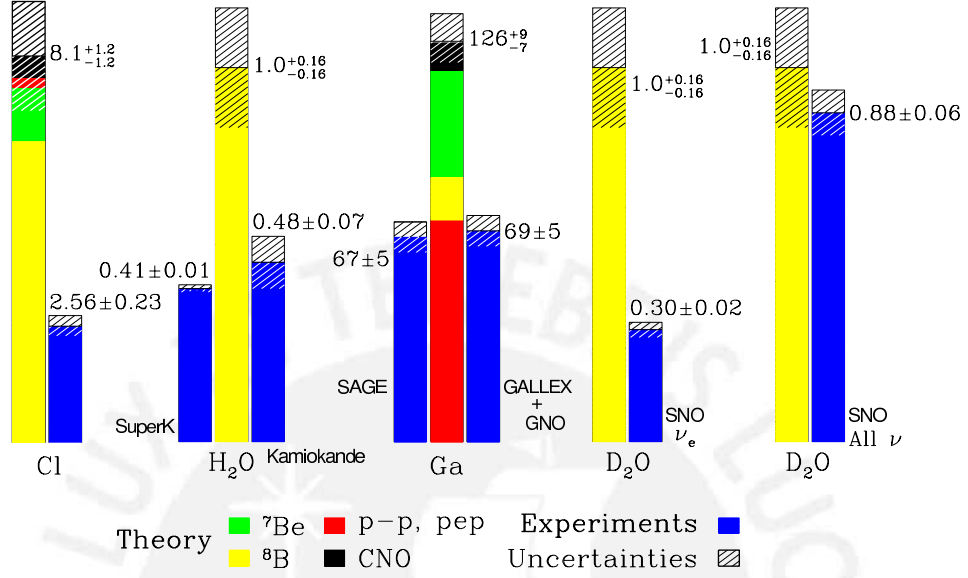


Figura 2.5: Teoría versus experimento. Comparación de las predicciones del modelo solar estándar más el modelo estándar de interacciones electrodébiles con las tasas medidas en todos los experimentos con neutrinos solares, tomado de [27].

y flujos de $\phi_{\mu\tau}$, donde,

$$\phi_{\mu\tau} = \phi(\nu_{\mu}) + \phi(\nu_{\tau}), \quad (2.18)$$

como:

$$\phi_{\mu\tau}^{NC} = 3,09 \pm 0,22(\text{stat})_{-0,27}^{+0,30} \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1},$$

$$\phi_{\mu\tau}^{ES} = 3,97 \pm 1,56(\text{stat})_{-0,89}^{+0,92} \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1},$$

con ratio de,

$$\frac{\phi_{CC}}{\phi_{CN}} = 0,358 \pm 0,021(\text{stat})_{-0,029}^{+0,028} \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1},$$

$$\frac{\phi_{CC}}{\phi_{ES}} = 0,736 \pm 0,079(\text{stat})_{-0,049}^{+0,050} \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1},$$

que eran compatibles con el modelo estándar solar y se aprecia con más detalles en la Figura 2.6.

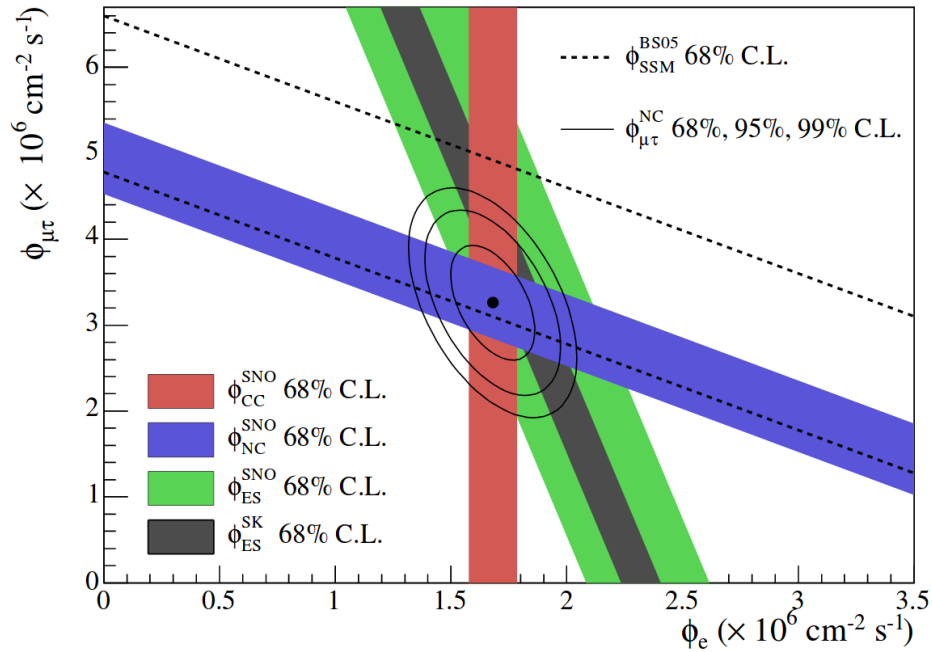


Figura 2.6: Flujo de ν_μ y ν_τ versus el flujos de ν_e , donde la banda roja indica CC, la azul NC y la verde ES, la banda gris paralela a la banda verde es el resultado del experimento Super-Kamiokande [28]. La línea discontinua es el flujo predicho por el modelo estándar solar para ^8B , y la intersección de las bandas representa $\pm\sigma$ de incertidumbre. Además de observa la compatibilidad del modelo estándar solar con el flujo de NC, tomado de [25].

La explicación anterior evidencia que el problema no era el modelo estándar solar. Todo apuntaba a un problema de nuestro entendimiento de la física de partículas. Además de eso se sumaron los resultados de Super-Kamiokande que mostraban una inconsistencia entre el flujo de neutrinos que se esperaba con el que se observaba como se ve en la Figura (2.7) y Figura (2.8).

Los neutrinos muónicos que recorrían mayor distancia eran más inconsistentes que los neutrinos electrónicos. Esto junto con el problema de los neutrinos solares evidenciaba que los neutrinos habían cambiado de sabor. Esto motivó la revisión de la teoría detrás de los neutrinos que finalmente se solucionó y cuya descripción veremos en la siguiente sección.

Los primeros intentos para explicar el problema de los neutrinos solares y atmosféricos partían desde cuestionar el modelo estándar solar, pasando por soluciones que involucraban el cambio de sabor vía interacción neutrino-materia sin recurrir directamente a la masa de neutrinos ni la mezcla [30]. Otros proponían una solución supersimétrica, usando la extensión unificada simple del modelo mínimo estándar supersimétrico con violación bilineal de la paridad R,

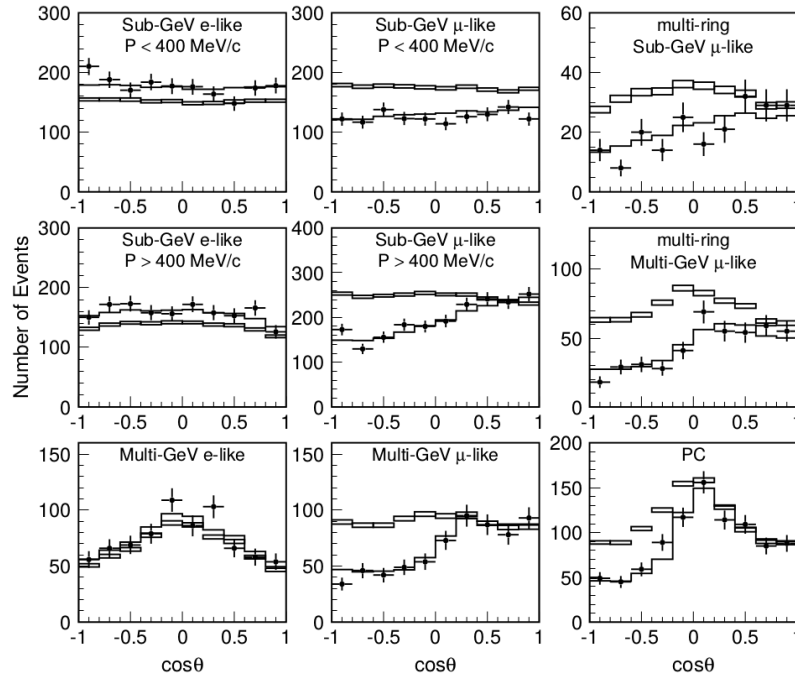


Figura 2.7: Distribución de ángulo zenit versus el número de e^- y μ de un solo anillo, varios anillos(multi-ring) y parcialmente contenidos (PC) en el detector, con rango de momentum por debajo y sobre 400 MeV/c y energías de Sub-GeV (0.1-2GeV) y Multi-GeV(1-100GeV). Donde el $\cos \theta = 1$ corresponde a eventos *downward* con una longitud $L \sim 15$ km. y $\cos \theta = -1$ corresponde a eventos *upward* con $L \sim 13000$ km.. Los puntos con error son los datos, los rectángulos vacíos son la teoría sin contemplar oscilación de neutrinos y la línea continua es el mejor ajuste considerando oscilación de neutrinos, concretamente $\nu \leftrightarrow \nu_\tau$ con $\sin^2 2\theta_{23} = 1,0$ y $\Delta m_{31}^2 = 2,1 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, Figura tomada de [29].

que proporcionaba un esquema predictivo para la masa del neutrino que podía explicar las anomalías de neutrinos atmosféricos y solar observadas en términos de mezcla bimaximal de neutrinos [31]. También había soluciones exóticas que veían la posibilidad de explicar el problema del neutrino solar a través de las oscilaciones de neutrinos de larga longitud de onda inducidas por una pequeña ruptura del principio de equivalencia débil de la relatividad general [32]. Pero la explicación acertada fue dada entre los años 1957 - 1958 por Bruno Pontecorvo poco después de que el grupo de Chien-Shiung Wu descubriera la violación de paridad en decaimientos beta [33] y que la teoría de dos componentes de neutrino no masivos⁷ fuera propuesta por Chen-Ning Yang, Tsung-Dao Lee [34], Abdus Salam [35] y Lev Landau [36], y la posterior confirmación de la

⁷Teoría según la cual el neutrino y el antineutrino tienen exactamente la masa en reposo cero, y el espín del neutrino es siempre antiparalelo a su movimiento(Helicidad negativa), mientras que el espín del antineutrino es paralelo a su movimiento(Helicidad Positiva).

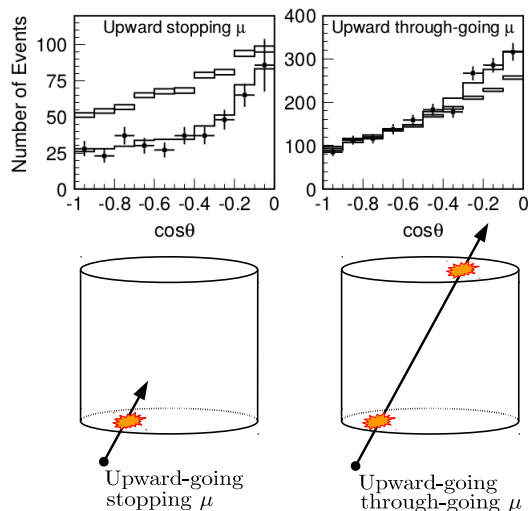


Figura 2.8: Distribución del ángulo zenit versus el número de eventos muónicos *upward stopping* y *upward through-going*, las figura es la continuación de la Figura (2.7), tomado de [29].

helicidad⁸ por Maurice Goldhaber [37].

Pontecorvo inicialmente vio la posibilidad de oscilación de neutrino a antineutrino $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ en el vacío [38] motivado por buscar un fenómeno análogo a la oscilación de $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ en leptones publicado en 1955 por Murray Gell-Mann y Abraham Pais [39], pero el trabajo dedicado de Pontecorvo a la oscilación de neutrinos fue publicado en 1958 [40], donde en ese entonces solo se sabía la existencia de un tipo o sabor de neutrino. Pontecorvo parte creyendo que el neutrino podría ser una partícula mixta, dando esto la posibilidad de la transformación de $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ en el vacío, siempre que se viole el número leptónico, y asume que los neutrinos y antineutrinos emitidos por el decaimiento beta y beta inverso son partículas diferentes, además la ley de conservación de la carga de neutrinos no es válida y consecuentemente los procesos del tipo $p \rightarrow n + \beta^+ + \bar{\nu}$ y $n \rightarrow p + \beta^- + \nu$ son posibles pero con menor probabilidad, es decir como que existiera una fuerza “más débil” que no conserve el número leptónico. Con esa asunción Pontecorvo menciona que puede un neutrino transformarse en un antineutrino y viceversa en el vacío, significando esto que los neutrinos y los antineutrinos son partículas resultantes de la mezcla simétrica y antisimétrica de dos partículas auténticamente neutras de Majorana ν_1 y ν_2 de diferente

⁸La helicidad es una magnitud física asociada al espín (\mathbf{S}), obtenida proyectando el espín sobre la dirección de momentum (\mathbf{p}), y cuya definición es: $h = \frac{\mathbf{S} \cdot \mathbf{p}}{\hbar \|\mathbf{p}\|}$

paridad combinada, menciona Pontecorvo,

$$\begin{aligned} |\nu\rangle &= \alpha |\nu_1\rangle + \beta |\nu_2\rangle \\ |\bar{\nu}\rangle &= \alpha |\nu_1\rangle - \beta |\nu_2\rangle, \end{aligned} \quad (2.19)$$

con pequeñas masa m_1 , m_2 . Para los estados de Majorana finalmente Pontecorvo concluye mencionando que esa oscilación no podría ser vista en el laboratorio por la distancia de la fuente al detector, lo que hoy se conoce como *baseline*, pero si podría verse en escalas astronómicas.

Mas tarde en 1962 la idea de Pontecorvo fue discutida por Ziro Maki, Masami Nakagawa y Shoichi Sakata [41], proponiendo una teoría de mezcla de neutrinos, suponiendo la existencia de dos tipos de neutrinos, para luego construir un posible modelo modificado que sería la generalización del modelo que llaman Sakata-Nagoya, que tiene una propiedad característica para los leptones,

$$\begin{aligned} \nu_e &= \nu_1 \cos \delta - \nu_2 \sin \delta \\ \nu_\mu &= \nu_1 \sin \delta + \nu_2 \cos \delta. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Pero la oscilación de sabor en si no es discutida, sin embargo ellos mencionan una “transformación virtual ” de $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$, calculando el tiempo de ocurrencia $\sim 10^{-8}$ s.

En 1967 Pontecorvo vuelve a publicar un trabajo relacionado a la oscilación de neutrinos [42], en él examina la oscilación de $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$ y la oscilación de $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ llamando a $\bar{\nu}_L$ estéril discutiéndose esto en 1969 junto Gribov, donde se sugiere la existencia de neutrinos de mano izquierda y antineutrinos de mano derecha en la naturaleza [43].

Finalmente se hace el primer *review* de oscilación de neutrinos [44] que toma como punto importante y que también se toma para actuales trabajos que primero los neutrinos tienen una masa pequeña y no hay principio que requiera lo contrario. Segundo que la oscilación de neutrinos es un fenómeno de interferencia basado en la mecánica cuántica de un sistema mixto, que es el mejor método para averiguar las diferencias de masa, y tercero los experimentos con neutrinos de diferentes fuentes son sensibles a diferentes diferencias de masa al cuadrado de neutrinos. Además los experimentos de oscilaciones de neutrinos deben realizarse con neutrinos de todas las fuentes existentes [45].

2.2. Física de neutrinos

2.2.1. Modelo estándar y neutrinos

En esta subsección describiremos el modelo estándar enfatizando en la interacción de los neutrinos sin entrar en detalle a otras interacciones.

El modelo estándar de partículas elementales es una teoría cuántica de campos basada en el grupo de simetría gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. El grupo $SU(3)_C$ con C que hace referencia a la carga de color, describe a la cromodinámica cuántica o QCD en inglés, que básicamente es la teoría que describe la fuerza (fuerza nuclear fuerte) entre los quarks, este posee 8 campos de bosones gauge bicoloreados sin masa denominados *gluones*.

El grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ describe al modelo electrodébil, donde L representa el campo levógiro y Y la hipercarga débil [46, 47, 48]; teoría que unifica la electrodinámica cuántica con la fuerza nuclear débil, que previo a la ruptura espontánea de simetría posee campos de bosones gauge sin masa B asociado a $U(1)_Y$ y campos zurdos de bosones sin masa A^1, A^2 y A^3 asociados a $SU(2)_L$. Luego de la ruptura espontánea de simetría sólo queda una simetría remanente de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ electromagnético que posee un campo de bosón sin masa llamado *fotón* que proviene de la combinación lineal de A^3 y B al igual que el bosón Z ; ya un campo masivo. También los bosones W^\pm adquieren masa, además son el producto de la combinación de A^1 y A^2 .

La densidad lagrangiana del modelo estándar para el sector electrodébil puede ser escrita como

$$\mathcal{L}_{SU(2) \times U(1)} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{int}, \quad (2.21)$$

donde $\mathcal{L}_f, \phi, gauge$ se refieren al campo fermiónico, escalar y vectorial respectivamente y \mathcal{L}_{int} es el lagrangiano que representa todas las interacciones posibles, donde por ejemplo lagrangiano gauge y escalar tiene la forma previa ruptura de simetría,

$$\mathcal{L}_{gauge, \phi} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + (D_\mu \varphi)^\dagger D^\mu \varphi - \lambda \left(\varphi^\dagger \varphi - \frac{v^2}{2} \right)^2, \quad (2.22)$$

donde

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g \varepsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned}$$

con $a = 1, 2, 3, g, g'$ son acoplamientos gauge y ε^{abc} que representa la asimetría. Además A_μ^a y B_μ son los campos gauge $SU(2)$ y $u(1)$ respectivamente. Por otro

lado la derivada covariante de φ es

$$D_\mu\varphi = \partial_\mu\varphi - i\frac{g}{2}\tau^a A_\mu^a\varphi - i\frac{g'}{2}B_\mu\varphi, \quad (2.23)$$

donde τ^a son matrices de Pauli y el campo escalar φ es de la forma

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}.$$

Posterior a la ruptura espontánea de simetría por ejemplo parte del termino cinético contendrá todos los término cuadráticos del lagrangiano que se muestra a continuación

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_K = & -\frac{1}{2}\mathcal{W}_{\mu\nu}^+\mathcal{W}_{\mu\nu}^- + m_W^2 W_\mu^+ W_\mu^- && \leftarrow W^\pm \text{ adquiere masa} \\ & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} && \leftarrow \text{fotón} \\ & -\frac{1}{4}\mathcal{Z}_{\mu\nu}\mathcal{Z}^{\mu\nu} + \frac{m_Z^2}{2}Z_\mu Z^\mu && \leftarrow Z^0 \text{ adquiere masa} \\ & +\frac{1}{2}(\partial_\mu\chi)^2 - \frac{m_\chi^2}{2}\chi^2, && \leftarrow \text{higgs} \end{aligned}$$

donde los campos son

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{gv}{2} & \mathcal{Z}_{\mu\nu} &= \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu \\ m_Z &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2} = \frac{m_W}{\cos\vartheta_W} & F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \\ m_\chi &= \sqrt{2\lambda}v & \mathcal{F}_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a \\ & & \mathcal{W}_{\mu\nu}^\pm &= \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm, \end{aligned} \quad (2.24)$$

donde los campos $F_{\mu\nu}$, $Z_{\mu\nu}$, $W_{\mu\nu}^\pm$ son los que contienen las autointeracciones y son de la forma $X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu + gf^{abc}X_\mu^b X_\nu^c$, además

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 \mp iA_\mu^2) \quad (2.25)$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gA_\mu^3 - g'B_\mu) = \cos\vartheta_W A_\mu^3 - \sin\vartheta_W B_\mu \quad (2.26)$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gB_\mu + g'A_\mu^3) = \cos\vartheta_W B_\mu + \sin\vartheta_W A_\mu^3, \quad (2.27)$$

el angulo ϑ_W es el ángulo de Weinberg, que se define de la siguiente forma,

$$g \sin \vartheta_W = g' \cos \vartheta_W = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = e \quad \Longrightarrow \quad \tan \theta_W = \frac{g'}{g}. \quad (2.28)$$

Para los neutrino nos enfocamos en el lagrangiano de interacción de los fermiones con los bosones gauge \mathcal{L}_{int} ,

$$\mathcal{L}_{int} = -i(gJ_q^\mu \cdot A_\mu^a + \frac{g'}{2}J_Y^\mu B_\mu) \quad (2.29)$$

donde J_q^μ la corriente quirral y tiene la forma,

$$J_q^\mu = \frac{1}{2} \underbrace{\sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\Psi}_{lL} \gamma^\mu \tau_i \Psi_{lL}}_{Leptones} + \frac{1}{2} \underbrace{\sum_{i=1,2,3} \bar{\Psi}_{iL} \gamma^\mu \tau_i \Psi_{iL}}_{Quarks}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (2.30)$$

donde $\Psi_{lL} = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}$ con $l = e, \mu, \tau$, y $\Psi_{1L} = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L' \end{pmatrix}$, $\Psi_{2L} = \begin{pmatrix} c_L \\ s_L' \end{pmatrix}$ y $\Psi_{3L} = \begin{pmatrix} t_L \\ b_L' \end{pmatrix}$ con u, c, t quarks *up, charm y top* respectivamente y los d', s', b' son la combinación lineal de los quarks físicos d, s, b *down, strange y bottom*:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

donde V es la matriz CKM(CabibboKobayashiMaskawa). Ahora construyamos la corriente de hipercarga débil J_Y^μ partiendo de la formula de Gell-Mann-Nishijima $Q = I^3 + \frac{1}{2}Y$

$$\begin{aligned} J_Y^\mu &= 2J_{em}^\mu - 2J_3^\mu, \\ &= \sum_{l=e,\mu,\tau} 2(-\bar{l}_L \gamma^\mu l_L - \bar{l}_R \gamma^\mu l_R) - 2\left(\frac{1}{2}(\bar{\nu}_{lL} \gamma^\mu \nu_{lL} - \bar{l}_L \gamma^\mu l_L)\right), \\ &= \sum_{l=e,\mu,\tau} -\bar{l}_L \gamma^\mu l_L - \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L - 2\bar{l}_R \gamma^\mu l_R. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Por otro lado de (2.25) obtenemos

$$A_\mu^1 = \frac{\sqrt{2}}{2}(W_\mu^+ + W_\mu^-) \quad (2.33)$$

$$A_\mu^2 = \frac{\sqrt{2}}{2}i(W_\mu^+ - W_\mu^-), \quad (2.34)$$

descompongamos las corrientes de (2.30)

$$J_1^\mu = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_{lL}, \bar{l}_L)\gamma^\mu \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_{lL}\gamma^\mu l_L + \bar{l}_L\gamma^\mu \nu_{lL}) \quad (2.35)$$

$$J_2^\mu = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_{lL}, \bar{l}_L)\gamma^\mu \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(-i\bar{\nu}_{lL}\gamma^\mu l_L + i\bar{l}_L\gamma^\mu \nu_{lL}) \quad (2.36)$$

$$J_3^\mu = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_{lL}, \bar{l}_L)\gamma^\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_{lL}\gamma^\mu \nu_{lL} - \bar{l}_L\gamma^\mu l_L), \quad (2.37)$$

para ver la forma de la corriente leptónica en (2.30) junto al campo A_μ^a en (2.29) tomando en cuenta (2.33),(2.34),(2.35),(2.36) obtenemos

$$\begin{aligned} J^\mu A_\mu^a &= J_1^\mu A_\mu^1 + J_2^\mu A_\mu^2 + J_3^\mu A_\mu^3 \\ &= \underbrace{\frac{\sqrt{2}}{2}\bar{\nu}_{lL}\gamma^\mu l_L W_\mu^+ + \frac{\sqrt{2}}{2}\bar{l}_L\gamma^\mu \nu_{lL} W_\mu^-}_{\text{Corriente cargada } W^\pm} + \underbrace{J_3^\mu A_\mu^3}_{\text{parte neutra}}, \end{aligned} \quad (2.38)$$

con lo que se obtuvo en (2.38) y teniendo en cuenta que $u_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)u$ podemos escribir el lagrangiano de la corriente cargada,

$$\mathcal{L}_{int}^{CC} = \sum_{l=e,\mu,\tau} \left(-\frac{g}{2\sqrt{2}} \underbrace{\bar{\nu}_l\gamma^\mu(1-\gamma^5)l}_{J_\mu^{CC}} W_\mu^+ - \frac{g}{2\sqrt{2}} \underbrace{\bar{l}_l\gamma^\mu(1-\gamma^5)\nu_l}_{J_\mu^{CC\dagger}} W_\mu^- \right), \quad (2.39)$$

donde la corriente cargada débil tiene la estructura V-A(vectorial-axial)⁹

Ahora veamos el lagrangiano para la corriente neutra, para ello de la ecuación (2.27) y (2.26) despejamos

$$A_\mu^3 = \cos \vartheta_W Z_\mu + \sin \vartheta_W A_\mu \quad (2.40)$$

$$B_\mu = -\sin \vartheta_W Z_\mu + \cos \vartheta_W A_\mu, \quad (2.41)$$

Para obtener el lagrangiano recordemos la parte neutra de (2.38), el producto $J_\mu^Y B_\mu$, y las relaciones de (2.40), (2.41) y (2.28), del cual obtenemos:

⁹De acuerdo experimentalmente ver [49, 7]

$$\begin{aligned}
-gJ_3^\mu A_{\mu 3} - \frac{g'}{2} J_Y^\mu B_\mu &= -gJ_3^\mu A_{\mu 3} - g'(J_{em}^\mu - J_3^\mu)B_\mu \\
&= -gJ_3^\mu (\cos \vartheta_W Z_\mu + \text{sen } \vartheta_W A_\mu) \\
&\quad - g'(J_{em}^\mu - J_3^\mu) (-\text{sen } \vartheta_W Z_\mu + \cos \vartheta_W A_\mu) \\
&= -J_3^\mu \left[g(\cos \vartheta_W Z_\mu + \text{sen } \vartheta_W A_\mu) - g'(-\text{sen } \vartheta_W Z_\mu + \cos \vartheta_W A_\mu) \right] \\
&\quad - g'J_{em}^\mu (-\text{sen } \vartheta_W Z_\mu + \cos \vartheta_W A_\mu) \\
&= -J_3^\mu \left[g(\cos \vartheta_W Z_\mu + \text{sen } \vartheta_W A_\mu) - \frac{g \text{sen } \vartheta_W}{\cos \vartheta_W} (-\text{sen } \vartheta_W Z_\mu + \cos \vartheta_W A_\mu) \right] \\
&\quad - \frac{g \text{sen } \vartheta_W}{\cos \vartheta_W} J_{em}^\mu (-\text{sen } \vartheta_W Z_\mu + \cos \vartheta_W A_\mu) \\
&= -gJ_3^\mu \left[\cos \vartheta_W Z_\mu + \text{sen } \vartheta_W A_\mu + \frac{\text{sen}^2 \vartheta_W}{\cos \vartheta_W} Z_\mu - \text{sen } \vartheta_W A_\mu \right] \\
&\quad - \frac{g \text{sen}^2 \vartheta_W Z_\mu}{\cos \vartheta_W} J_{em}^\mu - \text{sen } \vartheta_W g A_\mu J_{em}^\mu \\
&= -\frac{gZ_\mu}{\cos \vartheta_W} \left[J_3^\mu - \text{sen}^2 \vartheta_W J_{em}^\mu \right] - \underbrace{J_{em}^\mu g' \cos \vartheta_W A_\mu}_{\text{Parte neutra que involucra al } \gamma \text{ (fotón)}}, \tag{2.42}
\end{aligned}$$

ahora enfoquémonos en la parte que involucra a los neutrinos vía corriente neutra (NC), finalmente el lagrangiano,

$$\mathcal{L}_{int}^{NC} = -\frac{gZ_\mu}{\cos \vartheta_W} \frac{1}{2} (\bar{\nu}_{lL} \gamma^\mu \nu_{lL}),$$

podemos también escribir la contribución neutra de la forma,

$$\mathcal{L}_{int}^{NC} = -\frac{gZ_\mu}{2 \cos \vartheta_W} \underbrace{(\bar{\nu}_l \gamma^\mu (\frac{1 - \gamma^5}{2}) \nu_l)}_{J_\mu^{NC}}. \tag{2.43}$$

De esa forma hemos obtenido las dos corrientes para los neutrinos.

Teoría efectiva de Fermi

Una teoría efectiva de campos es una descripción aproximada de un fenómeno físico en una escala de energía determinada que incluye los grados de libertad apropiados para describir ese fenómeno, pero ignora la subestructura y los grados de libertad a altas energías.

La interacción entre fermiones mediado por el intercambio de W se muestra en la Figura 2.9. En el límite cuando $q^2 \ll m_W^2$, el momentum del propagador W puede ser despreciado, llevando esto a una interacción efectiva conocida también como la interacción de cuatro fermiones de Fermi. De esa forma, la teoría efectiva de Fermi es una aproximación del modelo estándar valido cuando el cuadr momentum transferido es muy pequeño, donde el lagrangiano efectivo será:

$$-\mathcal{L}_{eff}^{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_W^\mu J_{W\mu}^\dagger, \quad (2.44)$$

donde la corriente J_W^μ es la corriente cargada J_μ^{CC} , y G_F es la constante de Fermi cuyo valor es,

$$G_F = \frac{g^2}{8m_W^2}. \quad (2.45)$$

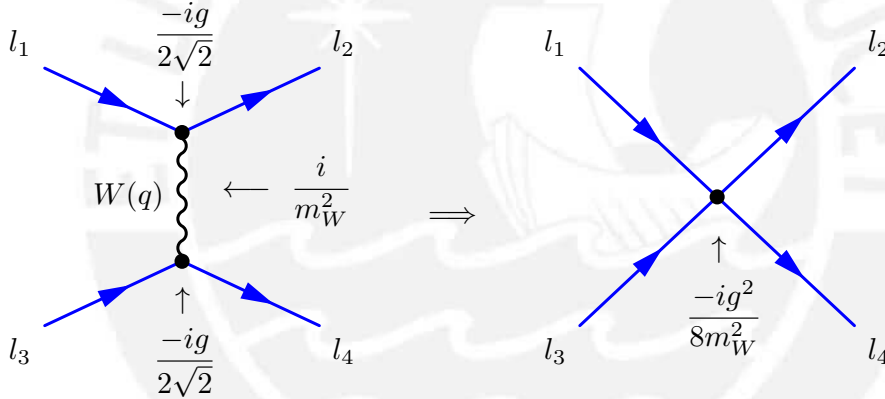


Figura 2.9: A la derecha interacción débil mediada por el intercambio de un W y a la izquierda interacción efectiva de Fermi, que es generada cuando el cuadr momentum transferido q es muy pequeño.

Similarmente para la corriente neutra como se aprecia en la Figura 2.10 al tomar el límite cuando el cuadr momentum transferido es pequeño $q^2 \ll m_Z^2$, la interacción se reduce a una interacción efectiva de cuatro fermiones, donde el lagrangiano es

$$-\mathcal{L}_{eff}^{NC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_Z^\mu J_{Z\mu}^\dagger, \quad (2.46)$$

donde G_F puede estar en función de m_Z , además recordar que J_Z^μ es la corriente neutra J_μ^{Nc} , por otro lado la ecuación 2.24 se tiene,

$$G_F = \frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{g^2}{8 \cos \vartheta_W m_Z}. \quad (2.47)$$

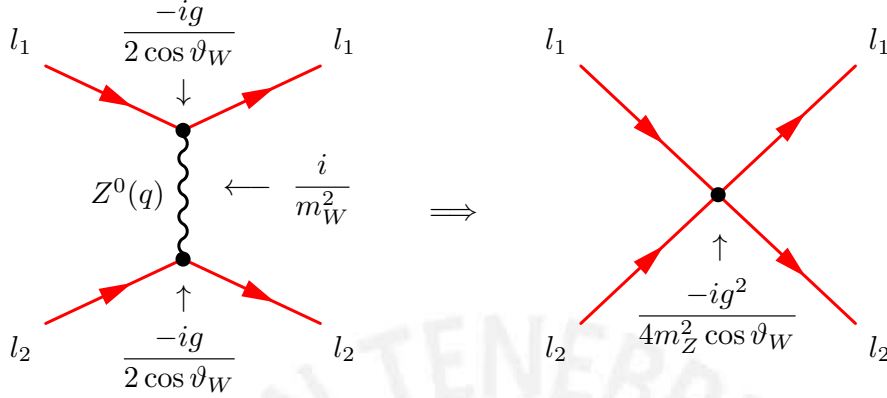


Figura 2.10: A la derecha interacción débil mediada por el intercambio de un Z^0 y a la izquierda interacción efectiva de Fermi, considerando el límite cuando el propagador q es muy pequeño, $q^2 \ll M_Z^2$.

