

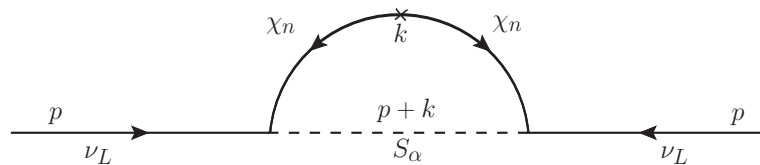


UNIVERSIDAD DE ANTIOQUIA
INSTITUTO DE FÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
GRUPO DE FENOMENOLOGÍA DE INTERACCIONES FUNDAMENTALES

Neutrinos de Dirac y sus implicaciones fenomenológicas

PHD TESIS

JULIÁN ANDRÉS CALLE MOSQUERA



Director: Ph. D. Diego Alejandro Quintero Restrepo

Co-director:

Medellín, 2021



**UNIVERSIDAD
DE ANTIOQUIA**
1 8 0 3

Universidad de Antioquia



Universidad de Antioquia
Instituto de Física
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Grupo de Fenomenología de Interacciones Fundamentales

Neutrinos de Dirac y sus implicaciones fenomenológicas

PHD TESIS

JULIÁN ANDRÉS CALLE MOSQUERA

Director: Ph. D. Diego Alejandro Quintero Restrepo

Co-director:

Approved by

Date:.

(Signature)

(Signature)

(Signature)

.....
Ph. D. Diego Alejandro Quintero Restrepo

Medellín, 2021

Resumen

En este trabajo se desarrolló un análisis de neutrinos de Dirac y sus diferentes predicciones sobre física más allá del modelo estándar. Se comienza con un análisis sistemático de las extensiones del modelo estándar con una simetría adicional de calibre (“gauge”) $U(1)$ libre de anomalías, para generar masas de neutrinos de Dirac a nivel de un loop, lo que explica naturalmente sus valores pequeños. Se realiza un escaneo intensivo, buscando soluciones no anómalas, las cuales imponen condiciones no triviales al número y cargas de los nuevos estados. Estas soluciones dan lugar a masas de neutrinos escotógenos mediados por fermiones de Dirac o Majorana, mediante el operador eficaz de masas de Dirac con dimensión 5 o 6. Finalmente, se comentan las soluciones que no presentan fermiones quirales sin masa. A continuación, se muestran todas las realizaciones a un loop del operador de dimensión cinco para generar masas efectivas de neutrinos de Dirac usando una sola simetría local activa: $U(1)_{B-L}$. Los modelos consistentes con los datos de neutrinos incluyen tres y cinco fermiones quirales, dos de ellos con el mismo número de leptones. Es posible arreglar sus cargas de $B - L$ y el espectro escalar para tener un candidato de materia oscura. Se muestra el contenido de partículas y los términos del lagrangiano relevantes para cada uno de estos modelos. Posteriormente, se presenta un modelo con neutrinos de Dirac ligeros y fermiones de Majorana pesados como mediadores. El sector oscuro de este modelo está protegido por una simetría gauge oscura abeliana que también prohíbe las contribuciones de masa a nivel árbol. Igualmente, se propone una extensión del modelo con fermiones vector-like en la que los neutrinos derechos pueden termalizar en el plasma primordial y el bosón gauge adicional se puede producir directamente en los colisionadores. Los resultados actuales permiten establecer la condición $M_{Z'}/g' \gtrsim 40$ TeV, mientras que los futuros experimentos de fondo de microondas cósmicos pueden probar todos los modelos no mínimos presentados aquí. Finalmente, el modelo Zee para los neutrinos de Dirac es uno de los modelos más simples que presenta masas de neutrinos de Dirac a un loop. Los nuevos escalares cargados permiten la presencia de interacciones no estándar de neutrinos con la materia. La naturaleza de Dirac y las masas radiativas de neutrinos están protegidas por una simetría gauge $B - L$. Se realiza un estudio completo del modelo y su fenomenología. .

Palabras Claves

Neutrinos de Dirac, Oscilación de neutrinos, Anomalías, Materia oscura, Grados de libertad relativista, Interacción general de neutrinos, Violación del sabor leptónico, restricciones cosmológicas.

*A la memoria de Juan Pablo, Norberto
y Amelia, los extraño mucho*

Agradecimientos

En lo infinito del cosmos es todo una suerte y un privilegio haberme encontrado con tanta gente maravillosa. Siempre han sido mis mejores guías de vida. Hoy al llegar a este punto de este largo camino quisiera agradecer a cada uno de ustedes y decirles que los admiro, que son muy importantes y que los quiero con el corazón.

Quiero comenzar agradeciendo a mi madre Beatriz, esa mujer maravillosa que lucha día y noche por dar siempre lo mejor de sí. A mi novia Pamela por estos lindos años a su lado. A mi sobrina Luciana y mi hermano Emanuel, espero ser un ejemplo a seguir para ustedes. A mi abuelo Norberto, mi hermano Juan Pablo y mi abuela Amelia, que ya son parte del Cosmos. A mi padrastro Andrey, el que fuera ese hombre que sin tener el deber me enseñó parte de lo que soy. A mi hermana por su apoyo incondicional. A Sofía por todo el cariño brindado, a mi tío Rafa y a mi padre Julio por todo su apoyo y a mi familia en general.

Agradezco a cada uno de los profesores que hicieron parte de mi formación como astrónomo y físico, especialmente al profesor Diego Restrepo por su paciencia y sus enseñanzas en esta área tan bonita y apasionante. A los profesores Alonso Sepulveda, Óscar Zapata, Juan Carlos Muñoz y a cada uno de esos profesores que hicieron este camino más emocionante. Agradezco a Óscar Zapata, Nicolas Bernal y Carlos Yaguna por los aportes en este trabajo.

Es imposible no agradecer a esas personas que desde que entre a la universidad se convirtieron en tu apoyo, consejeros, ayudantes y amigos. Quiero agradecer especialmente a El Pollo, Olmos, Daniel, Natalia y Valentina por todos estos años de esfuerzo a su lado. Quiero agradecer a mis amigos: Moni, Sara, Shipo, Arley, Heisman, Ponny, Kimmy, Daniela, Mateo, etc. por todos los momentos compartidos y todas las experiencias vividas. Igualmente, quisiera agradecer a Blado y Javi por ser esos profesores y amigos que me iniciaron en esto. A los amigos de toda la vida Yurani Astrid, Maria Eugenia, Mesa, Edison, Camila, Mesias, El mocho, Isabel A, Isabel Villa, etc. Además, quiero agradecer a personas muy importantes como Evelyn, JuanDa, Fabi, Darling y a todos esos amigos que hacen la vida más amena.

Para terminar quiero extender estos agradecimientos a todas las personas que contribuyeron directa o indirectamente a este logro. Además, pedirle disculpas a cada una de las personas que olvide nombrar.

Sinceramente,

Medellín, 2021

Julián Andrés Calle Mosquera

Índice general

Resumen	1
Agradecimientos	5
1. Introducción	9
1.1. Neutrinos	10
1.2. Oscilación de Neutrinos	15
1.3. Helicidad y quiralidad	19
1.3.1. Helicidad y espinores de Weyl	19
1.3.2. Quiralidad	23
1.4. Esquemas de masas de neutrinos	24
1.4.1. Término de masa de Dirac	26
1.4.2. Término de masas de Majorana	27
1.5. Experimentos de desintegración beta doble	28
1.6. Simetrías y anomalías	29
1.6.1. Simetrías y teorema de Noether	30
1.6.2. Simetrías en la mecánica cuántica	31
1.6.3. Mecanismo de Higgs	34
1.6.4. Anomalías en el SM	36
1.6.5. Anomalías en simetría gauge abeliana adicional al SM	50
1.7. Conectando neutrinos con evidencia de física más allá del SM	52
1.7.1. Materia Oscura	52
1.7.2. Violación del sabor leptónico cargado (CLFV, charged lepton flavour violation)	55
1.7.3. Interacciones no estándar de neutrinos (NSI, non-standard interaction)	56
1.7.4. Restricciones cosmológicas	57
2. Simetrías gauge abelianas sin anomalías con modelos escotogénicos de Dirac	59
2.1. Introducción	59
2.2. Condiciones de anomalía	60
2.3. Modelos escotogénicos de Dirac	62
2.4. Conclusiones	70
3. Modelos mínimos de masa de neutrinos de Dirac radiativos	73
3.1. Introducción	73
3.2. Configuración general	75

3.3. Soluciones	79
3.3.1. Quiral T1-3-D-I ($\alpha = -2$)	79
3.3.2. Quiral T1-3-E-I ($\alpha = 0$)	81
3.3.3. Quiral T1-2-A-I ($\alpha = 0$)	82
3.3.4. Quiral T1-2-B-II ($\alpha = 0$)	83
3.3.5. Soluciones vector-like	84
3.4. Conclusiones	85
4. Generación de masa de neutrinos de Dirac a partir de mediadores de Majorana	87
4.1. Introducción	87
4.2. El modelo	89
4.3. Masas de neutrinos y violación del sabor leptónico en el sector cargado	91
4.4. Materia oscura	93
4.5. Más allá del modelo mínimo: restricciones cosmológicas y de colisionador	94
4.6. Conclusiones	99
5. Fenomenología del modelo Zee para neutrinos de Dirac e interacciones generales de neutrinos	101
5.1. Introducción	101
5.2. El modelo	102
5.2.1. Masas de neutrinos radiativos	104
5.2.2. Procesos de LFV	107
5.2.3. LHC observables	108
5.3. Interacciones generales de neutrinos en el modelo de Zee Dirac	110
5.4. Resultados y discusión	113
5.5. Conclusiones	115
6. Conclusiones	117
Apéndices	119
A. Probabilidad de oscilación entre neutrinos	121
B. Teorema de Noether	125
C. Diagonalización de matrices para neutrinos de Dirac	127
D. Interacción general de neutrinos	129
E. Archivos de SARAH para el modelo de Zee Dirac	133
Bibliografía	165

Capítulo 1

Introducción

Este trabajo consiste en una colección de artículos publicados, donde el objetivo general es determinar las condiciones para construir modelos que den explicación a diferentes problemas del Modelo Estándar (SM, Standard Model). Principalmente, se centra en encontrar posibles mecanismos mediante el cual los neutrinos del SM adquieren masa y el motivo del por qué dichas masas son tan pequeñas (comparado con las demás partículas del SM). Si los neutrinos son partículas de Dirac, como se supone en este trabajo, es necesario adicionar neutrinos derechos al SM. Igualmente, es necesario adicionar una simetría que preserve la naturaleza de Dirac de los neutrinos y prohíba términos de masa de Majorana¹. Además, se quiere conectar la física de neutrinos con la materia oscura, el cual es otro problema sin resolver en el SM. Una solución ingeniosa al problema de la pequeñez de las masas de los neutrinos y a la materia oscura es suponer soluciones escotogénicas, donde las masas de los neutrinos son generadas a un loop y los mediadores del loop son candidatos de materia oscura. En el capítulo 2 y 3 se mostrará que se puede garantizar la naturaleza de Dirac de los neutrinos, la estabilidad de la materia oscura y restringir los términos de masa a nivel árbol agregando una única simetría gauge extra al SM.

Debido a la incorporación de todas estas nuevas piezas al SM se generan diferentes implicaciones fenomenológicas, las cuales pueden servir para testear o verificar la veracidad del modelo. La primera implicación es que la nueva simetría debe ser no anómala, por lo que es necesario determinar el número de campos adicionales en el modelo y las cargas que permitan cancelar las anomalías, lo cual se muestra en los capítulos 2 de forma general para modelos con una simetría gauge $U(1)$ que incluye sólo fermiones quirales, ya sea activa u oscura, mientras que en el capítulo 3 se muestra para modelos no anómalos con una simetría $B - L$ que pueden permitir además fermiones vector-like. En el caso del capítulo 2 todas las soluciones hacen uso del paradigma escotogénico, mientras que el capítulo 3, además de las soluciones escotogénicas, se tiene en cuenta diversos mediadores en el loop. Adicionalmente, en estos dos capítulos se establece que es necesario adicionar un singlete escalar que adquiere valor esperado de vacío, con el objetivo de dar masa a las nuevas partículas en los diferentes modelos. El rompimiento espontáneo de simetría genera un bosón vectorial gauge adicional, el cual puede ser detectado en colisionadores. Además, si los neutrinos derechos termalizan con el plasma primordial en el universo temprano, hay implicaciones en los grados de libertad relativistas del SM, lo cual permite restringir parámetros en los modelos. En el capítulo 4 se hace un estudio de estas consecuencias en una de las soluciones presentadas en el capítulo 2, donde los resultados pueden ser aplicables para un gran número de modelos

¹Se define como un fermión de Majorana, al fermión cuya antipartícula es el mismo [1].

propuestos en este trabajo. Como complemento, en el capítulo 5 se realiza el análisis del modelo más simple presentado en el capítulo 3, con el objetivo de presentar diferentes herramientas que permiten testear diferentes modelos con física más allá del SM. Dicho modelo tiene implicaciones fenomenológicas muy interesantes tales como interacciones generales de neutrinos, decaimientos leptónicos raros, violación del sabor leptónico en el sector cargado, entre otros.

A continuación se presenta la introducción a la física de neutrinos, su descubrimientos, el desarrollo de la oscilación de neutrinos, como se llega a que tienen masa y los resultados más importantes. Adicional a esto, se presenta como se aplican las simetrías a la mecánica cuántica y sus consecuencias más importantes, tales como, el rompimiento espontáneo de la simetría, el teorema de Goldstone, el mecanismo de Higgs, el surgimiento de las anomalías en el SM y las condiciones que cancelan las anomalías. Para finalizar la introducción, se presentan diferentes implicaciones fenomenológicas de física más allá del SM que aparecen en los modelos al generar masas de Dirac para los neutrinos a un loop.

1.1. Neutrinos

En el año 1930, la desintegración nuclear beta mostraba el surgimiento de un problema en la física de la época. La desintegración beta de un núcleo radiactivo A se transforma en un núcleo B ligeramente más liviano con la emisión de un electrón:

$$A \rightarrow B + e^- . \quad (1.1)$$

Debido a la conservación de la carga, B lleva una unidad más de carga positiva que A , por lo tanto, el núcleo B tiene un número atómico mayor. Algunos ejemplos de desintegración beta son: el potasio se convierte en calcio (${}^{40}_{19}\text{K} \rightarrow {}^{40}_{20}\text{Ca}$), el cobre se convierte en zinc (${}^{64}_{29}\text{Cu} \rightarrow {}^{64}_{30}\text{Zn}$), el tritio se convierte en helio (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He}$), y así sucesivamente.

Para la desintegración en la Ec. (1.1) es posible calcular la energía en el proceso. Partiendo en el marco de referencia del centro de masa, si el núcleo A está en reposo, el núcleo B y e deben de salir en direcciones opuestas con igual momento, por lo que la conservación de la energía establece que la energía del electrón es

$$E = \left(\frac{m_A^2 - m_B^2 + m_e^2}{2m_A} \right) c^2 , \quad (1.2)$$

donde m_A , m_B y m_e son las masas del núcleo A , B y del electrón, respectivamente. Fijando las masas de los núcleos y la masa del electrón se ve que el valor para la energía debe estar fijado. Al realizar el experimento se encuentra que la energía de los electrones emitidos varía considerablemente (ver fig. 1.1). La Ec. (1.2) establece el valor de la energía máxima de los electrones, para un proceso de desintegración beta. Este resultado fue muy sorprendente para la época, tanto así que Niels Bohr propuso abandonar la ley de conservación de la energía, argumentando que quizás este no funcionaba en el mundo cuántico. Afortunadamente, Wolfgang Pauli salvó el principio de la conservación de la energía a partir de su hipótesis. Él establecía que se debía emitir una partícula junto con el electrón, un compañero indetectable que se lleva la energía faltante en el proceso. Esta nueva partícula debía ser eléctricamente neutra, para conservar la carga y para explicar por qué

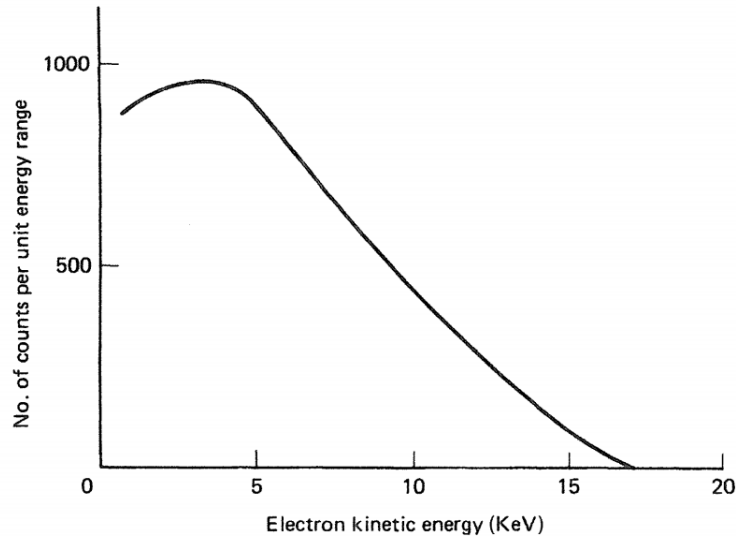


Figura 1.1: Espectro de la desintegración beta del tritio (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He}$) [2].

no era detectada; Pauli propuso llamarlo neutrón (aunque en 1932 James Chadwick se adelantó y utilizó el nombre en otra partícula, conocida hoy como neutrón [3]). La idea fue recibida con cierto escepticismo, pero al año siguiente, Enrico Fermi presentó una teoría de la desintegración beta que incluía la partícula propuesta por Pauli y resultó tan brillante que la idea de Pauli tuvo que ser tomada en serio [4]. Debido a que las energías de los electrones observadas tienen como valor máximo el establecido en la Ec. (1.2) se deduce que la nueva partícula es extremadamente liviana (por lo que se sabía hasta hace poco, su masa debía ser cero). A dicha partícula Fermi la nombró como neutrino. A partir de estos resultados el proceso fundamental de desintegración beta es



En este proceso el neutrón se desintegra en un protón más un electrón más un antineutrino. En la década de los 40's del siglo XX, el grupo de Cecil Frank Powell fotografió la desintegración del pión, donde se observó que el muón involucrado en el proceso sale a aproximadamente 90° con respecto a la dirección original del pión (ver fig. 1.2). Este cambio en la dirección no se debía a la interacción del muón con el detector, lo que indicaba que ese cambio de dirección se debía a otra partícula que se produjo en la desintegración del pión. Esta partícula debía de ser neutra eléctricamente, ya que no dejó huellas en el detector. Fue natural y/o económico suponer que se trataba del neutrino propuesto por Pauli



Unos meses después de su primera publicación, el grupo de Powell publicó una imagen sorprendente, en esta se veía la posterior desintegración del muón. Para la época las desintegraciones de muones estaban muy bien estudiadas, y era bien sabido que la partícula secundaria cargada era un electrón. De los resultados se establecía que debía haber un producto neutro, que se suponía

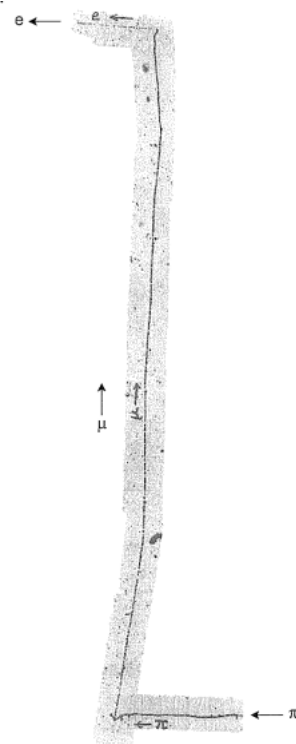


Figura 1.2: *desintegración del pión en un muón, luego el muón se desintegra en un electrón [5].*

debía ser nuevamente un neutrino. Sin embargo, esta vez se trataba de dos neutrinos:



¿Cómo se sabe que hay dos neutrinos? Para esto se repite el experimente varias veces, midiendo la energía del electrón en cada repetición. Si la energía del electrón está definida, solo hay dos partículas en el estado final, pero si varía, entonces debe haber (al menos) tres. De estudios anteriores se sabía que la energía del electrón en la desintegración del muón no es fija, y la emisión de dos neutrinos fue la explicación aceptada. Por el contrario, la energía muónica en la desintegración del pión es constante dentro de las incertidumbres experimentales, lo que confirma que se trata de la desintegración de dos cuerpos.

En 1950, había evidencia teórica convincente de la existencia de los neutrinos, pero aún no se había podido tener una detección de forma directa. Además, no se tenía conocimientos de los efectos de los neutrinos en el universo. Esto se debe a que los neutrinos interaccionan de manera extremadamente débil con el resto de la materia, tanto así, que un neutrino con energía moderada podría atravesar fácilmente mil años luz de plomo. Para poder detectar los neutrinos era necesaria una fuente intensa. Los experimentos decisivos para la detección de los neutrinos se llevaron a cabo en el río Savannah, en un reactor nuclear en Carolina del Sur, a mediados de los años cincuenta. Clyde Cowan y Frederick Reines instalaron un gran tanque de agua y observaron la reacción de desintegración beta inversa



en su detector [6]. El flujo de antineutrino se calculó en 5×10^{13} partículas por centímetro cuadrado por segundo, pero incluso con esta enorme intensidad se esperaban de dos a tres eventos cada hora. Sus resultados proporcionaron una confirmación inequívoca de la existencia del neutrino [6, 7].