Como un comentario extra acerca del ángulo de Weinberg, este se estimó inicialmente 1973 en la cámara de burbujas Gargamelle [50], mediante la relación de Paschos-Wolfenstein [51],

$$\frac{\sigma_{NC}^\nu - \sigma_{NC}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{CC}^\nu - \sigma_{CC}^{\bar{\nu}}} \simeq \frac{1}{2} - \sin^2 \vartheta_W. \quad (2.48)$$

donde el $\sin^2 \vartheta_W$ estaba en un rango de 0.3 a 0.4, actualmente el valor está alrededor de $0,22336 \pm 0,00010$ *On-shell* [9].

2.2.2. Masa de los neutrinos

Si solo se considera los campos de neutrinos en el modelos estándar, como en el lagrangiano (2.39), se estaría considerando que son partículas sin masa algo que experimentalmente es incorrecto. La hipótesis de la mezcla de neutrinos se basa en la suposición de que en el Lagrangiano total existe un término de masa de neutrinos, que no conserva los números leptónicos. En esta subsección discutiremos en detalle, cómo describir un neutrino masivo sólo en caso de la masa de Dirac porque como nuestro interés es el fenómeno de oscilación de neutrinos en que no se puede distinguir si la masa del neutrino es de Dirac o de Majorana que es el otro caso, ya que la probabilidad de transición de un sabor a otro es la misma para ambos casos. En otras palabras no se puede distinguir en un experimento de oscilación si la masa es de Dirac o de Majorana.

La masa de Dirac se puede generar de la misma forma en que se generan las masas de los quarks o de los leptones cargados del modelo estándar, es decir vía Mecanismo de Brout-Englert-Higgs. Pero se tiene que agregar componentes de mano derecha ν_{eR} , $\nu_{\mu R}$ y $\nu_{\tau R}$ que son estériles, esto significa que no interactúan ni mediante interacción electromagnética, fuerte o débil, solo gravitacionalmente. Mientras que los neutrinos de mano izquierda denominados activos si interactúan débilmente. A esta extensión del modelo estándar de partículas se le llama *modelo estándar mínimamente extendido*.

Recordemos que en el modelo estándar, la masa de fermiones surge como resultado del mecanismo de Higgs a través de la presencia de acoplamientos de Yukawa de los campos de fermión con el doblete de Higgs, entonces en el modelo estándar mínimamente extendido tendrá al lagrangiano de Higgslepton Yukawa, y es:

$$\mathcal{L}_{H,L} = - \sum_{\alpha,\beta=e,\mu,\tau} Y_{\alpha\beta}^{\prime l} \bar{\mathbf{L}}_{\alpha L} \Phi \mathbf{l}'_{\beta R} - \sum_{\alpha,\beta=e,\mu,\tau} Y_{\alpha\beta}^{\prime \nu} \bar{\mathbf{L}}_{\alpha L} \Phi \nu'_{\beta R} + \text{H.c.}, \quad (2.49)$$

donde $Y_{\alpha\beta}^{\prime l}$ y $Y_{\alpha\beta}^{\prime \nu}$ son matrices de acoplamiento de Yukawa que por lo general acoplan con matrices complejas 3×3 . En el gauge unitario, el doblete de Higgs tiene la forma

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (2.50)$$

donde $H(x)$ describe la física del bosón que se obtiene de la excitación del campo neutro de Higg en el vacío, y v se define

$$v \equiv \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}, \quad (2.51)$$

que está descrita en la parte final del lagrangiano de (2.22) que representa el potencial de Higgs

$$V(\Phi) = \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2. \quad (2.52)$$

Ahora el lagrangiano de (2.49) reemplazando el campo Φ es

$$\mathcal{L}_{H,L} = - \left(\frac{v + H}{\sqrt{2}} \right) \{ \bar{l}'_L Y^{\prime l} l'_R + \bar{\nu}'_L Y^{\prime \nu} \nu'_R \} + \text{H.c.}, \quad (2.53)$$

donde

$$\nu'_R \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{eR} \\ \nu'_{\mu R} \\ \nu'_{\tau R} \end{pmatrix}, \quad \nu'_L \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{eL} \\ \nu'_{\mu L} \\ \nu'_{\tau L} \end{pmatrix}, \quad l'_R \equiv \begin{pmatrix} e'_R \\ \mu'_R \\ \tau'_R \end{pmatrix}, \quad l'_L \equiv \begin{pmatrix} e'_L \\ \mu'_L \\ \tau'_L \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

Por otro lado la matriz Y^l se puede diagonalizar mediante una transformación biunitaria, es decir

$$V_L^{\nu\dagger} Y^{\nu} V_R^{\nu} = Y^{\nu}, \quad (2.55)$$

con $Y_{ij}^{\nu} = y_i^{\nu} \delta_{ij}$, donde y_i^{ν} es real y positivo, además también $V_L^{l\dagger}$ y V_R^l son matrices unitarias¹⁰ de la misma dimensión que Y^{ν} . Similarmente para Y^l , entonces (2.53) quedará

$$\mathcal{L}_{H,L} = -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) \{\bar{l}_L Y^l l_R + \bar{\nu}_{iL} Y^{\nu} \nu_{iR}\} + \text{H.c.}, \quad (2.56)$$

con

$$l_L = V_L^{l\dagger} l'_L \equiv \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix}, \quad l_R = V_R^{l\dagger} l'_R \equiv \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix},$$

$$\nu_{iL} = (V_L^{\nu\dagger})_{i\alpha} \nu'_{\alpha L} \equiv \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \nu_{2L} \\ \nu_{3L} \end{pmatrix}, \quad \nu_{iR} = (V_R^{\nu\dagger})_{i\alpha} \nu'_{\alpha R} \equiv \begin{pmatrix} \nu_{1R} \\ \nu_{2R} \\ \nu_{3R} \end{pmatrix}, \quad (2.57)$$

ahora usando y_{α}^{ν} , y_{α}^l y haciendo $\nu_k = \nu_{kL} + \nu_{kR}$ con $k = 1, 2, 3$ se obtiene la masa del neutrino

$$m_k = \frac{y_k^{\nu} v}{\sqrt{2}}. \quad (2.58)$$

Por otro lado si vemos en la corriente cargada débil de (2.39) obtenemos la siguiente expresión

$$J_{\mu}^{\text{CC}} = \bar{\nu}'_L \gamma^{\mu} l'_L = \bar{\nu}_{iL} V_L^{\nu\dagger} V_L^l \gamma^{\mu} l_L = \bar{\nu}_{iL} U^{\dagger} \gamma^{\mu} l_L, \quad (2.59)$$

donde $U = V_L^{l\dagger} V_L^{\nu}$, además definimos el campo de neutrinos de mano izquierda como

$$\nu_L = U \nu_{iL} = V_L^{l\dagger} \nu_{iL}, \quad \nu_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} \quad (2.60)$$

donde se está asumiendo las matrices de Yukawa son diagonales para los leptones cargados. Con lo anterior obtenemos de nuevo la forma de la corriente cargada de (2.39).

¹⁰La unitariedad de una matriz se verá en la siguiente sección

2.3. Oscilación de neutrinos en el vacío

Como se vió en secciones previas, la solución al problema de los neutrinos solares y atmosféricos es el fenómeno de oscilación. En esta sección detallaremos en qué consiste este fenómeno, empezando con el caso cuando el neutrino se propaga en el vacío.

De acuerdo al modelo estándar electrodébil como se vió, los leptones se encuentran agrupados en tres sabores o familias,

$$\begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}, \quad (2.61)$$

y sus respectivas antipartículas, además cada familia se caracteriza por un número cuántico individual denominado *número leptónico* que es 1 para el caso de partícula y -1 para el caso de antipartículas. Los neutrinos ν_e , ν_μ , y ν_τ son definidos como autoestados de la interacción débil o de sabor, y los neutrinos ν_1 , ν_2 , y ν_3 con masas m_1 , m_2 y m_3 respectivamente corresponden a los autoestados del hamiltoniano de la partícula libre, conocidos como autoestados de masa.

La oscilación de neutrinos es un fenómeno de interferencia cuántica que hace que los neutrinos de un sabor ν_α cambien periódicamente a otro sabor de neutrino ν_β y vice versa, debido a la transición de amplitud entre ν_α y ν_β , donde dicha transición hace que el autoestado de sabor ya no tenga una masa fija y se convierta en una superposición de los autoestados de masa

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad (2.62)$$

por otro lado también se puede ver a los estados de masa como una superposición de los estados de sabor,

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle, \quad (2.63)$$

Los autestados de masa se propagan de manera diferente, debido a que los neutrinos tienen masa, esto afecta en la combinación resultante el sabor, haciendo que cambie a medida que el neutrino se propaga. La probabilidad de que un neutrino creado con un sabor específico (e , μ , τ) sea detectado como un neutrino de sabor distinto depende de la energía E y la distancia¹¹ L .

¹¹ L es la distancia entre la producción y la detección del neutrino en experimentos de oscilación

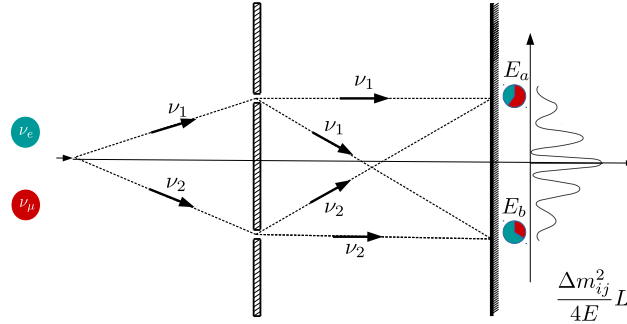


Figura 2.11: La oscilación de neutrinos puede ver visto como la interferometría de neutrinos a gran escala. Figura tomada de la notas de clase del Profesor Alberto Gago

2.3.1. Matriz unitaria

Una matriz U compleja y cuadrada es unitaria si su adjunta U^\dagger es igual a su inversa U^{-1} esto significa,

$$U^\dagger U = U U^\dagger = I,$$

Donde I , es la matriz identidad, y como un comentario extra la transformación unitaria de algún ket $|\psi\rangle$ o bra $\langle\psi|$ es de la forma:

$$|\psi'\rangle = U |\psi\rangle, \quad \langle\psi'| = \langle\psi| U^\dagger \quad (2.64)$$

En la oscilación de neutrinos los $U_{\alpha i}$ son elementos de una matriz de transformación unitaria o *matriz de mezcla* por medio de la cual los autoestados de sabor y los autoestados de masa están relacionados. La matriz de mezcla tiene las siguientes propiedades:

$$\sum_i U_{i\alpha}^* U_{i\beta} = \delta_{\alpha\beta}, \quad \sum_\alpha U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} = \delta_{ij}. \quad (2.65)$$

$U_{\alpha i}$ es una matriz 3×3 en general análoga a la matriz de CKM (Cabibbo Kobayashi Maskawa) en el sector de los quarks denominada matriz PMNS (Pontecorvo Maki Nakagawa Sakata) que posee tres ángulos de mezcla y una fase compleja.

De manera general una matriz $N \times N$ tiene de N^2 parámetros independientes compuestos por

$$N^2 = \underbrace{\frac{N(N-1)}{2}}_{\text{ángulos de mezcla}} + \underbrace{\frac{N(N+1)}{2}}_{\text{fases}}, \quad (2.66)$$

de manera que en el caso de la matriz PMNS con $N=3$ tendrían que tener 3 ángulos de mezcla y 6 fases, pero en ese caso solo es relevante una fase debido a que no todas las fases son físicamente observables, eso se debe al efecto de mezcla solo se vé en presencia de la corriente neutra electrodébil (2.59)

$$J_{W,l}^\mu = \bar{\nu}_i(1 - \gamma^5)U^\dagger\gamma^\mu l. \quad (2.67)$$

Por otro lado el lagrangiano es invariante bajo transformaciones de fase global, es decir

$$\nu_i \rightarrow e^{i\varphi_{\nu_i}}\nu_i, \quad l_\alpha \rightarrow e^{i\varphi_\alpha}l_\alpha, \quad (2.68)$$

donde $l = l_\alpha$, $i = 1, 2, 3$ y $\alpha = e, \mu, \tau$. Ahora usando 2.68 en 2.67 se tiene

$$J_{W,l_\alpha}^\mu = \sum_{i=1,2,3} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_i\gamma^\mu(1 - \gamma^5)e^{-i\varphi_{\nu_i}}U^\dagger e^{i\varphi_\alpha}l_\alpha, \quad (2.69)$$

que se puede también escribir factorizando una fase arbitraria $e^{-i(\varphi_{\nu_2}-\varphi_\mu)}$ para ver cuántas fases van quedando

$$J_{W,l_\alpha}^\mu = \underbrace{e^{-i(\varphi_{\nu_2}-\varphi_\mu)}}_1 \sum_{i=1,2,3} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_i\gamma^\mu(1 - \gamma^5) \underbrace{e^{-i(\varphi_{\nu_i}-\varphi_{\nu_2})}}_{N-1=2} U^\dagger \underbrace{e^{i(\varphi_\alpha-\varphi_\mu)}}_{N-1=2} l_\alpha, \quad (2.70)$$

claramente se vé que hay $1 + (N - 1) + (N - 1) = 2N - 1 = 5$ fases arbitrarias que se pueden eliminar de las 6 que inicialmente se tenía. La razón de por que sobra una fase de la matriz de mezcla y no se elimina todo, es porque un re-faseo a todos los campos deja a la corriente cargada invariante. Por lo tanto tendremos 3 ángulos de mezcla y 1 una fase para $N=3$,

$$\underbrace{\frac{N(N-1)}{2}}_{\text{ángulos de mezcla}} + \underbrace{\frac{(N-1)(N-2)}{2}}_{\text{fases}} = 4. \quad (2.71)$$

La matriz PMNS puede ser parametrizada (ver en [52]) de la siguiente forma

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

Donde s_{ij} y c_{ij} son $\sin\theta_{ij}$ y $\cos\theta_{ij}$ respectivamente.

2.3.2. Aproximación de la energía

La energía total de la partícula E en el límite ultrarelativista $|\vec{p}_i| = p_i \gg m_i$, con $c = 1$ en unidades naturales y masa pequeña se puede asumir que $p_i \equiv p \simeq E$, entonces por la conservación del cuadrimento $P^\mu P_\mu$ se tiene,

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} = E + \frac{m_i^2}{2E}, \quad (2.73)$$

entonces para llegar a la aproximación de (2.73) empecemos recordando la serie de Maclaurin,

$$f(a) + f'(a)x + \frac{f''(a)x^2}{2!} + \frac{f^{(3)}(a)x^3}{3!} + \frac{f^{(4)}(a)x^4}{4!} + \dots + \frac{f^{(n)}(a)x^n}{n!} + \dots, \quad (2.74)$$

en nuestro caso expandamos m al rededor de 0, es decir $f(m) = \sqrt{p^2 + m^2}$ con $E_i = f(m)$,

$$\begin{aligned} f(0) &= p, \\ f'(0) &= \frac{m}{\sqrt{m^2 + p^2}} \Big|_0 = 0, \\ f''(0) &= \frac{1}{\sqrt{m^2 + p^2}} - \frac{m^2}{(m^2 + p^2)^{3/2}} \Big|_0 = \frac{1}{p}, \\ &\vdots \end{aligned} \quad (2.75)$$

Ahora haciendo la aproximación hasta el segundo orden la serie, finalmente tenemos

$$E_i = f(m) \approx p + \frac{m^2}{2p}, \quad (2.76)$$

de tal manera que se obtiene $E_i \approx E_i + \frac{m_i^2}{2E_i}$. Ahora veamos la diferencia de energías recordando la premisa de la ecuación (2.73), donde implícitamente se supone que neutrinos involucrados en la oscilación tienen el mismo momentum p y sus energías son ligeramente diferentes ($E_j - E_k \approx 0$), además como la energía "promedio" E iguales los tres sabores, la parte que depende de E no contribuye en la oscilación como se verá en (2.93), 2.95) y 2.99).

$$\begin{aligned} E_j - E_k &= \left(E_j + \frac{m_j^2}{2E_j} \right) - \left(E_k + \frac{m_k^2}{2E_k} \right) \\ &= -\frac{m_j^2}{2E} + \frac{m_k^2}{2E} = \frac{m_k^2 - m_j^2}{2E} \\ &= \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}. \end{aligned} \quad (2.77)$$

2.3.3. Operador evolución

En esta subsección veremos como evolucionan los autoestados tanto de sabor como de masa, para ello recordemos de (2.59) que la matriz U está dentro de la corriente cargada y conecta los campos, y esto en la notación de brackets de Dirac se muestra en la ecuación (2.62).

Ahora descompongamos de manera general un $|\nu\rangle$ como

$$|\nu\rangle = \sum_i \nu^i |\nu_i\rangle \quad \text{o} \quad |\nu\rangle = \sum_\alpha \nu^\alpha |\nu_\alpha\rangle \quad (2.78)$$

donde ν^i y ν^α son componente(números complejos), y están definidos de tal forma que no se pierda la información de los estados

$$\nu^\alpha = \langle \nu_\alpha | \nu \rangle \quad (2.79)$$

$$\nu^i = \langle \nu_i | \nu \rangle, \quad (2.80)$$

de modo que introduciendo un operador identidad $|\nu_i\rangle \langle \nu_i|$ a la anterior ecuación de ν_α se tiene

$$\nu^\alpha = \langle \nu_\alpha | \nu \rangle = \langle \nu_\alpha | |\nu_i\rangle \langle \nu_i| | \nu \rangle = \langle \nu_\alpha | \nu_i \rangle \nu^i = \sum_i U_{\alpha i} \nu^i \quad (2.81)$$

para el caso de antineutrino $U \rightarrow U^*$. Habiendo introducido esa parte veamos la ecuación de evolución

$$\hat{H} |\nu\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\nu\rangle, \quad (2.82)$$

donde \hat{H} es el operador hamiltoniano, diagonal en la base de masas en el vacío, es decir H_{ij} es,

$$\hat{H} = \sum_{ij} |\nu_i\rangle \langle \nu_i| \hat{H} |\nu_j\rangle \langle \nu_j| = \sum_{ij} H_{ij} |\nu_i\rangle \langle \nu_j|, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (2.83)$$

también puede ser diagonalizado en la base de sabor, es decir se tiene $H_{\alpha\beta}$ como:

$$\hat{H} = \sum_{\alpha\beta} |\nu_\alpha\rangle \langle \nu_\alpha| \hat{H} |\nu_\beta\rangle \langle \nu_\beta| = \sum_{\alpha\beta} H_{\alpha\beta} |\nu_\alpha\rangle \langle \nu_\beta|, \quad \alpha, \beta = e, \mu, \tau, \quad (2.84)$$

entonces se puede escribir el Hamiltoniano de sabor de la forma:

$$H_{\alpha\beta} = \sum_{ij} U_{\alpha i} H_{ij} U_{\beta j}^*, \quad (2.85)$$

es decir $H_{sabor} = U H_{masa} U^*$. Además se pueden escribir en forma de matrices (2.82) de la siguiente forma:

$$\sum_{\alpha} H_{\alpha\beta} \nu^\beta = i \frac{\partial}{\partial t} \nu^\alpha, \quad (2.86)$$

$$\sum_i H_{ij} \nu^j = i \frac{\partial}{\partial t} \nu^i. \quad (2.87)$$

En el vacío el operador \hat{H} es diagonal y constante, y por la aproximación de (2.73) el hamiltoniano de masa es

$$\begin{aligned} H_{ij} &= \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix} \approx E \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix} \\ &= \delta_{ij} \left(E + \frac{m_i^2}{2E} \right), \end{aligned} \quad (2.88)$$

y el hamiltoniano para la base de sabor en forma matricial es:

$$H_{\alpha\beta} = U_{\alpha i} \begin{pmatrix} E + \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & E + \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & E + \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} U_{\alpha i}^\dagger. \quad (2.89)$$

finalmente introducimos el operador evolución $\hat{S}(x, 0)$ que resuelve la ecuación (2.82) teniendo como condiciones iniciales $|\nu\rangle = |\nu(0)\rangle$, entonces

$$|\nu(x)\rangle = \hat{S}(x, 0) |\nu(0)\rangle \quad (2.90)$$

donde \hat{S} es en la base de masas

$$\hat{S} = e^{-i\hat{H}x}, \quad (2.91)$$

la amplitud de oscilación para la base de masa es

$$S_{ij} = \langle \nu_i | \hat{S} | \nu_j \rangle = \delta_{ij} \exp[-i \frac{m_i^2}{2E} x] \quad (2.92)$$

donde no estamos considerando e^{-iEx} porque es una fase global y no afectará en la probabilidad, ahora veamos la matriz \hat{S} en la base de sabor,

$$\begin{aligned} S_{\alpha\beta} &= \langle \nu_\alpha | \hat{S} | \nu_\beta \rangle = \sum_{ij} \langle \nu_\alpha | \nu_i \rangle \langle \nu_i | \hat{S} | \nu_j \rangle \langle \nu_j | \nu_\beta \rangle = \sum_{ij} U_{\alpha i} \delta_{ij} \exp[-i \frac{m_i^2}{2E} x] U_{\beta j}^* \\ &= \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \exp[-i \frac{m_i^2}{2E} t] \end{aligned} \quad (2.93)$$

que de manera matricial se ve de la siguiente forma

$$S = e^{-iH} = U \begin{pmatrix} e^{-i(E + \frac{m_1^2}{2E})x} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i(E + \frac{m_2^2}{2E})x} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i(E + \frac{m_3^2}{2E})x} \end{pmatrix} U^\dagger, \quad (2.94)$$

La probabilidad de transición en el vacío es entonces

$$P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha} = |S_{\alpha\beta}|^2 = \left| \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} \exp[-i \frac{m_i^2}{2E} t] \right|^2, \quad (2.95)$$

donde t haciendo las aproximaciones relativistas será x , además esta forma de obtener la probabilidad es la que usa GLoBES [53, 54] por ejemplo, es decir usando la matriz S .

Otra forma de llegar a la anterior ecuación es partiendo de la siguiente ecuación

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = e^{iHt} |\nu_\alpha\rangle = \sum_i e^{iE_i t} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad (2.96)$$

con $|\nu_\alpha(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$. Ahora utilizando la ecuación (2.62) y la ecuación (2.96), se tiene

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_i e^{iE_i t} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \\ &= \sum_i e^{iE_i t} U_{\alpha i}^* \left(\sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle \right) \\ &= \sum_i e^{iE_i t} U_{\alpha i}^* \left(\sum_\beta U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \right), \quad (\beta = e, \mu, \tau) \\ &= \sum_\beta \left(\sum_i U_{\alpha i}^* e^{iE_i t} U_{\beta i} \right) |\nu_\beta\rangle \\ &= \sum_\beta \left(\sum_i U_{\alpha i}^* e^{iE_i t} U_{\beta i} \right) |\nu_\beta\rangle, \end{aligned} \quad (2.97)$$

Proyectando $|\nu_\beta\rangle$ sobre $|\nu_\alpha(t)\rangle$ y considerando $ct \approx L$

$$\begin{aligned} A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle \\ &= \langle \nu_\beta | \left(\sum_\beta \left(\sum_i U_{\alpha i}^* e^{iE_i L} U_{\beta i} \right) |\nu_\beta\rangle \right) \rangle \\ &= \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{iE_i L} \langle \nu_\beta | \nu_\beta \rangle \\ &= \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{iE_i L}, \end{aligned} \quad (2.98)$$

donde $A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ representa la amplitud de probabilidad de $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ en función de L . La probabilidad de oscilación es por tanto,

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= |A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-iE_i L} \right|^2 \\ &= \sum_{j,k} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_j - E_k)L} \\ &= \sum_{j,k} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp\left[-i\left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}\right)L\right], \end{aligned} \quad (2.99)$$

Donde la diferencia de E está en (2.77)

2.3.4. Oscilación en dos sabores en el vacío

Para la oscilación de neutrinos de dos sabores en el vacío, consideremos la matriz U general de la siguiente forma:

$$U = \begin{pmatrix} U_{\lambda 1} & U_{\lambda 2} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} \end{pmatrix} \quad (2.100)$$

Supongamos que tenemos un haz de neutrinos con cierta cantidad de ν_λ y ν_β por ejemplo, entonces en términos de los estados de masa ν_1 y ν_2 se pueden escribir:

$$\begin{pmatrix} |\nu_\lambda\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{\lambda 1} & U_{\lambda 2} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.101)$$

La probabilidad

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_k U_{\alpha k} e^{i\Phi_k} U_{\beta k}^* \right|^2 = \sum_j \sum_k U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(\Phi_j - \Phi_k)}, \quad (2.102)$$

para el caso de dos sabores la matriz unitaria es 2×2 y se puede parametrizar de la siguiente forma:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (2.103)$$

en este caso θ es el ángulo de mezcla y $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. La transformación de estados de sabor, por ejemplo ν_e y ν_μ a estados de masa es:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.104)$$

Ahora desarrollando (2.102)

$$(k = 1, j = 1) : U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{-i(\Phi_1 - \Phi_1)} = |U_{\beta 1}|^2 |U_{\alpha 1}|^2$$

$$(k = 1, j = 2) : U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{-i(\Phi_2 - \Phi_1)}$$

$$(k = 2, j = 1) : U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{-i(\Phi_1 - \Phi_2)}$$

$$(k = 2, j = 2) : U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{-i(\Phi_2 - \Phi_2)} = |U_{\beta 2}|^2 |U_{\alpha 2}|^2,$$

entonces la probabilidad de oscilación es:

$$\begin{aligned} (P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}) &= (|U_{\beta 1}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\beta 2}|^2 |U_{\alpha 2}|^2) + U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} (e^{i(\Phi_2 - \Phi_1)} + e^{-i(\Phi_2 - \Phi_1)}) \\ &= (|U_{\beta 1}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\beta 2}|^2 |U_{\alpha 2}|^2) + 2U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} (\cos \Phi_2 - \Phi_1) \\ &= (\sin^2 \theta \cos^2 \theta + \cos^2 \theta \sin^2 \theta) + 2(\cos \theta)(-\sin \theta)(\sin \theta)(\cos \theta)(\cos \Phi_2 - \Phi_1) \\ &= 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta (1 - \cos(\Phi_2 - \Phi_1)) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.105)$$

Donde $\Phi_{ij} = \Phi_i - \Phi_j = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}$, entonces se tiene,

$$\boxed{(P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right)} \quad (2.106)$$

2.3.5. Oscilación en tres sabores en el vacío

La probabilidad de oscilación (2.99) también se puede expresar teniendo en cuenta

$$\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} = U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}, \quad \Phi_{kj} = \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \quad \text{y} \quad \Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2 \quad (2.107)$$

de la siguiente forma

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sum_{j,k} \mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i2\Phi_{kj}} \quad (2.108)$$

$$= \sum_{j,k} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i2\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E}} \quad (2.109)$$

Separando a (2.108) de forma $k = j$, $k > j$ y $k < j$, quedará la siguiente expresión:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left(\sum_{j=k} + \sum_{k>j} + \sum_{k<j} \right) \mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i2\Phi_{kj}} \quad (2.110)$$

Para la primera parte de la ecuación (2.110) donde $k = j$ se agrupa y conmuta debido a que estos son elementos de matriz y números complejos, es decir:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} &= U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} \\ &= U_{\alpha 1} U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} U_{\beta 1} + U_{\alpha 2} U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\beta 2} + U_{\alpha 3} U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\beta 3} \\ &= |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\beta 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \\ &= \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2, \end{aligned} \quad (2.111)$$

notar también que,

$$\sum_{j=k} \mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i2\Phi_{kj}} = \sum_{j=k} \mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} \quad \text{ya que} \quad \Delta m_{kj}^2 = 0 \quad \text{para} \quad k = j$$

Ahora para las dos ultimas partes de la ecuación (2.110) definamos z_1, z_2, z_3 como:

Sea $z_1 = U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1}$, $z_2 = U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1}$, y $z_3 = U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2}$ con sus respectivos complejos conjugados $z_1^* = U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2}$, $z_2^* = U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3}$ y $z_3^* = U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3}$. Con ello se tiene

$$\begin{aligned}
\left(\sum_{k>j} + \sum_{k<j}\right) \mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i2\Phi_{kj}} &= U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{i2\Phi_{12}} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{i2\Phi_{21}} + U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} e^{i2\Phi_{13}} + \\
&\quad U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{i2\Phi_{31}} + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} e^{i2\Phi_{23}} + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{i2\Phi_{32}} \\
&= 2\operatorname{Re}(z_1 e^{i2\Phi_{21}}) + 2\operatorname{Re}(z_2 e^{i2\Phi_{31}}) + 2\operatorname{Re}(z_3 e^{i2\Phi_{21}}) \\
&= 2\operatorname{Re}(z_2 e^{i2\Phi_{31}} + z_2 e^{i2\Phi_{31}} + z_3 e^{i2\Phi_{32}}) \\
&= 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{i2\Phi_{kj}}) \\
&= 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i2\Phi_{kj}}] \tag{2.112}
\end{aligned}$$

Entonces de (2.111) y (2.112) se obtiene

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i2\Phi_{kj}}] \tag{2.113}$$

Ahora busquemos una forma más sencilla para escribir (2.113), para ello definamos

$$\sum_{jk} \mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} = \left(\sum_{j=k} + \sum_{k>j} + \sum_{k<j}\right) \mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} = \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}], \tag{2.114}$$

por otro lado de las ecuaciones (2.107) y (2.65) se tiene

$$\sum_{jk} \mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} = \sum_{j,k} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} = \sum_k U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} = (\delta_{\alpha\beta})^2 = \delta_{\alpha\beta}. \tag{2.115}$$

Entonces la ecuación (2.111) se escribirá usando (2.115) y (2.114) como

$$\sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 = \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}]. \tag{2.116}$$

Ahora reemplazando (2.116) en (2.113) se obtiene

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] + 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i2\Phi_{kj}}] \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} (1 - e^{i2\Phi_{kj}})] \tag{2.117}
\end{aligned}$$

donde desarrollamos la exponencial como sigue:

$$\begin{aligned}
1 - e^{i2\Phi_{kj}} &= 1 - (e^{i\Phi_{kj}})^2 \\
&= 1 - (\cos \Phi_{kj} + i \operatorname{sen} \Phi_{kj})^2 \\
&= 1 - (\cos^2 \Phi_{kj} - \operatorname{sen}^2 \Phi_{kj} + 2i \cos \Phi_{kj} \operatorname{sen} \Phi_{kj}) \\
&= 1 - (1 - \operatorname{sen}^2 \Phi_{kj} - \operatorname{sen}^2 \Phi_{kj} + 2i \cos \Phi_{kj} \operatorname{sen} \Phi_{kj}) \\
&= 2 \operatorname{sen}^2 \Phi_{kj} - 2i \cos \Phi_{kj} \operatorname{sen} \Phi_{kj} \\
&= 2 \operatorname{sen} \Phi_{kj} (\operatorname{sen} \Phi_{kj} - i \cos \Phi_{kj}). \tag{2.118}
\end{aligned}$$

Luego desarrollando la parte real de (2.118) junto a $\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}$ dentro de la suma se tiene

$$\begin{aligned}
\sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}(1 - e^{i2\Phi_{kj}})] &= \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}(2 \operatorname{sen} \Phi_{kj}(\operatorname{sen} \Phi_{kj} - i \operatorname{cos} \Phi_{kj}))] \\
&= \sum_{k>j} 2 \operatorname{sen} \Phi_{kj} \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}(\operatorname{cos} \Phi_{kj} + i \operatorname{sen} \Phi_{kj})] \\
&= \sum_{k>j} 2 \operatorname{sen} \Phi_{kj} \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i\Phi_{kj}}]. \tag{2.119}
\end{aligned}$$

Veamos con más detalle el argumento de la parte imaginaria

$$\begin{aligned}
\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i\Phi_{kj}} &= (\operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] + i \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}])(\operatorname{cos} \Phi_{kj} + i \operatorname{sen} \Phi_{kj}) \\
&= \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{cos} \Phi_{kj} + i \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{sen} \Phi_{kj} + i \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{cos} \Phi_{kj} - \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{sen} \Phi_{kj} \\
&= \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{cos} \Phi_{kj} - \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{sen} \Phi_{kj} + i(\operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{sen} \Phi_{kj} + \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{cos} \Phi_{kj}) \tag{2.120}
\end{aligned}$$

Entonces el imaginario Im de (2.120) será:

$$\operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i\Phi_{kj}}] = \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{sen} \Phi_{kj} + \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{cos} \Phi_{kj} \tag{2.121}$$

Reemplazando (2.121) en (2.119), y luego este resultado reemplazando en (2.117) tenemos

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}(1 - e^{i2\Phi_{kj}})] \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} 2 \operatorname{sen} \Phi_{kj} \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta} e^{i\Phi_{kj}}] \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} 2 \operatorname{sen} \Phi_{kj} (\operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{sen} \Phi_{kj} + \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{cos} \Phi_{kj}) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \operatorname{sen}^2 \Phi_{kj} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] - 2 \sum_{kj} \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] 2 \operatorname{sen} \Phi_{kj} \operatorname{cos} \Phi_{kj} \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \operatorname{sen}^2 \Phi_{kj} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] - 2 \sum_{kj} \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{sen} 2\Phi_{kj} \tag{2.122}
\end{aligned}$$

Así obtenemos la probabilidad de oscilación de neutrinos

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \operatorname{sen}^2 \Phi_{kj} \operatorname{Re}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] - 2 \sum_{kj} \operatorname{Im}[\mathbb{U}_{k,j}^{\alpha,\beta}] \operatorname{sen} 2\Phi_{kj}, \tag{2.123}$$

finalmente reemplazamos el término Φ_{kj} , con ello obtenemos:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \operatorname{sen}^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \operatorname{Re}[U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] - 2 \sum_{kj} \underbrace{\operatorname{Im}[U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}]}_J \operatorname{sen} \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \right), \tag{2.124}$$

donde J es el invariante de Jarlskog[55].

Probabilidad en el vacío: $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$

Partamos de la ecuación (2.99) para $(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, usando la aproximación (2.73), $L = t$ y usando (2.65). Donde $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / 4E$

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &= \left| \sum_i U_{\mu i}^* U_{e i} e^{-iE_i t} \right|^2 \\
&= |U_{\mu 1}^* U_{e 1} e^{-iE_1 t} + U_{\mu 2}^* U_{e 2} e^{-iE_2 t} + U_{\mu 3}^* U_{e 3} e^{-iE_3 t}|^2 \\
&= |U_{\mu 1}^* U_{e 1} e^{-i(E + \frac{m_1^2}{2E})t} + U_{\mu 2}^* U_{e 2} e^{-i(E + \frac{m_2^2}{2E})t} + U_{\mu 3}^* U_{e 3} e^{-i(E + \frac{m_3^2}{2E})t}|^2 \\
&= |e^{-iEt}|^2 |U_{\mu 1}^* U_{e 1} e^{-i(\frac{m_1^2}{2E})t} + U_{\mu 2}^* U_{e 2} e^{-i(\frac{m_2^2}{2E})t} + U_{\mu 3}^* U_{e 3} e^{-i(\frac{m_3^2}{2E})t}|^2 \\
&= |U_{\mu 1}^* U_{e 1} e^{-i(\frac{m_1^2}{2E})L} + U_{\mu 2}^* U_{e 2} e^{-i(\frac{m_2^2}{2E})L} + U_{\mu 3}^* U_{e 3} e^{-i(\frac{m_3^2}{2E})L}|^2 \\
&= |(-U_{\mu 3}^* U_{e 3} - U_{\mu 2}^* U_{e 2}) e^{-i(\frac{m_1^2}{2E})L} + U_{\mu 2}^* U_{e 2} e^{-i(\frac{m_2^2}{2E})L} + U_{\mu 3}^* U_{e 3} e^{-i(\frac{m_3^2}{2E})L}|^2 \\
&= |U_{\mu 3}^* U_{e 3} (e^{-i(\frac{m_3^2}{2E})L} - e^{-i(\frac{m_1^2}{2E})L}) + U_{\mu 2}^* U_{e 2} (e^{-i(\frac{m_2^2}{2E})L} - e^{-i(\frac{m_1^2}{2E})L})|^2 \\
&= |U_{\mu 3}^* U_{e 3} [(\cos(\frac{m_3^2 L}{2E}) - \cos(\frac{m_1^2 L}{2E})) - i(\sin(\frac{m_3^2 L}{2E}) - \sin(\frac{m_1^2 L}{2E}))] + \\
&\quad U_{\mu 2}^* U_{e 2} [(\cos(\frac{m_2^2 L}{2E}) - \cos(\frac{m_1^2 L}{2E})) - i(\sin(\frac{m_2^2 L}{2E}) - \sin(\frac{m_1^2 L}{2E}))]|^2 \\
&= |U_{\mu 3}^* U_{e 3} [-2 \sin(\frac{m_3^2 L}{4E} + \frac{m_1^2 L}{4E}) \sin(\frac{m_3^2 L}{4E} - \frac{m_1^2 L}{4E}) - 2i \cos(\frac{m_3^2 L}{4E} + \frac{m_1^2 L}{4E}) \sin(\frac{m_3^2 L}{4E} - \frac{m_1^2 L}{4E})] + \\
&\quad U_{\mu 2}^* U_{e 2} [-2 \sin(\frac{m_2^2 L}{4E} + \frac{m_1^2 L}{4E}) \sin(\frac{m_2^2 L}{4E} - \frac{m_1^2 L}{4E}) - 2i \cos(\frac{m_2^2 L}{4E} + \frac{m_1^2 L}{4E}) \sin(\frac{m_2^2 L}{4E} - \frac{m_1^2 L}{4E})]|^2 \\
&= | - 2U_{\mu 3}^* U_{e 3} \sin \Delta_{31} [\sin(\frac{(m_3^2 + m_1^2)L}{4E}) + i \cos(\frac{(m_3^2 + m_1^2)L}{4E})] - \\
&\quad 2U_{\mu 2}^* U_{e 2} \sin \Delta_{21} [\sin(\frac{(m_2^2 + m_1^2)L}{4E}) + i \cos(\frac{(m_2^2 + m_1^2)L}{4E})] |^2 \\
&= | - 2U_{\mu 3}^* U_{e 3} \sin \Delta_{31} i [e^{-i(\frac{L(m_3^2 + m_1^2)}{4E})}] - 2U_{\mu 2}^* U_{e 2} \sin \Delta_{21} i [e^{-i(\frac{L(m_2^2 + m_1^2)}{4E})}] |^2 \\
&= |e^{i(\frac{Lm_1^2}{4E})}|^2 | - 2U_{\mu 3}^* U_{e 3} \sin \Delta_{31} i [e^{-i(\frac{L(m_3^2 + m_1^2)}{4E})}] - 2U_{\mu 2}^* U_{e 2} \sin \Delta_{21} i [e^{-i(\frac{L(m_2^2 + m_1^2)}{4E})}] |^2 \\
&= |(e^{i(\frac{Lm_1^2}{4E})}) (-2U_{\mu 3}^* U_{e 3} \sin \Delta_{31} i [e^{-i(\frac{L(m_3^2 + m_1^2)}{4E})}] - 2U_{\mu 2}^* U_{e 2} \sin \Delta_{21} i [e^{-i(\frac{L(m_2^2 + m_1^2)}{4E})}])|^2 \\
&= |2U_{\mu 3}^* U_{e 3} \sin \Delta_{31} [e^{-i(\frac{Lm_3^2}{4E})}] + 2U_{\mu 2}^* U_{e 2} \sin \Delta_{21} [e^{-i(\frac{Lm_2^2}{4E})}]|^2 \\
&= |e^{i(\frac{Lm_2^2}{4E})}|^2 |2U_{\mu 3}^* U_{e 3} \sin \Delta_{31} [e^{-i(\frac{Lm_3^2}{4E})}] + 2U_{\mu 2}^* U_{e 2} \sin \Delta_{21} [e^{-i(\frac{Lm_2^2}{4E})}]|^2 \\
&= |2U_{\mu 3}^* U_{e 3} \sin \Delta_{31} e^{-i\Delta_{32}} + 2U_{\mu 2}^* U_{e 2} \sin \Delta_{21}|^2 \tag{2.125}
\end{aligned}$$

Reemplazando los elementos de la matriz PMNS(2.72), la ecuación (2.125) quedará de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &= \left| 2s_{23}c_{13}s_{13}e^{-i\delta} \sin \Delta_{31}e^{-i\Delta_{32}} + 2(c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta})(s_{12}c_{13}) \sin \Delta_{21} \right|^2 \\
&= \left| s_{23} \sin 2\theta_{13}e^{-i\delta} \sin \Delta_{31}e^{-i\Delta_{32}} + \sin 2\theta_{12}c_{23}c_{13} \sin \Delta_{21} - s_{12}s_{23}s_{13}s_{12}c_{13}e^{-i\delta} \sin \Delta_{21} \right|^2
\end{aligned}
\tag{2.126}$$

Con $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ y $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$,

2.4. Oscilación de neutrinos en la materia

La oscilación de neutrinos en el vacío visto en la anterior sección es una buena aproximación para los neutrinos procedentes por ejemplo de las estrellas como el sol debido a que el medio entre el sol y la tierra es vacío. Pero cuando los neutrinos se propagan en un medio denso, como el interior del sol, las interacciones con dicho medio afectan sus propiedades. Los efectos que pueden causar estas interacciones son coherente o incoherente. Cuando se trata de una dispersiones puramente incoherente e inelásticas la sección de choque es muy pequeña proporcional a la constante de acoplamiento de Fermi al cuadrado $G_F^2 \sim 10^{-10} \text{GeV}^{-2}$ [56], esto significa que de un haz de neutrino de 10^{10} con energías alrededor de $E \sim 1 \text{ MeV}$ solo uno sera afectado o deflactado por la materia en la tierra [57].

Pero si consideramos una dispersión elástica coherente hacia adelante o en inglés *coherent forward elastic scattering* la sección de choque es proporcional a la constante de Fermi G_F , siendo ahora mucho más relevante que en anterior caso. El efecto del medio es descrito por un potencial efectivo que depende de la composición y la densidad del materia [58], que como efecto tiene una resonancia en la conversión del sabor [59]. Todo esto aumenta la probabilidad de oscilación en la materia.

Por otro lado sólo el neutrino electrónico sufren esta dispersión mediante corriente cargada débil por la abundancia de electrones y los demás sabores de neutrinos interactúan mediante corriente neutra débil con protones, neutrones y electrones por la predominancia de materia en el universo. Estas interacciones se aprecian mediante los diagramas de Feynman en la figura (2.12).

En el lenguaje cuántico esta dispersión es descrita por los hamiltonianos efec-

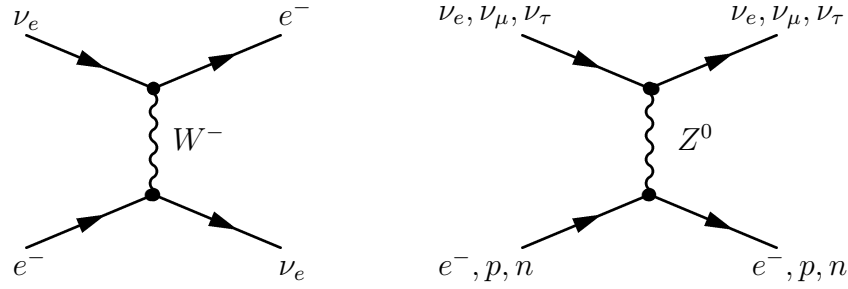


Figura 2.12: Diagramas de Feynman del proceso *coherent forward elastic scattering* que generan potenciales de corriente cargada V_{CC} (derecha) y corriente neutra V_{NC} (izquierda) intercambiando W^- y Z^0 respectivamente.

tivos, que provienen del lagrangiano efectivo de (2.44) y (2.46) :

$$H_{\text{eff}}^{CC}(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}(x)\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_e(x)] [\bar{\nu}_e(x)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)e(x)] \quad (2.127)$$

$$H_{\text{eff}}^{NC}(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} [\bar{\nu}_\alpha(x)\gamma^\rho(1 - \gamma^5)\nu_\alpha] \sum_f [\bar{f}(x)\gamma_\rho(g_V^f - g_A^f\gamma^5)f(x)], \quad (2.128)$$

que son distintos a los considerados para oscilaciones en el vacío. Es decir darán una evolución diferente para estados de sabor y de masa.

Ahora en los hamiltonianos mostrados en [2.127] y [2.128] solo están considerando dispersiones de un neutrino electrónico con un electrón mediante corriente cargada, y un neutrino de cualquier sabor con un electrón o un nucleón mediante corriente neutra. Pero para describir el fenómeno físico de manera más realista debemos hacer un cálculo más exacto se requiere considerar la dispersión de un neutrino con una gran cantidad de electrones, que estén relativamente quietos o con una velocidad no relativista, además que estén homogéneos e isotrópicamente distribuidos y que no se encuentren polarizados.

Entonces teniendo en cuenta lo anterior calculemos la contribución de la corriente de carga teniendo en cuenta la gran cantidad de electrones en la materia. El Hamiltoniano efectivo promedio de corriente cargada para el medio denso de electrones es [57, 56]:

$$\begin{aligned} & \langle H_{\nu_e e}^{CC}(x) \rangle \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^3p_e f(E_e, T) \left\langle \langle e(s, p_e) | \bar{e}(x)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\nu_e(x)\bar{\nu}_e(x)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)e(x) | e(s, p_e) \rangle \right\rangle, \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e(x)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\nu_e(x) \int d^3p_e f(E_e, T) \left\langle \langle e(s, p_e) | \bar{e}(x)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)e(x) | e(s, p_e) \rangle \right\rangle, \end{aligned} \quad (2.129)$$

la función $f(E_e, T)$ es la distribución que depende de la energía y la temperatura de los electrones en el medio, esta distribución se asume que es isotrópica,

homogénea y normalizada. Además s y p_e son el espín y el momentum respectivamente.

Definamos el operador número de electrones en el medio del espín y el momentum con los operadores de creación y aniquilación

$$\hat{N}_s = a_s^\dagger(p_e)a_s(p_e), \quad (2.130)$$

entonces el número de densidad de electrones en el medio dentro un volumen V será:

$$N_e = \frac{\langle e(s, p_e) | a_s^\dagger(p_e)a_s(p_e) | e(s, p_e) \rangle}{V}, \quad (2.131)$$

Ahora, expandiendo el campo de electrones $e(x)$ en ondas planas, se tiene

$$\begin{aligned} & \langle e(s, p_e) | \bar{e}(x)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)e(x) | e(s, p_e) \rangle \\ &= \frac{1}{V} \langle e(s, p_e) | \bar{u}_s(p_e)a_s^\dagger(p_e)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)a_s(p_e)u_s(p_e) | e(s, p_e) \rangle, \end{aligned} \quad (2.132)$$

entonces usando ahora la ecuación (2.131) obtenemos lo siguiente

$$\begin{aligned} & \left\langle \langle e(s, p_e) | \bar{e}(x)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)e(x) | e(s, p_e) \rangle \right\rangle \\ &= \left\langle \frac{1}{V} \langle e(s, p_e) | \bar{u}_s(p_e)a_s^\dagger(p_e)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)a_s(p_e)u_s(p_e) | e(s, p_e) \rangle \right\rangle, \\ &= \frac{N_e(p_e)}{2} \sum_{s=\pm 1} \langle e(s, p_e) | \bar{u}_s(p_e)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u_s(p_e) | e(s, p_e) \rangle, \\ &= \frac{N_e(p_e)}{2} \text{Tr} \left[\left(\sum_{s=\pm 1} u_s(p_e)\bar{u}_s(p_e) \right) \gamma_\mu(1 - \gamma_5) \right], \\ &= \frac{N_e(p_e)}{2} \text{Tr} \left[\frac{(\not{p}_e + m_e)}{2E_e} \gamma_\mu(1 - \gamma_5) \right] = N_e(p_e) \frac{p_e^\mu}{E_e}, \end{aligned} \quad (2.133)$$

finalmente reemplazando este resultado en la ecuación (2.129) y recordando lo asumido; la isotropía del medio que implica que la integral que contiene a la distribución es cero, se tiene:

$$\langle H_{\nu_e e}^{CC}(x) \rangle = \frac{G_F N_e}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_e(x)\gamma_0(1 - \gamma_5)\nu_e(x)]. \quad (2.134)$$

El potencial efectivo de la corriente cargada será:

$$V = \langle \nu_e | \int d^3x H_{\nu_e e}^{CC} | \nu_e \rangle = \sqrt{2}G_F N_e \approx 7,6Y_e \frac{\rho}{10^{14}\text{g/cm}^3} \text{eV}, \quad (2.135)$$

donde ρ es la densidad, $Y_e = \frac{N_e}{N_p + N_n}$ es el número de densidad relativa.

Ahora de manera análoga para la corriente neutra, se tiene el hamiltoniano efectivo [60]:

$$H_{\text{eff}}^{NC}(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \left[\bar{\nu}_\alpha(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_\alpha \right] \sum_f \left[\bar{f}(x) \gamma^\mu \left(g_V^f - g_A^f \gamma_5 \right) f(x) \right], \quad (2.136)$$

y cuyo potencial es

$$V_{NC}^f = \sqrt{2} G_F N_f g_V^f. \quad (2.137)$$

2.4.1. Oscilación en dos sabores en la materia

Para ver la evolución del neutrino en la materia consideremos el siguiente hamiltoniano,

$$H = H_0 + H_I \quad (2.138)$$

donde H_0 es el hamiltoniano en el vacío, y H_I es el hamiltoniano de interacción de los neutrinos con la materia con un potencial de la ecuación (2.135), que en el caso de dos sabores sería,

$$H = U \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m^2}{2E} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.139)$$

$$= \frac{\Delta m^2}{2E} \begin{pmatrix} 1 - \cos 2\theta + 2EV/\Delta m^2 & \text{sen } 2\theta \\ \text{sen } 2\theta & 1 + \cos 2\theta \end{pmatrix}, \quad (2.140)$$

donde la aproximación de la energía es análoga a (2.73). Haciendo el cambio de variable $A = 2EV$ la evolución será

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \left(\frac{1}{2E} U \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix} U^\dagger + \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} \quad (2.141)$$

que se puede escribir también como

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{2E} \check{M}_{\text{mat}} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix}, \quad (2.142)$$

donde los autovalores de la matriz \check{M}_{mat} son

$$\check{m}_1^2 = \frac{m_1^2 + m_2^2 + A}{2} - \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \sqrt{\text{sen}^2 2\theta + \left(\cos 2\theta - \frac{A}{\Delta m_{21}^2} \right)^2}, \quad (2.143)$$

$$\check{m}_2^2 = \frac{m_1^2 + m_2^2 + A}{2} + \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \sqrt{\text{sen}^2 2\theta + \left(\cos 2\theta - \frac{A}{\Delta m_{21}^2} \right)^2}, \quad (2.144)$$

además se pueden definir ángulos de mezcla en materia como sigue [61]

$$\sin 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{\sin^2 2\theta + \left(\cos 2\theta - \frac{A}{\Delta m_{21}^2}\right)^2}}, \quad (2.145)$$

$$\cos 2\theta_m = \frac{\cos 2\theta - \frac{A}{\Delta m_{21}^2}}{\sqrt{\sin^2 2\theta + \left(\cos 2\theta - \frac{A}{\Delta m_{21}^2}\right)^2}}, \quad (2.146)$$

además se cumple la siguiente relación

$$\tan 2\theta_m = \frac{\Delta m_{21}^2 \sin 2\theta}{\Delta m_{21}^2 \cos 2\theta - A}, \quad (2.147)$$

cuando $\sin 2\theta_m = 1$ se dá el punto de resonancia, es decir $A = \Delta m_{21}^2 \cos 2\theta$ dicha resonancia se denominada resonancia MWS descubierta por Mikheev y Smirnov en 1985 [62], también se pueden hacer otras observaciones como por ejemplo si $A \ll \Delta m_{21}^2$ el $\sin 2\theta_m = \sin 2\theta$ es decir ángulo en materia coincide con el ángulo en el vacío, por otro lado si $A \gg \Delta m_{21}^2$ entonces $\sin 2\theta_m$ tiende a cero, esto cuando se tiene un N_e grande o cuando de trata de altas energías. Por otro lado en la Figura (2.13) se ilustra la supresión de la materia debido a lo mencionado anteriormente, también de muestra la asimetría que forma el factor $\frac{A}{\Delta m^2}$ dependiendo si toma valores positivos o negativos, recordado además que $-A$ corresponde a los antineutrinos.

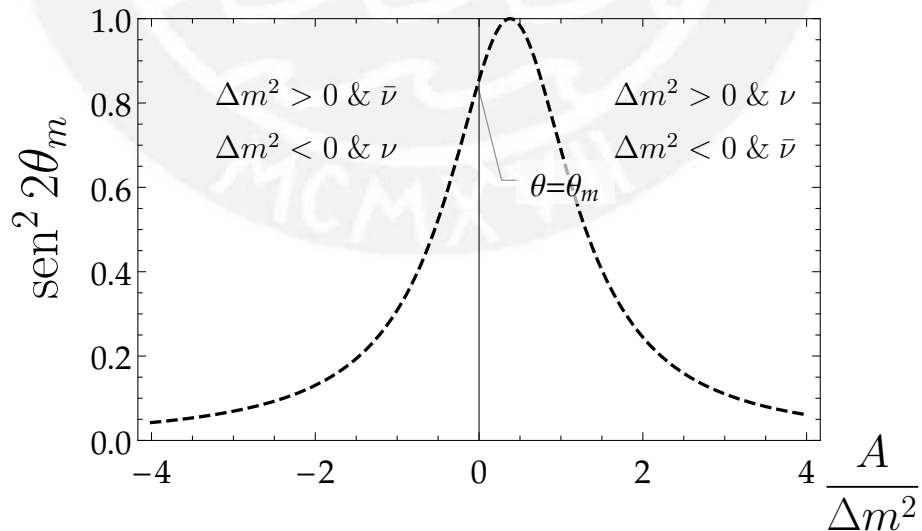


Figura 2.13: $\sin^2 2\theta_m$ versus $\frac{A}{\Delta m^2}$ fijando $\sin^2 2\theta = 0,85$, donde se muestra el punto de resonancia cuando $\sin^2 2\theta_m = 1$, además cuando $A \ll \Delta m^2$ el ángulo en materia tiende al ángulo en vacío en dos generaciones. Figura basada en [1].

Con todo lo anterior podemos escribir la probabilidad de oscilación en materia de dos sabores como si fuera la probabilidad de oscilación de dos sabores en el vacío,

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \text{sen}^2 2\theta_m \text{sen}^2 \left(1,27 \Delta_{21}^m \frac{L}{E} \right), \quad (2.148)$$

donde $\hbar c$ están en unidades naturales, L en kilómetros, E en GeV Y Δ_{21}^m se define como

$$\Delta_{21}^m = \Delta m_{21}^2 \sqrt{\text{sen}^2 2\theta + \left(\cos 2\theta - \frac{A}{\Delta m_{21}^2} \right)^2}. \quad (2.149)$$

2.4.2. Oscilación en tres sabores en la materia

Para el caso de tres sabores sólo es necesario generalizar el caso de dos sabores, es decir se tendrá el hamiltoniano,

$$H = U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.150)$$

luego viendo la evolución de similar forma que en el caso de dos sabores,

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \left(U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} \end{pmatrix} U^\dagger + \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} \overbrace{A} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix}, \quad (2.151)$$

$$= \frac{1}{2E} [UM^2U^\dagger + A] \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix}, \quad (2.152)$$

ahora para ver la evolución se tiene que diagonalizar el Hamiltoniano, para eso usamos una matriz unitaria U^m . Con esta matriz podemos definir nuevos auto estados de masa análogos al caso vacío:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U^m \begin{pmatrix} |\nu_1^m\rangle \\ |\nu_2^m\rangle \\ |\nu_3^m\rangle \end{pmatrix}, \quad (2.153)$$

en este caso solo estamos viendo oscilaciones de neutrinos en materia constante al igual que en el caso con dos sabores, ya que A puede depender de la posición entonces la matriz U^m dependerá de la longitud, así que también será afectada

por la derivada, pero para este caso la derivada de U^m será cero, entonces se tendrá como resultado lo siguiente:

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} |\nu_1^m\rangle \\ |\nu_2^m\rangle \\ |\nu_3^m\rangle \end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2E} \underbrace{\begin{pmatrix} \mathcal{M}_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{M}_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & \mathcal{M}_3^2 \end{pmatrix}}_{\text{Term. de diagonalización}} \right] \begin{pmatrix} |\nu_1^m\rangle \\ |\nu_2^m\rangle \\ |\nu_3^m\rangle \end{pmatrix}, \quad (2.154)$$

finalmente la probabilidad de oscilación será [16]:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 2Re \sum_{j=1}^2 \sum_{k=j+1}^3 U_{\beta j}^m U_{\alpha j}^{m*} U_{\beta k}^{m*} U_{\alpha k}^m (1 - e^{-i\Delta_{ij}^m}), \quad (2.155)$$

donde $\Delta\mathcal{M}_{jk}^2 = \mathcal{M}_k^2 - \mathcal{M}_j^2$ y $\Delta_{jk}^m = \frac{\Delta\mathcal{M}_{jk}^2 L}{2E}$

2.4.3. Aproximaciones útiles: $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$

Aquí veremos la deducción de la siguiente probabilidad $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, en materia constante que es usada en el CDR de DUNE [63]. Realizaremos los pasos intermedios de [64] para el desarrollo. La aproximación a la cual queremos llegar es la siguiente

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq & \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \frac{\sin^2(\Delta_{31} - aL)}{(\Delta_{31} - aL)^2} \Delta_{31}^2 \\ & + \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \frac{\sin(\Delta_{31} - aL)}{(\Delta_{31} - aL)} \Delta_{31} \frac{\sin(aL)}{(aL)} \Delta_{21} \cos(\Delta_{31} + \delta_{cp}) \\ & + \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \frac{\sin^2(aL)}{(aL)^2} \Delta_{21}^2, \end{aligned} \quad (2.156)$$

donde $a = G_F N_e / \sqrt{2}$.

Para eso primero describiremos la probabilidad en el vacío y luego en materia constante.

A la ecuación (2.126) introducimos la siguiente notación para el caso en el vacío

$$\begin{aligned} \sqrt{P_{\text{atm}}} & \equiv \sin \theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \Delta_{31} \\ \sqrt{P_{\text{sol}}} & \equiv \sin 2\theta_{12} \cos \theta_{23} \cos \theta_{13} \sin \Delta_{21} - \sin \theta_{12} \sin \theta_{23} \sin \theta_{13} \sin \theta_{12} \cos \theta_{13} e^{-i\delta} \sin \Delta_{21} \end{aligned} \quad (2.157)$$

donde θ_{13} y Δ_{21} se consideran pequeños, además el segundo término de $\sqrt{P_{\text{sol}}}$ no es considerado ya que son de segundo orden que aporta en pequeñas cantidades, entonces $\sqrt{P_{\text{sol}}}$ quedará:

$$\sqrt{P_{\text{sol}}} \approx \sin 2\theta_{12} \cos \theta_{23} \cos \theta_{13} \Delta_{21} \quad (2.158)$$

Reemplazando (2.157) y (2.158) en (2.126) se tiene,

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &\approx \left| \sqrt{P_{\text{atm}}} e^{-i(\Delta_{32} + \delta)} + \sqrt{P_{\text{sol}}} \right|^2 \\
&= (\sqrt{P_{\text{atm}}} e^{-i(\Delta_{32} + \delta)} + \sqrt{P_{\text{sol}}}) (\sqrt{P_{\text{atm}}} e^{-i(\Delta_{32} + \delta)} + \sqrt{P_{\text{sol}}})^* \\
&= P_{\text{atm}} + 2\sqrt{P_{\text{atm}}}\sqrt{P_{\text{sol}}}\cos(\Delta_{32} + \delta) + P_{\text{sol}}
\end{aligned} \tag{2.159}$$

expandiendo $\cos(\Delta_{32} + \delta)$ en el término cruzado

$$2\sqrt{P_{\text{atm}}}\sqrt{P_{\text{sol}}}\cos(\Delta_{32} + \delta) = 2\sqrt{P_{\text{atm}}}\sqrt{P_{\text{sol}}}\cos(\Delta_{32})\cos(\delta) - 2\sqrt{P_{\text{atm}}}\sqrt{P_{\text{sol}}}\sin(\Delta_{32})\sin(\delta) \tag{2.160}$$

Ahora para la probabilidad en materia consideremos los siguientes, la probabilidad de transición $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}^m$ de dos sabores en materia constante, teniendo en cuenta

$$\begin{aligned}
\Delta_{21}^m &= \Delta\check{m}_{21}^2 = \check{m}_2^2 - \check{m}_1^2 \\
&= \sqrt{(\Delta m_0^2)^2 \sin^2 2\theta + (2\sqrt{2}G_F N_e E - \Delta m_0^2 \cos 2\theta)^2}
\end{aligned} \tag{2.161}$$

Consideremos también de (2.145)

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{(\Delta m_0^2)^2 \sin^2 2\theta}{(\Delta\check{m}_{21}^2)^2} \tag{2.162}$$

además introducimos

$$\Delta_m \equiv \frac{\Delta\check{m}_{21}^2 L}{4E}, \tag{2.163}$$

donde Δm_0^2 , Δ_0 y θ hacen referencia a los términos en vacío, y θ_m , Δ_m y $\Delta\check{m}_{21}^2$ son los términos en materia. Con todo lo anterior reescribimos (2.148) de la siguiente forma

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}^m = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \Delta_m \tag{2.164}$$

que también puede ser escrita usando (2.162) y (2.163) como

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}^m &= \sin^2 2\theta_m \sin^2 \Delta_m \\
&= \frac{(\Delta m_0^2)^2 \sin^2 2\theta}{(\Delta\check{m}_{21}^2)^2} \sin^2 \left(\frac{\Delta\check{m}_{21}^2 L}{4E} \right) \\
&= \frac{(\Delta m_0^2 L)^2 (4E)^2 \sin^2 2\theta}{(4EL\Delta\check{m}_{21}^2)^2} \sin^2 \left(\frac{\Delta\check{m}_{21}^2 L}{4E} \right) \\
&= \Delta_0^2 \frac{(4E)^2 \sin^2 2\theta}{(L\Delta\check{m}_{21}^2)^2} \sin^2 \left(\frac{\Delta\check{m}_{21}^2 L}{4E} \right) \\
&= \sin^2 2\theta \left(\frac{\sin^2(\Delta_m)}{\Delta_m^2} \right) \Delta_0^2
\end{aligned} \tag{2.165}$$

Toda la anterior discreción es para oscilaciones de neutrinos en materia para dos sabores. Ahora para tres sabores se tiene dos pequeños parámetros, $\text{sen}^2 \theta_{13} \leq 0,04$ y $\Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2 \approx 0,03$ [64, 65, 65]. El hecho de tener esos parámetros pequeños nos permite factorizar el caso de tres sabores como si fuera el caso de dos sabores. Por otro lado también se realizará una aproximación de $\Delta \check{m}_{21}^2$ cerca a la resonancia, es decir [64],

$$\Delta \check{m}_{21}^2 = \Delta m_0^2 - 2\sqrt{2}G_F N_e E \quad (2.166)$$

entonces

$$\Delta \check{m}_{31}^2 \approx \Delta m_{31}^2 - 2\sqrt{2}G_F N_e E \quad (2.167)$$

$$\begin{aligned} \Delta \check{m}_{21}^2 &\approx \Delta m_{21}^2 - 2\sqrt{2}G_F N_e E \\ &= -2\sqrt{2}G_F N_e E \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta \check{m}_{32}^2 &= (\check{m}_3^2 - \check{m}_1^2) - (\check{m}_2^2 - \check{m}_1^2) \\ &= \Delta \check{m}_{31}^2 - \Delta \check{m}_{21}^2 \\ &\approx \Delta m_{31}^2 - 2\sqrt{2}G_F N_e E - (-2\sqrt{2}G_F N_e E) \\ &= \Delta m_{31}^2 \\ &= (m_3^2 - m_2^2) + (m_2^2 - m_1^2) \\ &\approx \Delta m_{32}^2 \end{aligned} \quad (2.168)$$

Usando las aproximaciones mostradas en (2.168) reemplazamos en las ecuaciones (2.157) y (2.158), pero para materia considerar (2.165) de la siguiente forma:

$$\sqrt{P_{\text{atm}}^m} = \text{sen } \theta_{23}^m \text{sen } 2\theta_{13}^m \text{sen } \Delta_{31} \quad (2.169)$$

$$\sqrt{P_{\text{sol}}^m} = \text{sen } 2\theta_{12}^m \cos \theta_{23}^m \cos \theta_{13}^m \text{sen } \Delta_{21} \quad (2.170)$$

considerar también de (2.162) usando las aproximaciones vistas en (2.168)

$$\begin{aligned} \text{sen}^2 2\theta_{23}^m &= \frac{(\Delta m_{32}^2)^2 \text{sen}^2 2\theta_{32}}{(\Delta \check{m}_{32}^2)^2} \\ &\approx \text{sen}^2 2\theta_{32} \end{aligned} \quad (2.171)$$