Como se menciona anteriormente, la partícula producida en la desintegración beta ordinaria es en realidad un antineutrino, no un neutrino. Debido a que los neutrinos son eléctricamente neutros, es posible preguntarse, si hay alguna distinción entre un neutrino y un antineutrino. Ya se tenía el caso del pión neutro, el cual es su propia antipartícula; también lo es el fotón. Como contraejemplo se tiene que el antineutrón no es lo mismo que un neutrón. Quedando la inquietud ¿es el neutrino lo mismo que el antineutrino? Y si no, ¿qué propiedad los distingue? A finales de los años cincuenta, Raymond Davis, Jr. Y Don S. Harmer pusieron esta pregunta a prueba [8]. De los resultados de Cowan y Reines, se tiene que la reacción cruzada

$$\nu + n \rightarrow p^+ + e^-, \quad (1.7)$$

también debe ocurrir, y aproximadamente al mismo ritmo. Davis buscó la reacción análoga usando antineutrinos

$$\bar{\nu} + n \rightarrow p^+ + e^-, \quad (1.8)$$

encontrando que esta reacción no ocurría. Con estos resultados fue posible establecer que los neutrinos izquierdos y los antineutrinos derechos tienen interacciones diferentes con la materia.

El resultado de Davis no fue inesperado. De hecho, en 1953 Emil Konopinski y Hosam Mahmoud introducían una regla simple, mediante la cual las reacciones como la que se muestra en la Ec. (1.7) eran factibles y las reacciones en la Ec. (1.8) no [9]. La idea consistía en asignar una nueva carga nombrada como número leptónico. Se le asignaron número leptónico $L = -1$ al electrón, al muón y al neutrino, y $L = 1$ al positrón, el antimuón y el antineutrino (todas las demás partículas reciben un número leptónico igual a cero). Igualmente, Konopinski y Mahmoud propusieron una ley de conservación del número leptónico (análogo a la ley de conservación de la carga) [10]. Es decir, en cualquier proceso físico, la suma de los números leptónicos antes del proceso debe ser igual a la suma de los números leptónicos después del proceso. Así, la reacción de Cowan-Reines (Ec. (1.7)) es permitido ($L = -1$ antes y después), pero la reacción de Davis (Ec. (1.8)) está prohibida (a la izquierda $L = -1$, a la derecha $L = +1$). A partir de la conservación del número leptónico, la desintegración del pión cargado debe ser

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}, \quad (1.9)$$

y las desintegraciones de muones son realmente

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}. \quad (1.10)$$

Entonces, ¿qué propiedad distingue al neutrino del antineutrino? La respuesta a esta pregunta es el número leptónico: para el neutrino $L = +1$ y $L = -1$ para el antineutrino. Estos números se pueden determinar experimentalmente mediante las interacciones (también difieren en su quiralidad: el neutrino es “izquierdo” mientras que el antineutrino es “derecho” [11]).

Bajo las leyes de la conservación de la carga y el número leptónico es posible tener la descomposición del muón en un electrón más un fotón

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma, \quad (1.11)$$

sin embargo, este proceso aún no ha sido observado experimentalmente. Debido a que no hay razones físicas que prohíban este proceso, algunos físicos sugieren una ley de conservación de “mu-ness” que justifique la falta de señales de este proceso. Pero entonces, ¿cómo se explica la observación de la desintegración $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$? a finales de los años cincuenta y principios de los sesenta, se encontró que la solución a esta pregunta consiste en suponer que existen dos tipos diferentes de neutrino [12, 13], uno asociado con el electrón (ν_e) y uno con el muón (ν_μ) [14, 15]. Ahora, si se asignan número muónico $L = +1$ a μ^- y ν_μ , y $L = -1$ a μ^+ y $\bar{\nu}_\mu$, e igualmente, se define el número electrónico $L = +1$ a e^- y ν_e , y $L = -1$ a e^+ y $\bar{\nu}_e$. Ahora se redefinió la ley de conservación del número leptónico en dos leyes de conservación, una de conservación de número electrónico y otra ley de conservación de número muónico, con lo que podemos explicar todos los procesos permitidos y prohibidos, a esto se le llamo la ley de conservación del sabor leptónico. En este caso la desintegración beta de neutrones se convierte en

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (1.12)$$

Las desintegraciones del pión son

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (1.13)$$

Y las desintegraciones del muón toman la forma

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.14)$$

Como se mencionó anteriormente, el análisis inicial de la desintegración de piones, era “natural” y/o “económico” asumir que la partícula neutra saliente era la misma que en la desintegración beta. Aunque era una hipótesis natural y económica, esta era errónea.

En 1962, Leon M. Lederman, Melvin Schwartz y Jack Steinberger encontraron la primera prueba experimental de la hipótesis de los dos neutrinos (y la conservación del número de electrones y muones) [16]. Usando aproximadamente 10^{14} antineutrinos de la desintegración π^- , encontraron evidencia de la reacción

$$\bar{\nu}_\mu + p^+ \rightarrow \mu^+ + n, \quad (1.15)$$

pero no encontraron ningún evento de la reacción

$$\bar{\nu}_\mu + p^+ \rightarrow e^+ + n, \quad (1.16)$$

Lo que demostraba la existencia de los dos neutrinos, ya que, bajo la hipótesis de la existencia de un solo neutrino, ambos procesos deberían de ser igual de probables.

Para 1962, se tenía que la familia de los leptones estaba conformada por 8 partículas: el

electrón, el muón, sus respectivos neutrinos y las correspondientes antipartículas.

Entre 1974 y 1977, Martin Lewis Perl y su grupo encontraron anomalías en la desintegración de las colisiones entre electrones y positrones en el colisionador de electrones y positrones SPEAR de Stanford (Stanford Positron and Electron Accelerator Ring) [17]. El evento que vieron en el colisionador es el siguiente

$$e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + \text{energía faltante} . \quad (1.17)$$

Mediante la ley de la conservación de la energía, es posible establecer que la energía del estado final es menor a la del estado inicial (La suma de las partículas en el estado final es diferente de la suma de la energía en el estado inicial). De nuevo aparecía una anomalía en procesos que “no conservaban” la energía, pero basados en la experiencia, se propuso que la energía con la que colisionaban el electrón y el positrón era suficiente para crear un par de nuevas partículas muy masivas, las cuales se desintegraban en muy corto tiempo en las partículas observadas. Por lo tanto, el evento observado debería ser de la siguiente forma

$$\begin{aligned} e^+ + e^- &\rightarrow \tau^+ + \tau^- \rightarrow e^+ + \mu^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\tau + \nu_\tau , \\ e^+ + e^- &\rightarrow \tau^+ + \tau^- \rightarrow e^- + \mu^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau + \nu_\tau . \end{aligned} \quad (1.18)$$

Esta hipótesis fue difícil de verificar, ya que era necesario confirmar con otro experimento. La dificultad principal se debía al hecho de que la energía necesaria para producir el par tau-antitau era muy alta para la época. Posteriores resultados de los experimentos DESY y SLAC confirmaron la existencia de esta nueva partícula [18, 19].

Hasta ese entonces se sabía que el electrón y el muón poseían un neutrino equivalente (neutrinos electrónico y muónico). Por lo tanto, después del descubrimiento del τ , y de forma similar, se propuso la existencia de un neutrino tauónico. La primera evidencia de la existencia del neutrino tauónico se dio en 1990, gracias a las mediciones de LEP las desintegraciones del bosón Z [20, 21]. Los resultados de LEP establecieron que el número de neutrinos que experimentan interacciones débiles son $N_\nu = 3,27 \pm 0,30$ [22]. Finalmente, el descubrimiento del neutrino tauónico fue anunciado por la colaboración DONUT (Direct Observation of the NU Tau) del Fermilab en el año 2000 [23]. Todo este proceso fue tan importante para la física que en el año 1995 la Real Academia de las Ciencias de Suecia le concedió el premio Nobel de física a Martin Perl por el descubrimiento del lepton τ , junto a Frederik Reines por el descubrimiento del neutrino.

1.2. Oscilación de Neutrinos

En 1957, el físico italiano Bruno Pontecorvo propuso las primeras ideas sobre oscilación de neutrinos [24, 25], basado en la teoría de oscilaciones entre los Kaones neutros ($K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$). Para este entonces solo se conocía la existencia de un solo neutrino, por lo que la oscilación se debía de dar entre neutrinos y antineutrinos. Con el descubrimiento de la existencia de dos familias de neutrinos, en 1962 Z. Maki, M. Nakagawa y S. Sakata desarrollaron la primera teoría que establecía una oscilación entre los tipos de neutrinos, que además tenía como consecuencia el hecho de que los neutrinos debían de poseer masa [26]. Por mucho tiempo este artículo no tuvo el reconocimiento

suficiente; debido a esto en 1967 Pontecorvo de forma natural generaliza su primera hipótesis al caso de dos neutrinos [27]. Una de las predicciones más impresionantes del trabajo de Pontecorvo es que predecía que los neutrinos solares podrían oscilar. Un año más tarde las predicciones hechas por Pontecorvo fueron encontradas en la observación de neutrinos solares, donde se hallaba un déficit de dichos neutrinos [28]. La primera teoría fenomenológica de la mezcla de dos neutrinos fue propuesta por V. Gribov y Pontecorvo en 1969 [29], en su famoso artículo titulado “Neutrino astronomy and lepton charge”. Durante los años 70’s se desarrolló la teoría fenomenológica que explicaba correctamente la mezcla de neutrinos y la teoría de las oscilaciones de neutrinos en el vacío. Lincoln Wolfenstein (1978) demostró estudiando los fenómenos de oscilación de neutrinos en la materia que dichos efectos son relevantes [30]. En 1985 Stanislas Mikheyev y Alexei Smirnov siguiendo con la investigación de Wolfenstein de oscilación de neutrinos en la materia predijeron que un cambio pequeño en la densidad de la materia genera una mejora resonante en la mezcla de neutrinos [31], este fenómeno es conocido como efecto MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein). Aunque los cambios de densidad en el Sol mejoran la oscilación de neutrinos, es necesario tener ángulos de mezcla grandes para explicar el déficit de neutrinos solares [32]. Este último es conocido como LMA, por sus siglas en inglés (large mixing MSW effect) [33].

El fenómeno de oscilación y mezcla de neutrinos parte de las ideas de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS). Basados en la revisión completa del “nacimiento del paradigma PMNS” [34], se desarrollará la idea de oscilación de neutrinos. Bajo este paradigma, el fenómeno de mezcla y oscilación de neutrinos en el vacío se puede expresar como una transformación unitaria que relaciona la base de estados de sabor, que corresponden a los estados de interacción débil, y la base de autoestados de masa de los neutrinos. Esta transformación unitaria es posible escribirla como

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\ell} U_{\ell i} |\nu_{\ell}\rangle, \quad |\nu_{\ell}\rangle = \sum_i U_{\ell i}^* |\nu_i\rangle, \quad (1.19)$$

donde $|\nu_{\ell}\rangle$ ($\ell = e, \mu, \tau$) son los estados de sabor, $|\nu_i\rangle$ son los autoestados de masa con masa m_i y U es una matriz compleja unitaria, la cual es conocida como matriz de mezcla leptónica o matriz PMNS (Matriz de Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata). Una forma típica de la matriz de mezcla leptónica es

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.20) \end{aligned}$$

donde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ y $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. La fase δ es diferente de cero solo si la oscilación de neutrinos viola la simetría CP^2 . Además, las fases α_1 y α_2 son físicamente medibles solo si los neutrinos son

²La simetría CPT es una simetría fundamental de las leyes físicas bajo las transformaciones simultáneas de

partículas de Majorana.

Ahora es de interés saber cómo es la propagación de los autoestados de masa $|\nu_i\rangle$. Si el autoestado de masa también es autoestado del Hamiltoniano y aplicando la ecuación de Schrödinger, tenemos que

$$\hat{H}|\nu_i\rangle = E_i|\nu_i\rangle, \quad i\frac{\partial}{\partial\tau}|\nu_i(\tau)\rangle = (E_it - \vec{p}_i \cdot \vec{x})|\nu_i(\tau)\rangle, \quad (1.21)$$

donde t es el tiempo de inicio de la propagación, \vec{p}_i y \vec{x} son el momento y la posición del autoestado de masa m_i , respectivamente. La solución a la ecuación de Schrödinger está descrita por la solución de onda plana de la forma

$$|\nu_i(\tau)\rangle = e^{-i(E_it - \vec{p}_i \cdot \vec{x})\tau}|\nu_i(0)\rangle. \quad (1.22)$$

En el límite ultrarelativista $|\vec{p}_i| = p_i \gg m_i$, por lo tanto, se puede realizar la siguiente aproximación

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \approx E + \frac{m_i^2}{2E}, \quad (1.23)$$

donde E es la energía total de la partícula. Esta aproximación es aplicable para todos los neutrinos, ya que su masa es menor a 1 eV y la energía es de al menos 1 MeV. Debido a que los neutrinos son altamente relativistas, ya que viajan a una velocidad cercana a la de luz, es posible escribir $t \approx L/c$, donde L es la distancia viajada por los neutrinos. Por lo tanto, podemos escribir el estado de neutrinos propagado como

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}}|\nu_i(0)\rangle. \quad (1.24)$$

Los autoestados con diferente masa se propagan con diferente frecuencia, de donde vemos que los más pesados se propagan más rápido que los más livianos. Debido a que los autoestados de masa son combinación lineal de los estados de sabor, la diferencia en la frecuencia de propagación provoca interferencia entre los estados de sabor que componen los autoestados de masa. La interferencia constructiva permite que los neutrinos cambien de sabor durante su propagación. La probabilidad de que un neutrino de sabor α se observe después de una distancia L con sabor β es

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle\nu_\beta(L)|\nu_\alpha\rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} \right|^2. \quad (1.25)$$

Desarrollando la probabilidad en Ec. (1.25) (este desarrollo está hecho en el apéndice A) se tiene que

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right), \quad (1.26)$$

conjugación de carga (C), transformación de paridad (P) e inversión de tiempo (T) [35, 36].

donde $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, δ_{ij} es el delta de Kronecker, $\text{Re}(z)$ y $\text{Im}(z)$ representan la parte real e imaginaria del número complejo z , respectivamente. Es interesante notar que es posible extender la Ec. (1.26) a los antineutrinos. Si asumimos que la simetría CPT se mantiene invariante, el proceso $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ es imagen bajo simetría CPT del proceso $\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha$, por lo tanto $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$ y la probabilidad queda como

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) = \delta_{\beta\alpha} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right). \quad (1.27)$$

Es importante resaltar que si los neutrinos no tienen masa o las masas son degeneradas $\Delta m_{ij}^2 = 0$, las probabilidades se reducen a

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) = \delta_{\alpha\beta}, \quad (1.28)$$

lo cual da una probabilidad cero para los eventos $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$, para $\alpha \neq \beta$. Por lo tanto, la evidencia experimental de la oscilación de neutrinos demuestra que los neutrinos poseen masa y además son no degenerados. Todo el desarrollo de la oscilación de neutrinos se hizo suponiendo que la propagación se da en el vacío.

A pesar de los grandes esfuerzos por descubrir y medir los parámetros implicados en la mezcla y oscilación de neutrinos, los años 80 y 90 no fueron muy fructíferos en esta área, ya que no se encontró evidencia experimental de la oscilación. Con los nuevos experimentos se logró mejorar la energía y/o las distancias de los experimentos, logrando por fin, descubrir y medir algunos parámetros de la oscilación de neutrinos. Los parámetros θ_{12} y Δm_{21}^2 involucrados en la transformación de $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ fueron obtenidos a partir de medidas con neutrinos solares. Estos valores fueron medidos principalmente por el observatorio de neutrinos de Sudbury (SNO, por sus siglas en inglés, Sudbury neutrino observatory) [37,38] y refinados en el experimento KamLAND (Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector) por las mediciones de la ausencia de antineutrinos electrónicos ($\bar{\nu}_e$) en un reactor nuclear en Japón [39]. Los parámetros θ_{23} y Δm_{23}^2 fueron determinados por las mediciones en neutrinos atmosféricos, medidos principalmente en el experimento SuperKamio-kande [40]. Los resultados de neutrinos atmosféricos se vieron mejorados por los resultados en los experimentos K2K [41], MINOS [42] y T2K [43], los cuales se centraron en la medición de la cantidad de neutrinos muónicos que se transformaban en neutrinos electrónicos. El último ángulo de mezcla se determinó a partir de medidas en neutrinos en reactores, en los experimentos Double Chooz [44], Daya Bay [45], RENO [46] y T2K [47].

La oscilación de neutrinos es importante por si sola, ya que permite entender cómo se propagan los neutrinos en el espacio. Igualmente, permite entender y dar bases firmes a las reacciones nucleares que pasan al interior del Sol. Pero también es importante porque da evidencia experimental para demostrar que los neutrinos poseen masa, ya que la oscilación de neutrinos solo puede ocurrir si los neutrinos son masivos. La importancia de este hecho se debe a que el SM de partículas establece que los neutrinos no poseen masa, por lo tanto, esto es un indicio de física más allá del SM. Es tal la importancia de esto, que en el año 2015 fue otorgado el premio Nobel

de física a Takaaki Kajita y Arthur McDonald, directores de los experimentos SuperKamiokande y SNO, respectivamente. Puede ver los valores de los parámetros de oscilación de neutrinos en la actualidad en la tab. 1.1.

1.3. Helicidad y quiralidad

Antes de seguir describiendo la física de neutrinos y los diferentes esquemas de sus masas es necesario introducir los conceptos de helicidad y quiralidad en el SM. Para definir helicidad es necesario primero definir los espinores de Weyl.

1.3.1. Helicidad y espinores de Weyl

Basados en el desarrollo en la referencia [49], se deducen los espinores de Weyl a partir de la ecuación de Klein-Gordon (K-G). Además, se demuestran algunas propiedades de los espinores de Weyl.

La ecuación de K-G esta dada por

$$(-\square + m^2)\phi = 0, \quad (1.29)$$

donde $\square = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2$ es conocido como el operador D'Alembertiano. Reescribiendo el D'Alembertiano de la siguiente manera

$$-\square = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2 = \left(i\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\alpha} \cdot \nabla\right) \left(i\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\beta} \cdot \nabla\right), \quad (1.30)$$

donde $\vec{\alpha}$ y $\vec{\beta}$ son vectores constantes independientes de las coordenadas aún indeterminadas. Expandiendo el lado derecho en la Ec. (1.30) se tiene

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2 = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} + i(\vec{\alpha} + \vec{\beta}) \cdot \nabla \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{\alpha} \cdot \nabla)(\vec{\beta} \cdot \nabla) \quad (1.31)$$

Para que la igualdad se cumpla es necesario que $\vec{\alpha} = -\vec{\beta}$ y $(\vec{\alpha} \cdot \nabla)(\vec{\beta} \cdot \nabla) = \nabla^2$, lo que implica que $\alpha_i^2 = -1$. Debido a esto α es imaginario, por lo que conviene definirlo como $\vec{\alpha} = i\vec{\sigma}$, donde $\sigma_i^2 = 1$. Usando esto en las derivadas se obtiene que

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \partial^i \partial_i = \alpha^i \beta^j \partial_i \partial_j \\ &= \frac{1}{2} (\alpha^i \beta^j + \alpha^j \beta^i) \partial_i \partial_j \\ &= -\frac{1}{2} (\alpha^i \alpha^j + \alpha^j \alpha^i) \partial_i \partial_j \\ &= \frac{1}{2} (\sigma^i \sigma^j + \sigma^j \sigma^i) \partial_i \partial_j. \end{aligned} \quad (1.32)$$

De donde se determina que las componentes de $\vec{\sigma}$ deben cumplir las siguientes relaciones

$$\sigma_i \sigma_j + \sigma_j \sigma_i = \{\sigma_i, \sigma_j\} = 2\delta_{ij}. \quad (1.33)$$