Como ambos ángulos están en el primer cuadrante, entonces $\theta_{32} \approx \theta_{32}^m$, con eso

$$\begin{aligned} \text{sen } \theta_{23}^m &\approx \text{sen } \theta_{23}, \\ \cos \theta_{23}^m &\approx \cos \theta_{23}. \end{aligned} \quad (2.172)$$

Por otro lado

$$\text{sen}^2 \theta_{13} = 1 - \cos^2 \theta_{13} \leq 0,04$$

entonces

$$\cos \theta_{13} \approx 1. \quad (2.173)$$

También considerar

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{12}^m \sin^2 \Delta_{21}^m &= \sin^2 2\theta_{12} \left(\frac{\sin^2(\Delta_{12})}{\Delta_{12}^2} \right) \Delta_{0 \ 12}^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \left(\frac{\sin^2\left(\frac{\Delta \check{m}_{21}^2 L}{4E}\right)}{\left(\frac{\Delta \check{m}_{21}^2 L}{4E}\right)^2} \right) \Delta_{0 \ 12}^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \left(\frac{\sin^2\left(\frac{(-2\sqrt{2}G_F N_e E)L}{4E}\right)}{\left(\frac{(-2\sqrt{2}G_F N_e E)L}{4E}\right)^2} \right) \Delta_{0 \ 12}^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \left(\frac{\sin^2(aL)}{(aL)^2} \right) \Delta_{0 \ 12}^2, \end{aligned}$$

similarmente para

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{13}^m \sin^2 \Delta_{13}^m &= \sin 2\theta_{13} \left(\frac{\sin \Delta_{31}}{\Delta_{31}} \right) \Delta_{0 \ 31} \\ &= \sin 2\theta_{13} \left(\frac{\sin\left(\frac{\Delta \check{m}_{31}^2 L}{4E}\right)}{\Delta_{31}} \right) \Delta_{0 \ 31} \\ &= \sin 2\theta_{13} \left(\frac{\sin\left(\frac{(\Delta m_{31}^2 L - aL4E)}{4E}\right)}{\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L - aL4E}{4E}\right)} \right) \Delta_{0 \ 31} \\ &= \sin 2\theta_{13} \frac{\sin(\Delta_{0 \ 31} - aL)}{(\Delta_{0 \ 31} - aL)} \Delta_{0 \ 31} \end{aligned} \quad (2.174)$$

Con las aproximaciones vistas previamente, (2.169) y (2.170) quedará

$$\sqrt{P_{\text{atm}}^m} = \sin \theta_{23} \sin 2\theta_{13} \frac{\sin(\Delta_{0 \ 31} - aL)}{(\Delta_{0 \ 31} - aL)} \Delta_{0 \ 31} \quad (2.175)$$

$$\sqrt{P_{\text{sol}}^m} = \cos \theta_{23} \sin 2\theta_{12} \frac{\sin(aL)}{(aL)} \Delta_{0 \ 21} \quad (2.176)$$

Finalmente reemplazando (2.175) y (2.176) en (2.159) se obtiene (2.157)

2.5. Decaimiento invisible de neutrinos

En esta sección veremos un efecto de amortiguamiento producido por el decaimiento invisible de neutrinos en las oscilaciones de neutrinos, es decir fijando que los neutrinos oscilan, se considera que algún autoestados de masa ν_i con $i = 1, 2, 3$ pueda decaer y manifestándose este efecto en forma de amortiguamiento en la probabilidad de oscilación. Se le denomina decaimiento invisible porque el producto final de este decaimiento no puede ser visto por el detector ya que estas partículas pueden ser un neutrinos estéril y una partícula denominada Majoron,

$$\nu_i \rightarrow \nu_j + \phi. \quad (2.177)$$

El estudio del posible decaimiento del neutrino no es nuevo, de hecho eran una de las tantas teorías que trataban de explicar el problema de los neutrinos solares. Uno de los primeros trabajos relacionados al decaimiento de neutrinos fue de John Bahcall, Nicola Cabibbo y Amos Yahil en 1972 que partiendo de la premisa de que los neutrinos con una masa finita pueden ser inestables, discutían las consecuencias de esa posibilidad para los experimentos de neutrinos solares [66]. Uno de los posibles modos de decaimiento que estudiaron fue,

$$\nu_e \rightarrow \nu' + \psi, \quad (2.178)$$

donde ψ es un bosón escalar o pseudoescalar y ν' un neutrinos que ellos creían que podría estar relacionado con ν_μ o $\bar{\nu}_\mu$. Como se evidencia en la ecuación (2.178) hay un quiebre del número leptónico, y asociado a esto hay un bosón, siguiendo con esta línea de trabajos en 1981 Y. Chikashige, R. N. Mohapatra y R. D. Peccei se preguntaban si era real la existencia de ese bosón Goldstone asociado al quiebre mencionado antes. Ellos realizan un trabajo detallado que se puede ver en [67] donde no encontrando objeciones habituales firmes asociadas al quiebre de simetrías globales, el boson Goldstone asociadas con el quiebre del número leptónico, es decir el Majoron, acoplaría muy débilmente con la materia, por tal razón no era observado. Más tarde el mismo año como es natural aparecieron más trabajos relacionados con ese asunto, entre los que destaca también el trabajo de G. B. Gelmani y M. Racadelli, donde incluyen la masa del neutrino en el modelo que hoy conocemos como electrodébil, y que debido a la nueva escala baja de masas la simetría global leptónica es espontáneamente quebrada y por ello aparecen dos nuevas partícula, un bosón Goldtone; el Majoron y un Higgs neutro con una pequeña masa, y estos se acoplan fuertemente con los neutrinos pero muy débilmente con los demás fermiones [68]. Y para entender mejor estos trabajos se publicaron también otros artículos como el de H Georgi, S. Glashow y S. Nussinov que como dicen ellos daban una exégesis de los trabajos de Gelmini y Roncadelli [69]. Luego de los trabajos mencionado se publicaron muchos más [70, 71], y trabajos más actuales como el de [72, 73, 74, 75, 76, 77, 78].

2.5.1. Modelo Majoron

Veamos ahora el formalismo teórico del Majoron¹². Consideremos neutrinos de majorana¹³ que interactuaran con bosones de Nambu-Goldstone mediante una combinación escalar tipo Yukawa y un acoplamiento pseudoescalar, en este caso se asume que $m_2 > m_1$, donde m_1 , y m_2 son masas de los neutrinos ν_1 y ν_2 respectivamente, entonces el lagrangiano es el siguiente dado en [75]:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1,2} \bar{\nu}_i \left(i\not{\partial} - \frac{m_i}{2} \right) \nu_i + \left(\frac{g_1}{2} \bar{\nu}_1 \nu_2 + \frac{g_2}{2} \bar{\nu}_1 i\gamma_5 \nu_2 + \text{h.c.} \right) \phi, \quad (2.179)$$

donde ϕ es el majoron y como se vio antes ν_1 y ν_2 son neutrinos de majorana, g_1 y g_2 son constantes de acoplamiento. Nos concentramos sólo en la parte de la interacción, entonces el lagrangiano quedará reducido a la siguiente forma,

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{g_1}{2} \bar{\nu}_1 \nu_2 \phi + \frac{g_2}{2} \bar{\nu}_1 i\gamma_5 \nu_2 \phi. \quad (2.180)$$

Ahora la amplitud al cuadrado del decaimiento del neutrino ν_2 en un neutrino ν_1 y un Majoron,

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}(\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \phi)|^2 &= \frac{g_1^2}{4m_1 m_2} [(p_1 \cdot p_2 + m_1 m_2)(1 - s_1 \cdot s_2) + (p_1 \cdot s_2)(p_2 \cdot s_1)] \\ &\quad + \frac{g_2^2}{4m_1 m_2} [(p_1 \cdot p_2 - m_1 m_2)(1 + s_1 \cdot s_2) - (p_1 \cdot s_2)(p_2 \cdot s_1)], \end{aligned} \quad (2.181)$$

donde (p_i, S_i) con $i = 1, 2$, son el cuadrimomentum y el espín de ν_1 y ν_2 . La ecuación anterior evaluamos para los casos cuando el neutrino decaiga en neutrino y antineutrinos,

$$s_R^\mu = -s_L^\mu = \frac{1}{m\beta} p^\mu - \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} g^{\mu 0}, \quad (2.182)$$

donde $\beta = \frac{v}{c}$, s_R^μ es el espín para el antineutrino, $s_2 = s_L$ y $s_1 = \pm s_L$, con los dos últimos casos para los neutrinos. Ahora definamos A como

$$A = \left(\frac{m_1 E_2}{m_2 E_1} + \frac{m_2 E_1}{m_1 E_2} \right), \quad (2.183)$$

donde E_i son las energías. Con la ecuación anterior obtenemos las amplitudes para ambos decaimientos de forma mas compacta y son las siguientes:

$$|\mathcal{M}(\nu_2 \rightarrow \nu_1)|^2 = \frac{g_1^2}{4} (A + 2) + \frac{g_2^2}{4} (A - 2), \quad (2.184)$$

$$|\mathcal{M}(\nu_2 \rightarrow \bar{\nu}_1)|^2 = \frac{g_1^2 + g_2^2}{4} \left(\frac{m_1^2 + m_2^2}{m_1 m_2} - A \right). \quad (2.185)$$

¹²Esta subsección esta basada en el trabajo de [75].

¹³La forma de diferenciar un neutrino de majorana y un antineutrino, es el espín.

El diferencial de la tasa de decaimiento del $\nu_2 \rightarrow \nu_1$ que es,

$$\frac{d\Gamma_{\nu_2 \rightarrow \nu_1}}{dE_1} = \frac{m_1 m_2}{4\pi} \frac{1}{E_2 |\mathbf{p}_2|} |\mathcal{M}(E_1)|^2 \quad (2.186)$$

Ahora integramos el diferencial de la tasa de decaimiento de la ecuación anterior asumiendo que los neutrinos son relativistas, $m_2 \ll E_2$, la integral se realizará sobre el siguiente rango,

$$\frac{E_2}{2} \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{m_2^2} \right) - \frac{|\mathbf{p}_2|}{2} \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{m_2^2} \right) \leq E_1 \leq \frac{E_2}{2} \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{m_2^2} \right) + \frac{|\mathbf{p}_2|}{2} \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{m_2^2} \right), \quad (2.187)$$

debido a que se considera el eje de propagación el eje z , además se considera la condición $\cos \theta \leq 1$ que viene de $E_1 - E_2$. Con todas las consideraciones anteriores y usando el cambio de variable $x = \frac{m_2}{m_1}$ se obtiene la siguiente tasa de decaimiento [75],

$$\Gamma(\nu_2 \rightarrow \nu_1) = \frac{m_1 m_2}{16\pi E_2} \left[g_1^2 \left(\frac{x}{2} + 2 + \frac{2}{x} \log x - \frac{2}{x^2} - \frac{1}{2x^3} \right) + g_2^2 \left(\frac{x}{2} - 2 + \frac{2}{x} \log x - \frac{2}{x^2} - \frac{1}{2x^3} \right) \right], \quad (2.188)$$

$$\Gamma(\nu_2 \rightarrow \bar{\nu}_1) = \frac{m_1 m_2}{16\pi E_2} \left[(g_1^2 + g_2^2) \left(\frac{x}{2} - \frac{2}{x} \log x - \frac{1}{2x^3} \right) \right]. \quad (2.189)$$

Y para el caso del decaimiento en antineutrinos es el siguiente,

$$\Gamma(\nu_2 \rightarrow \nu_1) = \Gamma(\nu_2 \rightarrow \bar{\nu}_1) = \frac{(g_1^2 + g_2^2) m_2^2}{32\pi E_2}, \quad (2.190)$$

esto en el límite ($m_2 \gg m_1$). Finalmente, se ha visto en las ecuaciones (2.189) y (2.190) las expresiones para las tasas de decaimiento $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \phi$ y $\nu_2 \rightarrow \bar{\nu}_1 + \phi$ respectivamente.

2.5.2. Probabilidad de oscilación y términos de decaimiento

Ahora vemos como introducimos la tasa de decaimiento vista en la anterior subsección en las oscilaciones de neutrinos. Para ello, introducimos el término de decaimiento en el hamiltoniano efectivo de base de masa

$$H_{\text{eff}}^{\text{masa}} = H - i\Gamma, \quad (2.191)$$

es decir

$$H_{\text{eff}}^{\text{masa}} = \frac{1}{2E} \left\{ \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix} - i \begin{pmatrix} \Gamma_1 m_1 & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_2 m_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_3 m_3 \end{pmatrix} \right\}. \quad (2.192)$$

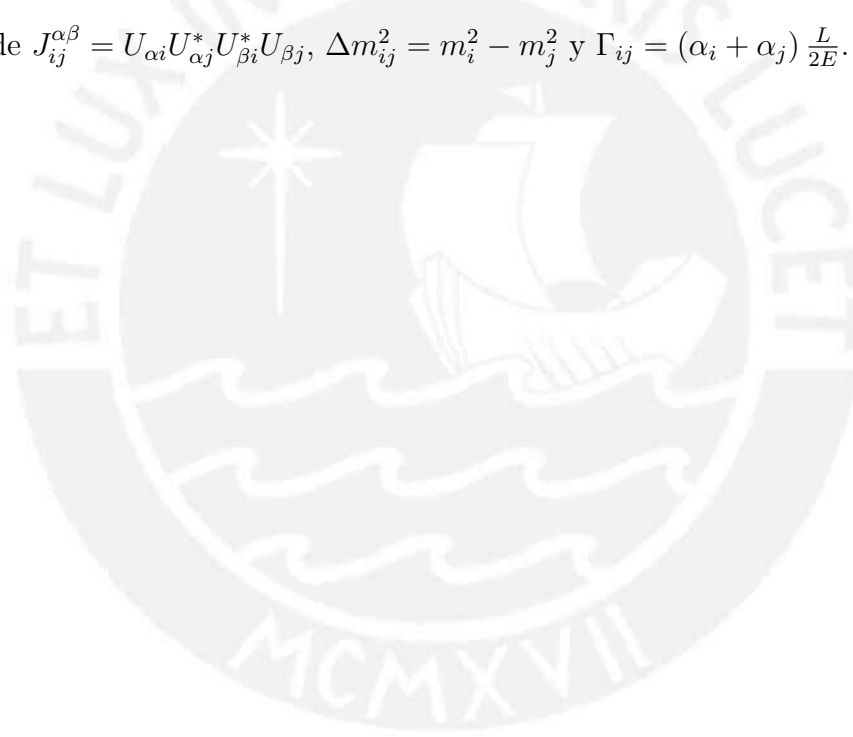
Ahora el Hamiltoniano en la base de interacción o de sabor es el siguiente:

$$H_{\text{eff}}^{\text{int}} = U \left(\underbrace{\frac{1}{2E} \text{diag}(m_1^2, m_2^2, m_3^2) - \frac{1}{2E} i \text{diag}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}_{H_{\text{eff}}^{\text{masa}}} \right) U^\dagger + \underbrace{\frac{1}{2E} \text{diag}(2\sqrt{2}G_F E N_e, 0, 0)}_{\text{Materia}}, \quad (2.193)$$

donde $\alpha_i = \Gamma_i m_i$. Entonces la transición de probabilidad para el decaimiento invisible será,

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{\text{invisible}} = \sum_{i,j} \text{Re}(J_{ij}^{\alpha\beta}) e^{-\Gamma_{ij}} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(J_{ij}^{\alpha\beta}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 E}{4L} \right) e^{-\Gamma_{ij}} - 2 \sum_{i>j} \text{Im}(J_{ij}^{\alpha\beta}) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 E}{2L} \right) e^{-\Gamma_{ij}} \quad (2.194)$$

donde $J_{ij}^{\alpha\beta} = U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}$, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ y $\Gamma_{ij} = (\alpha_i + \alpha_j) \frac{L}{2E}$.



Capítulo 3

Experimentos de *long baseline*

De manera general se puede clasificar a los experimentos de oscilación en dos tipos: experimentos de *appearance* que consisten en medir probabilidad de transición del sabor de neutrino a otro, y experimentos de *disappearance* que son experimentos que miden la probabilidad de supervivencia de los neutrinos [60].

Por otro lado como vimos en la probabilidad de oscilación los únicos parámetros que podemos manipular son la energía y la longitud L/E que están de la forma

$$\frac{\Delta m^2 L}{2E}, \quad (3.1)$$

los parámetros como θ_{13} , θ_{12} , Δm^2 , etc son dados por la naturaleza. Entonces dependiendo del valor de la relación L/E los experimentos de oscilación se subclasifican en experimentos de *short-baseline* y experimentos de *long-baseline*. Por ejemplo para el caso de *short baseline* en un experimento de acelerador la relación L/E es

$$\frac{L}{E} \lesssim 1 \text{ km/GeV}, \quad (3.2)$$

dentro de esta clasificación se tiene experimentos como NOMAD [79], CHARM [80] y entre otros, por otro parte están los experimentos de *long baseline* que a diferencia del anterior la relación es¹

$$\frac{L}{E} \lesssim 10^4 \text{ km/GeV}, \quad (3.3)$$

y dentro de esta clasificación están los experimentos T2K [81], MINOS [82] por mencionar algunos. Además como se mencionó previamente no sólo existen de acelerador también están los experimentos de reactor que se verán con más detalle en las siguiente subsección.

¹También se concidera experimentos de *very long baseline* pero aquí se le denominará sólo *long baseline*

3.1. Introducción general a experimentos de *long baseline*

Como vimos anteriormente en el caso de *long baseline* la relación que debe cumplir L/E es la que se muestra en la ecuación (3.3), es decir la distancia entre la fuente y el detector es tres o cuatro órdenes de magnitud más grandes que en experimentos de *short baseline*.

El objetivo de los experimentos de *long baseline* desde los años 90 fue como vimos antes aclarar el problema de la anomalía de los neutrinos atmosféricos observados por Kamiokande y finalmente aclarado por el experimento Super-Kamiokande de que se trataba de oscilaciones que afectaban a los neutrinos. Usualmente en experimentos de LBL se usa un intenso haz de ν_μ para medir la probabilidad tanto de transición como de supervivencia del neutrino ν_μ .

El haz de neutrinos es producido por la colisión de protones a altas energías con un blanco, de esa colisión se producen mesones en su mayoría piones, estos a su vez decaen dependiendo si son π^+ o π^- en $\mu^+ + \nu_\mu$ o $\mu^- + \bar{\nu}_\mu$ también en su mayoría.

3.1.1. Experimentos de reactor

Los reactores nucleares son instalaciones que producen en general una reacción de fisión en cadena como se ve en la Figura(3.1), básicamente un reactor de fisión cuanta con las siguientes componentes: un combustible que es un isótopo fisible tales como ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{232}Th ; un moderador que frena la velocidad de los neutrones producidos por la fisión, estos pueden ser agua, agua pesada, grafito o sodio metálico; materiales de control que tiene la función de detener la reacción en cadena tales como el cadmio o el boro, que usualmente se usan en forma de barras; refrigerante; reflector; blindaje y elementos de seguridad [83] como se muestra en la figura (3.2).

Ahora del producto de decaimiento β de elementos mencionados anteriormente se obtiene un flujo de $\bar{\nu}_e$ de muy bajas energías con un umbral de 1.8 MeV siendo esto una ventaja en los experimentos de reactor, además todos los detectores optimizados para las búsquedas de oscilación aprovechan la sección transversal relativamente grande y la firma específica del proceso beta inverso



que se ve en la Figura (3.3), pero la desventaja sería que sólo se puede observar la desaparición o *disappearance* de $\bar{\nu}_e$ puesto que el flujo es de ese sabor de neutrino, además por no ser tan energético no se tiene la presencia de muones o taus.

En general se usan reactores de agua presurizada PWR de sus siglas en inglés,

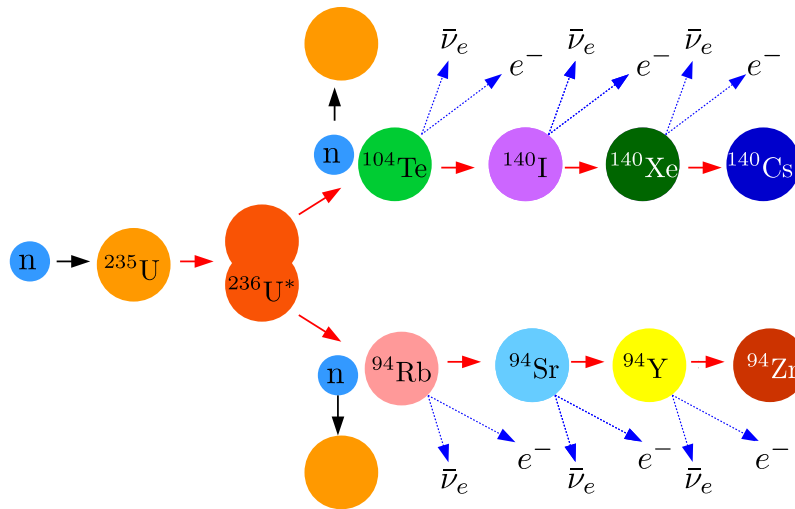


Figura 3.1: Ejemplo de fisión nuclear mediante el cual se genera un flujo intenso de $\bar{\nu}_e$, figura basada en la fuente [84].

un ejemplo de ello es el experimento CHOOZ cuyo detector estaba a una distancia de 1115m y 998m de los dos reactores de la planta CHOOZ de *Électricité de France* en la región Ardenne de Francia. La planta tenía un poder térmico de 8.5GW. El detector consistía en un volumen central de centellador de 5 toneladas, donde los antineutrinos electrónicos eran detectados, alrededor del volumen central se encontraban 192 tubos foto-multiplicadores(PMTs) como se muestra en la Figura (3.4).

3.1.2. Experimentos de acelerador

En esta subsección² discutiremos sobre la producción de un haz convencional de neutrinos provenientes de aceleración de un haz intenso de protones que posteriormente serán colisionados con un blanco nuclear, de esa colisión se obtendrán mesones tales como piones y kaones dependiendo de la energía de los protones, si se obtiene en su mayoría piones estos son conducidos a una cavidad llamada *pipe decay* o tubo de decaimiento donde como dice el nombre estos decaen, previamente tras haber sido seleccionados por los campos magnéticos que se encuentran los dispositivos llamados *horns*. Una vez decaído el mesón se tiene un haz de neutrinos. Esa forma de obtener un flujo de neutrinos ha sido usada en distintos laboratorios como el Fermilab para obtener el haz NuMI, J-PARC en Japón, etc. Un esquema de ello se muestra en la Figura (3.5[])

²Esta subsección está basada en la fuente [88].

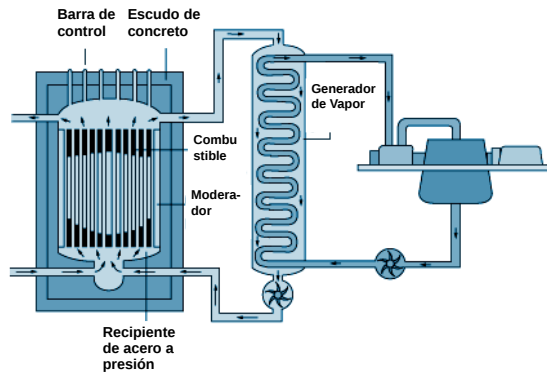


Figura 3.2: Reactor básico refrigerado por gas - (MAGNOX), figura modificada de la fuente [85].

La idea de realizar experimentos usando fuentes de neutrinos de aceleradores no es nueva, de hecho se remonta como vimos inicialmente a la época de Lederman, Schwartz, Steinberger. Las tasas de decaimiento de los mesones producidos por la colisión son:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu\nu_\mu (\text{BR} \sim 100\%), \quad (3.5)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu\nu_\mu (\text{BR} \sim 63,4\%), \quad (3.6)$$

$$K_L \rightarrow \pi\mu\nu_\mu (\text{BR} \sim 27,2\%). \quad (3.7)$$

Mientras que los muones producidos en los decaimientos mostrados decaerán en $\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu$, contaminado así el haz de neutrinos junto al decaimiento de $K_L \rightarrow \pi e\nu_e$ (BR $\sim 38,8\%$) [90].

Para los experimentos de acelerador es necesario saber sobre la producción de los mesones. Puesto que estos nos proveerán de información acerca de los momentums secundarios que están relacionados con la energía del neutrinos y el ángulo de producción se refiere a qué tan bien el secundario apunta a lo largo de la dirección del haz de neutrinos. Los modelos de producción secundaria se obtienen mediante el ajuste e interpolación de datos experimentales sobre $p + A \rightarrow \pi^\pm X$ o $p + A \rightarrow KX$, para realizar esto se puede usar Fluka [91] por ejemplo.

Ahora veamos un poco el sistema de enfoque, en 1961 Simon van der Meer [92] desarrolló la idea de un cuerno magnético o *magnetic horn* en inglés. Éste es dispositivo que enfoca las partículas secundarias; los mesones luego de la colisión, para que puedan decaer y por ende producir el haz de neutrinos. El cuerno magnético consiste básicamente en dos conductores axialmente simétricos con una lámina de corriente que corre por el conductor interno y que

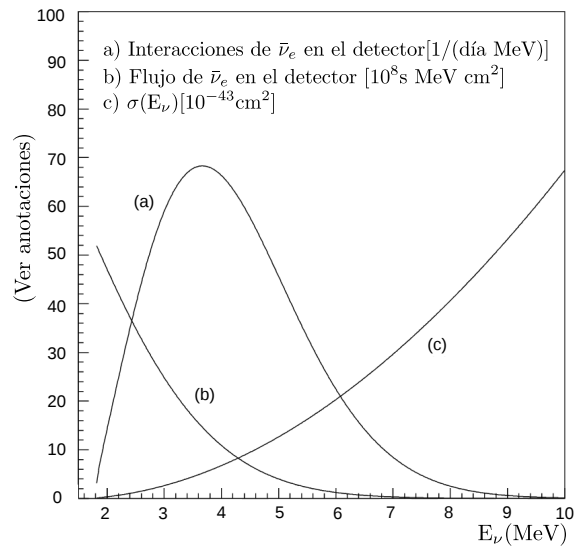


Figura 3.3: Flujo $\bar{\nu}_e$, sección de choque de la desintegración beta inversa y espectro de interacción de $\bar{\nu}_e$ en un detector basado en dicha reacción. Figura tomada de [86].

vuelve sobre el conductor externo. Entre los conductores se produce un campo magnético toroidal cuya fuerza viene dada por

$$q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.8)$$

que proporciona una fuerza restauradora para las partículas de un signo positivo como el π^+ o negativo como por ejemplo el π^- , y dispersa las partículas de otro signo, de esa forma reduce el ruido y mejora la señal. Esta forma de enfoque se asemeja al enfoque de un lente causando esto cierta dispersión y pérdida de las partículas.

Años después del desarrollo de Simon van der Meer los cuernos magnéticos han tenido un notable avance habiendo cuernos magnético parabólicos, cónicos, elipsoidales y los modernos sistemas multicuernos magnéticos como se precia en la Figura (3.6).

Otro componente importante también son los volúmenes de decaimiento o tubos de decaimiento o *pipe decay* que son espacios de deriva para permitir que los piones decaigan. Además como se menciona en [94] y [88] el radio del tubo de decaimiento es también importante y tiene que ser tan amplio como sea práctico para que el haz de neutrinos de baja energía este bien enfocado: en general, los piones de baja energía no están tan bien enfocados en el cuerno de enfoque y tienen una divergencia que los envía a las paredes del volumen de decaimiento antes de decaer.

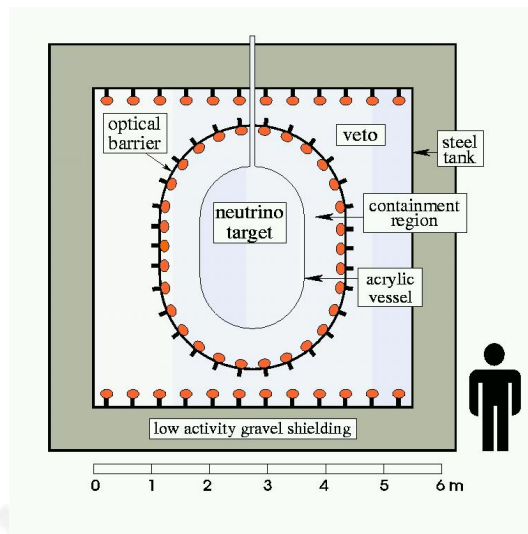


Figura 3.4: Esquema del detector CHOOZ. Figura tomada de [87].

Ahora para filtrar aún más y a la vez monitorear el haz de neutrinos se usa a los muones, porque a estos si se les puede observar. Entonces si se tiene a los muones bien enfocados, se tendrá un haz de neutrinos de la misma forma; bien enfocados. Pero como los muones posteriormente decaerán y traen consigo el aumento del ruido, estos tendrán que ser retirados y para ello se utilizan rocas. De esa forma se monitorea a los neutrinos y se reduce el ruido proveniente del decaimiento del muon como se aprecia en la Figura (3.5).

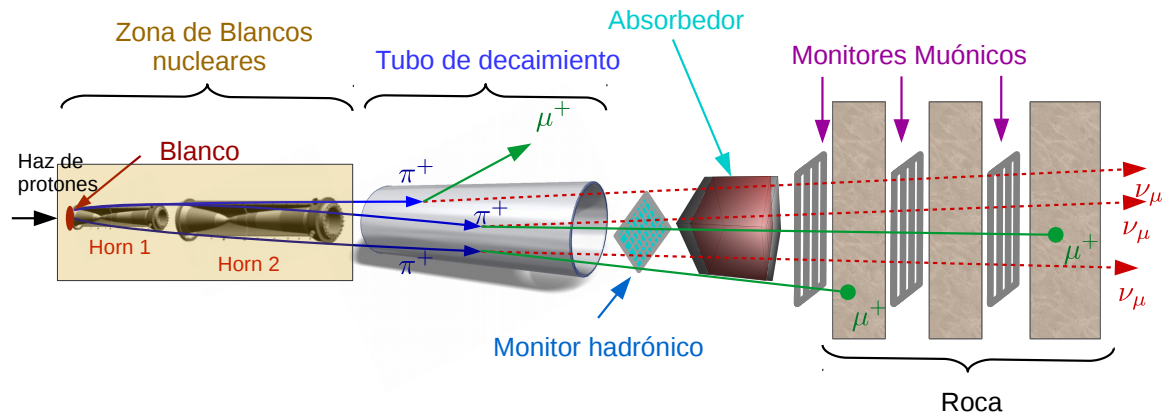


Figura 3.5: Esquema de la producción de un haz de neutrinos. Figura basada en [89].

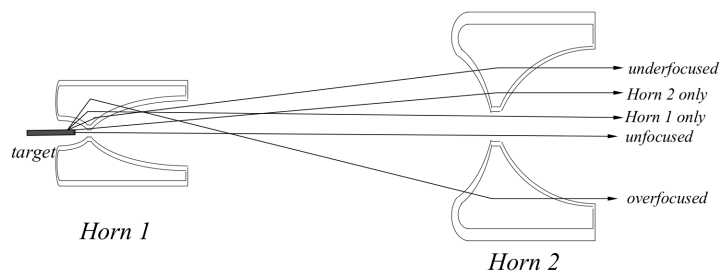


Figura 3.6: Sistema de doble enfoque de un haz de neutrinos, el sistema de enfoque secundario enfoca aún más las partículas secundarias procedentes de la colisión con el banco nuclear, un sistema multi-cuenco es usado para la producción del haz NuMI. Figura tomada de [93, 88]

Capítulo 4

DUNE - Deep Underground Neutrino Experiment

En este capítulo abordaremos las partes importantes del experimento DUNE. Este capítulo está basado casi en su totalidad en los *Conceptual Design Reports* (CDR) de DUNE y otras fuentes relacionadas al CDR que son las siguientes [95, 96, 63, 97, 98, 99].

DUNE es un proyecto internacional para descubrir los misterios de los neutrinos, las instalaciones para el experimento son el laboratorio de *long baseline* de neutrinos (LBNF) ubicado en Fermilab-Chicago que proveerá el intenso haz de neutrinos. Por otro lado en el laboratorio subterráneo de Sanford (SURF) se encontrarán los masivos detectores que medirán los neutrinos procedentes del LBNF situado a 1300 km, en las siguientes secciones describiremos los detectores y la física de DUNE.

4.1. Descripción del detector

Los detectores de DUNE estarán en dos sitios, el detector lejano en el laboratorio subterráneo de Sanford (Sanford Underground Research Facility - SURF) en Dakota del Sur, y el detector cercano en el Laboratorio Nacional Fermi (Fermilab) en el oeste de Chicago.