		Orden Normal (mejor ajuste)		Orden Invertido ($\Delta\chi^2 = 2,7$)	
		bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range
sin SK-atm	$\sin^2 \theta_{12}$	$0,304^{+0,013}_{-0,012}$	$0,269 \rightarrow 0,343$	$0,304^{+0,012}_{-0,012}$	$0,269 \rightarrow 0,343$
	$\theta_{12}/^\circ$	$33,44^{+0,77}_{-0,74}$	$31,27 \rightarrow 35,86$	$33,45^{+0,77}_{-0,74}$	$31,27 \rightarrow 35,87$
	$\sin^2 \theta_{23}$	$0,573^{+0,018}_{-0,023}$	$0,405 \rightarrow 0,620$	$0,578^{+0,017}_{-0,021}$	$0,410 \rightarrow 0,623$
	$\theta_{23}/^\circ$	$49,2^{+1,0}_{-1,3}$	$39,5 \rightarrow 52,0$	$49,5^{+1,0}_{-1,2}$	$39,8 \rightarrow 52,1$
	$\sin^2 \theta_{13}$	$0,02220^{+0,00068}_{-0,00062}$	$0,02034 \rightarrow 0,02430$	$0,02238^{+0,00064}_{-0,00062}$	$0,02053 \rightarrow 0,02434$
	$\theta_{13}/^\circ$	$8,57^{+0,13}_{-0,12}$	$8,20 \rightarrow 8,97$	$8,60^{+0,12}_{-0,12}$	$8,24 \rightarrow 8,98$
	$\delta_{CP}/^\circ$	194^{+52}_{-25}	$105 \rightarrow 405$	287^{+27}_{-32}	$192 \rightarrow 361$
	$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}}$	$7,42^{+0,21}_{-0,20}$	$6,82 \rightarrow 8,04$	$7,42^{+0,21}_{-0,20}$	$6,82 \rightarrow 8,04$
	$\frac{\Delta m_{3\ell}^2}{10^{-3} \text{ eV}}$	$+2,515^{+0,028}_{-0,028}$	$+2,431 \rightarrow +2,599$	$-2,498^{+0,028}_{-0,029}$	$-2,584 \rightarrow -2,413$
con SK-atm		Orden Normal (Mejor ajuste)		Orden invertido ($\Delta\chi^2 = 7,1$)	
		bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range
	$\sin^2 \theta_{12}$	$0,304^{+0,012}_{-0,012}$	$0,269 \rightarrow 0,343$	$0,304^{+0,013}_{-0,012}$	$0,269 \rightarrow 0,343$
	$\theta_{12}/^\circ$	$33,45^{+0,77}_{-0,75}$	$31,27 \rightarrow 35,87$	$33,45^{+0,78}_{-0,75}$	$31,27 \rightarrow 35,87$
	$\sin^2 \theta_{23}$	$0,450^{+0,019}_{-0,016}$	$0,408 \rightarrow 0,603$	$0,570^{+0,016}_{-0,022}$	$0,410 \rightarrow 0,613$
	$\theta_{23}/^\circ$	$42,1^{+1,1}_{-0,9}$	$39,7 \rightarrow 50,9$	$49,0^{+0,9}_{-1,3}$	$39,8 \rightarrow 51,6$
	$\sin^2 \theta_{13}$	$0,02246^{+0,00062}_{-0,00062}$	$0,02060 \rightarrow 0,02435$	$0,02241^{+0,00074}_{-0,00062}$	$0,02055 \rightarrow 0,02457$
	$\theta_{13}/^\circ$	$8,62^{+0,12}_{-0,12}$	$8,25 \rightarrow 8,98$	$8,61^{+0,14}_{-0,12}$	$8,24 \rightarrow 9,02$
$\delta_{CP}/^\circ$	230^{+36}_{-25}	$144 \rightarrow 350$	278^{+22}_{-30}	$194 \rightarrow 345$	
	$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}}$	$7,42^{+0,21}_{-0,20}$	$6,82 \rightarrow 8,04$	$7,42^{+0,21}_{-0,20}$	$6,82 \rightarrow 8,04$
	$\frac{\Delta m_{3\ell}^2}{10^{-3} \text{ eV}}$	$+2,510^{+0,027}_{-0,027}$	$+2,430 \rightarrow +2,593$	$-2,490^{+0,026}_{-0,028}$	$-2,574 \rightarrow -2,410$

Cuadro 1.1: Parámetros de oscilación de neutrinos tomados de [48], donde NO (Normal ordering, por sus siglas en inglés) y IO (Inverted ordering, por sus siglas en inglés) se refieren a la jerarquía de masas de los neutrinos (Para NO el neutrino 3 es el más masivo y para IO el neutrino 3 es el más liviano). Los números de la 1^{ra} (2^{da}) columna se obtienen asumiendo NO (IO), es decir, en relación con el mínimo local respectivo. Tenga en cuenta que $\Delta m_{3\ell}^2 \equiv \Delta m_{31}^2 > 0$ para NO y $\Delta m_{3\ell}^2 \equiv \Delta m_{32}^2 < 0$ para IO. Los resultados que se muestran en la tabla superior (inferior) son sin (con) agregar el SK-atm $\Delta\chi^2$ tabulado.

Las matrices que cumplen estas relaciones son

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.34)$$

las cuales son conocidas como matrices de Pauli. Debido a que $\vec{\sigma}$ es un vector de matrices, para que la ecuación de K-G tenga sentido es necesario reescribirla de la siguiente forma

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + i \vec{\sigma} \cdot \nabla \right) \left(i \frac{\partial}{\partial t} - i \vec{\sigma} \cdot \nabla \right) \phi = m^2 \phi. \quad (1.35)$$

Las matrices de Pauli forman un conjunto máximo de matrices que anticonmutan. Es posible escribir la ecuación de Dirac ($(i\cancel{\partial} - m)\psi = 0$) de la siguiente forma

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\sigma} \cdot \nabla \right) \phi_L = m \phi_R, \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} - \vec{\sigma} \cdot \nabla \right) \phi_R = m \phi_L. \quad (1.36)$$

Si $\phi = \phi_R$ y usando la ecuación de Dirac, se puede ver que la ecuación (1.35) es compatible con la ecuación de Dirac. Debido a que σ_i son matrices 2×2 , ϕ_R y ϕ_L son objetos de dos componentes, los cuales son conocidos como espinores de Weyl derecho e izquierdo, respectivamente. Físicamente, los espinores de Weyl representan partículas y antipartículas de espín $1/2$. La ecuación (1.36) son conocidas como ecuaciones de Weyl acopladas. En 1929, Weyl notó algo interesante en la ecuación de Dirac, para partículas sin masa las ecuaciones (1.36) se desacoplan. Usando la sustitución canónica $E \leftrightarrow i(\partial/\partial t)$ y $\vec{p} \leftrightarrow -i\nabla$ las ecuaciones de Weyl se convierten en

$$E \phi_L = -\vec{\sigma} \cdot \vec{p} \phi_L, \quad E \phi_R = \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \phi_R, \quad (1.37)$$

Para partículas sin masa se tiene que la relación relativista $E^2 - \vec{p}^2 = m^2$, se reduce a $E = |\vec{p}|$, por lo tanto las ecuaciones de Weyl se reducen a

$$\vec{\sigma} \cdot \hat{p} \phi_L = -\phi_L, \quad \vec{\sigma} \cdot \hat{p} \phi_R = \phi_R, \quad (1.38)$$

donde $\hat{p} = \vec{p}/|\vec{p}|$ es el vector unitario en dirección del momento. Dado que las matrices de Pauli σ_i son los operadores de espín $1/2$, el operador $\vec{\sigma} \cdot \hat{p}$ da las componentes del espín en la dirección del momento lineal, esta cantidad es conocida como helicidad. La helicidad de una partícula es positiva (“derecha”) si la dirección de su espín es la misma que la dirección de su movimiento y es negativa (“izquierda”) si la dirección de su espín y movimiento son opuestas. Formalmente se denota el operador de helicidad como $\hat{h} \equiv \vec{\sigma} \cdot \hat{p}$, por lo tanto, es posible reescribir las ecuaciones de Weyl como

$$\hat{h} \phi_L = -\phi_L, \quad \hat{h} \phi_R = \phi_R, \quad (1.39)$$

de donde se puede ver que los espinores de Weyl ϕ_R y ϕ_L son autoestados del operador helicidad con autovalores $+1$ y -1 , respectivamente. Debido a que los espinores de Weyl violan la conservación de la paridad, Pauli considero que no eran estados físicos. Sin embargo, con el descubrimiento del neutrino en 1956, los espinores de Weyl tuvieron una mayor aceptación. Esto se debe a que

la interacción débil no conserva la paridad, ya que en la naturaleza solo se encuentran neutrinos izquierdos y antineutrinos derechos. La representación de los espinores de Weyl mediante vectores columna se pueden escribir como

$$\phi_{La} = \begin{pmatrix} \phi_{L1} \\ \phi_{L2} \end{pmatrix}, \quad \phi_{R\dot{a}} = \begin{pmatrix} \phi_{R\dot{1}} \\ \phi_{R\dot{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.40)$$

donde ϕ_{L1} , ϕ_{L2} , $\phi_{R\dot{1}}$, $\phi_{R\dot{2}}$ son en general números complejos y se utiliza superíndice puntuado y subíndice sin puntuar para referirse a los espinores derechos e izquierdos, respectivamente. Para estos espinores es posible subir y bajar índices mediante el símbolo de Levi-Civita de la siguiente manera

$$\phi_L^a \equiv \epsilon^{ab} \phi_{Lb}, \quad \phi_{R\dot{a}} \equiv \epsilon_{\dot{a}\dot{b}} \phi_{R\dot{b}}, \quad (1.41)$$

donde $\epsilon^{12} = \epsilon^{\dot{1}\dot{2}} = \epsilon_{21} = \epsilon_{\dot{2}\dot{1}} = 1$. Usando esto es posible escribir los espinores $\phi_{R\dot{a}}$ y ϕ_L^a como

$$\phi_L^a = (\phi_L^1 \quad \phi_L^2), \quad \phi_{L\dot{a}} = (\phi_{L\dot{1}} \quad \phi_{L\dot{2}}), \quad (1.42)$$

Usando la antisimetría del símbolo de Levi-Civita se tiene

$$\phi_L^a \phi_{R\dot{a}} = \phi_L^a \epsilon_{ab} \phi_{R\dot{b}} = -\epsilon_{ba} \phi_L^a \phi_{R\dot{b}} = -\phi_{L\dot{a}} \phi_R^{\dot{a}}. \quad (1.43)$$

Por lo tanto, $\phi_{R\dot{a}} \phi_L^{\dot{a}} = \phi_L^a \phi_{L\dot{a}} = 0$. Es importante notar que las componentes $\phi_{R\dot{a}}$ y $\phi_{L\dot{a}}$ de los espinores de Weyl no son independientes entre si. Expandiendo las ecuaciones de Weyl para los espinores izquierdos se tiene que

$$E\phi_{L1} = -p_3\phi_{L1} - (p_1 - ip_2)\phi_{L2}, \quad E\phi_{L2} = p_3\phi_{L1} - (p_1 + ip_2)\phi_{L2}, \quad (1.44)$$

y para el lado derecho se tiene

$$E\phi_{R\dot{1}} = p_3\phi_{R\dot{1}} + (p_1 - ip_2)\phi_{R\dot{2}}, \quad E\phi_{R\dot{2}} = -p_3\phi_{R\dot{2}} + (p_1 + ip_2)\phi_{R\dot{1}}. \quad (1.45)$$

Tomando el complejo conjugado de la Ec. (1.44) y usando la Ec. (1.41), las ecuaciones se escriben como

$$E\phi_L^{2*} = -p_3\phi_L^{2*} + (p_1 - ip_2)\phi_L^{1*}, \quad E\phi_L^{1*} = p_3\phi_L^{1*} + (p_1 + ip_2)\phi_L^{2*}. \quad (1.46)$$

Comparando las ecuaciones (1.45) y (1.46) se puede concluir que

$$\phi_{R\dot{a}} = \phi_L^{a*}, \quad \phi_{L\dot{a}} = \phi_{L\dot{a}}^*. \quad (1.47)$$

1.3.2. Quiralidad

Para poder definir formalmente quiralidad es necesario definir las matrices γ o matrices de Dirac, las cuales están definidas como

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_L^\mu \\ \sigma_R^\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.48)$$

donde $\sigma_{R,L}^\mu = (\mathbb{1}, \pm\sigma^i)$ y σ^i son las tres matrices de Pauli. Estas matrices deben satisfacer el álgebra de Clifford

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}. \quad (1.49)$$

En D dimensiones el álgebra de Clifford admite representaciones de dimensión $2^{D/2}$. Cuando la dimensión D es par, los fermiones transforman en una representación irreducible del grupo de Lorentz. En el caso de dimensión $D = 4$ se puede definir la matriz γ_5 ³ de la siguiente manera

$$\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad (1.50)$$

donde $\mathbb{1}$ es la matriz identidad 2×2 . Se puede demostrar que γ_5 anticonmuta con las matrices γ , lo cual implica que

$$[\gamma_5, \sigma_{\mu\nu}] = 0, \quad (1.51)$$

donde $\sigma_{\mu\nu} = -\frac{1}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$. Haciendo uso de esa propiedad y del lema de Schur⁴, las representación del grupo de Lorentz dada por $\sigma^{\mu\nu}$ es irreducible en subespacios abarcados por los autovectores de γ_5 con el mismo autovalor. Ahora, si se define el operador de proyección de la siguiente manera

$$P_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5) \quad (1.52)$$

donde estos subespacios corresponden a

$$P_R\psi = \psi_R, \quad P_L\psi = \psi_L \quad (1.53)$$

donde ψ son espinores de Dirac de cuatro componentes y $\psi_{R,L}$ son los espinores de Weyl introducidos anteriormente.

Para partículas masivas, como electrones, quarks y neutrinos, la quiralidad y la helicidad son diferentes. En este caso, es posible que un observador que esté en un marco de referencia que se mueva más rápido que la partícula con espín, dicho observador vería que la partícula pareciera moverse hacia atrás, y su helicidad se invertiría. Es decir, la helicidad es una constante de movimiento, pero no es invariante de Lorentz, mientras que la quiralidad es invariante de Lorentz, pero no es una constante de movimiento. Sin embargo, para partículas sin masa, como

³ γ_5 no es una matriz gamma, ya que no satisface el álgebra de Clifford. El número 5 se debe a la antigua notación en la que se definía $\gamma^0 = \gamma^4$

⁴El lema de Schur establece que si hay una matriz A que conmuta con todos los elementos de una representación irreducible del álgebra de Lie, entonces $A = \lambda\mathbb{1}$, para algún $\lambda \in \mathbb{C}$.

el fotón, la helicidad es igual a la quiralidad. Esto se debe a que para una partícula sin masa su velocidad es igual a la velocidad de la luz, por lo tanto, ningún observador real puede estar en un marco de referencia donde vería que la partícula invierte la dirección de movimiento. Por lo tanto, todos los observadores reales verán la misma helicidad. La helicidad para partículas sin masa es un invariante relativista que siempre coincide con la quiralidad.

A las teorías simétricas por paridad se les conoce como teorías vectoriales (no quirales), mientras que las teorías asimétricas con respecto a la quiralidad se denominan teorías quirales. Por ejemplo, la cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés) es una teoría vectorial, ya que ambas quiralidades de todos los quarks aparecen en la teoría y se acoplan a los gluones de la misma manera (para más detalles ver la sección 1.6.4). A diferencia de la QCD, la teoría electrodébil es un ejemplo de teoría quiral. Debido a que solo se conocen neutrinos izquierdos y sus antineutrinos derechos, debido a esto se creía que los neutrinos eran partículas sin masa. Sin embargo, con la observación de las oscilaciones de neutrinos, se sabe que los neutrinos son masivos, por lo tanto es necesario definir el esquema mediante el cual los neutrinos adquieren masa. Si solo existen neutrinos izquierdos en el SM, los neutrinos deben ser partículas de Majorana, por lo que serían sus propias antipartículas. Por el contrario, si los neutrinos son partículas de Dirac es necesario incluir neutrinos derechos. Sin importar cual sea el caso, la teoría electrodébil sigue siendo una teoría quiral, ya que no respeta la simetría de paridad. Debido a que la naturaleza exacta del neutrino aún no se ha establecido, se presentaran los dos esquemas para las masas de los neutrinos en la siguiente sección.

1.4. Esquemas de masas de neutrinos

La evidencia de oscilación de neutrinos demuestra que los neutrinos poseen masas. A pesar de esto todavía no se tiene certeza de cuál es el mecanismo mediante el cual adquieren dicha masa. En esta sección se abordan algunos esquemas para la masa de los neutrinos y algunas consecuencias de estos.

Debido a que los neutrinos son partículas con carga cero, existen diferentes esquemas para generar las masas de estos. A diferencia de los quarks que solo pueden ser partículas con naturaleza de Dirac, debido a su carga, los neutrinos pueden ser tanto de Dirac como de Majorana o una mezcla de estos. Basado en los artículos [10, 50] desarrollaremos los diferentes esquemas de masas de neutrinos y su diagonalización. Definiendo los siguientes vectores columna

$$\nu_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix}, \quad \nu_R = \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \\ \nu_{\tau R} \end{pmatrix}, \quad (1.54)$$

donde $\nu_{\ell L}$ son los neutrinos izquierdos con sabor leptónico $\ell = e, \mu, \tau$, $\nu_{\ell R}$ son los neutrinos derechos y ℓ' es el índice que denota el sabor leptónico para los campos derechos. Se va a asumir que ℓ' es igual al número de sabores leptónicos. Adicionalmente, definimos lo siguiente

$$(\nu_L)^c = C \overline{\nu_L}^T, \quad (\nu_R)^c = C \overline{\nu_R}^T, \quad (1.55)$$

donde C es el operador conjugación de carga, el cual satisface las condiciones

$$C\gamma_\alpha^T C^{-1} = -\gamma_\alpha, \quad C^\dagger C = 1, \quad C^T = -C, \quad (1.56)$$

con lo que se puede demostrar que ν_L y ν_R cumplen las siguientes relaciones

$$\overline{(\nu_L)^c} = -\nu_L^T C^{-1}, \quad \overline{(\nu_R)^c} = -\nu_R^T C^{-1}, \quad (1.57)$$

de donde podemos demostrar que $(\nu_{L(R)})^c$ transforman como $\nu_{L(R)}$ bajo las transformaciones de Lorentz. Usando la relación $C^{-1}\gamma_5 C = \gamma_5^T$ tenemos

$$\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)(\nu_L)^c = C \left[\frac{\nu_L}{2}(1 - \gamma_5) \right]^T. \quad (1.58)$$

Además, tenemos que se cumplen las siguientes relaciones

$$\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)(\nu_L)^c = (\nu_L)^c, \quad \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)(\nu_R)^c = (\nu_R)^c. \quad (1.59)$$

Partiendo de esto es posible construir los términos de masas de neutrinos usando los diferentes campos para los neutrinos y antineutrinos $(\nu_L, (\nu_L)^c, \nu_R, (\nu_R)^c)$. Si solo los campos ν_L y ν_R entran en el término de masa, se tiene que

$$\mathcal{L}^D = -\overline{\nu_R} M^D \nu_L + \text{h.c.}, \quad (1.60)$$

donde \mathcal{L}^D es la densidad lagrangiana de Dirac para los neutrinos, el cual es conocido como término de masa de Dirac, M^D es una matriz compleja 3×3 y h.c. es el hermitico conjugado. Debido a que \mathcal{L}^D es invariante bajo las transformaciones globales gauge $\nu_L \rightarrow e^{i\Lambda} \nu_L$ y $\nu_R \rightarrow e^{i\Lambda} \nu_R$ la carga de número leptónico se conserva. Es importante recalcar que los neutrinos derechos no hacen parte del SM, por lo tanto, si los neutrinos son partículas de Dirac es necesario la existencia de física más allá del SM.

Ahora, si se asumen sólo campos con quiralidad izquierda, ν_L y $(\nu_L)^c$, como lo sugiere el SM, se tendría el término de masa:

$$\mathcal{L}^M = -\frac{1}{2} \overline{(\nu_L)^c} M^M \nu_L + \text{h.c.}, \quad (1.61)$$

donde M^M es una matriz compleja 3×3 . En este caso no existen transformaciones gauge globales bajo las cuales el Lagrangiano sería invariante, debido a esto este término no conserva el número leptónico, lo que lo diferencia del caso anterior. El término de masa \mathcal{L}^M es conocido como término de Majorana.

En el caso general donde participan todos los campos de los neutrinos $\nu_L, (\nu_L)^c, \nu_R, (\nu_R)^c$, es posible construir el siguiente término de masa

$$\mathcal{L}^{D+M} = -\frac{1}{2} \overline{(\nu_L)^c} M_L^M \nu_L - \frac{1}{2} \overline{(\nu_R)^c} M_R^M \nu_R - \overline{\nu_R} M^D \nu_L + \text{h.c.}, \quad (1.62)$$

donde M^D, M_L^M y M_R^M son matrices complejas 3×3 . Debido a que hay términos de Majorana,

este Lagrangiano no es invariante bajo transformaciones gauge. Este término de masa general \mathcal{L}^{D+M} es llamado término de masas de Dirac-Majorana. Ahora, se procederá a detallar como es la diagonalización de los diferentes términos de masas de neutrinos.

1.4.1. Término de masa de Dirac

Si los neutrinos son partículas de Dirac, el Lagrangiano tiene la siguiente forma

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^D + \mathcal{L}^\ell = - \left(\overline{\nu}'_R M^D \nu'_L + \overline{\ell}'_R M^\ell \ell'_L \right) + \text{h.c.} \quad (1.63)$$

$$= - \sum_{\ell, \ell' = e, \mu, \tau} \left(\overline{\nu}'_{R\ell'} M_{\ell'\ell}^D \nu'_{L\ell} + \overline{\ell}'_{R\ell'} M_{\ell'\ell}^\ell \ell'_{L\ell} \right) + \text{h.c.}, \quad (1.64)$$

donde M^D es una matriz compleja 3×3 no simétrica. Para llevar el término de masa \mathcal{L}^D a la base de masas es necesario diagonalizar M^D . Una matriz arbitraria compleja se diagonaliza por una transformación biunitaria, la cual se expresa como

$$\begin{aligned} \nu'_R &= V \nu_R \\ \nu'_L &= U \nu_L \\ m &= V^\dagger M^D U, \end{aligned} \quad (1.65)$$

donde V y U son matrices unitarias y m es una matriz diagonal, la cual se define como $m_{ik} = m_k \delta_{ik}$, con $m_k \geq 0$. Usando lo anterior en el término de masa, tenemos

$$\mathcal{L}^D = -\overline{\nu}'_R M^D \nu'_L + \text{h.c.} = -\overline{\nu}_R V^\dagger M^D U \nu_L + \text{h.c.} = -\overline{\nu}_R m \nu_L + \text{h.c.} = \overline{\nu} m \nu = - \sum_{k=1}^3 m_k \overline{\nu}_k \nu_k, \quad (1.66)$$

donde $\nu'_L = U^\dagger \nu_L$, $\nu'_R = V^\dagger \nu_R$ y $\nu' = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)^T$. Se puede ver que ν_k son los autoestados de masa de los neutrinos con masas m_k . De la unitariedad de la matriz U , se puede obtener que

$$\nu_L = U \nu'_L, \quad \nu_{L\ell} = \sum_{k=1}^3 U_{\ell k} \nu_{Lk}. \quad (1.67)$$

Si los neutrinos transforman de esta forma, los neutrinos con sabor leptónico ℓ ($\nu_{\ell L}$) de la interacción débil son combinación de los autoestados de masas de los neutrinos izquierdos. La matriz unitaria U es conocida como matriz de mezcla de leptones. Como los neutrinos son partículas de Dirac, el término de la lagrangiana en la Ec. (1.66) es invariante bajo la transformación gauge global

$$\nu_k \rightarrow e^{i\varphi} \nu_k, \quad \ell \rightarrow e^{i\varphi} \ell, \quad (1.68)$$

donde ℓ hace referencia a los leptones cargados y φ es constante y es un parámetro de la transformación. La invarianza bajo esta transformación significa que la carga total de número leptónico

para todos los leptones y neutrinos se conserva. La carga total leptónica se define como

$$L = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} L_\ell. \quad (1.69)$$

Si definimos que todos los leptones cargados llevan una unidad de carga L , los neutrinos deben llevar, igualmente, una unidad de carga L para que el número leptónico sea conservado. Para neutrinos de Dirac la carga leptónica L_ℓ ($\ell = e, \mu, \tau$) no se conserva si la matriz M^D es no diagonal. Sin embargo, este término es invariante bajo las siguientes transformaciones gauge globales

$$\nu_{L\ell} \rightarrow e^{i\varphi} \nu_{L\ell}, \quad \nu_{R\ell} \rightarrow e^{i\varphi} \nu_{R\ell}, \quad \ell \rightarrow e^{i\varphi} \ell. \quad (1.70)$$

Esto implica que en el caso de masas de Dirac el número leptónico total $L = \sum_\ell L_\ell$ es conservado. Esto implica que procesos como

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma, \quad \mu \rightarrow e^+ + e^- + e^+, \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^\pm + e^\mp, \quad \text{etc.}, \quad (1.71)$$

son permitidos en teorías con mezcla de neutrinos dadas por la Ec. (1.66). Igualmente, procesos como desintegración doble beta sin neutrinos ($(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^+$) y procesos $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^+ (A, Z - 2)$, $K^+ \rightarrow \pi^- + e^+ + \mu^+$, entre otros, son prohibidos en la teoría como consecuencia de la conservación del número leptónico total L . La mezcla de neutrinos dado por términos de masas de Dirac es equivalente a la teoría de mezcla de quarks de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [51–53].

1.4.2. Término de masas de Majorana

Ahora, si suponemos que los neutrinos son partículas de Majorana debe existir el siguiente término de masa

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^M + \mathcal{L}^\ell = - \left(\frac{1}{2} \overline{(\nu_L)^c} M^M \nu_L + \overline{\ell_R} M^\ell \ell_L \right) + \text{h.c.} \quad (1.72)$$

$$= - \sum_{\ell,\ell'=e,\mu,\tau} \left(\frac{1}{2} \overline{(\nu_{L\ell'})^c} M_{\ell'\ell}^M \nu_{L\ell} + \overline{\ell'_R} M_{\ell'\ell}^\ell \ell_L \right) + \text{h.c.} \quad (1.73)$$

De las Ecs. (1.57) es posible demostrar que M^M es simétrica. El caso interesante se tiene cuando los autovalores de masa de la matriz M^M son no degenerados. Una matriz compleja y simétrica se puede diagonalizar de lo siguiente forma

$$M^M = \left(U^\dagger \right)^T m U^\dagger, \quad (1.74)$$

donde $U^\dagger U = U U^\dagger = 1$ y m es una matriz diagonal, la cual se puede definir como $m_{ik} = m_k \delta_{ik}$, con $m_k \geq 0$. Cambiando esto en el término de masa se tiene

$$\mathcal{L}^M = -\frac{1}{2} \left[\overline{(n_L)^c} m n_L - \overline{n_L} m (n_L)^c \right], \quad (1.75)$$

donde $n_L = U^\dagger \nu_L$ y $(n_L)^c = C \overline{n_L}^T$. Finalmente, el término de masa se puede escribir como

$$\mathcal{L}^M = -\frac{1}{2} \overline{\chi} m \chi = -\frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 m_k \overline{\chi_k} \chi_k, \quad (1.76)$$

donde se define $\chi = n_L + (n_L)^c = (\chi_1, \chi_2, \chi_3)^T$ y χ_k son los autoestados de masa de los neutrinos con masa m_k . Es posible demostrar que los neutrinos χ_k satisfacen la condición

$$\chi_k = C \overline{\chi_k}^T \quad (1.77)$$

con $k = 1, 2, 3$, lo cual implica que los neutrinos χ_k son campos de Majorana. Para más información sobre campos de Majorana revisar el apéndice A, en Ref. [50]. A partir de estos resultados se obtiene que

$$\nu_L = U \chi_L, \quad \nu_{L\ell} = \sum_{k=1}^3 U_{\ell k} \chi_{Lk}, \quad (1.78)$$

de donde se concluye que los neutrinos en la base de sabor $\nu_{\ell L}$ son una combinación lineal de los autoestados de masa χ_{kL} . Para este caso no existe una transformación gauge global que mantenga invariante el término de masa de Majorana, lo que implica que no se conserva el número leptónico. Esto tiene como consecuencia que no hay como distinguir entre neutrinos y antineutrinos.

Si los neutrinos son partículas de Majorana, ninguno de los números leptónicos se conserva L_ℓ , ni el número leptónico total $L = \sum_\ell L_\ell$. A diferencia del caso de Dirac, para neutrinos de Majorana si están permitidos los procesos de desintegración beta doble sin neutrinos $(\beta\beta)_{0\nu}$ y otros procesos similares. Igualmente, debido a la transformación en Ec. (1.78), los neutrinos de Majorana desarrollan oscilación. Este caso es el esquema mínimo para generar masas de neutrinos, ya que solo participan los neutrinos que son parte en la interacción débil estándar, conocidos como neutrinos activos.

1.5. Experimentos de desintegración beta doble

Una de las preguntas más fundamentales en la física de neutrinos es determinar si los neutrinos son partículas de Dirac o Majorana. Los esfuerzos experimentales para responder esta pregunta se centran en el estudio de las desintegraciones nucleares especiales. El modelo de capas nucleares, supone que cada nucleón interactúa con un campo promedio, llenando capas nucleares bien definidas. Bajo esta teoría es posible que el último orbital de capa lleno sea muy diferente para protones y neutrones, debido a que un núcleo pesado normalmente tiene más neutrones que protones. En un núcleo pesado X donde el número de protones y neutrones es par, los nucleones similares tienden a emparejarse, es decir se forman pares neutrón-neutrón y protón-protón. Si uno de los neutrones en el núcleo X se desintegra en un protón, ese protón y el segundo neutrón compañero del neutrón desintegrado no pueden emparejarse, dado que se ubican en capas diferentes. Este proceso eleva la energía del estado fundamental del nuevo núcleo Y , a valores mayores al del núcleo original, X . Por lo tanto, la desintegración β del núcleo X en el núcleo Y es energéticamente prohibida. Si el neutrón compañero del neutrón desintegrado en el núcleo Y se desintegra en un segundo protón,

esos dos protones se emparejarían nuevamente, por lo que el nuevo núcleo Z tendría una energía en el estado fundamental menor que la de los otros dos núcleos. Las condiciones exactas para que esto ocurra dependen de los detalles de la estructura de capas del núcleo. Sin embargo, hay algunas triadas de núcleos para los cuales se realiza este proceso. En dichos núcleos, la desintegración β entre X y Y está prohibida energéticamente, pero la desintegración β doble entre X y Z es permitida [54]. La reacción para la desintegración β doble está dado por

$$X \rightarrow Z + 2e^- + 2\bar{\nu}_e. \quad (1.79)$$

Dichas desintegraciones β doble con dos neutrinos en el estado final ($2\nu\beta\beta$) se han observado en varios núcleos.

En 1937, Giulio Racah estableció que si los neutrinos son fermiones de Majorana, el neutrino emitido por uno de los nucleones puede ser absorbido por otro [55]. El proceso resultante

$$X \rightarrow Z + 2e^-, \quad (1.80)$$

se llama desintegración β doble sin neutrinos ($0\nu\beta\beta$). Este proceso es una de las posibles formas de demostrar que los neutrinos son fermiones de Majorana [56,57], sin importar cuál sea el mecanismo subyacente, esto implicaría que la naturaleza contiene una masa de neutrinos de Majorana. Por lo tanto, los neutrinos serían fermiones de Majorana. Esto se debe a que la desintegración β sin neutrinos implica que se viola el número leptónico. Ya que en dicho proceso se convierten dos quarks d en dos quarks u más dos electrones. Si este proceso es permitido, entonces cada par de quark d inicial y quark u final puede contraerse a un bosón W . Los dos bosones W pueden luego combinarse con los dos electrones en el estado final. El diagrama resultante no es más que una contribución a la masa de neutrinos de Majorana, como se establece en la Ref. [58].

Los experimentos que tratan de comprobar los procesos de desintegración beta doble sin neutrinos consisten en tener una gran cantidad de núcleos que sufren de desintegración β doble y esperar a que uno de estos núcleos sufra de la desintegración $0\nu\beta\beta$. Este desintegración aún no ha sido observado experimentalmente [59–64]. Por este motivo los neutrinos de Dirac han tomado una gran relevancia en la física de partículas en los últimos años [65–105]). Debido a esto, en esta tesis se estudiarán modelos que generan masas para los neutrinos de Dirac y las diferentes formas de comprobar dichos modelos mediante los resultados experimentales, las cuales se describen en la sección 1.7.

1.6. Simetrías y anomalías

Si los neutrinos son partículas de Dirac es necesario agregar una simetría global adicional para garantizar la conservación adecuada del número leptónico total [69] y prohibir los términos de masas de Majorana. Habitualmente, la solución propuesta para este problema es promover el número bariónico (B) menos el número leptónico (L), $B - L$, de una simetría global accidental del SM a una simetría abeliana local, $U(1)_{B-L}$, e imponer algunas simetrías discretas extras según se necesite en el modelo.

En este trabajo se adiciona una nueva simetría abeliana local, $U(1)_X$ ⁵. Como se mostrará en los capítulos 2 y 3, dicha simetría es la responsable de garantizar la naturaleza de Dirac de los neutrinos, y a su vez es la responsable de la estabilidad de los candidatos de materia oscura de los diferentes modelos. La adición de ésta nueva simetría gauge tiene implicaciones teóricas y fenomenológicas en los diferentes modelos, tales como, cargas y corrientes conservadas, rompimiento espontáneo de la simetría, anomalías, entre otros. Basados en las referencias [106–111], en esta sección se hace una discusión sobre todas estas implicaciones y las debidas restricciones que se deben imponer para que dichos modelos sean consistentes.

1.6.1. Simetrías y teorema de Noether

En 1915, Emmy Noether demostraba que las cantidades físicas conservadas se relacionaban con simetrías de las leyes física. Este teorema es conocido como teorema de Noether y es un resultado sorprendente y una herramienta potente en el estudio de la física. Por ejemplo: La simetría de traslación del tiempo permite conservar la energía; la simetría de traslación espacial conserva el momento; la simetría de rotación proporciona la conservación del momento angular, etc.

El teorema establece que por cada simetría continua de un sistema físico existe una corriente conservada. Para derivar el teorema de Noether se parte del campo escalar real ϕ , al cual se le hace una variación infinitesimal de la forma $\phi'(x) = \phi(x) + \delta\phi(x)$. Definiendo la acción como

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi), \quad (1.81)$$

donde se define $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$. Si la acción es invariante bajo variaciones $\Delta S = 0$, se tiene que

$$\begin{aligned} \Delta S = S' - S &= \int d^4x [\mathcal{L}(\phi', \partial_\mu \phi') - \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)] \\ &= \int d^4x \left[\mathcal{L} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta\phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \partial_\mu (\delta\phi) - \mathcal{L} \right] \\ &= \int d^4x \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta\phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \partial_\mu (\delta\phi) \right] \end{aligned} \quad (1.82)$$

donde se aplica una expansión en Taylor para la densidad Lagrangiana. Si se reescribe el segundo termino usando la regla de Leibniz, se tiene lo siguiente

$$\begin{aligned} \Delta S &= \int d^4x \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta\phi - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) \delta\phi + \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta\phi \right) \right] \\ &= \int d^4x \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) \right] \delta\phi + \int d^4x \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta\phi \right) \\ &= \int d^4x \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta\phi \right), \end{aligned} \quad (1.83)$$

donde la primera integral es igual a cero, debido a que el campo cumple la ecuación de Euler-

⁵El subíndice X hace referencia a una carga general conservada. Esta puede ser activa ($X = B - L, R, D, \dots$) u oscura ($X = D$).

Lagrange. Por lo tanto, se tiene que

$$\int d^4x (\partial_\mu J^\mu) = 0, \quad (1.84)$$

donde se define

$$J^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta \phi. \quad (1.85)$$

Es importante notar que J^μ cumple la ecuación de continuidad

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \quad \text{ó} \quad \frac{\partial J^0}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (1.86)$$

Integrando esta última respecto al volumen y usando el teorema de Gauss-Ostrogradski se tiene

$$\int_V dV \frac{\partial J^0}{\partial t} + \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (1.87)$$

Si la superficie sobre la que se integra en el último termino contiene la fuente de la corriente, este término se hace cero, por lo tanto

$$\frac{d}{dt} \int_V dV \rho = 0 \quad (1.88)$$

Si se define la carga como

$$Q = \int_V dV \rho, \quad (1.89)$$

se tiene que $dQ/dt = 0$. De este resultado se puede deducir que la carga se conserva y por lo tanto el teorema de Noether queda demostrado. La carga conservada Q es un escalar de Lorentz. Después de la cuantización canónica la carga Q es promovida a un operador, el cual genera las simetrías del campo $\delta \phi = i[\phi, Q]$. En el apéndice B se desarrolla el teorema de Noether para traslaciones espacio-temporales.

1.6.2. Simetrías en la mecánica cuántica

Como se había mencionado anteriormente, las carga conservadas Q generadas por la simetría debido al teorema de Noether son operadores, los cuales implementan la simetría a nivel cuántico. Debido a que la carga es conservada, el operador de carga debe de conmutar con el Hamiltoniano

$$[Q, H] = 0. \quad (1.90)$$

Hay diferente formas de implementar una simetría en mecánica cuántica, a continuación se muestran las dos principales.

Realización de Wigner-Weyl:

En esta realización el estado base de la teoría $|0\rangle$ es invariante bajo la simetría. Debido a que Q es el generador de la simetría, se tiene que

$$U(\theta)|0\rangle = e^{i\theta_\alpha Q^\alpha}|0\rangle = |0\rangle, \quad (1.91)$$

tal que, $Q^\alpha|0\rangle = 0$. Además, el campo debe transformar acorde a la representación irreducible del grupo generado por el operador de carga Q . Usando la ecuación $\delta\phi = i[\phi, Q]$ se llega a que

$$U(\theta)\phi_i U^{-1}(\theta) = U_{ij}(\theta)\phi_j, \quad (1.92)$$

donde $U_{ij}(\theta)$ es un elemento de la representación en el cual el campo transforma. Si se considera el estado asociado con el operador ϕ_i , el cual se define como

$$|i\rangle = \phi_i|0\rangle, \quad (1.93)$$

debido a la invarianza del vacío ($Q^\alpha|0\rangle = 0$) el estado $|i\rangle$ transforma de la siguiente manera

$$U(\theta)|i\rangle = U(\theta)\phi_i U^{-1}(\theta)U(\theta)|0\rangle = U_{ij}(\theta)\phi_j|0\rangle = U_{ij}(\theta)|j\rangle, \quad (1.94)$$

entonces, el estado $|i\rangle$ transforma en la misma representación de ϕ_i . Por lo tanto, el espectro de la teoría se clasifica en multipletes del grupo de simetría. Además, ya que $[H, U(\alpha)] = 0$ todos los estados en el mismo multiplete tienen la misma energía. Si se consideran los estados de una partícula en el marco de referencia en reposo, se llega a la conclusión de que todos los estados en el mismo multiplete tienen exactamente la misma masa.

Realización de Nambu-Goldstone:

En esta realización el estado base de la teoría no es invariante bajo la simetría, por lo tanto

$$e^{i\theta_\alpha Q^\alpha}|0\rangle \neq |0\rangle, \quad (1.95)$$

de modo que, $Q^\alpha|0\rangle \neq 0$. En este caso, se dice que la simetría está rota espontáneamente por el vacío. Para ilustrar las consecuencias de la Ec (1.95), se parte de una teoría con N campos escalares φ^i ($i = 1, \dots, N$), donde la dinámica está descrita por el lagrangiano

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\varphi^i\partial^\mu\varphi^i - V(\varphi). \quad (1.96)$$

Esta teoría es invariante bajo la transformación $\delta\varphi^i = \epsilon_a (T^a)_j^i \varphi^j$, donde T^a es el generador de el grupo $SO(N)$ y $a = 1, \dots, N(N-1)/2$.

Para determinar el vacío de la teoría es necesario analizar el Hamiltoniano

$$H = \int d^3x \left[\frac{1}{2}\pi^i\pi^i + \frac{1}{2}\nabla\varphi^i\nabla\varphi^i + V(\varphi) \right], \quad (1.97)$$

donde π^i es el momento canónico y donde el mínimo del potencial esta dado por

$$\mathcal{V}(\varphi) = \int d^3x \left[\frac{1}{2} \nabla \varphi^i \nabla \varphi^i + V(\varphi) \right]. \quad (1.98)$$

Dado que se quiere encontrar las configuraciones de campo constante, $\nabla \varphi = 0$ que preservan la invarianza traslacional, el vacío del potencial $\mathcal{V}(\varphi)$ coincide con el vacío de $V(\varphi)$. Por lo tanto, los mínimos de potencial corresponden a los valores esperados de vacío, los cuales están definidos por el valor del campo donde se cumple la siguiente relación

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \varphi^i} \right|_{\varphi^i = \langle \varphi^i \rangle} = 0, \quad (1.99)$$

por simplicidad se asume que el mínimo del potencial ocurre en el cero de potencial ($V(\langle \varphi^i \rangle) = 0$).

Para este caso, los generadores T^a del grupo $SO(N)$ se dividen en dos grupos, los generadores H^α ($\alpha = 1, \dots, h$), conocidos como generadores intactos y los generadores restantes se definen como generadores rotos, K^β ($\beta = 1, \dots, N(N-1)/2 - h$). Los generadores intactos H^α cumplen la ecuación $(H^\alpha)_j^i \langle \varphi^j \rangle = 0$, lo que significa que el valor esperado de vacío $\langle \varphi^i \rangle$ es invariante bajo las transformaciones generadas por los generadores H^α . Los generadores H^α forman un subálgebra del álgebra de los generadores $SO(N)$, dado que el conmutador de dos generadores intactos también aniquilan el valor esperado de vacío $[H^\alpha, H^\nu]_{ij} \langle \varphi^j \rangle = 0$. Los generadores rotos K^β no preservan el valor esperado de vacío del campo $(K^\beta)_j^i \langle \varphi^j \rangle \neq 0$. Un resultado interesante de los generadores rotos, es el conocido teorema de Goldstone, el cual establece que por cada generador roto por el valor esperado de vacío hay una excitación sin masa.

Teorema de Goldstone:

El teorema de Goldstone establece que para cada generador roto por el valor esperado de vacío, aparece un nuevo bosón no masivo en el espectro de posibles excitaciones de la teoría, dicha excitación se conoce como bosón de Nambu-Goldstone. Una prueba simple de este teorema se muestra a continuación:

La matriz de masa de la excitación alrededor del vacío $\langle \varphi^i \rangle$ es determinada por la parte cuadrática del potencial, debido a que se asume que $V(\langle \varphi^i \rangle) = 0$, se está expandiendo alrededor del mínimo, de donde se tiene

$$V(\varphi) = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^i \partial \varphi^j} \right|_{\varphi = \langle \varphi \rangle} (\varphi^i - \langle \varphi^i \rangle) (\varphi^j - \langle \varphi^j \rangle) + \mathcal{O}[(\varphi - \langle \varphi \rangle)^3], \quad (1.100)$$

con lo cual se puede definir la matriz de masa como

$$M_{ij}^2 = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^i \partial \varphi^j} \right|_{\varphi = \langle \varphi \rangle}. \quad (1.101)$$

Ahora, debido a la invarianza del potencial bajo la condición $\delta \varphi^i = \epsilon^a (T^a)_j^i \varphi^j$, la variación del

potencial es

$$\delta V(\varphi) = \epsilon^\alpha \frac{\partial V}{\partial \varphi^i} (T^\alpha)^i_j \varphi^j = 0, \quad (1.102)$$

derivando respecto a φ^k y evaluando en $\varphi^i = \langle \varphi^i \rangle$ se llega a

$$M_{ik}^2 (T^\alpha)^i_j \langle \varphi^j \rangle = 0. \quad (1.103)$$

Escribiendo esta ecuación para los operadores intactos se tiene que estos cumplen la identidad trivialmente, debido a que $(H^\mu)^i_j \langle \varphi^i \rangle = 0$. Por otro lado, para los generadores rotos se tiene que M_{ik}^2 debe ser cero, debido a que $(K^\nu)^i_j \langle \varphi^j \rangle \neq 0$, lo que implica que la matriz de masa tiene tantos bosones no masivos, como operadores rotos. Por lo tanto se ha probado el teorema de Goldstone: por cada generador roto hay una excitación no masiva en la teoría. Esta es una prueba clásica del teorema. En la teoría cuántica, la demostración sigue la misma línea que la presentada aquí, pero hay que considerar los efectos de las correcciones cuánticas al lagrangiano clásico. Algunos ejemplos de bosones de Nambu-Goldstone son:

En fluidos, al romper la simetría galileana espontáneamente aparece un bosón de Nambu-Goldstone, conocido como el fonón. En sólidos, los bosones de Nambu-Goldstone se generan a partir de la ruptura espontánea de las simetrías rotacional, traslacional y galileana. En este caso no hay una correspondencia simple entre los modos de Goldstone y las simetrías rotas, ya que las excitaciones son los fonones longitudinales y transversales.