4.1.1. Detector lejano

El detector lejano estará ubicado a 1475 metros (amarillo) por debajo del SURF, Figura 4.1, tendrá una masa de referencia de 40kt distribuidos en cua-

tro módulos. Cada módulo es una Cámara de proyección temporal de Argón Líquido(Liquid argon time-projection chamber - LArTPC).

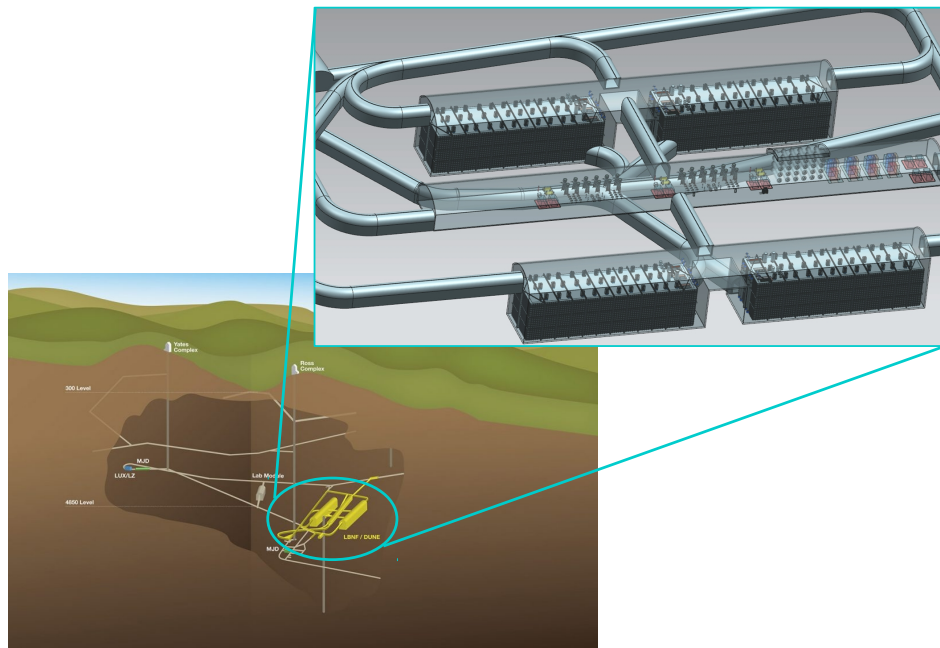


Figura 4.1: Detector lejano de DUNE, a la izquierda la imagen del detector albergado debajo del SURF, a la derecha los cuatro módulos de 10kt de argón líquido cada uno. Figura modificada de [97].

Cámara de proyección temporal de argón líquido(LArTPC)

Para empezar, una TPC(*time-projection chamber*) es un tipo de detector de partículas que consta en un volumen de gas o líquido, campos eléctricos y campos magnéticos que permiten reconstruir en tres dimensiones una interacción o una trayectoria. El primer TPC fue construido por David R. Nygren en el Laboratorio Nacional Lawrence Berkeley en 1970 [100] donde usaba como volumen una combinación del gas argón y metano, posteriormente Carlo Rubbia en 1977 ideó una TPC de argón líquido [101] debido a que el argón líquido es alrededor de un millar de veces más denso que el gas usado por el primer TPC.

Antes de describir como funciona una TPC de argón líquido, veamos algunas razones de porque usar dicho material, primero el argón es un gas noble lo que significa que en condiciones normales es monoatómico, incoloro e inodoro, además tiene una electronegatividad nula es decir que es inpropenso a reaccionar, todo lo anterior se traduce en que los electrones producidos por la radiación ionizante no serán absorbidos. El argón también centellea cuando una partícula cargada pasa a través de él, es decir que el número de fotones es proporcional a

la energía depositada, y finalmente es relativamente barato; aproximadamente 2 dólares el litro.

En general una TPC está compuesto por tres partes [102, 103],

Plano cátodo de alta tensión Es un plano que se utiliza para establecer un campo eléctrico de empuje o de deriva a través del detector(TPC), ver Figura 4.2, por ejemplo este campo puede ser de 100 V/cm como usó Rubbia.

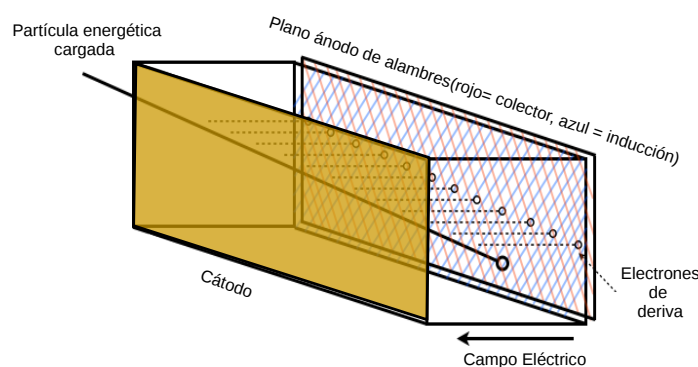


Figura 4.2: Plano cátodo de color dorado. Figura modificada de [103]

Planos de alambre ánodo Son planos paralelos al cátodo y paralelos entre sí que se fijan a potenciales mayores que el cátodo. Hay una separación de plano a plano por unos pocos centímetros ($\sim 1\text{cm}$). Los planos se componen de muchos hilos (alambres) conductores paralelos separados por algunos milímetros y los alambres pueden estar rotados en ángulos respecto a la vertical. La función de estos planos son leer las señales de los electrones de deriva.

En un detector con N planos de ánodo (planos de alambre), se denomina **planos de inducción** a los $N-1$ planos internos y **plano colector** al plano de la superficie porque los electrones de deriva se recogen en este plano específicamente en sus alambres, por ejemplo en la Figura 4.3 U y V son planos de inducción, y Y es el plano de colector. Para los electrones de deriva pasen a través de los planos de inducción estos deben ser fijados en menores potenciales que el plano colector. Las señales del plano de inducción se utilizan para la reconstrucción de eventos, adicionalmente también produce señales el plano colector. Tener varios planos con distintas orientaciones de alambre permite reconstruir eventos en dos dimensiones, para la tercera dimensión se usa el tiempo de deriva de los electrones.

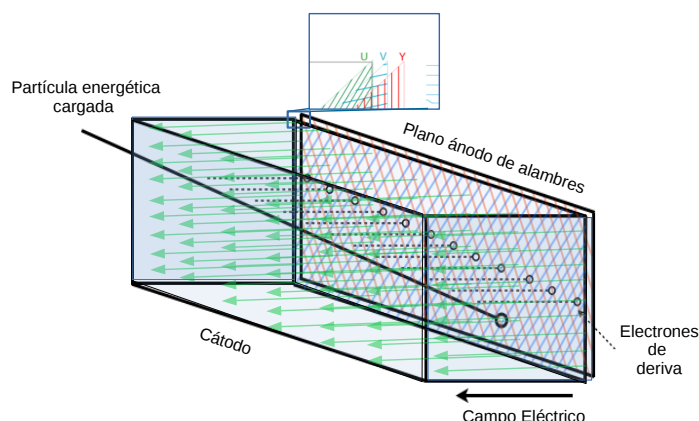


Figura 4.3: Planos ánodos de alambre de color rojo y azul, las flechas verdes representan el campo eléctrico, y el cubo transparente azul representa la jaula de campo. Figura modificada de [103].

Jaula de campo (*field cage*) Es la tercera parte de un TPC que consiste en una jaula de campo entre el cátodo y el ánodo, ver Figura 4.3. Esta jaula de campo mantiene un campo eléctrico uniforme, su función es que las trayectorias de los electrones de deriva no se desvíen o se desvíen lo menos posible del punto de ionización al ánodo, esto evita distorsiones de las trayectorias de los electrones a la hora de reconstruir los eventos ver Figura 4.4.

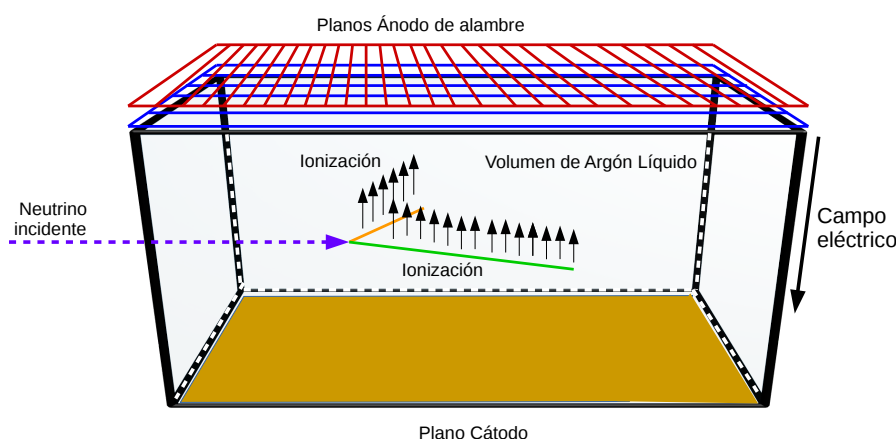


Figura 4.4: Cámara de proyección temporal de Argón Líquido, se muestra el punto de ionización, con todas las componentes.

Ahora veamos como será el detector lejano de DUNE [97]. La TPC de DUNE estará dentro de un criostato y completamente sumergido en Argón líquido a -185.15 grados centígrados. Estará compuesto por tres juegos de planos de

ánodos(anode plane assemblies - APAs) de 2.3 m ancho, 6.3 m de alto, y 12 cm de grosor; dos juegos de planos de Cátodo(cathode plane assemblies - CPAs) de 2.3 m de ancho, 3 m de alto; una jaula de campo y un sistema de alto voltaje.

El Volumen de la TPC será de 12 metros de alto, 14.7 metros de ancho y 58 metros de largo en la dirección del haz, estará construido de módulos APAs, CPAs y módulos de jaula de campo, los APAs y los CPAs estarán intercalados en columnas a lo largo del criostato habiendo tres columnas de APAs y dos columnas de CPAs orientadas verticalmente con planos paralelos a la línea del haz de neutrinos donde cada columna se le denominará *plano Cátodo* o *plano Ánodo*, como se aprecia en la Figura 4.5.

El *Field-cage* encerrará los cuatro espacios abiertos entre los planos de ánodo y cátodo, necesarios para proporcionar condiciones de entorno que aseguren un campo eléctrico uniforme sin ser afectados por las paredes del criostato. Para un módulo de detector de 10 kt se requiere alrededor de 2000 m² de cobertura de *field-cage*, de acuerdo al CDR [97] será de cobre revestido de laminas FR-4(Flame Retardant -4) reforzado con vigas I de fibra de vidrio para formar módulos de 2.3 m × 3.6 m.

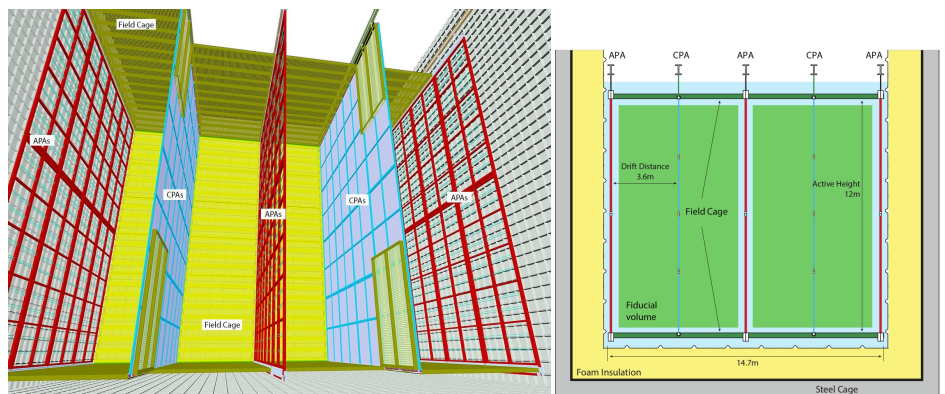


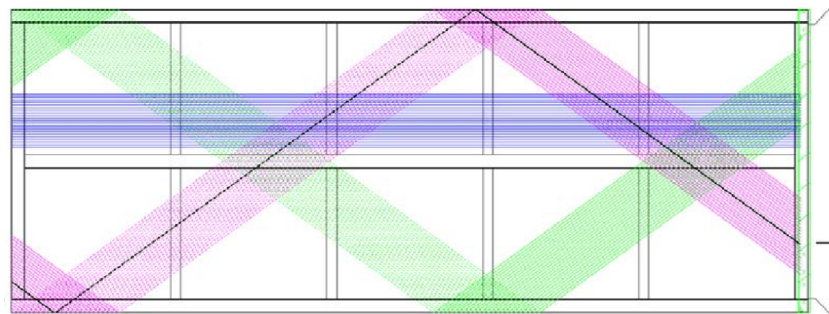
Figura 4.5: Vista de como estará instalado el TPC dentro del criostato. Los APAs se muestran en rojo, los CPAs están en celeste y los módulos *field-cage* en amarillo verdoso. Figura tomada de [97].

Los planos de alambre de ánodo serán una aleación de cobre y berilio (CuBe) de 150 μm de diámetro por su alta resistencia a la tracción, buena conductividad eléctrica, excelente soldabilidad y coeficiente de expansión térmica compatible con el del bastidor de acero inoxidable [97]. Cuatro planos de alambres cubrirán cada lado de un marco APA, estos cuatro planos de alambres están etiquetados

en orden desde el exterior como: G(plano de cuadrícula o *grid plane*), U(Primer plano de inducción), V(segundo plano de inducción) y X(plano colector), para mas información ver el Cuadro 4.1. Los alambres estarán separados entre si 4.76 mm.

Et.	Función	Orientación (resp.vertical)	Incl. (mm)	Núm.	Tensión de polarización.(volt)
G	Blindaje/pl. de cuadr.	0°	4.79	960	-655
U	Primer plano de inducción	+35.7°	4.67	800	-365
V	Segundo plano de inducción	-35.7°	4.67	800	0
X	plano de recolección	0°	4.79	960	+860

Cuadro 4.1: Parámetros de los cuatro planos de alambre de los APAs



Extremo final de un alambre

Inicio de un alambres

Figura 4.6: Se ilustra la orientación de los alambres en el APAs, se puede ver el camino que sigue por ejemplo el la línea negra de la cinta en magenta en la Figura, los alambres U están de magenta, los V de verde, X/G de azul, G está paralelo a X y la razón de su presencia es para mejorar la forma de la señal proveniente de U. Figura tomada de [97].

Los dos planos de cátodo estarán polarizados a -180 kV para proporcionar un campo de deriva requerido de 500 V/cm. Cada plano de cátodo será alimentado por una fuente de poder de alto voltaje suministrado por medio de un filtro RC y *feedthrough*¹. El candidato actual para las fuentes de alimentación

¹Conductor que utiliza para transportar una señal a través de un recinto o placa de circuito impreso.

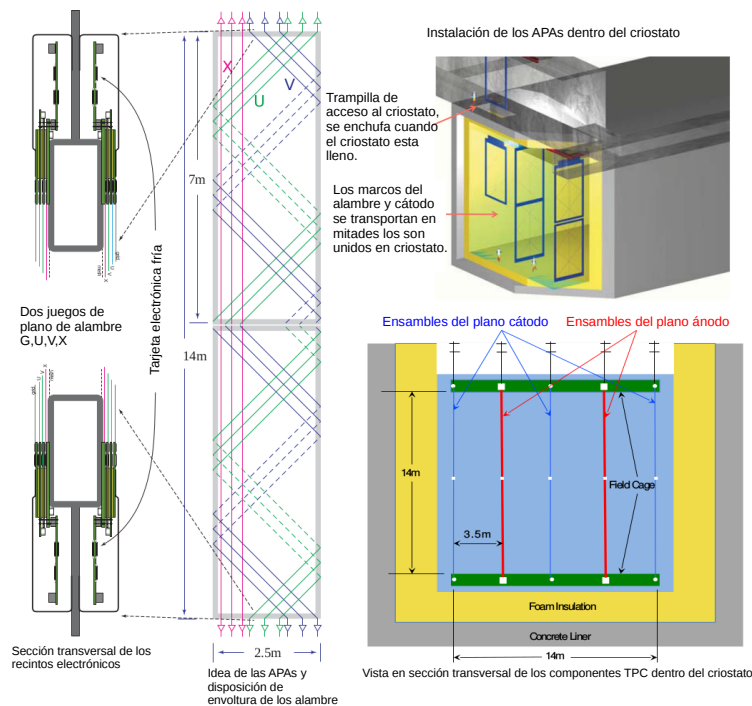


Figura 4.7: Orientación de los alambres y configuración dentro del criostato en DUNE. Figura tomada y modificada de [104].

de alto voltaje son las series Heinzinger PNChp, que tiene una ondulación de salida específica más baja.

En resumen cuando se apliquen tensiones de polarización apropiados a los APA y CPA, se creará un campo eléctrico uniforme en el volumen entre los planos de ánodo y cátodo. Una partícula cargada que atraviesa este volumen deja un rastro de ionización en el argón líquido ultra-puro, ver por ejemplo la Figura 4.7. Los electrones derivan hacia los planos del alambre del ánodo, induciendo señales de corriente eléctrica en los circuitos electrónicos frontales conectados a los cables de detección. Las formas de onda de la señal de corriente de todos los cables de detección serán amplificadas y digitalizadas por la electrónica frontal y transmitidas a través de cables fríos (sumergidos) y pasados al sistema de adquisición de datos (DAQ) que se encuentra fuera del criostato. Mientras que los electrones derivan hacia los APAs, los iones positivos se desplazan hacia los CPAs a una velocidad de cinco órdenes de magnitud más lentos que los electrones y por lo tanto contribuyen poco a la señal en los alambres [98].

4.1.2. Detector cercano

En esta subsección veremos el diseño de referencia del sistema del detector cercano (Near Detector Systems - NDS) de DUNE basado en [99, 97]. El rol que cumplirá el detector cercano es minimizar la incertidumbre sistemática de programa de oscilación de *long-baseline* y maximizar así la física de oscilación del detector lejano, en otras palabras mejorará la sensibilidad de las mediciones de las oscilaciones de neutrinos de *long baseline* de DUNE, esto ayudará en el análisis de *electron neutrino appearance* que es el primer canal de oscilación, también al canal de *muon-neutrino disappearance*. El NDS básicamente consiste en:

1. Rastreador de grano fino (Fine-Grained Tracker - FGT) cerca del detector de neutrinos.
2. Sistema de Medición de la línea del haz.
3. Sistema de adquisición de datos (DAQs) del sistema Detector cercano

El Rastreador de grano de Fino del detector cercano de DUNE consiste en un detector de seguimiento traza central de *straw-tube* (straw-tube tracking - STT) y un calorímetro electromagnético (Electromagnetic Calorimeter - ECAL) en el interior de un dipolo magnético de 0.4 T. Además, los identificadores de muones (MulDs) se encuentran en el acero del imán, así como encima y debajo de los STT. El FGT esta diseñado para realizar mediciones precisas del flujo de neutrinos, secciones de choque, tasa de señal y tasa de ruido [97].

El *straw-tube* del STT tendrá un diámetro interior de 1 cm, las paredes del *straw* se hacen enrollando una película de Kapton XC cargada de carbono (en el interior) y una película de Kapton HN revestido de aluminio (en el exterior), para que tenga un espesor total de aproximadamente $70 \mu\text{m}$ [97].

El STT tendrá un total de 107.520 *straws* - correspondientes a 336 *straws* por plano, 1344 *straws* por módulo, en total son 80 módulos. Se leerán ambos extremos de los *straw tube*, lo que dará lugar a un total de 215.040 canales electrónicos. La masa total del STT, incluyendo los blancos nucleares y radiadores, será de aproximadamente 8 toneladas. Los radiadores blancos (*Radiator Targets*) estarán debajo de los módulos STT y tendrán doble propósito como blancos, uno para las interacciones de neutrinos y dos para la producción de radiación de transición (Transition Radiation - TR). Cada módulo STT contiene cuatro radiadores, donde cada radiador consta de 60 capas de láminas de polipropileno $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$ de $25 \mu\text{m}$, que están en relieve para mantener espacios de aire de $125 \mu\text{m}$ entre láminas consecutivas, además el radiador tendrá una masa de aproximadamente 17 kg y un espesor $\sim 9 \text{ mm}$. El blanco nuclear son un conjunto de blancos nucleares que estarán frente al STT, el blanco mas

importante es el Argón, este blanco consistirá en planos de tubos cilíndricos llenos de gas argón presurizado a 140 atm ($\rho = 0,233$), con suficiente masa de Ar para proporcionar hasta aproximadamente 10 veces la estadística de no oscilación estimada esperada en el detector lejano de 40 kt, otro blanco nuclear importante es el calcio, que junto al argón se espera que las propiedades de las interacciones neutrino/antineutrino sean iguales para ambos blancos. Otro blanco de importancia será el carbón(grafito) que es esencial para obtener interacciones neutrino en el protón libre [97, 99].

El calorímetro electromagnético (ECAL-*Electromagnetic calorimeter*) rodeará el volumen de seguimiento en todos lados y consiste básicamente en: UN ECAL delantero(*Forward*), un ECAL barril y un ECAL posterior(*Backward*) [97].

Además de los componentes anteriores también habrá un identificador de muones (MuID) que estará a los lados extremos del imán dipolo y que será capaz de distinguir a los muones de los hadrones, porque los muones pueden penetrar el hierro. La función del MuID es reconstruir las trazas de muones y combinarlos con las trazas reconstruidas en el STT. MuID consistirá en 432 módulos de placa resistiva(RPC) que estarán intercalados entre 10cm de acero de espesor del imán dipolar y entre las placas de acero de 20 cm en los extremos superior e inferior como se muestra en la figura (4.9) [97].

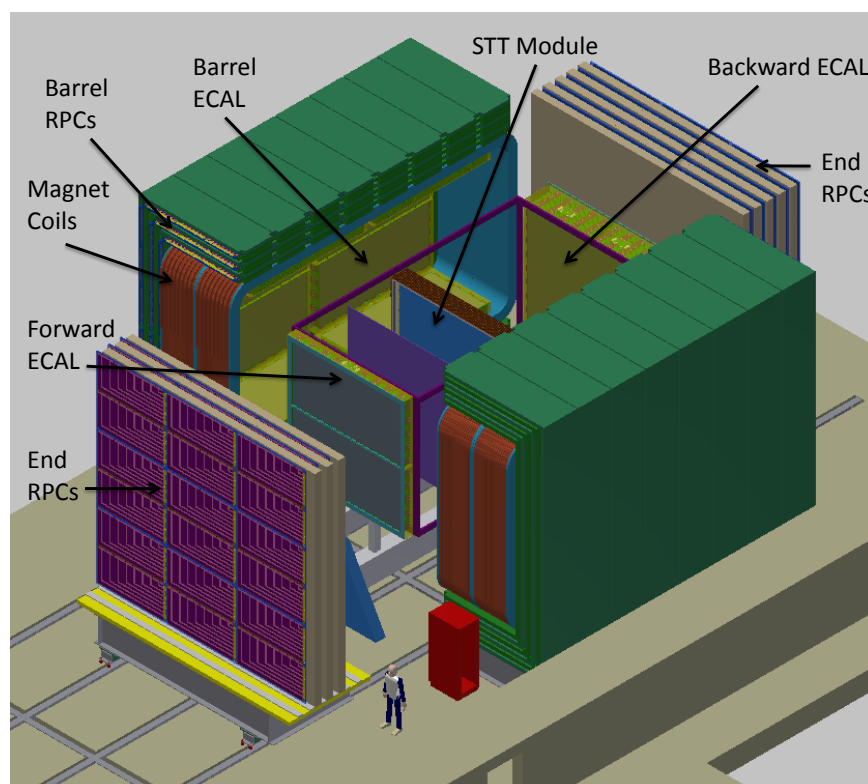


Figura 4.8: Esquema del rastreador de grano fino (*Fine-Grained Tracker* - FGT). Detector cercano, Figura tomada de [97].

4.2. Física que estudia DUNE

La motivación por la cual se realiza el experimento DUNE es para abordar preguntas fundamentales concernientes para el entendimiento del universo, tales preguntas son: ¿Cuál es el origen de la asimetría de materia y antimateria en el universo? ¿Cuáles son las simetrías fundamentales subyacentes en el universo?, ¿Existe una teoría de gran unificación?, ¿Como explotan las supernovas y que nueva física se puede aprender de estas explosiones que involucran neutrinos?. DUNE abordará estas cuestiones planteando sus objetivos principales en lo que denominan **el programa primario de ciencias** que consiste esencialmente en lo siguiente [63]:

1. Medir con precisión los parámetros que involucran la oscilación $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ y $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, esto da pistas para responder a la pregunta relacionada con la asimetría de materia y antimateria en el universo, DUNE se enfoca dentro de este primer objetivo en lo siguiente :

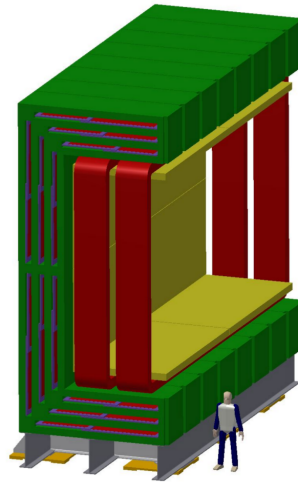


Figura 4.9: Esquema del ECAL (módulos amarillos) al costado la bobina magnética(rojo) y el MuID (módulos azules) intercalado por el imán (verde). Figura tomada de [104].

- a) Medir la fase δ_{CP} que viola la carga-paridad(CP), donde un valor distinto de 0 o π representaría la violación de CP en el sector leptónico.
 - b) Determinar la jerarquía de las masas, es decir determinar el signo de Δm_{31}^2 , con ello solucionarí el problema de jerarquía en los neutrinos.
 - c) Medir nuevamente todos los parámetros con mayor precisión de las oscilaciones de neutrinos.
2. Buscar el posible decaimiento del protón en sus modos mas importantes. La observación del decaimiento del protón representaría un descubrimiento novedoso en física que abriría las puertas a la gran unificación de las fuerzas.
 3. Detectar y medir el flujo de ν_e provenientes del colapso de núcleos de supernova que se encuentran dentro de nuestra galaxia, que gracias a los modernos detectores de Argón Liquido de DUNE discutidos previamente será posible observar estos flujos.

Además del primer programa de ciencias, DUNE posee un **programa auxiliar de ciencias** que entro otras cosas se encargara de [63]:

1. Medir transiciones de sabor que estén incluidas en teorías mas allá del modelo estándar como interacciones no estándares de neutrinos(NSIs), investigar sobre neutrinos estériles con ambos detectores el cercano y el lejano y medir con mayor precisión la aparición del neutrino tau.
2. Medir la oscilación de neutrinos atmosféricos.

3. Medir la interacción de neutrinos con el detector cercano que incluirá medir en una amplia gama la secciones de choque de los neutrinos, estudios de los efector nucleares, mediciones de la estructura del nucleón y medir con precisión el angulo de Weinberg en $\sin^2 \vartheta_W$.
4. Buscar la firma distintiva de la materia oscura.

Todo el programa auxiliar es posible debido al intenso haz de neutrinos del LBNF, el masivo detector lejano de DUNE el LArTPC y al moderno detector cercano que posee. Además de todo DUNE no se limitará a los dos programas de ciencia que tiene, de hecho también tiene objetivos como medir la oscilación de neutrinos y física solar usando neutrinos solares; detectar y medir flujos de neutrino de supernovas difusas; medir neutrinos de fuentes astrofísicas a energías de ráfagas de rayos gamma, núcleos activos de galaxias, fusiones de agujeros negros y de estrellas de neutrones, u otras fuentes transitorias [63]. A continuación veremos algunos de los objetivos de DUNE con más detalles.

4.2.1. Física de oscilación de neutrinos de *long-baseline*

Jerarquía de masa

En la probabilidad de oscilación de neutrinos visto anteriormente nos limita a conocer sólo las diferencias de masa al cuadrado Δm_{ij}^2 mas no las masas en si de los neutrinos ν_1 , ν_2 y ν_3 . Pero gracias a los experimentos de oscilaciones de neutrinos solares se determinó la diferencia de masas al cuadrado Δm_{12}^2 y mediante experimentos de oscilación con neutrinos atmosféricos se determinó la diferencia de masa al cuadrado Δm_{13}^2 . Sin embargo con ese conocimiento sólo tenemos la posibilidad de inferir que el doblete de neutrinos solares (ν_1 ν_2) tenga una masa promedio mayor o menor que los demás neutrinos atmosféricos(ν_3). Si la masa del doble de masas de neutrinos solares es menor que la masa de los neutrinos atmosféricos se le denomina **jerarquía normal** en caso contrario se le denomina **jerarquía invertida** como se aprecia en la figura (4.10).

La importancia de determinar la jerarquía de masa de los neutrinos radica en que existen distintas teorías de unificación² que predicen jerarquía de masa normal como en trabajo de [105], y así en entre otros, pero también existen teorías de unificación que predicen lo contrario es decir jerarquía invertida como en [106], entre otros trabajos. Como no es posible crear las condiciones presentes del inicio de universo, resolver el problema de la jerarquía de masa de neutrinos es de vital importancia para entender el universo primitivo usando

²Se cree que las cuatro fuerzas que gobiernan nuestro universo inicialmente en su nacimiento fueron unificadas en una sola fuerza bajo altas temperaturas, las teorías que buscan explicar esto se dominan teorías de *unificación*

estas teorías.

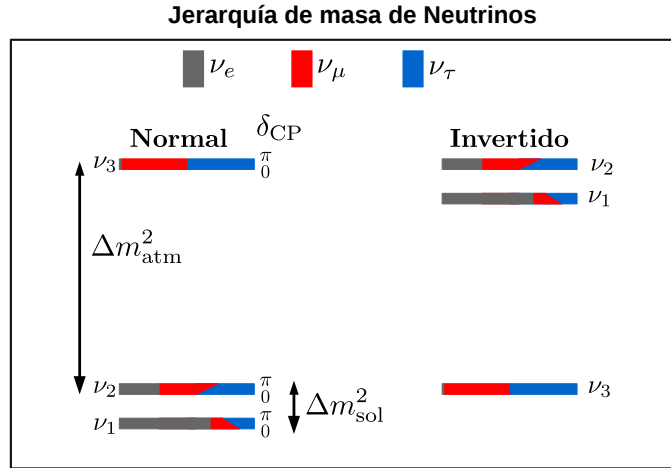


Figura 4.10: Jerarquía de masa.

El objetivo de DUNE como ya se mencionó antes es determinar la jerarquía de masas de los neutrinos a 5σ para todos los valores de δ_{CP} . Para ello se realizará un ajuste donde la sensibilidad experimental se cuantificará usando la prueba de $\Delta\chi^2$, que se calcula comparando los espectros previstos para la hipótesis alternativa. Estas cantidades se definen como:

$$\Delta\chi_{MH}^2 = \chi_{IH}^2 - \chi_{NH}^2, \quad (4.1)$$

$$\Delta\chi_{MH}^2 = \chi_{NH}^2 - \chi_{IH}^2. \quad (4.2)$$

Fijando para el primero como cierto la jerarquía normal, y para el segundo la jerarquía invertida, tales sensibilidades se muestran en la Figura (4.11)

En la figura 4.11 utilizaron los flujos optimizados y los de referencia que se discutirán más adelante.

Violación de simetría CP

En la matriz PMNS todos los parámetros están medidos a excepción de la fase δ_{CP} que se aprecia en la ecuación (2.72), es importante la medición de dicha fase por distintas razones pero la principal es que hay una hipótesis interesante que explica que la asimetría bariónica es decir la asimetría de materia y antimateria en el universo es inducida por la violación de la simetría CP en el sector leptónico.

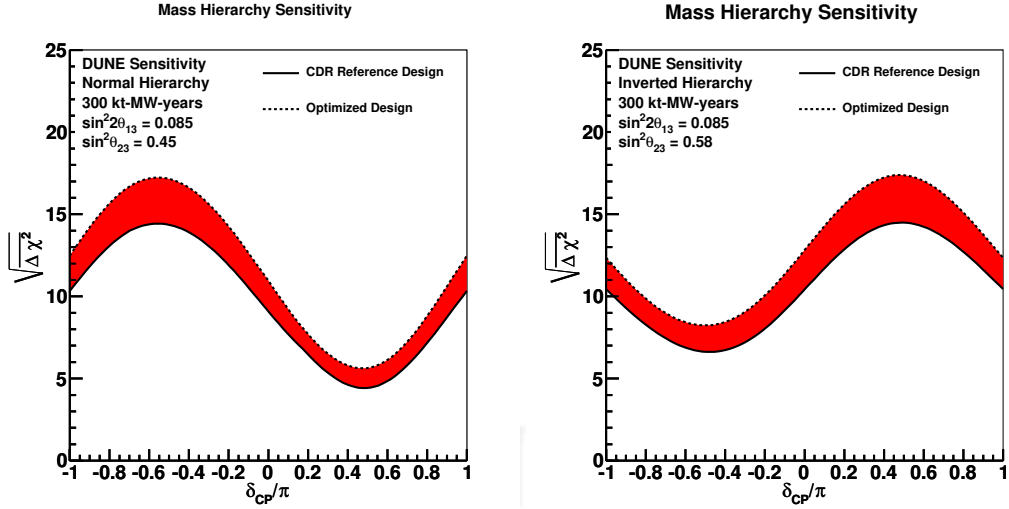


Figura 4.11: Sensibilidad de la jerarquía de masas en DUNE. La jerarquía de masa puede determinarse probando todos los posibles valores de δ_{CP} para una exposición de 300kt·MWyr asumiendo jerarquía normal(izquierda) y jerarquía invertida(derecha). Fuente [63].