En imanes, al aplicar un campo magnético aparecen bosones de Nambu-Goldstone, conocidos como magnones. Esto es debido a que la simetría rotacional original (presente en ausencia de un campo magnético externo) se rompe espontáneamente de manera que la magnetización apunta en una dirección específica. Los piones son los bosones pseudo-Goldstone (pseudoscalares) que resultan de la ruptura espontánea de las simetrías de sabor quiral en la QCD (cromodinámica cuántica, por sus siglas en inglés) efectuada por la condensación de quarks debido a la interacción fuerte. Las componentes de polarización longitudinales de los bosones W y Z son los bosones de Goldstone debido al rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil $SU(2) \times U(1)$. Debido a que esta simetría es gauge, los tres posibles bosones de Goldstone son absorbidos por los tres bosones gauge correspondientes a los tres generadores rotos; esto le da a estos tres bosones gauge una masa. Esto se describe en el SM a través del mecanismo de Higgs, el cual se muestra con más detalles en la siguiente subsección.

1.6.3. Mecanismo de Higgs

Durante la década de los años 60's, Glashow dio una descripción que permitía explicar conjuntamente el electromagnetismo y las interacciones débiles basado en una teoría gauge con el grupo $SU(2) \times U(1)$, pero para explicar la teoría de la desintegración β , era necesario que tres de los campos vectoriales involucrados en este proceso fueran masivos. Sin embargo, la simetría gauge es incompatible con que los bosones vectoriales sean masivos, ya que el término en el lagrangiano $m^2 A_\mu A^\mu$ no está permitido por la invarianza gauge.

Para poder encontrar solución a esto, el concepto de rompimiento espontáneo de la simetría es fundamental. Si la teoría cuántica es consistente se requiere de la invarianza gauge, la cual se

puede realizar al estilo Nambu-Goldstone. En este caso la simetría gauge no está explícitamente presente, debido a que la acción efectiva es construida alrededor del vacío específico en el que se encuentre la teoría. Esto permite que los campos vectoriales adquieran masa sin poner en riesgo la consistencia de la teoría completa.

El proceso mediante el cual los bosones vectoriales adquieren masa a través del rompimiento espontáneo de simetría es conocido como mecanismo de Higgs. Para ilustrar mejor en que consiste el mecanismo de Higgs, se presenta un modelo simple pero significativo para el entendimiento de dicho mecanismo, este modelo es conocido como el modelo de Higgs abeliano. Este consiste en un modelo con una simetría gauge $U(1)$, donde el campo gauge se acopla a un campo escalar complejo Φ . El lagrangiano del modelo está dado por

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\Phi)^*D^\mu\Phi - \frac{\lambda}{4}(\Phi^*\Phi - v^2)^2, \quad (1.104)$$

donde la derivada covariante está dada por $D_\mu = \partial + ieA_\mu$, $v^2 > 0$ y $\lambda > 0$. Es importante notar que la teoría es invariante bajo transformaciones gauge de la forma

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{i\theta(x)}\Phi, \quad A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x). \quad (1.105)$$

En este caso, el mínimo de potencial está definido por la ecuación $\langle\Phi\rangle = v/\sqrt{2}$. Para este modelo se tiene un continuo de diferentes vacíos diferenciados por la fase del campo escalar, sin embargo, ninguno de estos vacíos es invariante bajo la simetría gauge

$$\langle\Phi\rangle = ve^{i\vartheta} \rightarrow ve^{i(\vartheta+\alpha(x))}, \quad (1.106)$$

por lo tanto, se puede decir que la simetría se rompe espontáneamente. Ahora, para analizar la teoría alrededor de este vacío, se escribe el campo escalar Φ en términos de la excitación alrededor del vacío, de la siguiente manera

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \sigma(x)]e^{i\vartheta(x)} \quad (1.107)$$

donde $\sigma(x)$ es un campo escalar real. Es importante recordar que sin importar el vacío bajo el cual se expanda el campo escalar, el lagrangiano debe de seguir siendo invariante bajo las transformaciones gauge en la Ec. (1.106). Por lo tanto es posible realizar una transformación gauge con parámetro $\theta(x) = -\vartheta(x)$ (conocido como gauge unitario), con lo que es posible eliminar la fase en la Ec. (1.107). Sustituyendo todo esto en el lagrangiano se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - \lambda v^2\sigma^2 \\ & - \lambda v\sigma^3 - \frac{\lambda}{4}\sigma^4 + e^2vA_\mu A^\mu\sigma + \frac{1}{2}e^2A_\mu A^\mu\sigma^2, \end{aligned} \quad (1.108)$$

donde se puede ver que el escalar real $\sigma(x)$ adquiere masa y lo más importante, el campo vectorial A_μ ahora posee un término de masa dado por

$$m_A^2 = e^2v^2. \quad (1.109)$$

Es importante notar dos características que aparecen en este caso. La primera es que $\vartheta(x)$ no aparece en el lagrangiano y la segunda es que el campo gauge adquiere masa, todo esto debido al rompimiento espontáneo de la simetría. Estas dos características están relacionadas, observe que un bosón gauge sin masa tiene dos grados de libertad independientes. En el lagrangiano (Ec. (1.104)) hay cuatro grados independientes de libertad en total: dos del campo gauge y dos del campo escalar complejo. Para la lagrangiana rota (Ec. (1.108)), el bosón gauge es masivo, debido a esto posee un modo de polarización longitudinal y dos modos transversales (partícula de espín 1). El aumento de dos a tres en grados de libertad del bosón gauge solo puede ocurrir si este toma un grado de libertad del sector escalar. De hecho, como $\sigma(x)$ es un campo real, i.e. hermítico, representa solo un grado de libertad del escalar complejo, mientras que el otro desaparece de los grados físicos de libertad. Metafóricamente, se suele expresar en la literatura que la componente longitudinal del bosón gauge “devora” el bosón de Nambu-Goldstone. Es decir, el bosón gauge se ha comido un grado escalar de libertad para obtener su masa. Este fenómeno fue publicado por varios autores simultáneamente, pero generalmente se le conoce como el mecanismo de Higgs.

El modelo Abelian de Higgs discutido aquí puede considerarse como un modelo mucho más simple que el mecanismo de Brout-Englert-Higgs responsable de dar masa a los bosones gauge W^\pm y Z^0 en el SM. Para dar masa a estos tres bosones es necesario introducir un campo escalar complejo de dos componentes que transforme como doblete bajo $SU(2)$. Tres de sus cuatro grados de libertad son devorados por los tres campos gauge masivos, mientras que el cuarto permanece como un grado de libertad escalar. Sus excitaciones elementales son partículas neutras de espín cero conocidas como el bosón de Higgs.

1.6.4. Anomalías en el SM

Hasta el momento se ha asumido que las simetrías clásicas se conservan en el proceso de cuantización, por lo que serían consistentes en la teoría cuántica. Sin embargo, esto no tiene por qué ser necesariamente cierto. El proceso de cuantización de una teoría de campos interactuantes requiere de procesos de regularización y renormalización y, sin importar qué tanto o cómo se intente, no hay manera de que una simetría clásica se pueda cuantizar. Cuando esto sucede se dice que la teoría tiene una anomalía [111, 112]. Es importante aclarar que las anomalías no se deben a una mala elección del método de regularización en la cuantización de la teoría.

La primera anomalía cuántica descubierta fue la anomalía de Adler-Bell-Jackiw, en la que la corriente del vector axial se conserva como una simetría clásica de la electrodinámica, pero la teoría cuantizada la rompe. Técnicamente, una simetría anómala en una teoría cuántica es una simetría de la acción, pero no de la medida y por tanto, no es una simetría de la función de partición como un todo. A continuación se analiza más a detalle algunos ejemplos de anomalías asociadas con simetrías globales y locales de la teoría clásica en el SM.

Anomalía axial

Para ilustrar esta anomalía se parte de un modelo simple en dos dimensiones en el espacio-tiempo de Minkowski $(x^0, x^1) = (t, x)$. Dado que este modelo es en dos dimensiones, el tensor de Faraday solo tiene una componente independiente, que corresponde al campo eléctrico en la dirección espacial ($F^{01} = \mathcal{E}$). Para escribir el lagrangiano es necesario determinar la representación

del álgebra de las matrices γ (o matrices de Dirac), las cuales deben de cumplir el álgebra de Clifford $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}$, donde $\eta^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1)$ es la métrica de Minkowski en dos dimensiones. En este caso, la dimensión de la representación de las matrices de Dirac son $2^{2/2} = 2$, por lo que se pueden definir las matrices como

$$\gamma^0 = \sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = i\sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.110)$$

Debido a la definición usual del operador de quiralidad derecho e izquierdo $P_{R,L} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}$ es necesario definir la matriz γ_5 , la cual es dada por

$$\gamma_5 = -\gamma^0\gamma^1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.111)$$

Considerando la teoría con dos espinores de Weyl $\psi_{R,L}$, los cuales se acoplan al campo electromagnético, la lagrangiana que describe el modelo está dada por

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\not{D}) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = i\psi_R^\dagger \sigma_R^\mu \partial_\mu \psi_R + i\psi_L^\dagger \sigma_L^\mu \partial_\mu \psi_L - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1.112)$$

donde las componentes $\psi_{R,L}$ de ψ son respectivamente los espinores de Weyl derecho e izquierdo en dos dimensiones $\psi = (\psi_R, \psi_L)^T$ (ver la sección 1.3.1 para más detalles), $\mu, \nu = 0, 1$ y la derivada covariante es $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$. La lagrangiana es invariante bajo dos tipos de transformaciones globales $U(1)$. La primera es conocida como simetría vectorial, en esta ambos estados de helicidad transforman con la misma fase

$$U(1)_V : \psi_{R,L} \rightarrow e^{i\theta} \psi_{R,L}. \quad (1.113)$$

La segunda es conocida como simetría axial, en este caso el signo de la fase es diferente para los dos estados quirales

$$U(1)_A : \psi_{R,L} \rightarrow e^{\pm i\theta} \psi_{R,L}. \quad (1.114)$$

Debido al teorema de Noether, hay dos corrientes conservadas, una corriente vectorial

$$J_V^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi = \psi_R^\dagger \sigma_R^\mu \psi_R + \psi_L^\dagger \sigma_L^\mu \psi_L \quad (1.115)$$

y una corriente axial

$$J_A^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi = \psi_R^\dagger \sigma_R^\mu \psi_R - \psi_L^\dagger \sigma_L^\mu \psi_L, \quad (1.116)$$

ambas son conservadas si no hay términos de masa en la lagrangiana. Usando las representaciones explícitas en la Ec. (1.110), se puede reescribir la parte fermiónica del lagrangiano (1.112) de la siguiente forma

$$\mathcal{L} = \psi_R^\dagger i(D_0 + D_1) \psi_R + \psi_L^\dagger i(D_0 - D_1) \psi_L. \quad (1.117)$$

En la teoría libre, la ecuación de Dirac para el campo cumple la siguiente ecuación

$$i(\partial_0 - \partial_1)\psi_R = 0, \quad i(\partial_0 + \partial_1)\psi_L = 0. \quad (1.118)$$

La solución general para estas ecuaciones son dos paquetes de onda que se mueven a lo largo de la dimensión espacial, uno a la izquierda ψ_R y uno a la derecha ψ_L . Acorde a la convención, la partícula que se mueve a la izquierda ψ_R tiene helicidad positiva y la partícula que se mueve a la derecha ψ_L tiene helicidad negativa. Por lo tanto la solución es de la forma

$$\psi_{R,L} = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{-iE(x^0 \pm x^1)}, \quad (1.119)$$

donde se define el momento como $p^\mu = (E, p)$, por lo tanto $p = \mp E$. Debido a que son partículas sin masa $E = -p$, por lo tanto las soluciones con energía positiva tienen momento negativo y las partículas con energía negativa son ondas planas con momento positivo. Para los espinores izquierdos la situación es al revés. Además, dado que la dirección espacial es compacta con la longitud L , el momento p es cuantizado de acuerdo con

$$p = \frac{2\pi n}{L}, \quad (1.120)$$

donde $n \in \mathbb{Z}$. Ahora, expandiendo el operador $\psi_{R,L}$ en términos de los modos en la ecuación (1.119) se asocian los estados con energía positiva a operadores de aniquilación, mientras que los estados con energía negativa están asociados con operadores de creación para la antipartícula correspondiente

$$\psi_{R,L}(x) = \sum_{E>0} \left[\alpha_{R,L}(E) \chi_{R,L}(x) + \beta_{R,L}^\dagger(E) \chi_{R,L}(x) \right], \quad (1.121)$$

acá el operador $\alpha_{R,L}(E)$ actúa en el vacío $|0, \pm\rangle$ aniquilando una partícula con energía positiva E y momento $\mp E$. De la misma manera, el operador $\beta_{R,L}^\dagger(E)$ crea a partir del vacío una antipartícula con energía positiva E y momento $\mp E$. En el cuadro de Dirac el operador $\beta_{R,L}^\dagger(E)$ es originalmente un operador de aniquilación para los estados del mar de Dirac (Modelo teórico que considera al vacío como un mar infinito de partículas con energía negativa [113–115]) con energía negativa $-E$. Como en cuatro dimensiones el problema de los estados con energía negativa se resolvió al interpretar el operador aniquilación para estados con energía negativas como el operador creación para las correspondientes antipartículas con energía positiva (y viceversa). Los operadores en la expansión de la Ec. (1.121) satisfacen el álgebra

$$\left\{ \alpha_\lambda(E), \alpha_{\lambda'}^\dagger(E') \right\} = \left\{ \beta_\lambda(E), \beta_{\lambda'}^\dagger(E') \right\} = \delta_{EE'} \delta_{\lambda\lambda'} \quad (1.122)$$

donde se introducen los índices $\lambda, \lambda' = R, L$. Además, los operadores $\alpha_\lambda, \alpha_\lambda^\dagger$ anticonmutan con los operadores $\beta_{\lambda'}, \beta_{\lambda'}^\dagger$. El lagrangiano en la Ec. (1.117) es invariante bajo las simetrías $U(1)_V$ (Ec. (1.115)) y $U(1)_A$ (Ec. (1.116)). En este caso la corriente conservada por el teorema de Noether

está dada por

$$J_V^\mu = \begin{pmatrix} \psi_R^\dagger \psi_R + \psi_L^\dagger \psi_L \\ -\psi_R^\dagger \psi_R + \psi_L^\dagger \psi_L \end{pmatrix}, \quad J_A^\mu = \begin{pmatrix} \psi_R^\dagger \psi_R - \psi_L^\dagger \psi_L \\ -\psi_R^\dagger \psi_R - \psi_L^\dagger \psi_L \end{pmatrix}. \quad (1.123)$$

La carga conservada para la corriente vectorial y axial están dadas por

$$Q_V = \int_0^L dx^1 (\psi_R^\dagger \psi_R + \psi_L^\dagger \psi_L), \quad Q_A = \int_0^L dx^1 (\psi_R^\dagger \psi_R - \psi_L^\dagger \psi_L). \quad (1.124)$$

Usando la condición de ortonormalidad de los modos $\chi_{R,L}$

$$\int_0^L dx^1 \chi_{R,L}^{(E)}(x) \chi_{R,L}^{(E')}(x) = \delta_{EE'}, \quad (1.125)$$

las corrientes conservada se pueden escribir como

$$\begin{aligned} Q_V &= \sum_{E>0} \left[\alpha_R^\dagger(E) \alpha_R(E) - \beta_R^\dagger(E) \beta_R(E) + \alpha_L^\dagger(E) \alpha_L(E) - \beta_L^\dagger(E) \beta_L(E) \right], \\ Q_A &= \sum_{E>0} \left[\alpha_R^\dagger(E) \alpha_R(E) - \beta_R^\dagger(E) \beta_R(E) - \alpha_L^\dagger(E) \alpha_L(E) + \beta_L^\dagger(E) \beta_L(E) \right], \end{aligned} \quad (1.126)$$

En este caso Q_V cuenta el número neto (partículas menos antipartículas) de estados de helicidad positivos más el número neto de estados con helicidad negativa. La carga axial, por otro lado, cuenta el número neto de estados de helicidad positivos menos el número de estados de helicidad negativos. En el caso de la corriente vectorial, se resta una contribución de vacío formalmente divergente a la carga (la “carga del mar de Dirac”).

Ahora se quiere estudiar cuál es el efecto de acoplar la teoría al campo eléctrico \mathcal{E} . Asumiendo el gauge $A_0 = 0$. En lugar de resolver el problema exactamente, se simula el campo eléctrico variando adiabáticamente en un tiempo τ_0 el vector potencial A_1 del valor cero a $-\mathcal{E}\tau_0$. Acoplar el campo electromagnético en la teoría genera un cambio en el momento de acuerdo con $p \rightarrow p - eA_1$, donde e es la carga del fermión. Debido a que se asume que el potencial vectorial varia adiabáticamente, es posible asumir que este es aproximadamente constante en el tiempo.

Entonces, el efecto de $p \rightarrow p - eA_1$ en el vacío da como resultado que algunos de los estados de energía negativa de los modos ψ_R adquieren energía positiva, mientras que el mismo número de estados de energía positiva en el vacío de los modos ψ_L se convierten en estados de vacío con energía negativa. Físicamente, esto significa que el campo eléctrico externo \mathcal{E} crea varios pares de partículas y antipartículas a partir del vacío. Denotando por $N \sim e\mathcal{E}$ el número de tales pares creados por el campo eléctrico por unidad de tiempo, los valores finales de las cargas Q_V y Q_A son

$$\begin{aligned} Q_A(\tau_0) &= (N - 0) + (0 - N) = 0, \\ Q_V(\tau_0) &= (N - 0) - (0 - N) = 2N, \end{aligned} \quad (1.127)$$

de donde es posible concluir que el acoplamiento al campo eléctrico produce una violación en la

conservación de la carga axial por unidad de tiempo dado por $\Delta Q_A \sim eE$, lo que implica que

$$\partial_\mu J_A^\mu \sim e\hbar\mathcal{E}, \quad (1.128)$$

donde se ha restaurado \hbar para dejar claro que la violación en la conservación de la corriente axial es un efecto cuántico. Mientras que $\Delta Q_V = 0$ garantiza que la corriente vectorial permanece conservada en la mecánica cuántica $\partial_\mu J_V^\mu = 0$.

En este análisis solo se presentó el resultado de la anomalía axial de Adler-Bell-Jackiw [116] en dos dimensiones. Un desarrollo más preciso de estos resultados se puede encontrar en el capítulo 19 en la Ref. [106]. La anomalía se puede determinar calculando la cantidad

$$C^{\mu\nu} = \langle 0|T [J_A^\mu(x)J_V^\nu(x)] |0\rangle \quad (1.129)$$

donde la anomalía es dada por $\partial_\mu C^{\mu\nu}$, lo que conlleva al resultado (Ec.19. En la ref [106])

$$\partial_\mu J_A^\mu = \frac{e\hbar}{2\pi}\epsilon^{\nu\sigma}F_{\nu\sigma}, \quad (1.130)$$

donde $\epsilon^{01} = -\epsilon^{10} = 1$. La existencia de la anomalía en la simetría axial que se ha ilustrado acá en dos dimensiones está presente en todas las dimensiones pares del espacio-tiempo. En particular, en cuatro dimensiones, la anomalía axial está dada por

$$\partial_\mu J_A^\mu = \frac{e^2}{16\pi^2}\epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda}F_{\mu\nu}F_{\sigma\lambda}. \quad (1.131)$$

Este resultado tiene consecuencias muy importantes en la física de interacciones fuertes como se verá a continuación.

Simetría quiral en QCD

Todo lo que se sabe de la interacción fuerte es basado en la teoría de la cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés) [117]. Esta es una teoría gauge no abeliana con un grupo gauge $SU(N_c)$ acoplado a un número N_f de quarks. Los quarks Q^{if} son partículas de espín 1/2 descrito por dos números cuánticos: color $i = 1, \dots, N_c$ y sabor $f = 1, \dots, N_f$. La interacción entre estos es mediada por $N_c^2 - 1$ bosones gauge, conocidos como gluones g_μ^α , con $\alpha = 1, \dots, N_c^2 - 1$. Según los resultados experimentales hasta la fecha [118], en el mundo real el número de colores es $N_c = 3$ y el número de sabores es $N_f = 6$, que corresponden al número de diferentes quarks: up (u , arriba), down (d , abajo), charm (c , encanto), strange (s , extraño), top (t , cima) y bottom (b , fondo).