En la aproximación de la aparición de neutrinos electrónicos en la ecuación (2.157), expandiendo el término medio se tiene un signo opuesto en oscilaciones $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ y $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. La magnitud del término de violación CP es dado mediante el previamente definido invariante de Jarlskog como [63]:

$$J_{CP} \equiv \frac{1}{8} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \cos \theta_{13} \sin \delta_{CP}. \quad (4.3)$$

Conociendo los demás parámetros de la invariante de Jarlskog quedará:

$$J_{CP} \approx 0,03 \sin \delta_{CP}. \quad (4.4)$$

Por otro lado la asimetría CP puede ser definida como,

$$\mathcal{A}_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}. \quad (4.5)$$

Assumiendo $\sin^2 2\theta_{13}$ pequeño tenemos la siguiente aproximación [107]:

$$\mathcal{A}_{CP} \approx \frac{\cos \theta_{23} \sin 2\theta_{12} \sin \delta_{CP}}{\sin \theta_{23} \sin \theta_{31}} \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu} \right) + \text{efectos de materia}. \quad (4.6)$$

En el experimento DUNE se hará pruebas de χ^2 al igual que con la jerarquía de masa y estado dado por la siguiente relación,

$$\Delta\chi_{CPV}^2 = \text{Min}[\Delta\chi_{CP}^2(\delta_{CP}^{test} = 0), \Delta\chi_{CP}^2(\delta_{CP}^{test} = \pi)], \quad (4.7)$$

donde

$$\Delta\chi_{CP}^2 = \chi_{\delta_{CP}^{test}}^2 - \chi_{\delta_{CP}^{true}}^2. \quad (4.8)$$

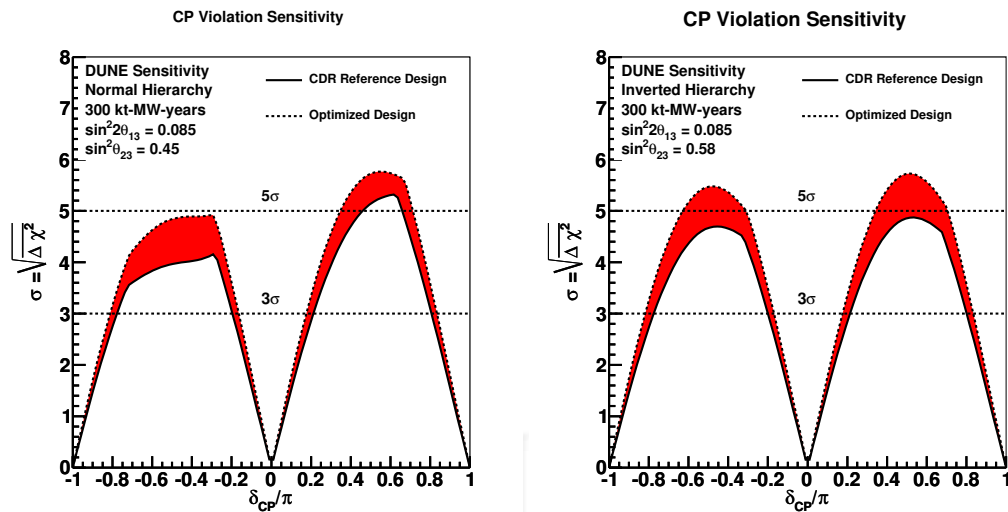


Figura 4.12: Sensibilidad de DUNE a la violación de CP que es determinada como una función de los valores del δ_{CP} para una exposición de 300kt·MWyr asumiendo jerarquía normal(izquierda) y jerarquía invertida(derecha). Fuente [63]

En la figura (4.12) se muestra la significancia con la cual la violación CP es medida, es decir un valor diferente de π o de 0 del δ_{CP} puede ser determinado como una función del tiempo de exposición 300kt·MW·year evaluado para cada valor del δ_{CP} cuya simulación corresponde a la toma de datos de 7 años(3.5 en modo neutrinos y 3.5 en modo antineutrino) con el detector de 40 kt y el haz de neutrinos de 1.07-MW 80-GeV.

Medición de parámetros de oscilación

El programa de DUNE incluye como se mencionó la medición de los parámetros claves de las oscilaciones de neutrinos como el $\sin^3 \theta_{23}$, el octante de θ_{23} , $\sin^2 2\theta_{13}$ y la Δm_{31}^2 . Por ejemplo para el octante se define el $\Delta\chi^2$ como [63]:

$$\Delta\chi_{\text{octante}}^2 = |\chi_{\theta_{23}^{\text{est}} > 45^\circ}^2 - \chi_{\theta_{23}^{\text{est}} < 45^\circ}^2|. \quad (4.9)$$

donde θ_{23} en el octante erróneo se limita sólo a tener un valor dentro del octante equivocado esto significa que no se requiere que tenga el mismo valor de $\sin^2 2\theta_{23}$ como valor verdadero, dicha sensibilidad al octante se aprecia en la Figura (4.13)

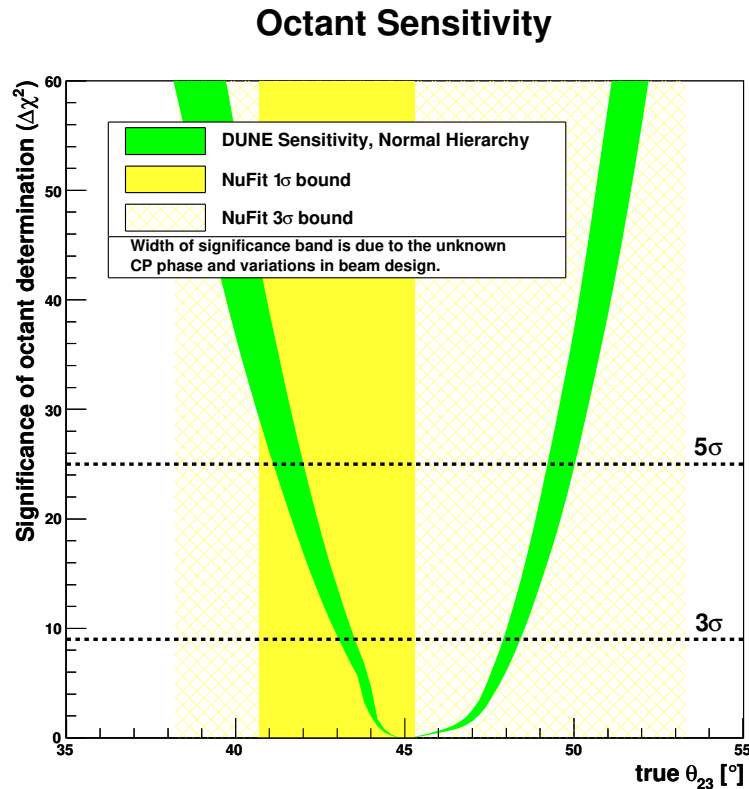


Figura 4.13: Sensibilidad de DUNE para resolver el octante θ_{23} en función de un valor verdadero para θ_{23} . Fuente [63].

4.2.2. Neutrino atmosférico y decaimiento del Nucleón

Decaimiento de núcleos

La motivación importante para el estudio de decaimientos de núcleos como los protones son las teorías de gran unificación o GUTs en inglés que unen

las tres interacciones fundamentales que son la interacción electromagnética, la interacción fuerte y la interacción débil dentro de una sola fuerza. Dichas teorías como las que se pueden ver en [108, 109, 110] tienen como observable el decaimiento del protón, entre los modos de decaimiento se encuentran los siguientes,

$$p^+ \rightarrow K^+ \bar{\nu}, \quad (4.10)$$

$$p^+ \rightarrow e^+ \pi^0. \quad (4.11)$$

Donde el primer modo es predominante en las GUTs supersimétricas, que dicho sea de paso el K^+ del estado final podrá ser detectado en el sitio lejano de DUNE el LArTPC. Las GUTs a parte de las predicciones del decaimiento del protón hacen predicciones acerca de la violación del número bariónico.

La Figura (4.14) muestra la comparación de los límites experimentales en los modos de decaimiento esenciales a los rangos de tiempos de vida predichos por los GUTs.

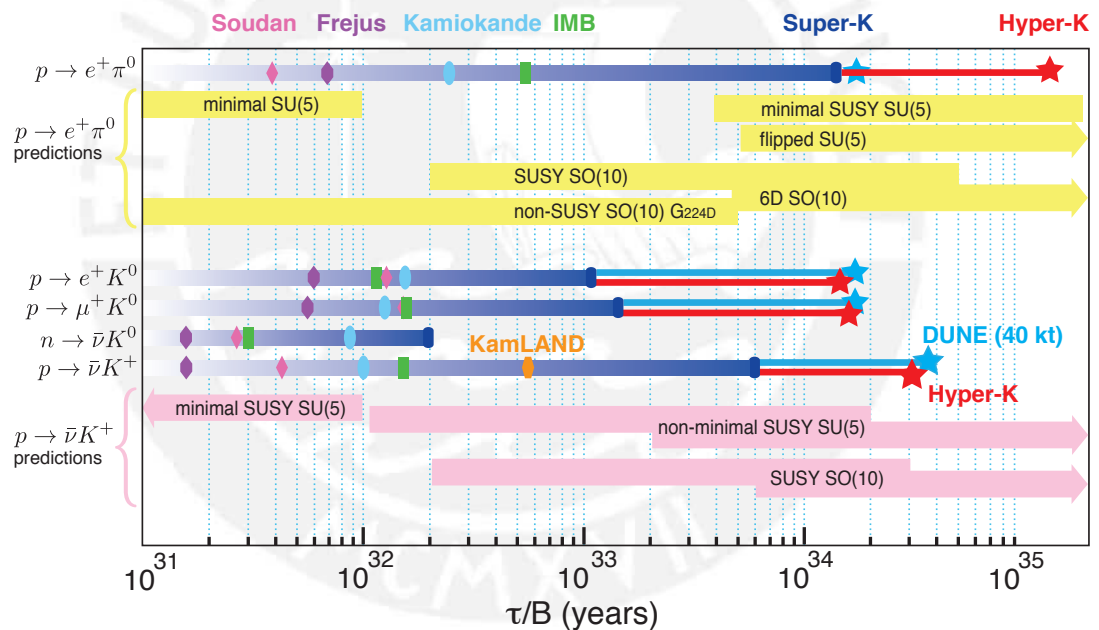


Figura 4.14: Tiempos de vida del decaimiento de núcleos a 90 % de nivel de confianza comparados con los rangos predichos por los GUTs. Fuente [63].

4.2.3. Neutrinos de baja energía y ráfagas de neutrinos de supernovas

Como se sabe una de las fuentes de neutrinos son también las supernovas con neutrinos extremadamente energéticos, en el rango de PeV como los que

se observó en 2014 por el experimento IceCube [111].

La observación de neutrinos provenientes del colapso del núcleo de SN1987A una supernova que tuvo lugar en el exterior de la nebulosa de la Tarántula, situada en la gran nube de Magallanes, a 51,4 kiloparsecs aproximadamente de la tierra [112] proporcionó una imagen física del colapso del núcleo y dio

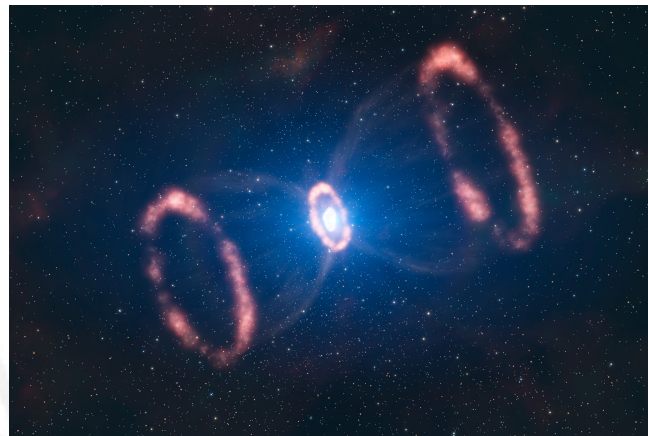


Figura 4.15: Imagen de la supernova SN1987A . Fuente [113].

restricciones importantes a varios modelos de nueva física. En las explosiones están involucrados también los neutrinos, y a continuación veremos brevemente en que consisten.

Para entender mejor veamos lo básico de supernovas. Cuando las estrellas superan en masa a nuestra estrella en aproximadamente 8 masas solares $8M_{sol}$ estas sufrirán un colapso gravitacional que finalmente les conducirá o a una estrella de neutrones o a un agujero negro. Existe un límite para las masas de los núcleos de estrellas llamado límite de Chandrasekhar que es alrededor de $1,44M_{sol}$. Las estrellas con masas de núcleo menor a $M_{nucleo} < 1,44M_{sol}$ sufrirán el colapso de sus núcleos involucrando elementos como O-Ne-Mg, pero debido a su pequeña masa en comparación con el límite de Chandrasekhar no quemarán Ne. Las estrellas que superan el límite de Chandrasekhar $\gtrsim 10M_{sol}$ tienen núcleos de hierro, estas estrellas no son capaces de soportar el colapso gravitacional debido a la presión de la degeneración de los electrones, colapsándose así de manera inminente [114].

Bajo la acción de la gravedad la materia circundante cae, la temperatura del núcleo aumenta y el hierro se disocia en partículas α y en nucleones. Los ν_e se producen a medida que el núcleo se neutroniza. Ahora cuando el núcleo alcanza densidades superiores a 10^{12} g/cm³ los neutrinos quedan atrapados en lo que se denomina **neutrinosferas**. El colapso gravitacional continúa hasta tener entre 3 a 4 veces la densidad nuclear, luego de esto el núcleo interno rebota, enviando una onda de choque a través del núcleo exterior y hacia el

manto, esta onda de choque pierde energía al calentar la materia que atraviesa e incita la captura de electrones por los protones libres que quedan en la estela del choque. Durante los pocos milisegundos en los que la onda de choque viaja desde el núcleo interno hasta la neutrinosfera, los ν_e son liberados en un pulso. Esta explosión de neutronización involucra 10^{51} ergs de energía [114].

Los sabores de neutrinos involucrados y el espectro de los neutrinos emitidos por la neutrinosfera cambian a lo largo de la evolución del colapso del núcleo, por ello es importante para estudiar la evolución de las supernovas usando neutrinos.

La señal comienza con un ν_e en una ráfaga breve, luego de esta explosión intensa le sigue una fase de acreción (i.e. de crecimiento) que dura unos cientos de milisegundos³, a continuación es seguido por la fase de enfriamiento que dura ~ 10 segundos, esto representa la parte principal de la señal debido a que la estrella del proto-neutrón arroja su energía atrapada. Algunas características generales de los neutrinos emitidos en cada etapa se ilustran en la Figura (4.16).

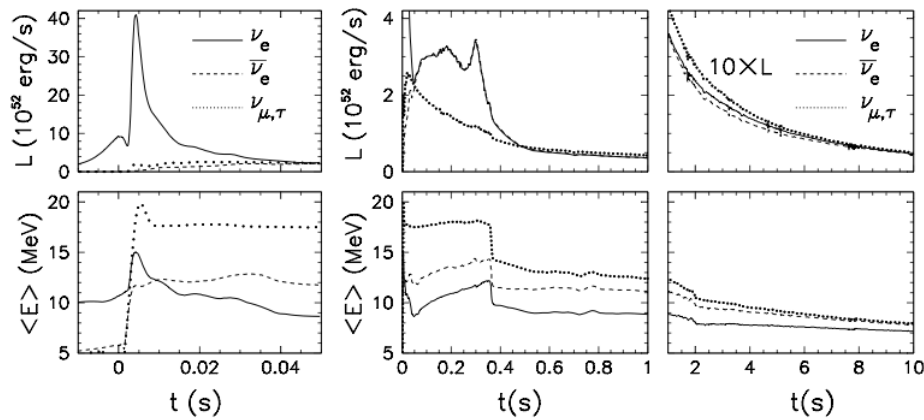


Figura 4.16: Señal esperada del colapso de una supernova que involucra neutrinos usando el método Basel, considerando la estrella progenitora de $108M_{sol}$. Los *plots* de la izquierda muestran la señal muy temprana, incluyendo la explosión de neutronización. Los *plots* de la mitad muestran la fase de acreción, y los *plots* de la derecha muestran la fase de enfriamiento. En la parte superior, se muestran las luminosidades en función del tiempo. En la parte de abajo, los *plots* muestran la energía media en función del tiempo para los componentes de sabor ν_e , $\bar{\nu}_e$ y $\nu_{\mu,\tau}$. Fuente [115, 63].

En DUNE mediante el detector de Argón Líquido se tendrá la sensibilidad a

³Depende de la masas de las estrellas progenitoras, ya que la materia cae en el núcleo colapsado y el choque se estanca a una distancia de ~ 200 km

los ν_e de la ráfaga de neutrinos de supernova via corriente cargada,



viendo los estados finales al e^- más al K^* , las secciones de choque se muestran en la Figura (4.17)

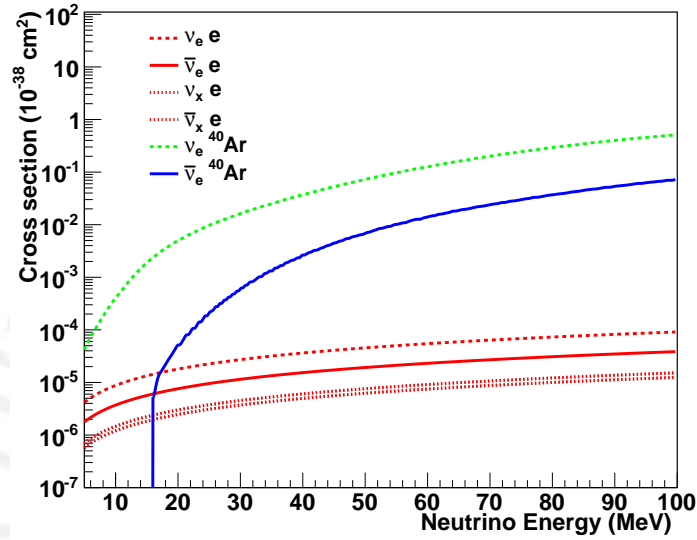


Figura 4.17: Secciones de choque de los neutrinos de supernova con el argón [116]. Fuente [63].

4.2.4. Física del detector cercano

El detector cercano de DUNE tiene como objetivos los siguientes [63]:

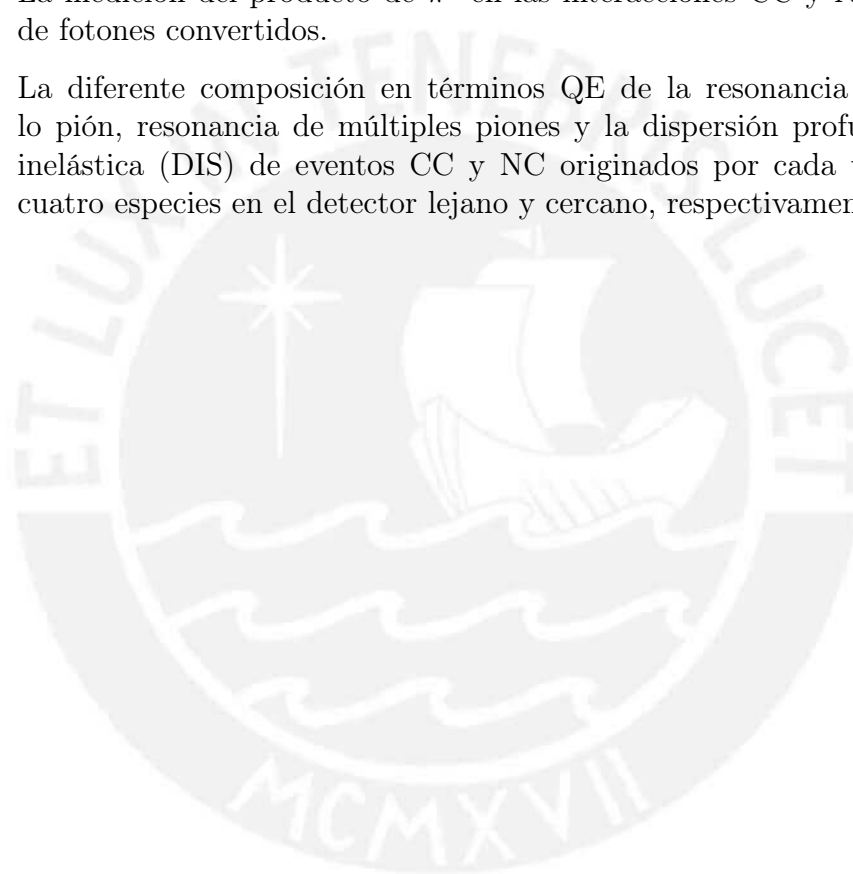
1. Limitar las incertidumbres sistemáticas en el estudio de oscilaciones.
2. Ofrecer un avance generacional en las mediciones de precisión de interacciones de neutrinos, como, secciones de choque, procesos exclusivos, electrodébil e isospin, estructura de nucleones y núcleos.
3. Realizar búsquedas físicas nueva que cubran regiones inexploradas, incluyendo neutrinos estériles, oscilaciones de neutrinos de mayor Δm^2 , candidatos claros de Materia Oscura, etc.

Rol del detector cercano en la física de oscilación de neutrinos

Además de medir la incertidumbres, el detector cercano esta especialmente para medir las pequeña pero existente contaminaciones de ν_e y $\bar{\nu}_e$ en el haz de

neutrinos, el detector tendrá que distinguir positrones de electrones, y eso es motivado por la siguientes razones [63]:

1. La necesidad de medir e identificar la dispersión elástica de corriente neutra NC del neutrino con el electrón para medir el flujo absoluto.
2. La redundancia en la determinación de las distribuciones de momentum de los mesones que produjeron a los neutrinos, en particular, los mesones K^0 usando eventos de $\bar{\nu}_e$, que son ingredientes esenciales para predecir la tasa de flujo en función de la energía en el detector cercano y lejano.
3. La medición del producto de π^0 en las interacciones CC y NC a partir de fotones convertidos.
4. La diferente composición en términos QE de la resonancia de un sólo pión, resonancia de múltiples piones y la dispersión profundamente inelástica (DIS) de eventos CC y NC originados por cada una de las cuatro especies en el detector lejano y cercano, respectivamente.



Capítulo 5

Análisis y Resultados

5.1. Conceptos generales de la simulación del experimento en GLoBES

En esta sección veremos de manera general en que consiste GLoBES (*General Long Baseline Experiment Simulator*) [53][54]. GLoBES es un software multi-propósito para la simulación de experimentos de *longbaseline* y reactores, también para el análisis global de varios experimentos simultáneamente. Además del tratamiento estadístico, sistemático, correlaciones, y degeneraciones.

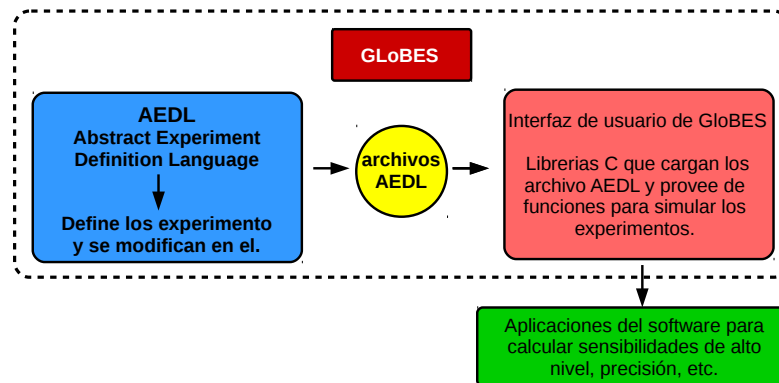


Figura 5.1: Módulo de funcionamiento de GLoBES. Figura tomada y modificada de [53, 54].

GLoBES básicamente consiste en dos componentes, un AEDL (*Abstract Experimental Definition Language*) y una interfaz de usuario, el primer componente

se ingresan como datos de entrada(*inputs*) todo lo relacionado con el experimento, como la masa del detector, etc. El segundo componente es una interfaz hecho en C donde se manipulan las funciones, un resumen de esta explicación se encuentra en la Figura (5.1).

Un experimento de neutrinos puede ser descrito en general por tres partes: La fuente, la oscilación, y la detección. GLOBES asume una fuente puntual y estacionaria de neutrinos. Para la parte de la oscilación de neutrinos usa el método de *operador evolución* [117, 118] y para la diagonalización usa el algoritmo usado en [119].

Los flujos de neutrinos, las secciones de choque, la respuesta del detector, las eficiencias, etc se ingresan como *input* en GLOBES, para luego tener los canales de oscilación. Luego de tener los canales uno puede con algún criterio asignar cuales de eso canales serán la señal, cuales serán el ruido- A esta selección y posterior agrupación de canales de le llama reglas. La explicación previa es resumida en la Figura (5.2).

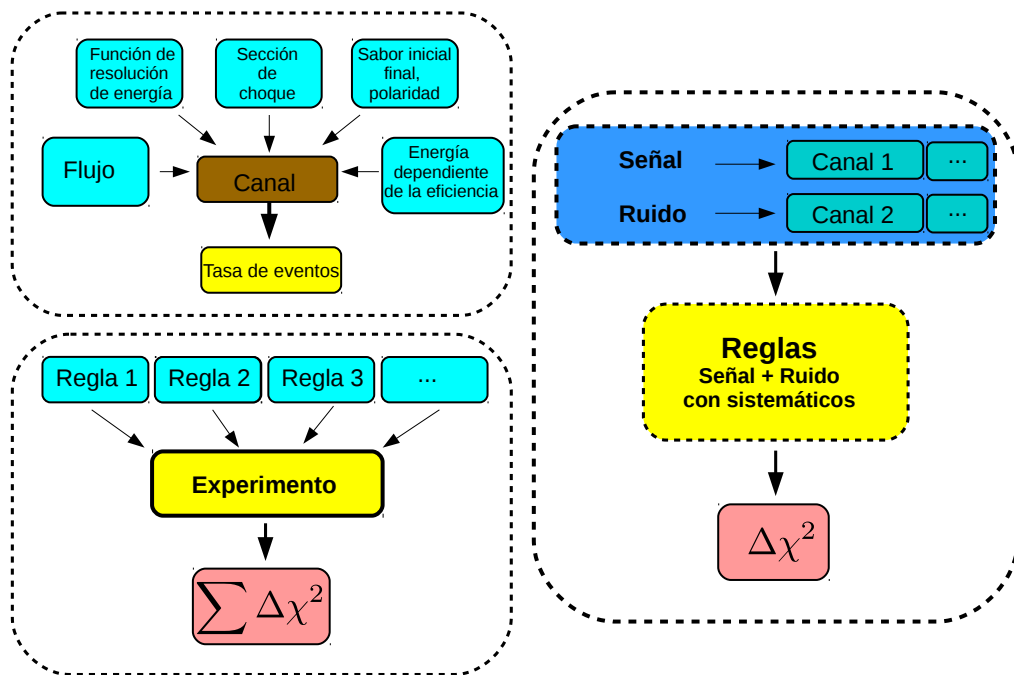


Figura 5.2: Conceptos de canal, regla y experimento. Figura tomada y modificada de [53, 54].

5.2. Generación de número de eventos

Ahora vemos el concepto general del cálculo de número de eventos según [53, 54]. Se divide este calculo en dos pasos:

1. Calcular el número de eventos para cada tipo de interacción¹ en el detector para el sabor inicial y el sabor final, y el intervalo(*bin*) de energía.
2. Incluir al cálculo anterior los efectos del detector provienen del conocimiento insuficiente en la reconstrucción del evento, en otras palabras incluir la función de resolución de energía.

El diferencial del número de eventos para cada canal dado en [53, 54] es el siguiente,

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_{\beta}^{\xi}}{dE'} = & N \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} dE d\hat{E} \underbrace{\Phi_{\alpha}(E)}_{\text{Producción}} \times \\
 & \underbrace{\frac{1}{L^2} P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(E, L, \rho; \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \Delta m_{32}^2, \Delta m_{21}^2, \delta_{CP})}_{\text{Propagation}} \times \\
 & \underbrace{\sigma_s^{\xi}(E) k_s^{\xi}(E - \hat{E})}_{\text{Interacción}} \times \\
 & \underbrace{T_s(\hat{E}) V_s(\hat{E} - E')}_{\text{Detección}}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Donde $\Phi_{\alpha}(E)$ es el flujo del sabor inicial en la fuente, ξ es el tipo de interacción, el subíndice s representa el sabor, N es el factor de normalización y ρ la densidad de la materia. Las energías E , \hat{E} y E' son la energía del neutrino incidente, la energía de la partícula secundaria y la energía reconstruida del neutrino respectivamente. El término de interacción viene dado por la sección de choque $\sigma_s^{\xi}(E)$ y la distribución de la partícula secundaria $k_s^{\xi}(E - \hat{E})$. La función $T_s(\hat{E}) V_s(\hat{E} - E')$ es la función umbral del detector que junto con la función de resolución de energía $V_s(\hat{E} - E')$ representan la respuesta del detector de la partícula secundaria.

Ahora para obtener el número de eventos se integra la ecuación (5.1), obte-

¹Puede ser de corriente cargada(CC) o corriente neutra(NC)

niendo el siguiente resultado,

$$\begin{aligned}
n_i^c = & \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} dE' N/L^2 \int_0^\infty dE \underbrace{\Phi_\alpha(E)}_{\text{Producción}} \times \\
& \underbrace{P_{\alpha\beta}(E, L, \rho; \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \Delta m_{32}^2, \Delta m_{21}^2, \delta_{\text{CP}})}_{\text{Propagación}} \times \\
& \underbrace{\sigma_s^c(E)}_{\text{Sección de choque}} \times \\
& \underbrace{\int_0^\infty d\hat{E} T_\beta(\hat{E}) k_\beta^c(E - \hat{E}) V_\beta(\hat{E} - E')}_{\text{Detección}}, \tag{5.2}
\end{aligned}$$

donde la integral se hizo sobre el i intervalo y c canal, además ΔE_i es el tamaño del bin del i -ésimo bin de energía. La parte de la detección se puede definir de la siguiente forma:

$$R_\beta^c(E, E') \epsilon_\beta^\xi(E') \equiv \int_0^\infty d\hat{E} T_\beta(\hat{E}) k_\beta^c(E - \hat{E}) V_\beta(\hat{E} - E'), \tag{5.3}$$

ϵ_β^ξ representa la eficiencia del *post-smearing* que será de utilidad para realizar corte en el bin de energía. GLoBES no usa directamente el número de eventos mostrado anteriormente, sino usa una definición ligeramente modificada de la ecuación (5.3), es decir

$$\int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} dE' R_\beta^c(E, E') \epsilon_\beta^c(E') \simeq \hat{\epsilon}_i^c \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} dE' R_\beta^c(E, E') = \hat{\epsilon}_i^c \cdot K_i^c(E). \tag{5.4}$$

Con los cambios hechos anteriormente podemos reescribir el número de eventos de la siguiente forma:

$$n_i^c = N/L^2 \hat{\epsilon}_i^c \int_0^\infty dE \Phi^c(E) P^c(E) \sigma^c(E) K_i^c(E), \tag{5.5}$$

donde $K_i^c(E)|_{E=E_j} = K_{ij}$ es la matriz *smearing*

$$K_{ij} = \begin{pmatrix} a_{00} & a_{01} & a_{02} & a_{03} & & & & & \\ a_{10} & a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & & & & \\ & a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & a_{25} & & & \\ & & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & a_{36} & & \\ & & \uparrow & & \ddots & & \uparrow & & \\ & & k_l^i & & & & & & k_u^i \end{pmatrix}, \tag{5.6}$$

donde E_j es la energía de j -ésimo punto de muestra, además en la matriz K_{ij} las columnas son los puntos de muestra y las filas son los bins de energía.

5.3. *Inputs* de GLoBES

Algunos *inputs* usados son los siguientes:

Los flujos que se utiliza en el presente trabajo fueron los simulados por la colaboración de DUNE, para ello usaron una plataforma que simula el paso de partículas a través de la materia usando métodos de Monte Carlo llamado GEANT4 [120], de hecho usaron un software que es una modificación de este llamado G4LBNF. Los flujos de referencia son basados en el flujo actual de NuMI y los optimizados son agregando un *horn* magnético más. Los flujos se aprecian en la Figura (5.3).

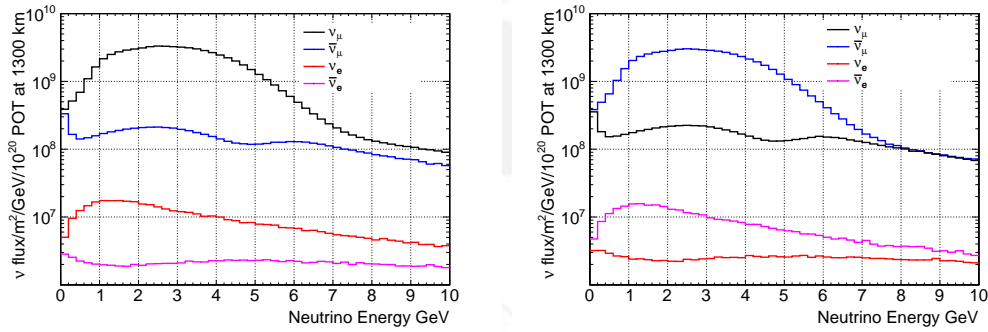


Figura 5.3: Flujos de neutrinos de referencia, a la izquierda en modo neutrino y a la derecha en modo antineutrino, generados con un haz de protones de 120 GeV. Figura tomada de [63].

Las matrices *smearing* de la Figura (5.4) fueron obtenidas de la colaboración de DUNE[96] y todas son de interacción de CC extraídas del *Fast MC*. Estas matrices son la energía cada columna de la matriz es la energía reconstruida y las filas representan la energía verdadera. La matriz *smearing* es la matriz K_{ij} que se muestra en la ecuación (5.6).

Las eficiencias de la Figura (5.5) al igual que las matrices *smearing* fueron también obtenidas de la colaboración de DUNE[96] y extraídas del *Fast MC*. La eficiencia nos indica que proporción de los neutrinos que interactúan serán tomados en cuenta en el análisis, el objetivo de la eficiencias es reducir el ruido realizando cortes. La eficiencia vendría a ser $\hat{\epsilon}_i^c$ de la ecuación (5.5).

Las secciones de choque similar a los anteriores *inputs* también fueron obtenidos de DUNE, y estos fueron simulados usando GENIE [121], las secciones de choque no son mas que las probabilidades de interacción.

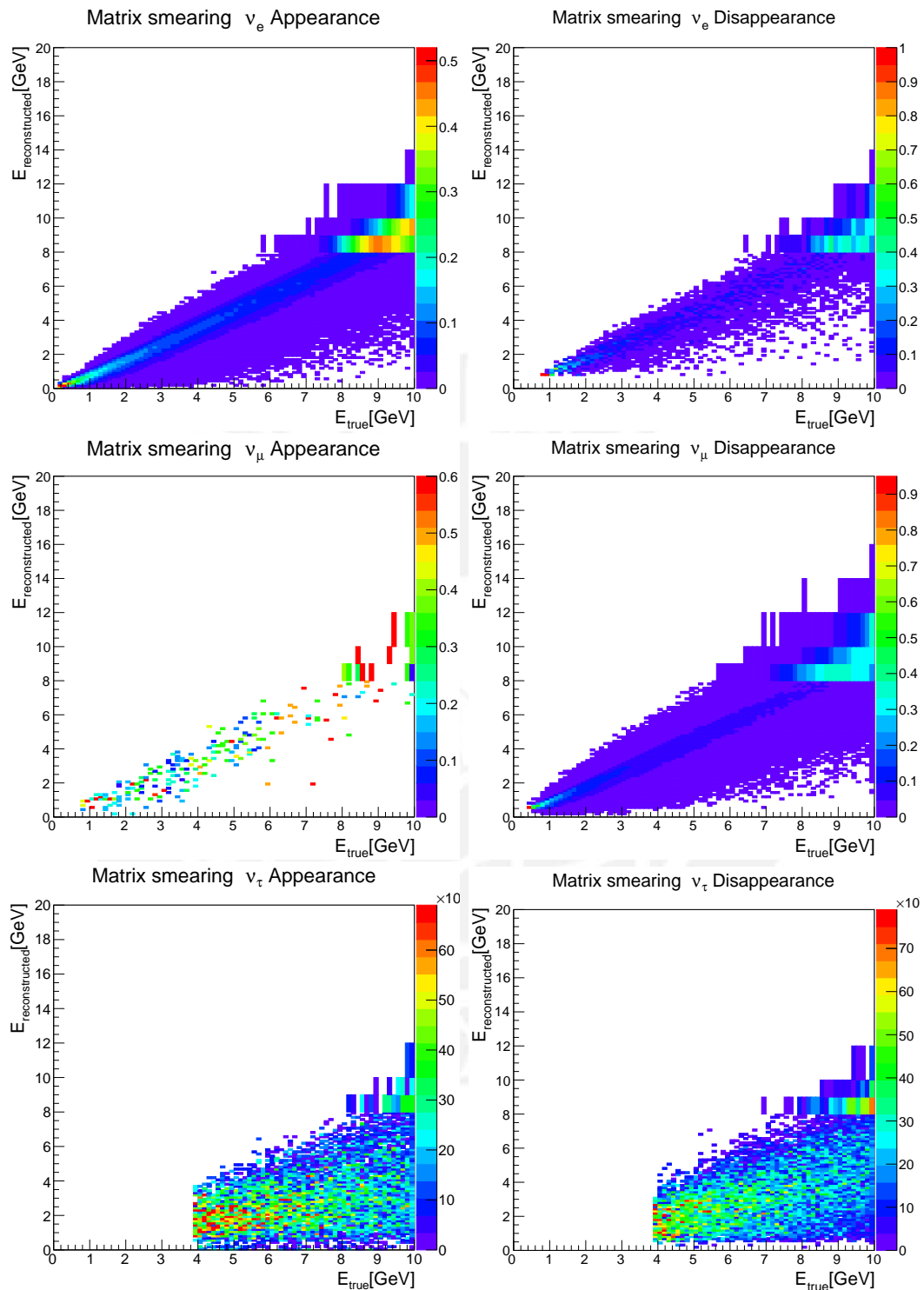


Figura 5.4: Matriz *smearing* de energía verdadera y reconstruida, la parte de arriba corresponde a ν_e y la parte de abajo ν_τ . A la izquierda la aparición de neutrinos y la derecha la desaparición de neutrinos. . Figura ploteadas usando los datos proporcionados por [96].

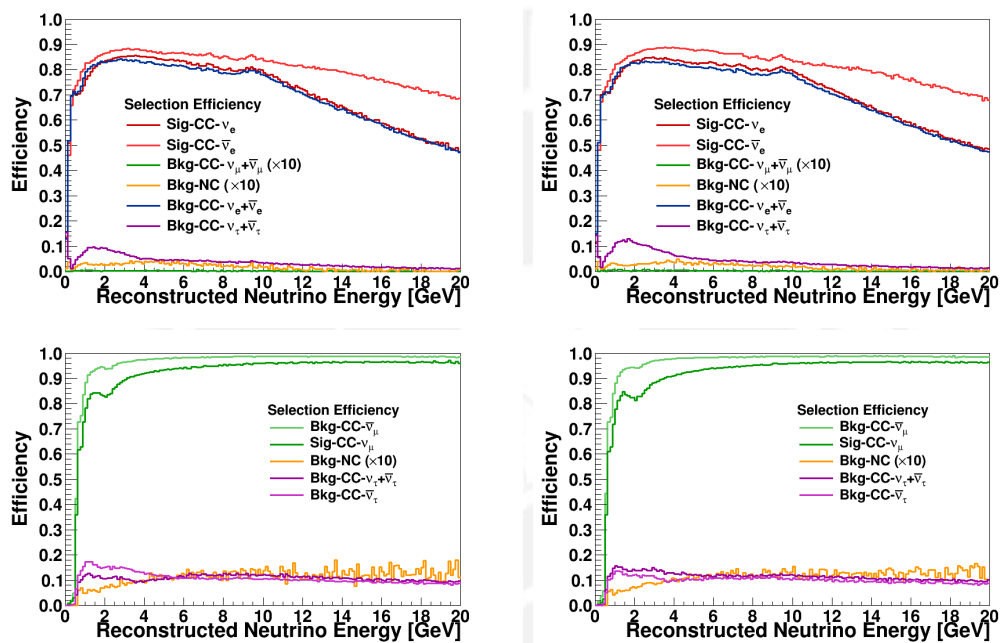


Figura 5.5: Detección de muestras de análisis por las secciones de eficiencias para los diversos modos de señal y de fondo extraídos de la *Fast MC*. Los de arriba son para aparición de neutrinos y los de abajo son para la desaparición de neutrinos. Los de la derecha son en modo neutrino y los de la izquierda son en modo antineutrino. [96]

5.4. Resultados

Los resultados mostrados a continuación están divididos en dos partes, primero, el número de eventos simulados para el experimento DUNE, donde se usó como *inputs* las secciones de choque, las matriz de eficiencia, la matriz de *smearing* y los flujos. Todos estos *inputs* como ya se mencionó son proveídos por la colaboración de DUNE [96] de forma libre. Segundo, el resultado relevante, el cálculo de espectro de eventos simulados con los *inputs* de DUNE para el decaimiento invisible de neutrinos.

La razón de la presentación de ese orden es porque la primera simulación muestra el número de eventos que puede ser corroborable con los resultados obtenidos por DUNE Figura 3.4 y 3.5 del Conceptual Design Report [63] dando esto un soporte a los resultados finales.

En un experimentos de acelerador como DUNE, el flujo inicial de neutrinos no es puramente de ν_μ o $\bar{\nu}_\mu$ sino también tiene cierta contaminación por ejemplo de ν_e o $\bar{\nu}_e$. Esta contaminación podría mostrarse en el detector como señal, a todos eso canales de oscilación son denominados ruidos. Las reglas para seleccionar la señal del ruido utilizadas en todas las simulaciones de los números de eventos se muestran a continuación:

ν_e APPEARANCE-FHC

Señal: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Ruido: $\nu_e \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu(\text{NOSC-NC}) + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu(\text{NOSC-NC})$

$\bar{\nu}_e$ APPEARANCE-RHC

Señal: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Ruido: $\nu_e \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu(\text{NOSC-NC}) + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu(\text{NOSC-NC})$

ν_μ DISAPPEARANCE-FHC

Señal: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$

Ruido: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu(\text{NOSC-NC}) + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu(\text{NOSC-NC})$

$\bar{\nu}_\mu$ DISAPPEARANCE-RHC

Señal: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$

Ruido: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu(\text{NOSC-NC}) + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu(\text{NOSC-NC})$

Todas las reglas son integradas entre 0.5 y 8.0 GeV para el *appearance* de ν_e y $\bar{\nu}_e$ y de 0.5 y 20.0 GeV para el *disappearance* de ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$. En todos los casos se asume la exposición de 150 kt·MW·year para el modo neutrino y 150 kt·MW·year para el modo antineutrino, también para todos los casos $\delta_{\text{CP}} = 0$.

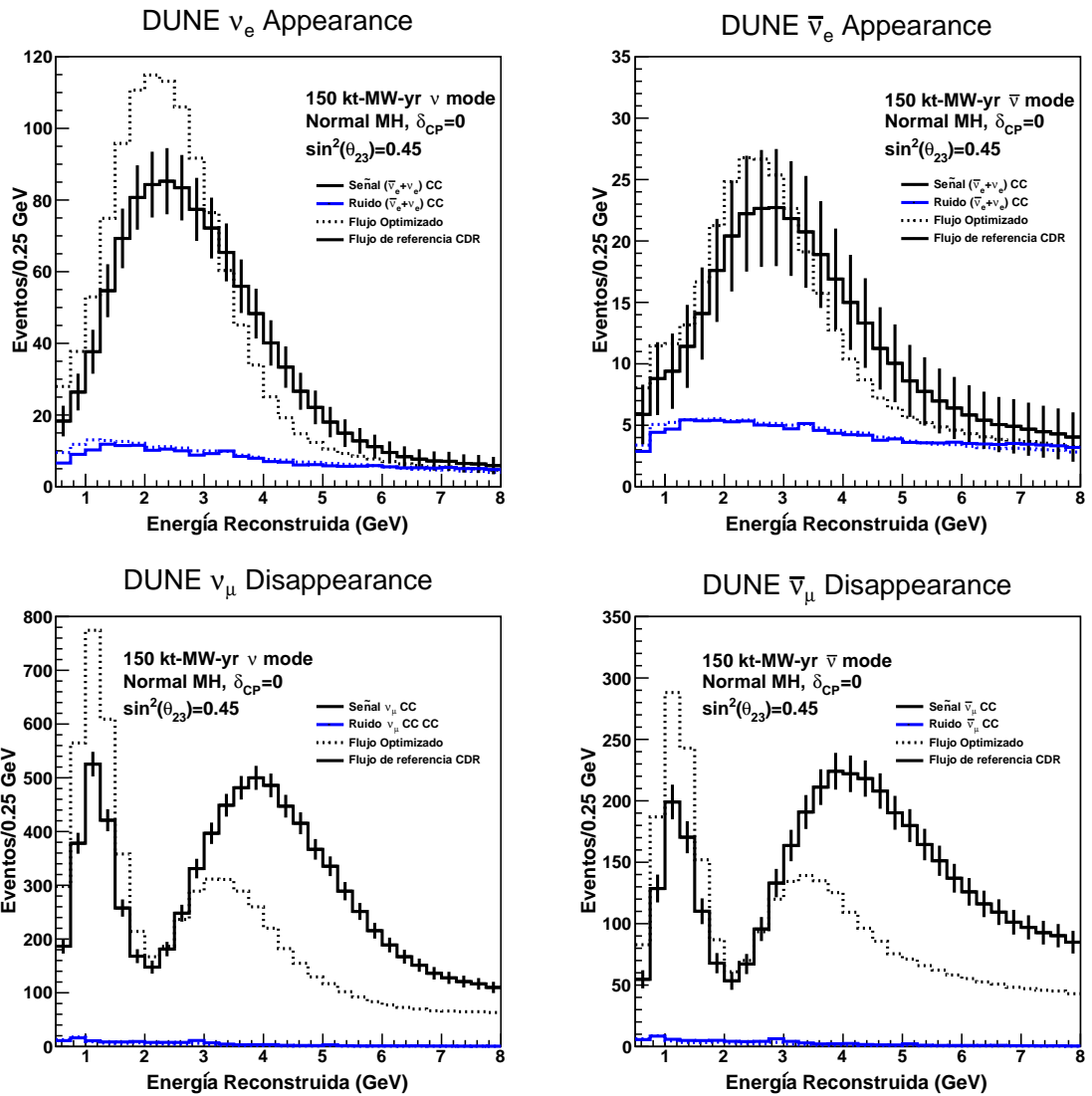


Figura 5.6: Número de eventos *appearance* de ν_e y $\bar{\nu}_e$ en la parte superior y número de eventos *disappearance* de ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$. En todos los casos se usan flujos optimizados(líneas discontinuas) y flujos de referencia(líneas continuas).

La Figura (5.6) muestra el número de eventos sin considerar decaimiento invisible de neutrinos, y el espectro que se espera en el experimento DUNE una vez tenga una suficiente data, por eso la simulación es para una exposición de 150 kt·MW·year suficiente como para poder distinguir bien los eventos. La simulación mostrada está hecha con dos distintos *inputs* de flujo, las líneas discontinuas con los flujos optimizados y las líneas continuas con los flujos de referencia. Además los parámetros de oscilación utilizados en las simulaciones son los que se muestran en el cuadro (5.1).

Parámetros	Valor Central	Incertidumbre relativa
θ_{12}	0.5843	2.3 %
θ_{23} (NH)	0.738	5.9 %
θ_{23} (IH)	0.864	4.9 %
θ_{13}	0.148	2.5 %
Δm_{21}^2	$7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	2.4 %
Δm_{31}^2 (NH)	$2.457 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	2.0 %
Δm_{31}^2 (IH)	$-2.449 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	1.9 %

Cuadro 5.1: Parámetros de oscilación de neutrinos, valores tomados de [63].

Además la probabilidad de oscilación introducida por ejemplo para ν_e *appearance* es la que se muestra en la Figura(5.7) donde varía el δ_{CP} , pero para

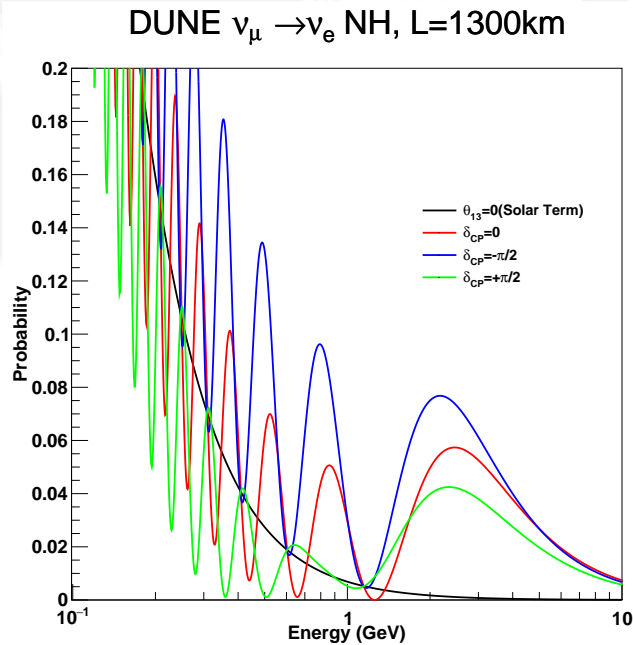


Figura 5.7: Probabilidad de oscilación de neutrinos, con $L = 1300$. Probabilidad calculada por GLOBES que es igual a la probabilidad analítica dado en la ecuación (2.157), que también se encuentra en el CDR de DUNE [63].

las simulaciones se usaron la línea roja $\delta_{CP} = 0$.

En la probabilidad de oscilación como se observa en la figura anterior el pico relevante donde deja de oscilar rápidamente es alrededor de 2.5 GeV de energía, que coincide con el número de eventos para el *neutrino electron appearance* en la Figura (5.6), además para todos los casos se está asumiendo el orden de jerarquía normal o jerarquía normal.

En la Figura (5.6) se muestra la energía reconstruida del *disappearance* de ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ en 1.2 GeV. Por otro lado cobra importancia la utilización de los flujos optimizados que le brinda mayor claridad.

Ahora para la obtención del número de eventos considerando decaimiento se tuvo que incluir nuevos parámetros, parámetros de decaimiento α , y dichos parámetros están dentro de la probabilidad como se vio en la ecuación (2.194). La convolución para obtener el espectro de eventos puede ser vista de la siguiente forma:

$$n_i^c = \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} dE' N/L^2 \int_0^\infty dE \underbrace{\Phi_\alpha(E)}_{\text{Producción}} \times \underbrace{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L, \rho; \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \Delta m_{32}^2, \Delta m_{21}^2, \delta_{CP}, \alpha)}_{\text{Propagación}} \times \underbrace{\sigma_s^c(E)}_{\text{Sección de choque}} \times \int_0^\infty d\hat{E} \underbrace{T_\beta(\hat{E}) k_\beta^c(E - \hat{E}) V_\beta(\hat{E} - E')}_{\text{Detección}}, \quad (5.7)$$

Un ejemplo de como hace que cambie la forma de la probabilidad introduciendo el número de eventos es la probabilidad que se muestra en la Figura (5.8), la probabilidad corresponde a la aparición del neutrino electrón, donde claramente se precia el efecto de amortiguamiento a la que es sometido la probabilidad cuando se introduce el parámetro de decaimiento, en el caso de la línea roja corresponde a la oscilación en vacío. Ahora para el caso más realista, es decir para DUNE se requiere la oscilación de neutrinos en materia y el efecto de decaimiento hace que inicialmente haya un oscilación rápida y “enfaticé” los dos últimos picos también igual que en oscilación sin decaimiento a energías al rededor de 2.5 GeV.

El parámetro α no es más que la tasa de decaimiento por la masa del neutrino(autoestado de masa)

$$\alpha_i = \Gamma_i m_i, \quad (5.8)$$

y para el caso probado en la probabilidad es como se muestra $\alpha_2 = 1/L$, siendo el L el *baseline*.

Probabilidad $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

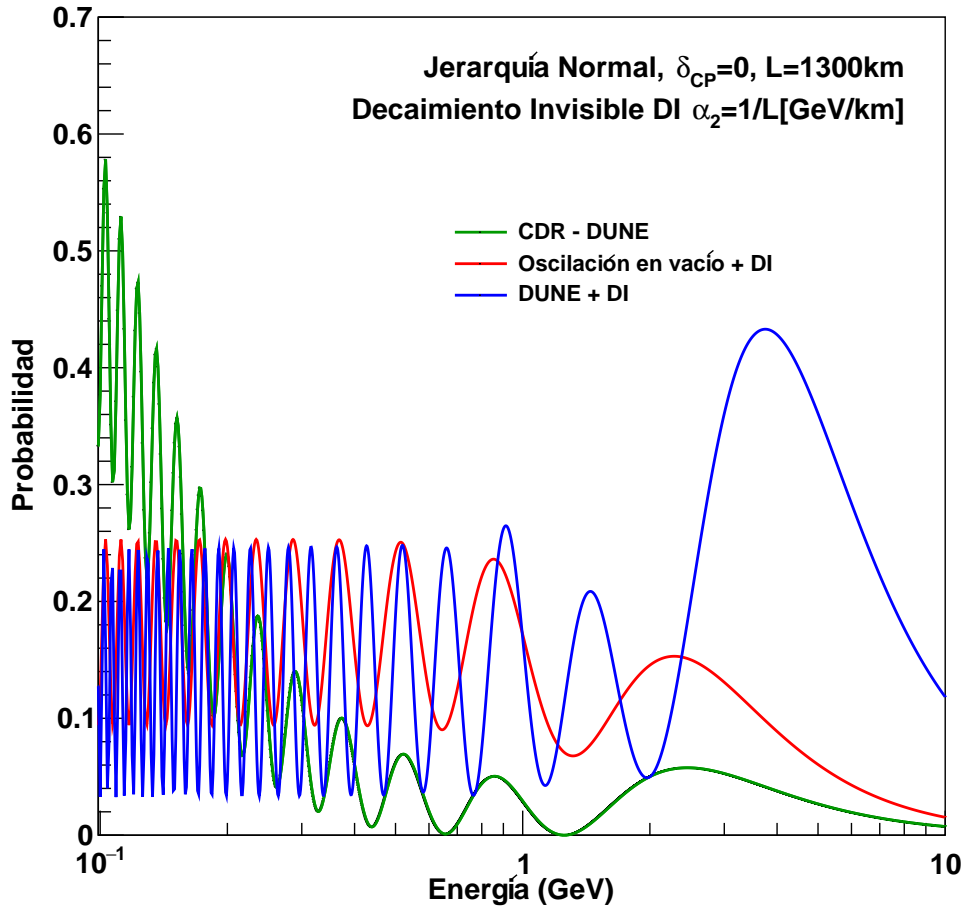


Figura 5.8: Probabilidad de oscilación de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ que incluye el término de decaimiento, con $L = 1300$ km. La probabilidad fue calculada por GLOBES, donde la línea verde representa la oscilación en materia en DUNE, la línea roja es la oscilación en vacío incluyendo decaimiento y la línea azul es la oscilación en materia de DUNE más el decaimiento, con parámetros de oscilación que se muestran en el cuadro y $\alpha_2 = \langle E \rangle / L$ (5.1).

Probabilidad $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$

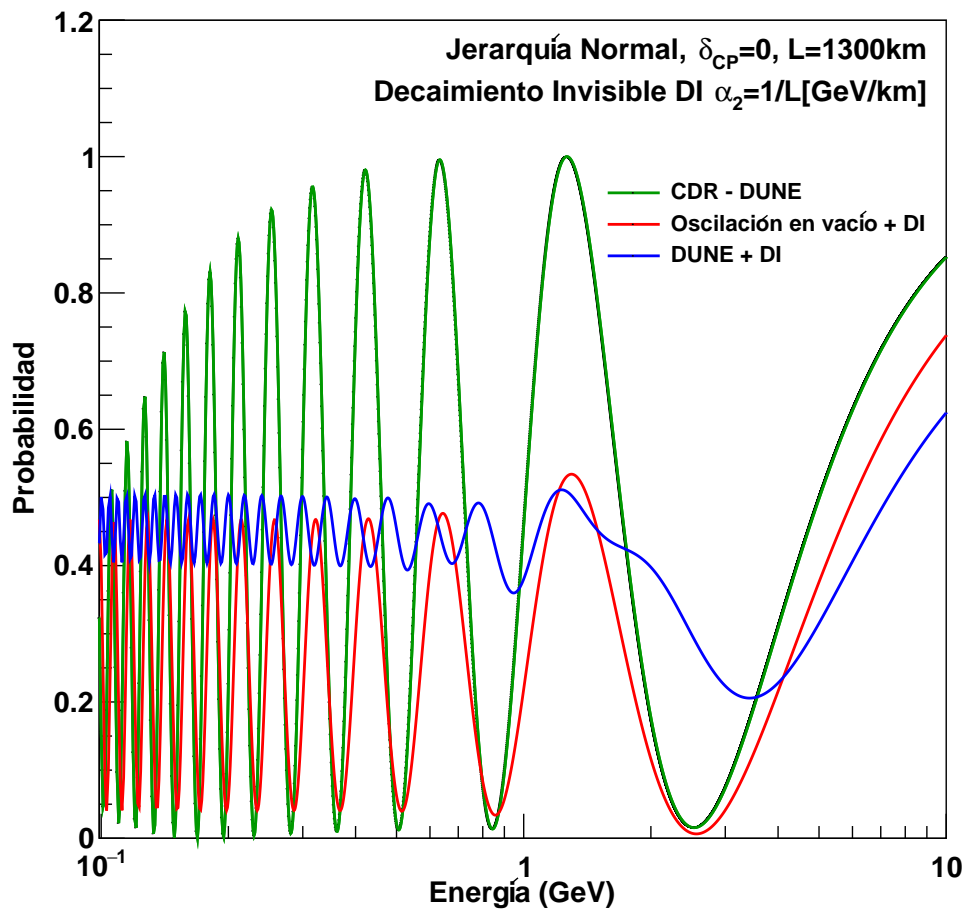


Figura 5.9: Probabilidad de oscilación de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ que incluye el término de decaimiento, con $L = 1300$ km. La probabilidad fue calculada por GLOBES, donde la línea verde representa la oscilación en materia en DUNE, la línea roja es la oscilación en vacío incluyendo decaimiento y la línea azul es la oscilación en materia de DUNE más el decaimiento, con parámetros de oscilación que se muestran en el cuadro y $\alpha_2 = \langle E \rangle / L$ (5.1).

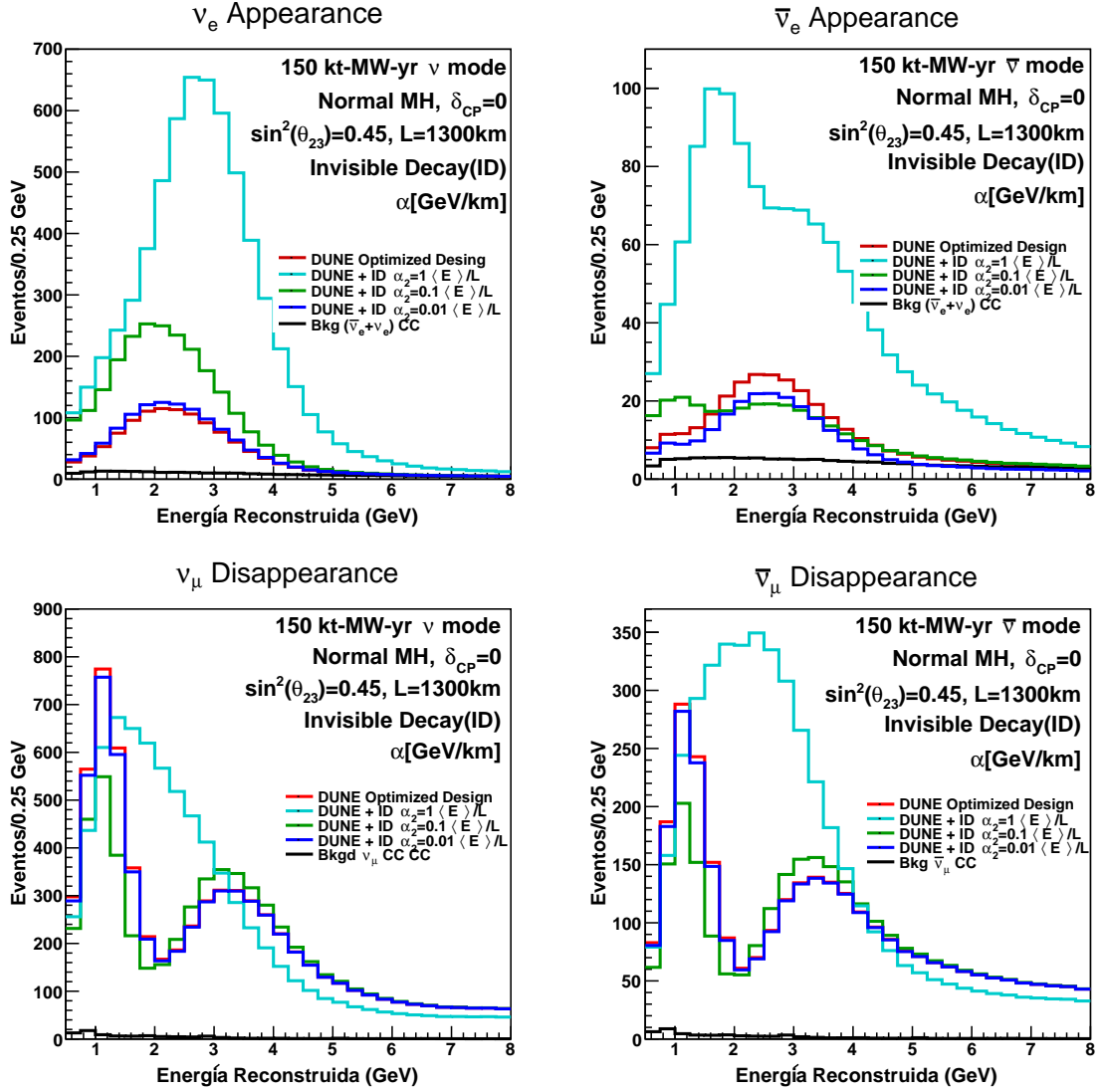


Figura 5.10: Número de eventos que incluye el decaimiento invisible, en la parte superior se encuentran los *appearance* de ν_e y $\bar{\nu}_e$ y en la parte inferior los *disappearance* de ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$. Todos los eventos se obtienen usando el flujo optimizado de DUNE, además los eventos con líneas rojas son sin considerar decaimiento.

En la Figura mostrada en (5.10) se prueba distintos parámetros α tanto para la aparición de neutrino y antineutrino electrónico como para la desaparición del neutrino y antineutrino de mu, todo estos comparados con el espectro de eventos que no involucra decaimiento(línea roja). El ruido pertenece a los eventos de oscilación estándar es decir a eventos que no consideran decaimiento invisible.

Al considerar $\alpha_2 = \langle E \rangle / L$ (línea celeste) en todos los casos y con mayor visibilidad en los eventos de aparición muestran una gran cantidad de número de eventos en comparación con los eventos de oscilación estándar, incluso modificando de forma relevante en eventos de aparición de $\bar{\nu}_e$, para el caso de eventos de desaparición la forma de los eventos también se modifica de forma relevante, disminuyendo para energías de alrededor de 1.2 GeVs y aumentando eventos para energías de alrededor de 3.5 GeVs.

El panorama cambia si consideramos parámetros α de órdenes de magnitud menores, como cuando $\alpha_2 = 0,1 \cdot \langle E \rangle / L$ (línea verde) que es un orden de magnitud menor que el primer caso, donde los eventos se acercan a los eventos considerando oscilación estándar. Este acercamiento se ve con mayor visibilidad en eventos de desaparición, pero en eventos de aparición aún se muestra una diferencia.