En términos generales se va a estudiar una teoría general de QCD con N_c colores y N_f sabores. Además, se va a trabajar en el límite donde las masas de los quarks tienden a cero ($m_f \rightarrow 0$). Para este caso el lagrangiano viene dado por

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^\alpha G^{\alpha\mu\nu} + \sum_{f=1}^{N_f} \left[i\overline{Q}_L^f \not{D} Q_L^f + i\overline{Q}_R^f \not{D} Q_R^f \right], \quad (1.132)$$

donde los subíndices L y R indican los espinores izquierdos y derechos, respectivamente ($Q_{L,R}^f =$

$P_{L,R}Q^f$), y la intensidad del campo $G_{\mu\nu}^\alpha$ y la derivada covariante están definidos como

$$G_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu g_\nu^\alpha - \partial_\nu g_\mu^\alpha + \kappa f^{abc} g_\mu^b g_\nu^c, \quad (1.133)$$

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi - ig_3 g_\mu^\alpha T^\alpha \Phi, \quad (1.134)$$

donde $\alpha = 1, \dots, N_c^2 - 1$, g_μ^α es el campo gauge del gluón, κ y g_3 son constantes de acoplamiento, f^{abc} es la constante de estructura del grupo de simetría $SU(N_c)$ y T^α son los generadores del grupo. Además de la simetría gauge, el lagrangiano es invariante bajo una simetría global $U(N_f)_L \times U(N_f)_R$ actuando sobre los índices de sabor y definido por

$$U(N_f)_L : \begin{cases} Q_L^f \rightarrow \sum_{f'} (U_L)_{ff'} Q_L^{f'} \\ Q_R^f \rightarrow Q_R^f \end{cases}, \quad U(N_f)_R : \begin{cases} Q_L^f \rightarrow Q_L^f \\ Q_R^f \rightarrow \sum_{f'} (U_R)_{ff'} Q_R^{f'} \end{cases}, \quad (1.135)$$

donde $U_L, U_R \in U(N_f)$. Debido a que es posible descomponer una simetría de la siguiente manera $U(N) = U(1) \times SU(N)$, la simetría global se puede reescribir como $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R \times U(1)_L \times U(1)_R$. Los subgrupos abelianos $U(1)_L \times U(1)_R$ puede ser descompuesto en los subgrupos vectorial $U(1)_B$ ⁶ y axial $U(1)_A$, definidos por la transformación

$$U(1)_B : \begin{cases} Q_L^f \rightarrow e^{i\theta} Q_L^f \\ Q_R^f \rightarrow e^{i\theta} Q_R^f \end{cases}, \quad U(1)_A : \begin{cases} Q_L^f \rightarrow e^{i\theta} Q_L^f \\ Q_R^f \rightarrow e^{-i\theta} Q_R^f \end{cases}, \quad (1.136)$$

De acuerdo con el teorema de Noether, existen dos corrientes conservadas asociadas a estas simetrías abelianas

$$J_V^\mu = \sum_{f=1}^{N_f} \overline{Q^f} \gamma^\mu Q^f, \quad J_A^\mu = \sum_{f=1}^{N_f} \overline{Q^f} \gamma^\mu \gamma_5 Q^f. \quad (1.137)$$

La carga conservada asociada con la corriente vectorial J_V^μ es en realidad el número bariónico B , definido como el número de quarks menos el número de antiquarks.

La parte no abeliana del grupo de simetría $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$ puede ser descompuesto en un subgrupo vectorial y axial $SU(N_f)_V \times SU(N_f)_A$, definidos por la siguiente transformación de los campos de quarks

$$SU(N_f)_V : \begin{cases} Q_L^f \rightarrow \sum_{f'} (U_L)_{ff'} Q_L^{f'} \\ Q_R^f \text{ to } \sum_{f'} (U_L)_{ff'} Q_R^{f'} \end{cases}, \quad SU(N_f)_A : \begin{cases} Q_L^f \rightarrow \sum_{f'} (U_L)_{ff'} Q_L^{f'} \\ Q_R^f \text{ to } \sum_{f'} (U_R^{-1})_{ff'} Q_R^{f'} \end{cases}. \quad (1.138)$$

De nuevo, al aplicar el teorema de Noether existen las siguientes corrientes conservadas no abelianas

$$J_V^{I\mu} = \sum_{f,f'=1}^{N_f} \overline{Q^f} \gamma^\mu (T^I)_{ff'} Q^{f'}, \quad J_A^{I\mu} = \sum_{f,f'=1}^{N_f} \overline{Q^f} \gamma^\mu \gamma_5 (T^I)_{ff'} Q^{f'}. \quad (1.139)$$

Resumiendo, se ha mostrado que la simetría quiral inicial de la Lagrangiana de la QCD(Ec. 1.132)

⁶El subíndice B indica la carga conservada para esta simetría. En este caso es el número bariónico

se puede descomponer en sus subgrupos axiales y vectoriales de acuerdo con

$$U(N_f)_L \times U(N_f)_R = SU(N_f)_V \times SU(N_f)_A \times U(1)_B \times U(1)_A. \quad (1.140)$$

Ahora, la pregunta a resolver es qué parte de la simetría global clásica es preservada por la teoría cuántica. Como se vio en la sección anterior, la conservación de las corrientes axiales J_A^μ y $J_A^{\alpha\mu}$ puede ser arruinada debido a la presencia de anomalías. En el caso de la corriente axial abeliana J_A^μ la cantidad relevante es la función de correlación

$$C^{\mu\nu\sigma} = \langle 0|T [J_A^\mu(x)j_{\text{gauge}}^{\alpha\nu}(x')j_{\text{gauge}}^{\beta\sigma}(0)] |0\rangle \quad (1.141)$$

donde $j_{\text{gauge}}^{\alpha\mu}$ es la corriente conservada no abeliana acoplada al campo del gluón

$$j_{\text{gauge}}^{\alpha\mu} = \sum_{f=1}^{N_f} \overline{Q^f} \gamma^\mu \tau^\alpha Q^f \quad (1.142)$$

donde, para evitar la confusión con los generadores de la simetría global, se denota por τ^α los generadores del grupo de simetría gauge $SU(N_c)$. Las anomalías pueden ser determinadas ahora por la derivada $\partial_\mu C^{\mu\nu\sigma}$. Si se impone la simetría de Bose (La función de onda es invariante bajo el intercambio de partículas idénticas. [119]) con respecto al intercambio de dos gluones salientes y la invarianza gauge de la expresión $\partial_\nu C^{\mu\nu\sigma} = 0 = \partial_\sigma C^{\mu\nu\sigma}$, se puede determinar que la corriente axial global abeliana tiene una anomalía dado por

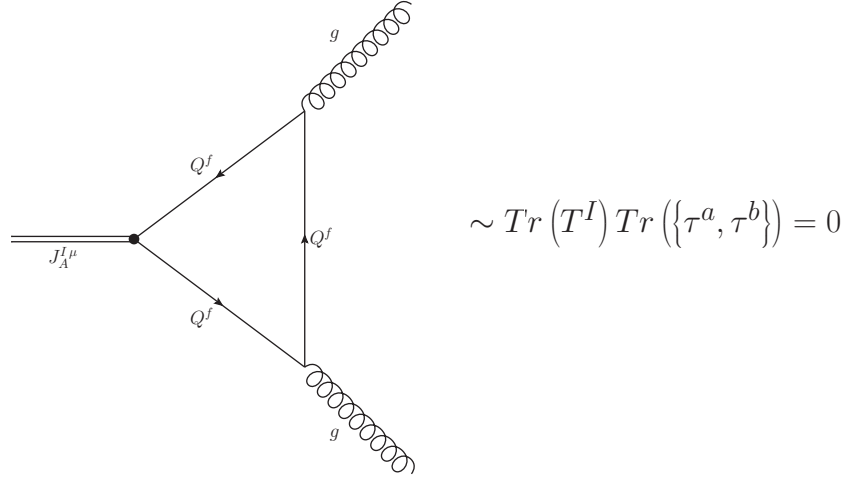
$$\partial_\mu J_A^\mu = -\frac{g^2 N_f}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} F_{\mu\nu}^\alpha F^{\alpha\mu\nu}. \quad (1.143)$$

En el caso de la simetría global axial no abeliana $SU(N_f)_A$, el cálculo de la anomalía se realiza como se indicó anteriormente. El resultado, sin embargo, es bastante diferente ya que en este caso se llega a la conclusión de que la corriente axial no abeliana $J_A^{\alpha\mu}$ no es anómala. Esto se puede ver fácilmente al notar que asociado con el vértice de la corriente axial se tiene un generador T^I de $SU(N_f)$, mientras que para los dos vértices de gluones se tiene que los generadores τ^α del grupo gauge $SU(N_c)$. Por lo tanto, el diagrama triangular es proporcional al factor teórico del grupo (ver figura 1.3) $\text{Tr}(T^I) \text{Tr}\{\tau^a, \tau^b\} = 0$. el cual se anula debido a que los generadores del grupo $SU(N_f)$ tienen traza igual a cero. De esto es posible concluir que la simetría axial no abeliana $SU(N_f)_A$ no es anómala. Sin embargo, ya que los quarks son partículas cargadas que se acoplan a los fotones, hay una segunda fuente potencial de una anomalía que proviene del diagrama triangular a un loop, donde la corriente $J_A^{I\mu}$ se acopla a dos fotones (ver figura 1.4)

$$\langle 0|T [J_A^{I\mu}(x)j_{\text{em}}^\nu(x')j_{\text{em}}^\sigma(0)] |0\rangle \quad (1.144)$$

donde j_{em}^μ es la corriente electromagnética

$$j_{\text{em}}^\mu = \sum_{f=1}^{N_f} q_f \overline{Q^f} \gamma^\mu Q^f, \quad (1.145)$$



$$\sim \text{Tr} (T^I) \text{Tr} (\{\tau^a, \tau^b\}) = 0$$

Figura 1.3: Diagrama triangular para la anomalía de la QCD. Donde T^I es el generador del grupo de simetría $SU(N_f)$ y τ^α son los generadores del grupo de simetría $SU(N_c)$.

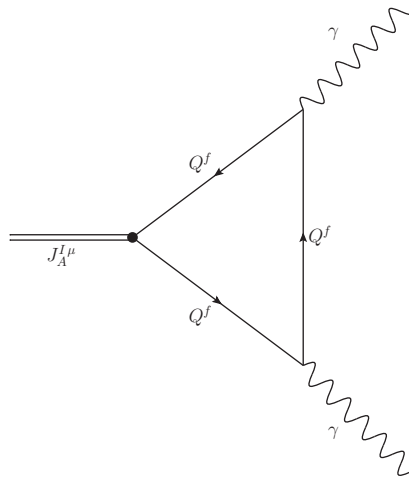


Figura 1.4: Diagrama triangular para la anomalía generada debido al acoplamiento de los quarks a los fotones. Este diagrama representa el proceso de desintegración $\pi \rightarrow 2\gamma$.

donde q_f es la carga eléctrica del el campo de quark con sabor f . El calculo del diagrama 1.4 muestra la existencia de una anomalía de Adler-Bell-Jackiw (para más detalles sobre el calculo ver la Ref. [106]), dado por

$$\partial_\mu J_A^{I\mu} = -\frac{N_c}{16\pi^2} \left[\sum_{f=1}^{N_f} (T^I)_{ff} q_f^2 \right] \epsilon^{\mu\nu\sigma\lambda} F_{\mu\nu} F_{\sigma\lambda} \quad (1.146)$$

donde $F_{\mu\nu}$ es la intensidad de campo del campo electromagnético acoplado a los quarks. La única posibilidad de cancelar la anomalía es que el factor entre paréntesis en la ecuación (1.146) sea idénticamente cero.

Por lo tanto, debido a la presencia de anomalías, la parte axial de la simetría quiral global, $SU(N_f)_A$ y $U(1)_A$ no se realiza en el contexto de la mecánica cuántica en general, dado que $U(1)_A$ siempre se ve afectado por una anomalía. Sin embargo, debido a que el lado derecho de la ecuación de anomalía (1.143) es una derivada total, el carácter anómalo de J_A^μ no explica la ausencia de

multipletes bajo $U(1)_A$ en el espectro de hadrones, ya que se puede construir una nueva corriente que se conserva. Además, la inexistencia de candidatos para un bosón de Goldstone asociado con los números cuánticos derechos indica que $U(1)_A$ no se rompe espontáneamente, por lo que se ha roto explícitamente de alguna manera. Este es el llamado problema $U(1)$ que fue resuelto por t' Hooft [120], quien mostró cómo la contribución de las transiciones cuánticas entre vacíos con configuraciones de campo gauge topológicamente no triviales (instantones) da como resultado una ruptura explícita de esta simetría.

Debido a la dinámica de la teoría gauge $SU(N_c)$, la simetría axial no abeliana se rompe espontáneamente debido a la presencia a bajas energías de un valor esperado de vacío para el fermión bilineal $\overline{Q}^f Q^f$

$$\langle 0 | \overline{Q}^f Q^f | 0 \rangle \neq 0 \quad (1.147)$$

Este valor esperado vacío diferente de cero para el quark bilineal en realidad rompe la invarianza quiral espontáneamente a el subgrupo vectorial $SU(N_f)_V$, por lo tanto, el único subgrupo de la simetría global original que se realiza mediante la teoría completa a baja energía es

$$U(N_f)_L \times U(N_f)_R \rightarrow SU(N_f)_V \times U(1)_B. \quad (1.148)$$

Debido al teorema de Goldstone, asociado con el rompimiento espontáneo de la simetría debe de aparecer un bosón Goldstone con número cuánticos de la corriente no abeliana rota. Por ejemplo, para el caso de la QCD los bosones de Goldstone asociados con el rompimiento espontáneo de la simetría inducido por el valor esperado de vacío $\langle uu \rangle$, $\langle dd \rangle$ y $\langle (\bar{u}d - \bar{d}u) \rangle$ han sido identificados como los piones cargados π^\pm y neutros π^0 . Estos bosones son masivos debido a que los quarks u y d son masivos. Dado que la simetría quiral global ya está ligeramente rota debido a los términos de masa en el lagrangiano, los bosones de Goldstone asociados también tienen masas, aunque son muy pequeñas en comparación con las masas de otros hadrones.

Aplicando estos resultados en el caso de la QCD a bajas energías, se tiene que debido a que la masa de los quarks u y d son muy pequeñas en comparación con los otros cuatro quarks, la QCD en bajas energía puede ser bien descrita por incluir en el análisis solo los dos primeros sabores de quarks. Por lo tanto, de la anterior discusión se tiene que la simetría global de la teoría a bajas energías es $SU(2)_V \times U(1)_B$, donde ahora el grupo vectorial $SU(2)_V$ es conocido como simetría de isospín. La corriente axial es anómala debido a la Ec. (1.143) con $N_f = 2$. En el caso de la simetría axial no abeliana $SU(2)_A$, tomando en cuenta que $q_u = \frac{2}{3}e$ y $q_d = -\frac{1}{3}e$ y que los tres generadores de $SU(2)$ pueden escribirse en términos de las matrices de Pauli como $T^\rho = \frac{1}{2}\sigma^\rho$, se obtiene

$$\sum_{f=u,d} (T^1)_{ff} q_f^2 = 0, \quad \sum_{f=u,d} (T^3)_{ff} q_f^2 = \frac{e^2}{6}, \quad (1.149)$$

por lo que $J_A^{3\mu}$ es anómala. Físicamente, la anomalía en la corriente axial $J_A^{3\mu}$ tiene una importante consecuencia. En el modelo de quarks, la función de onda del pión neutro π^0 está dado en términos

de los quarks u y d , dados por

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\bar{u}\rangle|u\rangle - |\bar{d}\rangle|d\rangle) . \quad (1.150)$$

El número cuántico de isospín de $|\pi^0\rangle$ es el generador T^3 . En realidad, $\partial_\mu J_A^{3\mu}$ es el operador creación de un pión π^0 fuera del vacío $|\pi\rangle \sim \partial_\mu J_A^{3\mu}|0\rangle$. Esto conduce a la interpretación física del diagrama triangular en la fig. 1.4 con $J_A^{3\mu}$ como la contribución a un loop a la desintegración de un pión neutro en dos fotones $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. En 1967 Sutherland y Veltman [121, 122] presentaron un cálculo en el cual la desintegración del pión en dos fotones está suprimida. Sin embargo, esto contradecía la evidencia experimental que mostraba la existencia de tal desintegración. La salida a este problema es la anomalía axial [123, 124]. En este caso, lo que ocurre, es que el cálculo de Sutherland y Veltman pasa por alto las ambigüedades asociadas con la regularización de las divergencias en la teoría cuántica de campos. Una evaluación del diagrama triangular en QED conduce a una integral divergente que debe regularizarse de alguna manera. Es en este proceso que aparece la anomalía axial de Adler-Bell-Jackiw que da como resultado un valor diferente de cero para la amplitud $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (un calculo del diagrama triangular para el desintegración electromagnética del pión es presentada por Steinberger en la Ref. [116]).

La existencia de anomalías asociadas a corrientes globales no implica necesariamente dificultades para la teoría. Por el contrario, como se vio en el caso de la anomalía axial, su existencia permite una solución de la paradoja de Sutherland-Veltman y una explicación de la desintegración electromagnética del pión. La situación, sin embargo, es muy diferente en el caso de las simetrías locales. Una violación de la mecánica cuántica de la simetría gauge conduce a todo tipo de problemas, desde la falta de renormalización, hasta el no desacoplamiento de estados de norma negativa. Esto se debe a que la presencia de una anomalía en la teoría implica que la restricción de la ley de Gauss $\nabla \cdot E_\alpha = \rho_\alpha$ no puede implementarse consistentemente en la teoría cuántica. Como consecuencia los estados que clásicamente son eliminados por la simetría gauge se convierten en campos de propagación en la teoría cuántica, dañando así la consistencia de la teoría. Las anomalías en una simetría gauge solo se pueden esperar en teorías quirales donde los fermiones izquierdos y derechos transformen en diferentes representaciones del grupo gauge. Físicamente, el ejemplo más interesante de tales teorías es el sector electrodébil del SM donde, por ejemplo, los fermiones izquierdos transforman como dobletes bajo $SU(2)$ mientras que los fermiones derechos transforman como singletes. Por otro lado, la QCD está libre de anomalías gauge, ya que tanto los quarks derechos como los izquierdos transforman en la representación fundamental del grupo $SU(3)$.

Para desarrollar más a profundidad las anomalías en simetrías gauge, considere el lagrangiano

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\alpha\mu\nu}F_{\mu\nu}^\alpha + i\sum_{i=1}^{N_R}\overline{\psi}_R^i\mathcal{D}^{(R)}\psi_R^i + i\sum_{j=1}^{N_L}\overline{\psi}_L^j\mathcal{D}^{(L)}\psi_L^j, \quad (1.151)$$

donde $N_{R,L}$ es el número de campos para cada quiralidad y los fermiones quirales $\psi_{R,L}^i$ transforman acorde a la representación $\tau_{i,\pm}^\alpha$ del grupo gauge G (donde $a = 1, \dots, \dim(G)$). La derivada covariante

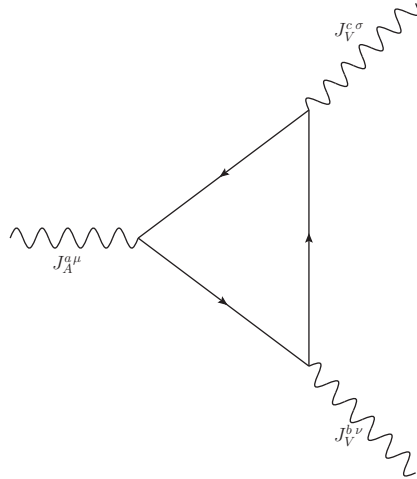


Figura 1.5: Diagrama triangular para la anomalía gauge.

está definida por

$$D_\mu^{(R,L)} \psi_{R,L}^i = \partial_\mu \psi_{R,L}^i + ig A_\mu^k \tau_{i,(R,L)}^k \psi_{R,L}^i. \quad (1.152)$$

De la misma manera que se abordó la simetría global, las anomalías en simetrías gauge aparecen en el diagrama triangular en la Fig. 1.5, con un vértice de corriente gauge vectorial y dos vértice de corriente gauge axial, dados por

$$\langle 0|T [j_A^{a\mu} j_V^{b\nu} j_V^{c\sigma}] |0\rangle \quad (1.153)$$

donde las corrientes gauges vectoriales $j_V^{\alpha\mu}$ y axial $j_A^{\alpha\mu}$ están dadas respectivamente por

$$\begin{aligned} j_V^{\alpha\mu} &= \sum_{i=1}^{N_R} \overline{\psi_R^i} \tau_R^\alpha \gamma^\mu \psi_R^i + \sum_{j=1}^{N_L} \overline{\psi_L^j} \tau_L^\alpha \gamma^\mu \psi_L^j, \\ j_A^{\alpha\mu} &= \sum_{i=1}^{N_R} \overline{\psi_R^i} \tau_R^\alpha \gamma^\mu \psi_R^i - \sum_{j=1}^{N_L} \overline{\psi_L^j} \tau_L^\alpha \gamma^\mu \psi_L^j. \end{aligned} \quad (1.154)$$

Afortunadamente no es necesario calcular todo el diagrama para encontrar una condición de cancelación de anomalía, es suficiente con calcular el factor teórico general del grupo. En el caso del diagrama de la figura 1.5, para cada fermión que corre en el loop, el factor teórico es igual a

$$\text{Tr} \left[\tau_{i,(R,L)}^a \left\{ \tau_{i,(R,L)}^b, \tau_{i,(R,L)}^c \right\} \right], \quad (1.155)$$

donde Tr hace referencia a la traza y los subíndices R y L corresponden a los respectivos generadores de la representación del grupo gauge para fermiones derechos e izquierdos, respectivamente. Por lo tanto, la condición de cancelación de anomalía esta dada por

$$\sum_{i=1}^{N_R} \text{Tr} \left[\tau_{i,R}^a \left\{ \tau_{i,R}^b, \tau_{i,R}^c \right\} \right] - \sum_{j=1}^{N_L} \text{Tr} \left[\tau_{j,L}^a \left\{ \tau_{j,L}^b, \tau_{j,L}^c \right\} \right] = 0. \quad (1.156)$$

Anomalía	Cancelación
$[SU(3)]^3$	Quarks izquierdos y derechos transforman bajo la misma representación del grupo
$[SU(3)]^2 SU(2)$	Los generadores $SU(2)$ tienen traza cero
$[SU(3)]^2 U(1)$	$\sum_{q_L} Y_L - \sum_{q_R} Y_R = 3 \times 2 \times \left(\frac{1}{6}\right) - 3 \times \left(\frac{2}{3}\right) - 3 \times \left(-\frac{1}{3}\right) = 0$
$SU(3) [SU(2)]^2$	Los generadores $SU(3)$ tienen traza cero
$SU(3) [U(1)]^2$	Los generadores $SU(3)$ tienen traza cero
$SU(3)SU(2)U(1)$	Los generadores $SU(3)$ y $SU(2)$ tienen traza cero
$[SU(2)]^3$	$\text{tr} [\sigma^a \{\sigma^b, \sigma^c\}] = 2 (\text{tr} \sigma^a) \delta^{bc} = 0$
$[SU(2)]^2 U(1)$	$\sum_L Y_L = 3 \times 2 \times \left(\frac{1}{6}\right) + 2 \times \left(-\frac{1}{2}\right) = 0$
$SU(2) [U(1)]^2$	Los generadores $SU(2)$ tienen traza cero
$[U(1)]^3$	$\sum_L Y_L^3 - \sum_R Y_R^3 = \left(-\frac{3}{4}\right) + \left(\frac{3}{4}\right) = 0$

Cuadro 1.2: Tabla de anomalías gauge para el grupo de simetría del SM ($SU(3) \times SU(2) \times U(1)$) y sus respectivas cancelaciones. Para la anomalía $[SU(3)]^2 U(1)$ los leptones no contribuyen y en la anomalía $SU(2) [U(1)]^2$ los fermiones derechos no se acoplan a $SU(2)$.

Para el caso del SM $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, se puede ver que las anomalías se cancelan. Los fermiones izquierdos (tanto leptones como quarks) transforman como dobletes respecto a la simetría $SU(2)$, mientras que los fermiones derechos son singletes bajo este mismo grupo. La carga con respecto a la parte $U(1)$, conocida como la hipercarga Y , está determinada por la fórmula de Gell-Mann-Nishijima como $Q = T_3 + Y$, donde Q es la carga eléctrica correspondiente a la partícula y T_3 es el autovalor con respecto al tercer generador del grupo $SU(2)$ en la representación $T_3 = \frac{1}{2}\sigma^3$ para el doblete y $T_3 = 0$ para el singlete. El contenido de partículas de la primera familia de quarks (u, d) y leptones (e, ν_e) es el siguiente

$$\text{quarks: } \begin{pmatrix} u^\alpha \\ d^\alpha \end{pmatrix}_{L, \frac{1}{6}}, \quad u_{R, \frac{2}{3}}^\alpha, \quad d_{R, \frac{2}{3}}^\alpha \quad (1.157)$$

$$\text{leptones: } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_{L, -\frac{1}{2}}, \quad e_{R, -1} \quad (1.158)$$

donde $\alpha = 1, 2, 3$ define el número cuántico de color y el subíndice indica el valor de la hipercarga débil Y . Denotando la representación bajo el grupo de simetría del SM por $(n_c, n_w)_Y$, donde n_c y n_w son la representación bajo el grupo $SU(3)$ y $SU(2)$, respectivamente, y Y es la hipercarga. El contenido de materia del SM consiste en replicar tres veces la representación de la primera familia

$$\text{fermiones izquierdos: } (3, 2)_{\frac{1}{6}}, \quad (1, 2)_{-\frac{1}{2}} \quad (1.159)$$

$$\text{fermiones derechos: } (3, 1)_{\frac{2}{3}}, \quad (3, 1)_{-\frac{1}{3}}, (1, 1)_{-1} \quad (1.160)$$

Al calcular el diagrama triangular, se tienen 10 posibilidades dependiendo de qué factor del grupo gauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ se acople a cada vértice, cómo se muestra en la tabla 1.2.

Es fácil comprobar que algunos de ellos no dan lugar a anomalías. Por ejemplo, la anomalía para el caso $[SU(3)]^3$ se cancela porque los quarks izquierdo y derecho transforman bajo la misma representación del grupo. Para el caso de $[SU(2)]^3$ la cancelación de la anomalía pasa término a término, debido a que las matrices de Pauli cumplen la relación de anticonmutación $\{\sigma_i, \sigma_j\} =$

$2\delta_{ij}I$, donde I es la matriz identidad. Por lo tanto, el factor del grupo es igual a

$$\text{Tr} \left[\sigma^a \left\{ \sigma^b, \sigma^c \right\} \right] = 2 (\text{Tr} \sigma^a) \delta^{bc} = 0. \quad (1.161)$$

Sin embargo, la condición de cancelación de anomalía más difícil de satisfacer es la que tiene $[U(1)]^3$. En este caso, la ausencia de anomalías dentro de una misma familia está garantizada por la identidad no trivial

$$\begin{aligned} \sum_L Y_R^3 - \sum_R Y_L^3 &= 3 \times 2 \times \left(\frac{1}{6}\right)^3 + 2 \times \left(-\frac{1}{2}\right)^3 - 3 \times \left(\frac{2}{3}\right)^3 - 3 \times \left(-\frac{1}{3}\right)^3 - (-1)^3 \\ &= \left(-\frac{3}{4}\right) + \left(\frac{3}{4}\right) = 0 \end{aligned} \quad (1.162)$$

Es notable que las anomalías se cancelen exactamente entre leptones y quarks en el SM. Tenga en cuenta que este resultado se mantiene incluso si se agrega un neutrino estéril derecho, ya que dicha partícula es un singlete bajo el grupo gauge del SM y, por lo tanto, no contribuye al diagrama triangular. De esto podemos concluir que, el contenido de materia del SM produce una teoría de campo cuántica consistente.

En toda esta discusión sobre anomalías, solo se considera el cálculo de diagramas a un loop, pero puede suceder que para loops de orden 2 o superiores se impongan condiciones adicionales. Afortunadamente, esto no es así: el teorema de Adler-Bardeen [125] garantiza que la anomalía axial solo recibe contribuciones de los diagramas a un loop. Por lo tanto, una vez que se cancelan las anomalías (si es posible) a un loop, se sabe que no habrá nuevas condiciones provenientes de los diagramas superiores a un loop en la teoría de perturbaciones. Sin embargo, el teorema de Adler-Bardeen solo se aplica a teorías de perturbaciones. No obstante, es posible que los efectos no perturbativos puedan resultar en la violación cuántica de una simetría gauge. Este es precisamente el caso señalado por Witten [126] con respecto a la simetría gauge $SU(2)$ del SM. En este caso, el problema radica en la topología no trivial del grupo gauge $SU(2)$. Solo cuando el número de dobletes fermiónicos de $SU(2)$ izquierdos es par, la invarianza gauge permite una teoría no trivial. Es de nuevo notable que la estructura familiar del SM hace que esta anomalía se cancele, ya que hay 4 dobletes por cada familia en el SM: tres dobletes de quark $(u^\alpha, d^\alpha)_L^T$ (uno por cada color, $\alpha = 1, 2, 3$) y un doblete leptónico $(\nu_e, e)_L^T$.

Adicionalmente, si la teoría es invariante bajo el grupo de Lorentz, i.e. la teoría es generalmente covariante, el proceso de cuantizar la teoría puede generar anomalías gravitacionales. Se trata de anomalías de la simetría de Lorentz local (Para más detalles ver Ref. [127]). En el caso de las anomalías puramente gravitacionales (sin acoplamiento a las simetrías gauge), estas solo se pueden tener en dimensiones que satisfacen la condición $D = 4k + 2$ ($k = 1, 2, \dots$) [108], i.e. en espacio-tiempos de dimensión $D = 2, 6, 10, \dots$. En particular, para un espacio-tiempo de dimensión $D = 4$, que es el caso del universo en el que vivimos, no hay anomalías puramente gravitacionales. Ahora, en teorías donde los fermiones se acoplan a la gravedad, hay un nuevo término en la acción que acopla el campo gravitacional $h_{\mu\nu}$ al tensor momento-energía $T_{\mu\nu}$ de la teoría gauge

$$S \sim \int d^4x h_{\mu\nu} T^{\mu\nu} \quad (1.163)$$

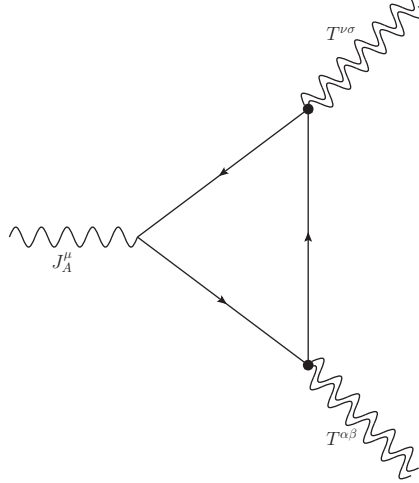


Figura 1.6: Diagrama triangular para la anomalía mezclada gauge-gravitacional

Este término da una contribución adicional a la anomalía dada por el diagrama triangular en la Fig. 1.6, con dos acoplamientos del tensor momento-energía y una corriente gauge

$$\langle 0|T [j_A^\mu(0)T^{\nu\sigma}(x)T^{\alpha\beta}(y)]|0\rangle \quad (1.164)$$

Debido a que la gravedad no afecta los números cuánticos de la simetría gauge, la anomalía mezclada gauge-gravitacional es proporcional a la traza de los generadores del grupo gauge

$$\sum_{i=1}^{N_R} \text{Tr}(T_{i,+}^a) - \sum_{i=1}^{N_L} \text{Tr}(T_{i,-}^a) \quad (1.165)$$

Debido a que la covarianza general es la base de la relatividad general, es necesario que se cumpla la condición de cancelación de anomalías

$$\sum_{i=1}^{N_R} \text{Tr}(T_{i,+}^a) - \sum_{i=1}^{N_L} \text{Tr}(T_{i,-}^a) = 0, \quad (1.166)$$

ya que de lo contrario, se perdería la coherencia de cualquier teoría cuántica que sea invariante bajo el grupo de Lorentz, debido a que se requiere para cancelar grados de libertad no físicos con norma negativa, es decir, gravitones polarizados a lo largo de la dirección del tiempo. Debido a que el SM es invariante bajo la simetría de Lorentz, tiene tres procesos que contribuyen a las anomalías mezcladas gauge-gravitacional, uno por cada simetría gauge ($SU(3)_c$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$). Las anomalías gravitacionales para las simetrías $SU(3)_c$ y $SU(2)_L$ son cero, dado que los generadores del grupo tienen traza igual a cero. El caso no trivial es la anomalía gravitacional para $U(1)$, de la condición en la Ec. (1.166) se tiene que

$$\sum_L Y_L - \sum_R Y_R = 3 \times 2 \times \left(\frac{1}{6}\right) + 2 \times \left(-\frac{1}{2}\right) - 3 \times \left(\frac{2}{3}\right) - 3 \times \left(-\frac{1}{3}\right) - (-1) = 0. \quad (1.167)$$

Afortunadamente, esta anomalía también es cancelada, por lo tanto el SM es libre de anomalías.

Anomalía	Cancelación
$SU(3)SU(2)U(1)_X$	Los generadores de los grupo $SU(2)$ y $SU(3)$ tienen traza igual a cero
$SU(3)[U(1)_X]^2$	Los generadores del grupo $SU(3)$ tienen traza igual a cero
$SU(2)[U(1)_X]^2$	Los generadores del grupo $SU(2)$ tienen traza igual a cero
$SU(3)U(1)U(1)_X$	Los generadores del grupo $SU(3)$ tienen traza igual a cero
$SU(2)U(1)U(1)_X$	Los generadores del grupo $SU(2)$ tienen traza igual a cero
$[SU(3)]^2 U(1)_X$	Solución en la ecuación (1.168)
$[SU(2)]^2 U(1)_X$	Solución en la ecuación (1.168)
$[U(1)]^2 U(1)_X$	Solución en la ecuación (1.168)
$U(1)[U(1)_X]^2$	Se satisface automáticamente con la solución en la ecuación (1.168)
$[Grav]^2 U(1)_X$	Es necesario encontrar soluciones a la ecuación (1.174)
$[U(1)_X]^3$	Es necesario encontrar soluciones a la ecuación (1.174)

Cuadro 1.3: Anomalías gauges generadas al adicionar una simetría gauge local abeliana. Además, se presentan las respectivas condiciones de cancelación de dichas anomalías.

1.6.5. Anomalías en simetría gauge abeliana adicional al SM

Debido a que el interés de este trabajo es explicar las masas de los neutrinos de Dirac, como se menciona anteriormente, es necesario adicionar una simetría gauge abeliana que permita mantener apropiadamente la naturaleza de Dirac de los neutrinos. En este caso, se adiciona una simetría $U(1)_X$. Dado a que los fermiones del SM y los nuevos fermiones (requeridos para generar las masas de los neutrinos a un loop) están cargados bajo la nueva simetría, es necesario asegurar que todas las anomalías gauge desaparezcan para que el modelo sea consistente. Las anomalías debido a esta simetría adicional que se deben de cancelar se presentan en la tabla 1.3. Se puede ver que para las primeras cinco las anomalías se cancelan debido a que los generadores de los grupos de simetría $SU(2)$ y $SU(3)$ tiene traza cero. Ahora, es necesario establecer las condiciones para cancelar las anomalías restantes.

Para cancelar las anomalías se usa f (f) para denotar las asignaciones de cargas generales de la simetría $U(1)_X$ de los campos f_R (F_L). Los dobletes fermiónicos izquierdos del SM Q_L y L_L tienen carga q y l bajo la simetría $U(1)_X$, respectivamente. Mientras que los singletes fermiónicos derechos del SM, los quarks up u , down d y el electrón e tienen carga u , d y e , respectivamente. Las tres anomalías lineales en $U(1)_X$ [128]

$$\begin{aligned}
 [SU(3)_C]^2 U(1)_X : & \quad [3u + 3d] - [3 \cdot 2q] = 0, \\
 [SU(2)_L]^2 U(1)_X : & \quad -[2l + 3 \cdot 2q] = 0, \\
 [U(1)_Y]^2 U(1)_X : & \quad \left[(-2)^2 e + 3 \left(\frac{4}{3} \right)^2 u + 3 \left(-\frac{2}{3} \right)^2 d \right] - \left[2(-1)^2 l + 3 \cdot 2 \left(\frac{1}{3} \right)^2 q \right] = 0, \quad (1.168)
 \end{aligned}$$

permiten expresar las tres cargas de X en términos de las otras dos cargas

$$u = -e + \frac{2l}{3}, \quad d = e - \frac{4l}{3}, \quad q = -\frac{l}{3}. \quad (1.169)$$

La condición de anomalía cuadrática, $U(1)_Y [U(1)_X]^2$, se satisface automáticamente, mientras que las anomalías cúbicas, $[U(1)_X]^3$, y la mezcla gauge-gravitacional, $[Grav]^2 U(1)_X$, dependen de cualquier fermión quiral singlete extra de hipercarga cero, por ejemplo, la contraparte derecha

de los neutrinos de Dirac. Para los N campos quirales adicionales con carga bajo la simetría $U(1)_X$ (n_α), estas condiciones establecen que

$$[\text{Grav}]^2 U(1)_X : \sum_{\alpha=1}^N n_\alpha + 3(e - 2l) = 0, \quad [U(1)_X]^3 : \sum_{\alpha=1}^N n_\alpha^3 + 3(e - 2l)^3 = 0. \quad (1.170)$$

Se eligen las soluciones con $r \equiv e - 2l$, de forma que las anomalías se pueden escribir como

$$\sum_{\alpha=1}^N n_\alpha = -3r, \quad \sum_{\alpha=1}^N n_\alpha^3 = -3r^3. \quad (1.171)$$

El conjunto completo de cargas del SM bajo la simetría X libre de anomalías en términos de dos parámetros [128–130], los cuales se establecen que son l y r , permiten escribir la solución de la siguiente manera

$$u = -r - \frac{4l}{3}, \quad d = r + \frac{2l}{3}, \quad q = -\frac{l}{3}, \quad e = r + 2l, \quad h = -r - l. \quad (1.172)$$

donde la condición en los acoplamientos de Yukawa de los leptones cargados se han utilizado para fijar h^7 , y es automáticamente consistente con las condiciones en los acoplamientos de Yukawa de los quarks. Al establecer $l = 0$ en las ecuaciones anteriores, se puede definir la simetría abeliana en la que solo los fermiones cargados derechos tienen cargas bajo X que no desaparecen, por ejemplo la simetría $U(1)_R$. La solución general para las ecuaciones de anomalías cuando se tienen dos parámetros libres se puede escribir como

$$X(r, l) = rR - lY. \quad (1.173)$$

Si ahora se cambia $f \rightarrow f' = f/r$ para todos los fermiones cargados bajo X [130], el primer conjunto de condiciones que permiten cancelar anomalías permanece invariante (Ec. (1.168)). Por lo tanto, y sin pérdida de generalidades, siempre es posible normalizar las soluciones de modo que el último conjunto en la Ec. (1.171) sea

$$\sum_{\alpha=1}^N n'_\alpha = -3, \quad \sum_{\alpha=1}^N n'^3_\alpha = -3. \quad (1.174)$$

Por ejemplo, la solución con $r = 3$: $n_\alpha = (-2, -2, -4, -1)$ [129] se puede normalizar fácilmente a la forma de la ecuación (1.174) con $f \rightarrow f/3$ a $n'_\alpha = (-2/3, -2/3, -4/3, -1/3)$ cómo se usa en la Ref. [131]. De esta manera, es posible escribir la solución normalizada en términos de un solo parámetro l [132–134].

En esta tesis se buscan conjuntos de cargas que sean soluciones libres de anomalías para extensiones del SM con una simetría adicional gauge $U(1)$. Se mostrará que para el caso en el que el SM se extiende con una simetría gauge abeliana activa $U(1)_X$ con cargas independientes de generaciones diferentes de cero y un conjunto de N' fermiones quirales singletes, comparten las mismas soluciones de anomalías con una simetría oscura gauge abeliano $U(1)_D$ con $N' + 3$

⁷En particular, si $h = 0$ se obtiene una simetría gauge con carga para los fermiones del SM $X = m(B - L)$, donde $B - L$ son las cargas de número bariónico menos número leptónico.

fermiones quirales singlete que tienen al menos tres cargas iguales. En el capítulo 2 se extenderá el desarrollo de este resultado.

1.7. Conectando neutrinos con evidencia de física más allá del SM

El mecanismo que explica la masa de los neutrinos [38, 40] no es el único problema no resuelto en el SM. Debido a esto los modelos que dotan a los neutrinos de masa generan nuevas señales de física más allá del SM que deben de ser encontradas en los diferentes experimentos. Esto permite conectar la física de neutrinos con otras evidencias de física más allá del SM, lo cual permite un estudio más amplio de los diferentes modelos. A continuación, se exponen algunos de los problemas o evidencias de física más allá del SM que se conectan con física de neutrinos.

1.7.1. Materia Oscura

En 1933, el astrónomo y físico Fritz Zwicky estudiando la dispersión de velocidad de las galaxias en el cúmulo de galaxias Coma, encontró que debía de existir más materia de la que era visible [135]. Su estimación establecía que la masa debía ser al menos 100 veces mayor para poder explicar la velocidad de las galaxias. Zwicky creía que esta materia faltante se debía a las galaxias enanas (no visibles) y al gas intergaláctico, lo cual debía constituir casi toda la materia en el cúmulo de Coma. A toda esta materia invisible para nuestros telescopios, Zwicky la llamó materia oscura.

Las observaciones astronómicas constituyen la primera evidencia de la existencia de materia oscura. Para poder explicar los efectos gravitacionales en las galaxias y los cúmulos de galaxias, era necesario suponer la existencia de materia diferente a la materia visible (estrellas, gas, etc). Lo sorprendente de este resultado para la comprensión del universo es que la cantidad de materia oscura debía ser mucho mayor que la cantidad de materia ordinaria en las galaxias y cúmulos de galaxias.

En la actualidad tenemos evidencia suficiente de la existencia de un nuevo tipo de materia que no interactúa con la luz. A continuación, hablaremos sobre dichas evidencias y que información aportan al conocimiento de la materia oscura.