Ahora al considerar el parámetro α aún mas pequeño, un orden de magnitud menor que el anterior caso $\alpha_2 = 0,01 \cdot \langle E \rangle / L$, donde los eventos de desaparición prácticamente se sobreponen con los eventos de oscilación estándar incluso en el evento de aparición de ν_e también están casi sobrepuestos, no pudiendo distinguirse uno del otro. Pero para los eventos de aparición de $\bar{\nu}_e$ aparece una diferencia marcada de hecho se puede distinguir la diferencia con todos los parámetros α probados anteriormente.

Luego para cuantificar la sensibilidad experimental de DUNE al parámetro α_2 se utilizó un test estadístico. $\Delta\chi^2$, que se calcula tomado como hipótesis nula al espectro de eventos generado con las oscilaciones estándares es decir con $\alpha_2 = 0$ comparando con los espectros predicho con la hipótesis alternativa generados con distintos α_2 . Dicho calculo se define como:

$$\Delta\chi_{\alpha_2}^2 = \chi_{\alpha_2^{test}}^2 - \chi_{\alpha_2^{true}}^2. \quad (5.9)$$

De acuerdo al CDR de DUNE [96], un experimento típico se define como uno en los que no se han aplicado fluctuaciones estadísticas. Entonces para este caso $\chi_{\alpha_2^{true}}^2$ es cero, porque como se mencionó $\alpha_2^{true} = 0$ para ese caso y además no se está considerando fluctuaciones estadísticas. Por lo tanto el espectro predicho y el espectro verdadero(*true*) son iguales.

En la hipótesis alterna el parámetro nuevo α_2 varía de 0 a $\langle E \rangle / 2$. Fijamos para ver la significancia a 5 sigmas realizamos $\sqrt{\Delta\chi^2_{\alpha_2}} = 5$.

En las figuras (5.11) y (5.12) se muestran plots de sensibilidad donde se ve como se aleja de la hipótesis nula al considerar valores más grandes de α_2 . Es decir la significancia con la cual α_2 puede ser determinada como una función de los valores de α_2 , para una exposición de 300 kt·MW·year, que corresponde a siete años de toma de datos. Lo que significa 3.5 años en modo neutrino más 3.5 años en modo antineutrino con un detector de 40-kt y un haz de 1.07-MW 80-GeV como para los plots de sensibilidad de DUNE.

En la figura (5.11) lo que se muestra es las diferentes sensibilidades para un mismo α_2 .

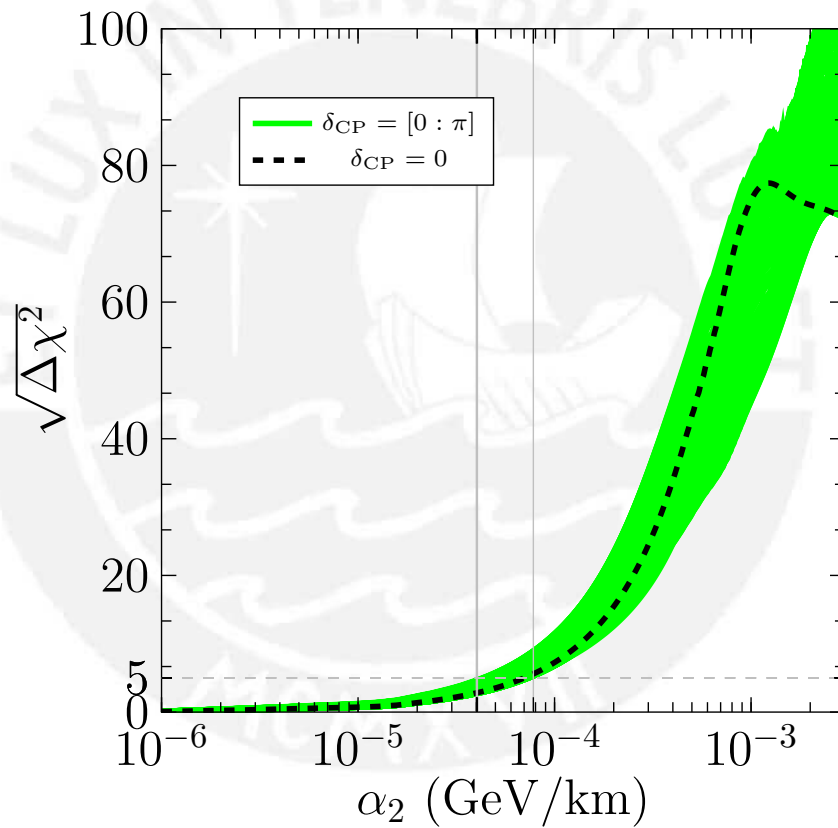


Figura 5.11: Sensibilidad de DUNE a parámetro α_2 variando el δ_{CP} , donde a 5 sigmas el parámetro α_2 se encuentra en un rango de $[4.05 \cdot 10^{-5} : 7.8 \cdot 10^{-5}]$ (GeV/km), en la simulación se tomó una exposición de 300 kt·MW·year, que corresponde a siete años de toma de data (3.5 años en modo neutrino más 3.5 años en modo antineutrino) con un detector de 40-kt y un haz de 1.07-MW 80-GeV

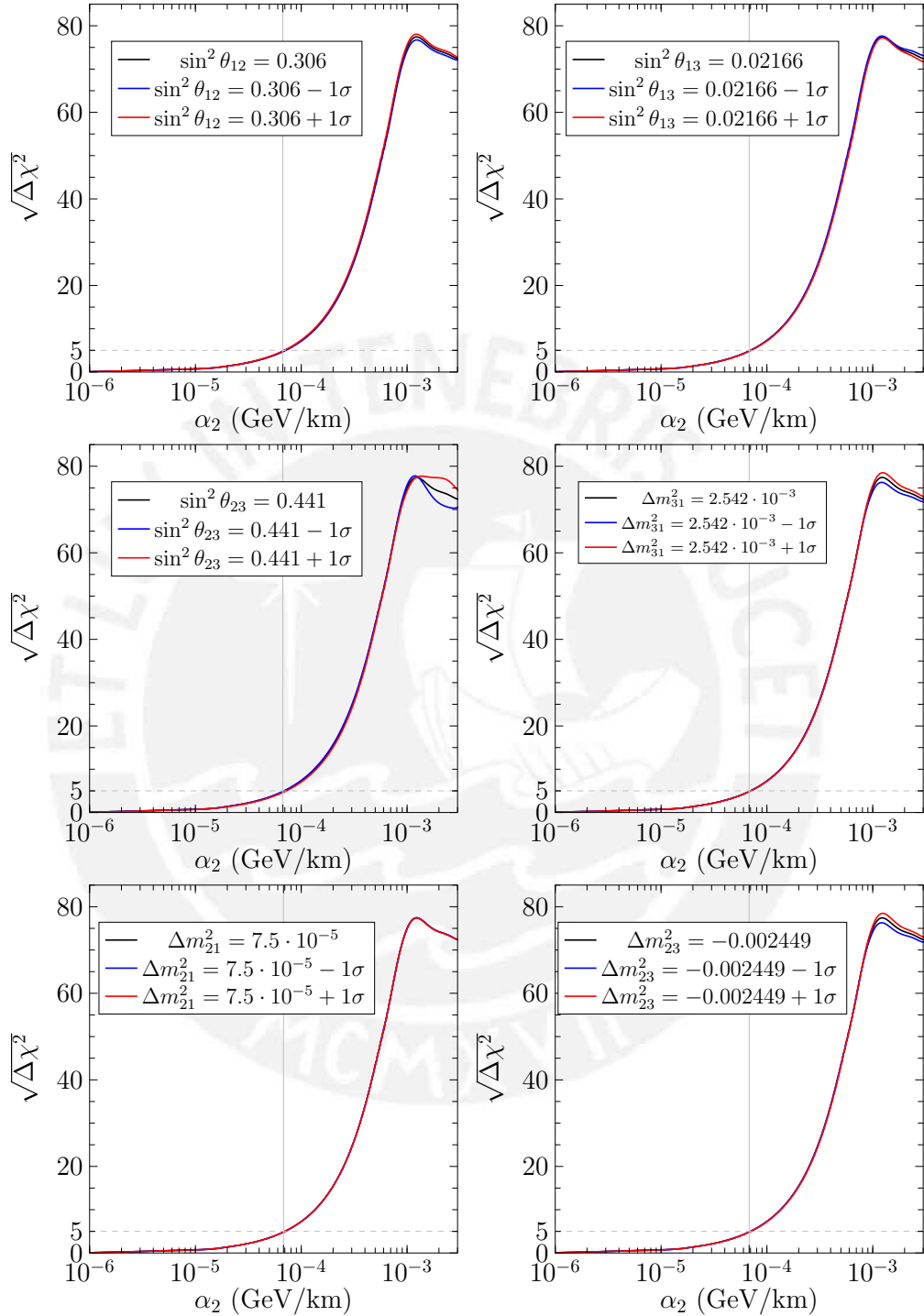


Figura 5.12: Sensibilidad de DUNE a parámetro α_2 con distintos parámetros de la oscilaciones estándares, con las mismas consideraciones de simulación que la figura (5.11), además $\alpha_2 = 6,7 \cdot 10^{-5}$ GeV/km a 5 sigmas.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo, hemos iniciado discutiendo desde la predicción del neutrino por parte Pauli y la primera evidencia experimental de los neutrinos, pasando por los problemas asociados a los neutrinos que existieron; el problema de los neutrinos solares y atmosféricos, que para solucionarlos se tuvo que considerar el fenómeno de oscilación de neutrinos que para ser explicado requiere de la existencia de masa de los neutrinos, extendiendo así el modelo estándar de partículas. Hemos realizado una revisión de este fenómeno, tanto para el caso de oscilaciones en el vacío como para el caso de oscilaciones en materia y además revisamos el decaimiento invisible de neutrinos. También vimos la parte experimental de las oscilaciones de neutrinos revisando experimentos de reactor y experimentos de acelerador. Nos hemos concentrado en un experimento en concreto llamado DUNE debido a que ayudará a responder preguntas importante relacionadas a los neutrinos y será uno de más importantes experimentos en el mundo. La parte relevante de este trabajo fue la simulación del número de eventos con *inputs* de DUNE para oscilaciones estándares y para oscilaciones que contemplan el decaimiento invisible de neutrinos.

En el capítulo de análisis y resultados mostramos la forma de obtención del espectro de eventos usando el paquete GLoBES. En el caso de oscilaciones con decaimiento se realizó una serie de pruebas con el nuevo parámetro α del decaimiento para los canales importantes en DUNE es decir $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ y $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$. Al considerar el decaimiento invisible de neutrinos no se puede observar directamente las partículas secundarias procedentes del decaimiento, pero dicho decaimiento si provoca un amortiguamiento en la probabilidad de oscilación y esto en consecuencia modifica el espectro de eventos.

Con la primera parte del trabajo se concluye que el fenómeno de oscilación de neutrinos es un mecanismo formidable y relevante en la física de neutrinos que continúa hoy motivando a nuevos experimentos que ayudarán a compren-

der mejor el universo.

Finalmente con el análisis estadístico realizado (5.11) (5.12) se aprecia la sensibilidad de DUNE a este nuevo parámetro α_2 , donde a medida que se tenga valores cercanos a cero de α_2 coincide con la hipótesis nula. Con todo ello se concluye el valor α_2 del decaimiento invisible de neutrinos debe ser pequeño para que el sea consistente con los valor actuales de los parámetros de oscilación estándar, un ejemplo es que para un $\alpha_2 = 6,7 \cdot 10^{-5}$ este discrepa 5 sigmas de la hipótesis nula.



Bibliografía

- [1] Alberto Gago. CTEQ-FERMILAB School 2012 Lima, Perú - PUCP - Neutrino oscillation physics lectures. <http://www.physics.smu.edu/olness/ftp/misc2/cteq/2012/GAGO/>.
- [2] W. Pauli. Carta de Wolfgang Pauli a los asistentes de la conferencia de Tübingen. <http://cdsweb.cern.ch/record/83282>, 1930. Accedido en: 2017-01-30.
- [3] J Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen Spectrum der β -Strahlen von radium B + C. *Verhandl. Dtsc. Phys. Ges.*, 16:383, 1914.
- [4] E. Fermi. An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. Phys.*, 88:161–177, 1934.
- [5] J. Chadwick. The existence of a neutron. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 136(830):692–708, 1932.
- [6] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the free neutrino. *Phys. Rev.*, 92:830–831, Nov 1953.
- [7] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44, Jul 1962.
- [8] S. Schael et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys. Rept.*, 427:257–454, 2006.
- [9] C. Patrignani and Particle Data Group. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 40(10):100001, 2016.
- [10] Kodama and et al. Final tau-neutrino results from the DONuT experiment. *Phys. Rev. D*, 78:052002, Sep 2008.
- [11] R. J. Michney and Robert R. Caldwell. Anisotropy of the Cosmic Neutrino Background. *JCAP*, 0701:014, 2007.

- [12] James N Connelly, Martin Bizzarro, Alexander N Krot, Åke Nordlund, Daniel Wielandt, and Marina A Ivanova. The absolute chronology and thermal processing of solids in the solar protoplanetary disk. *Science*, 338(6107):651–655, 2012.
- [13] A. Bonanno, H. Schlattl, and L. Paterno. The age of the sun and the relativistic corrections in the eos. *Astron. Astrophys.*, 390:1115–1118, 2002.
- [14] George Gamow. Zur quantentheorie des atomkernes. *Zeitschrift für Physik*, 51(3-4):204–212, 1928.
- [15] Our Star The Sun structure. <https://solarsystem.nasa.gov/planets/sun/indepth>. Accedido en: 2017-01-30.
- [16] Alberto Martin Gago Medina. *Soluções de grande comprimento de oscilação para o problema de neutrinos solares*. PhD thesis, Instituto de Física, Universidad de São Paulo, São Paulo, 2001.
- [17] Tokyo University. Institute for cosmic ray research - the history of neutrino physics at Kamioka. <http://www.u-tokyo.ac.jp/en/utokyo-research/feature-stories/3281-feet-under/>. Accedido en: 2017-02-02.
- [18] Takaaki Kajita. Atmospheric neutrinos. *New Journal of Physics*, 6(1):194, 2004.
- [19] Boston University High Energy Physics. Atmospheric neutrinos. <http://hep.bu.edu/~superk/atmnu/>. Accedido en: 2017-02-02.
- [20] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Jr. Raymond Davis, James R. Distel, Kenneth Lande, C. K. Lee, Paul S. Wildenhain, and Jack Ullman. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake Chlorine detector. *The Astrophysical Journal*, 496(1):505, 1998.
- [21] Vladimir N Gavrin. The russian-american gallium experiment sage. *Physics-Uspekhi*, 54(9):941, 2011.
- [22] Hosaka and et al. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I. *Phys. Rev. D*, 73:112001, Jun 2006.
- [23] Aldo M. Serenelli, W. C. Haxton, and Carlos Peña-Garay. Solar models with accretion. i. application to the solar abundance problem. *The Astrophysical Journal*, 743(1):24, 2011.
- [24] W. C. Haxton, R. G. Hamish Robertson, and Aldo M. Serenelli. Solar Neutrinos: Status and Prospects. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 51:21–61, 2013.
- [25] B. Aharmim and et al. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dis-

- solved in the heavy-water detector at the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. C*, 72:055502, Nov 2005.
- [26] Herbert H. Chen. Direct approach to resolve the solar-neutrino problem. *Phys. Rev. Lett.*, 55:1534–1536, Sep 1985.
- [27] John N. Bahcall. Solar models and solar neutrinos: Current status. *Phys. Scripta*, T121:46–50, 2005.
- [28] S. Fukuda et al. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande I data. *Phys. Lett.*, B539:179–187, 2002.
- [29] Y. Ashie et al. A Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by SUPER-KAMIOKANDE I. *Phys. Rev.*, D71:112005, 2005.
- [30] M. C. Gonzalez-Garcia, M. M. Guzzo, P. I. Krastev, H. Nunokawa, O. L. G. Peres, V. Pleitez, J. W. F. Valle, and R. Zukanovich Funchal. Atmospheric neutrino observations and flavor changing interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3202–3205, 1999.
- [31] J. C. Romao, M. A. Diaz, M. Hirsch, W. Porod, and J. W. F Valle. A Supersymmetric solution to the solar and atmospheric neutrino problems. *Phys. Rev.*, D61:071703, 2000.
- [32] A. M. Gago, H. Nunokawa, and R. Zukanovich Funchal. The Solar neutrino problem and gravitationally induced long wavelength neutrino oscillation. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4035–4038, 2000.
- [33] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105:1413–1415, Feb 1957.
- [34] T. D. Lee and C. N. Yang. Parity nonconservation and a two-component theory of the neutrino. *Phys. Rev.*, 105:1671–1675, Mar 1957.
- [35] Abdus Salam. On parity conservation and neutrino mass. *Nuovo Cim.*, 5:299–301, 1957.
- [36] L. D. Landau. On the conservation laws for weak interactions. *Nucl. Phys.*, 3:127–131, 1957.
- [37] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, 109:1015–1017, Feb 1958.
- [38] B. Pontecorvo. Mesonium and anti-mesonium. *Sov. Phys. JETP*, 6:429, 1957. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.33,549(1957)].
- [39] M. Gell-Mann and A. Pais. Behavior of neutral particles under charge conjugation. *Phys. Rev.*, 97:1387–1389, Mar 1955.

- [40] B. Pontecorvo. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. *Sov. Phys. JETP*, 7:172–173, 1958. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.34,247(1957)].
- [41] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5):870, 1962.
- [42] B. Pontecorvo. Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge. *Sov. Phys. JETP*, 26:984–988, 1968. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.53,1717(1967)].
- [43] V. Gribov and B. Pontecorvo. Neutrino astronomy and lepton charge. *Physics Letters B*, 28(7):493 – 496, 1969.
- [44] S.M. Bilenky and B. Pontecorvo. Lepton mixing and neutrino oscillations. *Physics Reports*, 41(4):225 – 261, 1978.
- [45] W. M. Alberico and S. M. Bilenky. Neutrino oscillations, masses and mixing. *Phys. Part. Nucl.*, 35:297–323, 2004. [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra35,545(2004)].
- [46] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, Nov 1967.
- [47] A. Salam. In Elementary Particle Theory. *N. Svartholm (eds.) (Almqvist and Wiksells, Stockholm)*, page 367, 1969.
- [48] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [49] R. P. Feynman and M. Gell-Mann. Theory of the Fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109:193–198, Jan 1958.
- [50] F. J. Hasert et al. Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment. *Phys. Lett.*, 46B:138–140, 1973.
- [51] E. A. Paschos and L. Wolfenstein. Tests for neutral currents in neutrino reactions. *Phys. Rev.*, D7:91–95, 1973.
- [52] J. Beringer and et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, Jul 2012.
- [53] Patrick Huber, Joachim Kopp, Manfred Lindner, Mark Rolinec, and Walter Winter. New features in the simulation of neutrino oscillation experiments with GLOBES 3.0: General Long Baseline Experiment Simulator. *Comput. Phys. Commun.*, 177:432–438, 2007.

- [54] Patrick Huber, M. Lindner, and W. Winter. Simulation of long-baseline neutrino oscillation experiments with GLoBES (General Long Baseline Experiment Simulator). *Comput. Phys. Commun.*, 167:195, 2005.
- [55] C. Jarlskog. A basis independent formulation of the connection between quark mass matrices, CP violation and experiment. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 29(3):491–497, 1985.
- [56] Renata Zukanovich Funchal, Benoit Schmauch, and Gaëlle Giesen. *The Physics of Neutrinos*. 2013.
- [57] M. C. Gonzalez-Garcia and Yosef Nir. Neutrino masses and mixing: Evidence and implications. *Rev. Mod. Phys.*, 75:345–402, 2003.
- [58] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, 17:2369–2374, May 1978.
- [59] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations and stellar collapse. *Phys. Rev. D*, 20:2634–2635, Nov 1979.
- [60] Carlo Giunti and Chung W Kim. *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford university press, 2007.
- [61] H. W. Zaglauer and K. H. Schwarzer. The mixing angles in matter for three generations of neutrinos and the msw mechanism. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 40(2):273–282, 1988.
- [62] S. P. Mikheev and A. Yu. Smirnov. Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 42:913–917, 1985. [*Yad. Fiz.*42,1441(1985)].
- [63] R. Acciarri et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) - Vol. 2. 2015.
- [64] Hiroshi Nunokawa, Stephen J. Parke, and Jose W. F. Valle. CP Violation and Neutrino Oscillations. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 60:338–402, 2008.
- [65] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and A. Palazzo. Global analysis of three-flavor neutrino masses and mixings. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 57:742–795, 2006.
- [66] John N. Bahcall, Nicola Cabibbo, and Amos Yahil. Are neutrinos stable particles? *Phys. Rev. Lett.*, 28:316–318, Jan 1972.
- [67] R. N.; Peccei R. D. Chikashige, Y.; Mohapatra. Are there real Goldstone bosons associated with broken lepton number? *Physics Letters B, Issue 4*, p., 98:265–268., Elsevier Science B.V. All rights reserved, 1981.
- [68] G. B. Gelmini and M. Roncadelli. Left-Handed Neutrino Mass Scale and Spontaneously Broken Lepton Number. *Phys. Lett.*, 99B:411–415, 1981.

- [69] Howard M. Georgi, Sheldon Lee Glashow, and Shmuel Nussinov. Unconventional Model of Neutrino Masses. *Nucl. Phys.*, B193:297–316, 1981.
- [70] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number. *Phys. Rev. D*, 25:774–783, Feb 1982.
- [71] David B. Reiss. Can the family group be a global symmetry? *Physics Letters B*, 115(3):217 – 220, 1982.
- [72] L. Dorame, O. G. Miranda, and J. W. F. Valle. Invisible decays of ultra-high energy neutrinos. *Front.in Phys.*, 1:25, 2013.
- [73] I. Z. Rothstein, K. S. Babu, and D. Seckel. Planck scale symmetry breaking and majoron physics. *Nucl. Phys.*, B403:725–748, 1993.
- [74] C. Giunti, C. W. Kim, U. W. Lee, and W. P. Lam. Majoron decay of neutrinos in matter. *Phys. Rev. D*, 45:1557–1568, Mar 1992.
- [75] C. W. Kim and W. P. Lam. Some remarks on neutrino decay via a Nambu-Goldstone boson. *Mod. Phys. Lett.*, A5:297–299, 1990.
- [76] Mattias Blennow, Tommy Ohlsson, and Walter Winter. Damping signatures in future neutrino oscillation experiments. *JHEP*, 06:049, 2005.
- [77] Manfred Lindner, Tommy Ohlsson, and Walter Winter. A Combined treatment of neutrino decay and neutrino oscillations. *Nucl. Phys.*, B607:326–354, 2001.
- [78] Manfred Lindner, Tommy Ohlsson, and Walter Winter. Decays of supernova neutrinos. *Nucl. Phys.*, B622:429–456, 2002.
- [79] P. Astier et al. Search for $\nu(\mu) \rightarrow \nu(e)$ oscillations in the NOMAD experiment. *Phys. Lett.*, B570:19–31, 2003.
- [80] F. Bergsma et al. A New Measurement of the Ratio of the Cross-sections of Muon - Neutrino and Muon - Anti-neutrinos Scattering on Electrons. *Phys. Lett.*, B147:481–486, 1984.
- [81] Y. Itow et al. The JHF-Kamioka neutrino project. In *Neutrino oscillations and their origin. Proceedings, 3rd International Workshop, NOON 2001, Kashiwa, Tokyo, Japan, December 508, 2001*, pages 239–248, 2001.
- [82] David S Ayres. The MINOS long-baseline experiment at Fermilab. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 59(1-3):297–304, 1997.
- [83] Anthony V Nero. *A guidebook to nuclear reactors*. Univ of California Press, 1979.
- [84] Fumihiko Suekane. Neutrino oscillations. In *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, volume 898. Springer, 2015.

- [85] London (UK) Uranium Inst. Uranium and nuclear energy: 1988 . 13. *International symposium on uranium and nuclear energy*, page 418, 1988.
- [86] Carlo Bemporad, Giorgio Gratta, and Petr Vogel. Reactor-based neutrino oscillation experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 74:297–328, Mar 2002.
- [87] Neutrino detection experiments. <http://lappweb.in2p3.fr/neutrinos/anexp.html>. Accedido en: 2017-03-17.
- [88] Sacha E. Kopp. Accelerator-based neutrino beams. *Phys. Rept.*, 439:101–159, 2007.
- [89] P. Adamson et al. The NuMI Neutrino Beam. *Nucl. Instrum. Meth.*, A806:279–306, 2016.
- [90] S. Mori. Improved Electron Neutrino Beam. 1978.
- [91] The official FLUKA site: FLUKA home. <http://www.fluka.org/fluka.php>. Accedido en: 2017-03-21.
- [92] S van der Meer. *A directive device for charged particles and its use in an enhanced neutrino beam*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 1961.
- [93] A. G. Abramov, N. A. Galyaev, V. I. Garkusha, J. Hylen, F. N. Novoskoltsev, A. D. Ryabov, and V. G. Zarucheisky. Beam optics and target conceptual designs for the NuMI project. *Nucl. Instrum. Meth.*, A485:209–227, 2002.
- [94] S van der Meer and K M Vahlbruch. Neutrino flux calculations: Lecture 8. 1963.
- [95] R. Acciarri et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) - Vol. 1. 2016.
- [96] T. Alion et al. Experiment Simulation Configurations Used in DUNE CDR. 2016.
- [97] R. Acciarri et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) - Vol. 4. 2016.
- [98] Maury Goodman. The deep underground neutrino experiment cdr vol. 3. *Advances in High Energy Physics*, 2015, 2015.
- [99] The DUNE collaboration. CDR Annex 4G:Near Detector Reference Design, tech rep. <http://lbne2-docdb.fnal.gov/cgi-bin/ShowDocument?docid=10684>.
- [100] D R Nygren. Future prospects of the TPC idea. *Physica Scripta*, 23(4A):584, 1981.

- [101] C. Rubbia. The Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Concept for Neutrino Detectors. 1977.
- [102] R. Acciarri et al. Summary of the Second Workshop on Liquid Argon Time Projection Chamber Research and Development in the United States. *JINST*, 10(07):T07006, 2015.
- [103] Rlinehan. Rlinehan. a diagram of the lartpc design and operating principle. https://en.wikipedia.org/wiki/Time_projection_chamber. Accedido en: 2017-01-14.
- [104] C. Adams et al. The Long-Baseline Neutrino Experiment: Exploring Fundamental Symmetries of the Universe. 2013.
- [105] Vincent Bouchard, Jonathan J. Heckman, Jihye Seo, and Cumrun Vafa. F-theory and Neutrinos: Kaluza-Klein Dilution of Flavor Hierarchy. *JHEP*, 01:061, 2010.
- [106] Zurab Tavartkiladze. Three Family SU(5) GUT and Inverted Neutrino Mass Hierarchy. *Phys. Rev.*, D87:075026, 2013.
- [107] William Marciano and Zohreh Parsa. Intense neutrino beams and leptonic CP violation. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 221:166–172, 2011.
- [108] Howard Georgi and S. L. Glashow. Unity of all elementary-particle forces. *Phys. Rev. Lett.*, 32:438–441, Feb 1974.
- [109] W. de Boer. Grand unified theories and supersymmetry in particle physics and cosmology. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 33:201–302, 1994.
- [110] Pran Nath and Pavel Fileviez Perez. Proton stability in grand unified theories, in strings and in branes. *Phys. Rept.*, 441:191–317, 2007.
- [111] M. G. Aartsen et al. Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data. *Phys. Rev. Lett.*, 113:101101, 2014.
- [112] K. Hirata et al. Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987a. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1490–1493, 1987. [727(1987)].
- [113] Foto de sn1987a. <http://www.regaltribune.com/nasa-is-celebrating-sn-1987a/28316/>. Accedido en: 2017-03-19.
- [114] Vernon Barger, Danny Marfatia, and Kerry Lewis Whisnant. *The physics of neutrinos*. Princeton University Press, 2012.
- [115] Michael Wurm et al. The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA. *Astropart. Phys.*, 35:685–732, 2012.
- [116] I Gil-Botella and A Rubbia. Oscillation effects on supernova neutrino rates and spectra and detection of the shock breakout in a liquid argon

- TPC. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2003(10):009, 2003.
- [117] Tommy Ohlsson and Hakan Snellman. Neutrino oscillations with three flavors in matter: Applications to neutrinos traversing the Earth. *Phys. Lett.*, B474:153–162, 2000. [Erratum: *Phys. Lett.*B480,419(2000)].
- [118] Tommy Ohlsson and Walter Winter. The Role of matter density uncertainties in the analysis of future neutrino factory experiments. *Phys. Rev.*, D68:073007, 2003.
- [119] Joachim Kopp. Efficient numerical diagonalization of hermitian 3 x 3 matrices. *Int. J. Mod. Phys.*, C19:523–548, 2008.
- [120] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [121] C. Andreopoulos et al. The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator. *Nucl. Instrum. Meth.*, A614:87–104, 2010.
- [122] Ikaros I Bigi and A Ichiro Sanda. CP violation, 2001.

Apéndice A

Simetría CP

Clásicamente la simetría de paridad significa que las leyes de la física bajo la transformación paridad \mathbf{P} que cambia la coordenada espacial x en $-x$ no son afectadas, y la simetría de carga \mathbf{C} que transforma una partícula en su antipartícula de igual masa, momentum y espín, pero diferente número cuántico como por ejemplo la carga. Pero en teoría de campos se traduce en por ejemplo para un campo de espín 0 cuyo lagrangiano es,

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu + ieA_\mu)\phi^\dagger(t, \vec{x})(\partial_\mu - ieA^\mu)\phi(t, \vec{x}) - \frac{1}{2}m^2\phi^\dagger(t, \vec{x})\phi(t, \vec{x}), \quad (\text{A.1})$$

donde $\phi(t, \vec{x})$ es un campo complejo, y con condición de cuantización

$$[\phi(t, \vec{x}), \phi(t, \vec{y})] = [\phi^\dagger(t, \vec{x}), \phi^\dagger(t, \vec{y})] = 0, \quad (\text{A.2})$$

$$[\phi(t, \vec{x}), \partial_t\phi^\dagger(t, \vec{y})] = [\phi^\dagger(t, \vec{x}), \partial_t\phi(t, \vec{y})] = i\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y}). \quad (\text{A.3})$$

Entonces el operador paridad actuará de la siguiente forma

$$\phi^P(t, \vec{x}) \equiv \mathbf{P}\phi(t, \vec{x})\mathbf{P}^\dagger = \phi(t, -\vec{x}), \quad (\text{A.4})$$

similarmente para el operador carga \mathbf{C} ,

$$\phi^C(t, \vec{x}) \equiv \mathbf{C}\phi(t, \vec{x})\mathbf{C}^\dagger = \phi^\dagger(t, \vec{x}). \quad (\text{A.5})$$

Ahora para el caso del operador \mathbf{CP} consideremos por ejemplo para un lagrangiano de interacción cualquiera,

$$L_I = aV_\mu^+(t, \vec{x})V^{\mu,-}(t, \vec{x}) + bA_\mu^+(t, \vec{x})A^{\mu,-}(t, \vec{x}) + cV_\mu^+(t, \vec{x})A^{\mu,-}(t, \vec{x}) + c^*A_\mu^+(t, \vec{x})V^{\mu,-}(t, \vec{x}), \quad (\text{A.6})$$

la bajo la transformación \mathbf{CP} se tendrá,

$$\mathbf{CPL}_I\mathbf{CP}^\dagger = aV^{\mu,-}(t, -\vec{x})V_\mu^+(t, -\vec{x}) + bA^{\mu,-}(t, -\vec{x})A_\mu^+(t, -\vec{x}) + cV^{\mu,-}(t, -\vec{x})A_\mu^+(t, -\vec{x}) + c^*A^{\mu,-}(t, -\vec{x})V_\mu^+(t, -\vec{x}), \quad (\text{A.7})$$

esto significa que se conserva **CP** si el parámetro de acoplamiento c es real [122].

La violación de CP se ver por ejemplo al aplicar los operadores de **CP** en el lagrangiano

$$L_l^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \sum_{k=1,2,3} \left(U_{\alpha k}^* \bar{\nu}_\alpha L \gamma^\mu l_{\alpha k} W_\mu + U_{\alpha k} \bar{l}_\alpha L \gamma^\mu \nu_{kL} W_\mu^+ \right), \quad (\text{A.8})$$

quedará de la siguiente forma,

$$U_{CP} L_l^{CC} U_{CP}^{-1} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \sum_{k=1,2,3} \left(U_{\alpha k}^* \bar{l}_\alpha L \gamma^\mu \nu_{kL} W_\mu^+ + U_{\alpha k} \bar{\nu}_\alpha L \gamma^\mu l_{\alpha k} W_\mu \right), \quad (\text{A.9})$$

donde para observar violación de CP es necesario que $U^* \neq U$.