Curvas de rotación de las galaxias

Vera Rubín y William Kent Ford en 1970, midiendo las velocidades de las estrellas en las galaxias de Andrómeda [136], encontraron evidencia que apoyaba los resultados preliminares de Zwicky. Según la teoría de gravitación de Newton la velocidad de una estrella en una galaxia cambia con el radio como se muestra a continuación

$$v(r) = \sqrt{G \frac{m(r)}{r}}, \quad (1.175)$$

donde $v(r)$ es la velocidad de rotación en un radio r , G es la constante de la gravedad y $m(r)$ es la masa total contenida en un radio r . De esta ecuación se puede deducir que la velocidad en las zonas exteriores de la galaxia decrece. Ellos encontraron que la velocidad de las estrellas se mantenía aproximadamente constante en las regiones externas, lo cual era contradictorio, como se

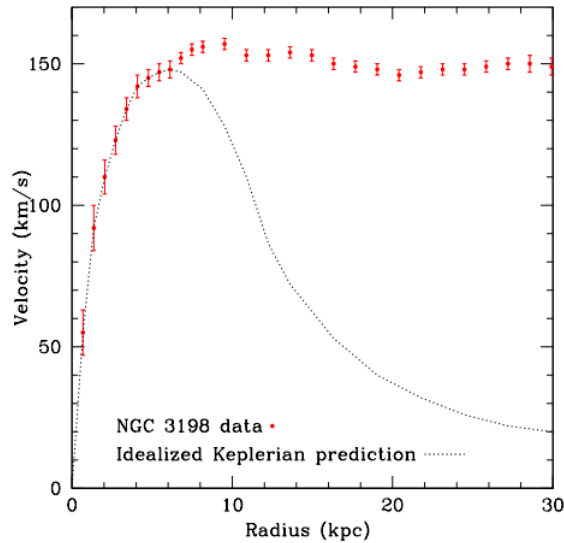


Figura 1.7: Curva de rotación medidas en las regiones HI en NGC 3198 [137] en comparación con la predicción kepleriano idealizada.

ve en la fig 1.7. Sin embargo, ellos no atribuyeron dichos resultados a la ausencia de masa visible en Andrómeda. Ese mismo año, Ken Freeman encontró los mismos resultados que Rubín y Ford midiendo la curva de rotación de varias galaxias [138]. Freeman se dio cuenta que estas galaxias no podían estar solo formados de gas y estrellas, por lo que sugirió que estas galaxias, al igual que el cúmulo de Coma, debían poseer una cantidad de materia que no se observaba, materia oscura. Mortin Roberts y Arnold Rots en 1973 obtuvieron la curva de rotación del hidrógeno neutro de tres galaxias espirales [139]. Roberts y Rots encontraron que la curva de rotación del hidrógeno seguía el mismo comportamiento que las estrellas, aunque el gas en una galaxia se extiende a distancias mayores que las estrellas.

Durante toda la década de 1970, las observaciones de Vera Rubín y sus colaboradores en el visible [140] y de Bosma [141] en el microondas mediante la línea de 21 cm, demostraron que las curvas de rotación de las galaxias tenían el mismo comportamiento. Gracias a esto Ostriker, Peebles y Yahil determinaron que la masa de una galaxia espiral aumenta linealmente con el radio después de 1 Mpc [142]. Además, concluyeron que para explicar la discrepancia entre la masa predicha por las observaciones y la masa esperada las galaxias espirales debían estar en un halo esférico gigante de materia oscura.

El fondo cósmico de microondas (CMB, cosmic microwave background)

Otra evidencia de la existencia de la materia oscura proviene del fondo cósmico de microondas (CMB, por sus siglas en inglés cosmic microwave background). El CMB es radiación electromagnética proveniente de una etapa temprana del universo, más precisamente de la época de la recombinación. El CMB es la radiación más antigua que se puede detectar del universo. Esta se formó en el momento en que la temperatura del universo se había enfriado lo suficiente para permitir la formación de átomos de hidrógeno, unos 380000 años después del Big Bang ($z \approx 1100$ o $T = 3000$ K), lo cual permitió a los fotones viajar libremente por el universo. El CMB tiene un espectro de cuerpo negro (ver fig 1.8), el cual debido a la expansión del universo se ha ido

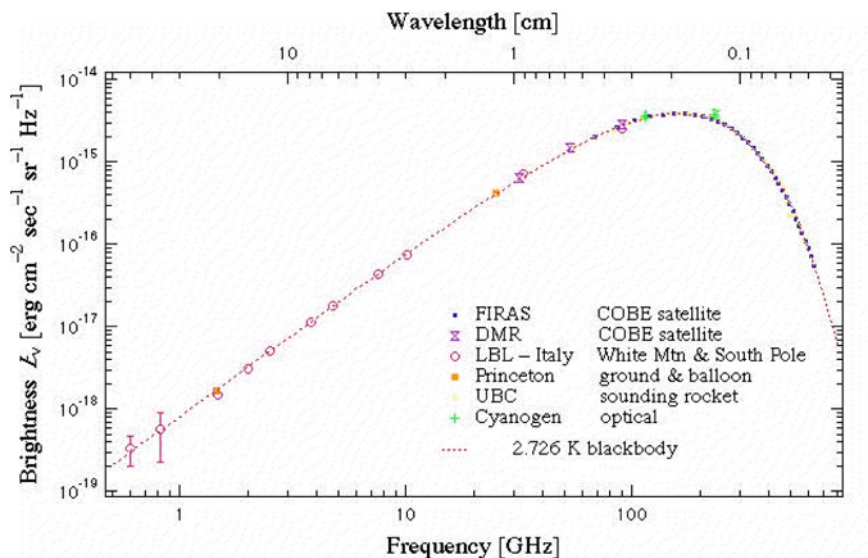


Figura 1.8: Medidas del espectro de cuerpo negro para CMB [143], donde se muestra el ajuste del espectro para una temperatura de $T = 2,716 K$.

enfriando adiabáticamente, en la actualidad la temperatura es de $T = 2,725K$.

El espectro de potencias del CMB se muestra en la fig. 1.9. La forma de las oscilaciones, tanto como la escala angular y la altura de los picos dan información sobre la energía total y las componentes materiales del universo. El modelo que mejor se ajusta al espectro de potencias del CMB es el modelo Λ CDM. El modelo Λ CDM (Lambda-Cold Dark Matter, por sus siglas en inglés) es un modelo que parametriza el modelo del Big Bang a partir de tres componentes principales: Λ hace referencia a la constante de expansión del universo, asociada con la energía oscura; materia oscura fría (CDM) y la materia ordinaria o bariónica. Este se considera el modelo estándar cosmológico, ya que permite dar explicación a la existencia y estructura del fondo cósmico de microondas, la estructura a gran escala en la distribución de las galaxias, las abundancias observadas de hidrógeno (incluido el deuterio), helio y litio y la expansión acelerada del universo observada a la luz de galaxias distantes y supernovas. Al ajustar este modelo al espectro de potencial la altura del segundo pico implica que el 4.6% del total de la densidad de energía del universo es la materia ordinaria de los planetas, el gas y las estrellas. Mientras que ajustar todo el espectro implica que 24% del total de la densidad de energía debe ser materia oscura. En el modelo Λ CDM, el 71.4% restante es denominado como energía oscura, la cual mantiene el universo en expansión acelerada. La materia oscura representa el 84% de la materia en el universo.

Otras evidencias astronómicas de la existencia de materia oscura

Diferentes observaciones astronómicas son consistentes con la existencia de la materia oscura, a continuación, mencionaremos algunas.

La teoría de la relatividad general de Einstein predice que campos gravitacionales alteran la trayectoria de la luz. Cuando la luz de un objeto lejano pasa alrededor de un campo gravitacional fuerte, este deforma la trayectoria de la luz formando lo que se conoce como una lente gravitacional, dicho fenómeno se puede usar para detectar objetos que interactúan poco o de forma nula con

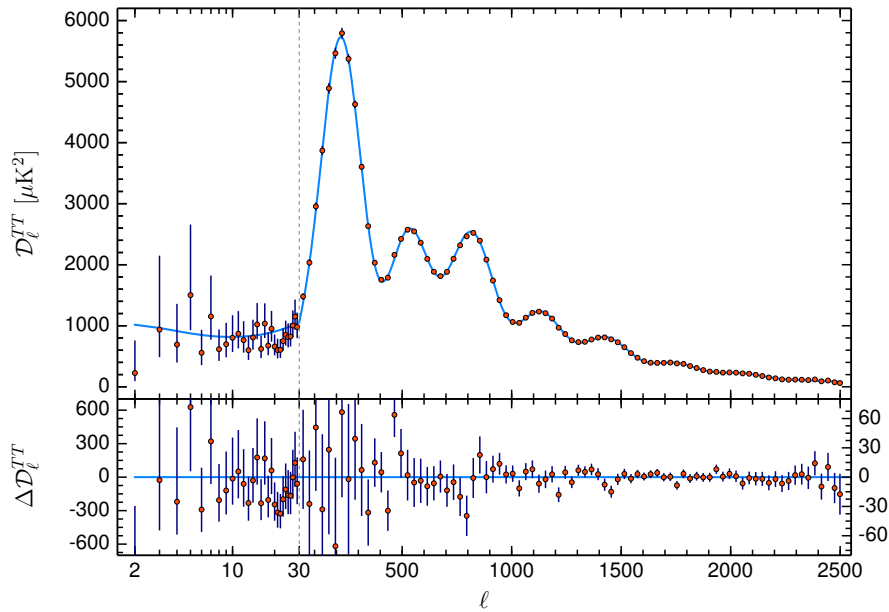


Figura 1.9: Espectro de potencia de Planck 2018 [144]. En el panel superior se muestra el ajuste del espectro teórico para el modelo Λ CDM. En el panel inferior se muestran los residuos del ajuste.

luz [145]. El Sloan Digital Sky Survey usando lentes gravitacionales determinó que las galaxias son más masivas de lo que se pensaba, por lo que requieren más cantidad de materia oscura [146]. Igualmente, observaciones en rayos X del cúmulo de galaxias Coma indican la presencia de gas caliente al interior de este [147, 148]. Esta observación demuestra que debe existir un gran potencial gravitacional, el cual se explica con materia oscura. Ya que de lo contrario el gas debería escapar de la atracción gravitacional del cúmulo y no debería estar ahí. Otra evidencia de la existencia de materia oscura es la observación del cúmulo de galaxias Bullet, el cual es un cúmulo formado por la colisión de dos cúmulos más pequeños [149]. Observaciones en rayos X muestran que la materia ordinaria sufre procesos de fricción y se fusiona en una región en el centro del cúmulo, mientras que la materia oscura pasa por el punto de colisión sin tener mucha interacción con la materia restante.

Todas estas evidencias muestran que la mayor parte de la masa de las galaxias y los cúmulos es materia oscura, la evidencia gravitacional de esta es contundente. Sin embargo, aún no tenemos información relevante sobre la naturaleza y propiedades de la materia oscura. Si asumimos que la materia oscura está compuesta por alguna partícula subatómica, esto constituye una evidencia de física más allá del SM, con lo que se podría explicar gran parte de la materia del Universo.

1.7.2. Violación del sabor leptónico cargado (CLFV, charged lepton flavour violation)

Como vimos anteriormente debido a la ausencia de pruebas experimentales de procesos que violen el sabor leptónico [150, 151], se establece una nueva ley de conservación accidental en el SM, donde el sabor leptónico es una carga conservada. Esta nueva ley de conservación no permite que una familia de leptones se mezcle con las demás familias, con lo se puede explicar la ausencia de

Observables	Límite actual	Sensitividad futura
$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$	$4,2 \times 10^{-13}$	$6,3 \times 10^{-14}$
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\gamma)$	$3,3 \times 10^{-8}$	3×10^{-9}
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$	$4,4 \times 10^{-8}$	3×10^{-9}
$\mathcal{B}(\mu \rightarrow eee)$	$1,0 \times 10^{-12}$	10^{-16}
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow eee)$	$2,7 \times 10^{-8}$	3×10^{-9}
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu)$	$2,1 \times 10^{-8}$	10^{-9}
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\mu\mu)$	$2,7 \times 10^{-8}$	—
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu ee)$	$1,8 \times 10^{-8}$	—
$R_{\mu e}(\text{Ti})$	$4,3 \times 10^{-12}$	10^{-18}
$R_{\mu e}(\text{Au})$	$7,3 \times 10^{-13}$	—

Cuadro 1.4: Límites actuales [158–165] y sensibilidades proyectadas [152–154, 166] para los observables de violación de sabor leptónico en el sector cargado.

evidencia experimental de los procesos $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, conversiones de $\mu - e$, entre otros. A pesar de esto, se tiene evidencia experimental que existen procesos donde se viola el sabor en el sector de los quarks, mediado por las desintegraciones débiles en la matriz CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Igualmente, se viola el sabor en el sector leptónico neutro, debido al fenómeno de oscilación de neutrinos.

Las búsquedas del proceso $\mu \rightarrow e\gamma$ han encontrado que dicho proceso en el SM no existe. Para el caso del SM a nivel de un loop este proceso está muy restringido ($\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) < 10^{-54}$). Por lo tanto, evidencia experimental de este proceso es un indicio de nueva física. Debido a esto en los últimos años se ha realizado un gran esfuerzo experimental para buscar procesos de este tipo, en algunos casos, logrando mejorar la sensibilidad en varios órdenes de magnitud [152–157]. Las restricciones actuales para los diferentes procesos de violación de sabor leptónico se pueden ver en la tab. 1.4.

1.7.3. Interacciones no estándar de neutrinos (NSI, non-standard interaction)

Una consecuencia de la oscilación de neutrinos es que al menos dos de los neutrinos son masivos y sus masas son diferentes. Hasta el momento toda la información que conocemos de los neutrinos se debe a la teoría electrodébil. Dicha teoría establece que los neutrinos interactúan con el resto de la materia a través de los bosones Z y W .

La existencia de la masa de los neutrinos es evidencia de física más allá del SM. Esta nueva física generalmente induce nuevas interacciones de los neutrinos con la materia, electrones y/o nucleones, la cual es conocida como interacciones no estándar (ver la Ref. [167, 168] para más información). Aunque se sabe que los procesos que inducen NSI son subdominantes respecto a la oscilación de neutrinos, es importante conocer los efectos NSI y que tan grandes son estos, ya que pueden ser una forma de testear modelos que expliquen masas de neutrinos. Igualmente, el estudio de NSI podría dar información acerca del origen de la masa de los neutrinos.

1.7.4. Restricciones cosmológicas

El espectro de potencias del CMB permite determinar cuál es el modelo que mejor se ajusta al Universo. Para ajustar el espectro de potencias al modelo Λ CDM es necesario ajustar los siguientes parámetros independientes: densidad bariónica, densidad de materia oscura, edad del universo, índice espectral escalar, amplitud de fluctuación de curvatura y profundidad óptica de la reionización. Igualmente es necesario fijar los siguientes parámetros: parámetros de densidad total, ecuación de estado de la energía oscura, relación tensor/escalar, evolución del índice espectral, la suma de las masas de los neutrinos y número efectivo de grados de libertad relativistas [169–172].

La existencia de nueva física más allá del SM puede generar variaciones en estos parámetros, ya que cualquier partícula relativista que se añade tendrá un efecto sobre la abundancia primordial, lo cual afecta la forma en que el universo se expande. Por ejemplo, si los neutrinos son partículas de Dirac, es necesario adicionar neutrinos derechos al SM, lo que aumentaría el número efectivo de neutrinos ligeros hasta 6. Para ser compatible con las restricciones cosmológicas es necesario que los neutrinos derechos interaccionen muy poco con el plasma primordial.

Esto permite probar los diferentes modelos a través de modificaciones en la historia cosmológica del Universo, mediante contribuciones adicionales al número efectivo de grados de libertad relativistas. Para que los modelos sean compatibles con el CMB es necesario que los neutrinos derechos se desacoplen lo suficientemente temprano del plasma primordial. Los neutrinos derechos solo pueden contribuir con un máximo de $\sim 0,2$ a los grados de libertad relativista [144].

El resto de este documento está organizado de la siguiente manera: En el capítulo 2 se muestra que la solución de anomalías al extender el SM con una simetría gauge abeliana activa $U(1)_X$ y un conjunto de N' fermiones quirales singletes, es igual a la solución en la que se extiende el SM con una simetría oscura gauge abeliano $U(1)_D$ con $N' + 3$ fermiones quirales singletes que tienen al menos tres cargas iguales. Además, se realiza un análisis sistemático de las soluciones que cancelan anomalías para una simetría gauge $U(1)$ general, donde se impone que las masas de los neutrinos deben ser soluciones escotogénicas a un loop de los operadores de dimensión 5 o 6. La novedad más importante de este trabajo es que ésta única simetría es la responsable de mantener la naturaleza de Dirac de los neutrinos y la estabilidad de la materia oscura.

A diferencia del capítulo 2, en el capítulo 3 se realiza un análisis sistemático de modelos que implementan el operador de dimensión 5 con una simetría $B - L$ (activa) no anómala. Las soluciones desarrolladas en este capítulo, en su mayoría, son diferentes a las soluciones encontradas en el capítulo anterior, debido a que en este capítulo se permiten fermiones vector-like y del SM como mediadores. Además, el método de búsqueda de soluciones se centra en encontrar soluciones con el menor número de campos. Igualmente, como en el capítulo anterior, solo se adiciona una única simetría gauge. Adicionalmente, se muestran algunas consecuencias fenomenológicas de la nueva simetría y de los diferentes modelos.

En el capítulo 4, como complemento del capítulo 2, se muestra una realización del modelo mínimo que genera masas de neutrinos de Dirac a un loop, mediante el operador de dimensión 6, donde los mediadores son fermiones de Majorana. Dicha solución es la primera solución listada en la tabla 2.2 para el operador de dimensión 6. En la primera parte se realiza un análisis del modelo con una simetría oscura, donde las partículas mediadoras en el loop y candidatos de materia oscura son fermiones de Majorana. Adicionalmente, en la segunda parte se realizará un análisis de las

implicaciones cosmológicas presentes para modelos con una simetría activa y fermiones vector-like, que contribuyen al número efectivo de grados de libertad relativistas.

En el capítulo 5 se implementa la solución más simple encontrada en el capítulo 3, donde los mediadores en el loop que dan masa a los neutrinos son los leptones del SM. En este caso, a diferencia del capítulo anterior, no se tiene un candidato de materia oscura estable circulando en el loop, pero debido a que este modelo se implementa con una simetría gauge $B-L$, los resultados del artículo anterior son totalmente aplicables en este caso. Adicional a esto, los nuevos escalares en el modelo generan física más allá del SM, tales como, violación de sabor leptónico en el sector cargado, interacción general de neutrinos, entre otros. Lo que permite determinar la viabilidad del modelo experimentalmente. Finalmente, en capítulo 6 se presentan las conclusiones y un resumen de los resultados.

Capítulo 2

Simetrías gauge abelianas sin anomalías con modelos escotogénicos de Dirac

Este capítulo está basado en el trabajo publicado en **Phys.Rev.D 103 (2021) 9, 095032**

<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.095032>

En esta sección se realiza un análisis *sistemático* de las extensiones del modelo estándar con una simetría gauge adicional $U(1)$ libre de anomalías, para generar masas de neutrinos de Dirac a un loop. Bajo tal simetría, los campos del modelo estándar podrían transformarse o ser invariantes, correspondientes a una simetría activa $U(1)_X$ u oscura $U(1)_D$, respectivamente. Tener una simetría libre de anomalías impone condiciones no triviales al número y cargas de los nuevos campos. Se efectúa un escaneo intensivo, buscando soluciones no anómalas para un número determinado de fermiones quirales adicionales. En particular, este estudio se concentra en las soluciones que dan lugar a las masas de neutrinos escotogénicos a través del operador efectivo de Dirac para generar masas de neutrinos. Se estudian los casos donde el operador de masa de Dirac de dimensión 5 o 6, está mediado por los estados de Dirac o Majorana, y corresponde a una simetría activa $U(1)_X$ u oscura $U(1)_D$. Finalmente, se comentan las soluciones donde todos los fermiones quirales tienen masa.

2.1. Introducción

El SM de la física de partículas es una teoría muy exitosa, aunque debe ampliarse para tener en cuenta las masas de neutrinos y la materia oscura (DM). La interpretación de los datos experimentales de los neutrinos en términos de oscilaciones de neutrinos es compatible con las masas de neutrinos de Majorana o Dirac [173], sin preferencia teórica por ninguna de las posibilidades. Sin embargo, la mayoría de las propuestas en la literatura asumen que los neutrinos son de naturaleza de Majorana (ver Ref. [174] para una revisión), mientras que los mecanismos de generación de masa para los neutrinos de tipo de Dirac están menos estudiados, pero recientemente han recibido mayor atención. (ver las Refs. [65–105]). Para explicar las masas de neutrinos de Dirac, se deben introducir neutrinos derechos (RHN, right handed neutrinos, por sus siglas en inglés), sin embargo, eso no es suficiente.

También se requiere una simetría local adicional para garantizar la conservación adecuada del número total de leptones [69]. Aun así, los acoplamientos de Yukawa resultantes pueden ser demasiado pequeños, del orden $\mathcal{O}(10^{-10})$ o incluso más pequeños, si las masas de los neutrinos

de Dirac se inducen directamente desde el Mecanismo de Higgs del SM [87, 175]. Sin embargo, si la simetría prohíbe la contribución a nivel árbol generada por el bosón de Higgs del SM, se puede implementar un mecanismo de seesaw de Dirac. Por ejemplo, el seesaw de Dirac de tipo I podría aparecer en el contexto de una simetría gauge libre de anomalías $U(1)_{B-L}$ [69]. A un loop, las partículas pesadas en el mecanismo de seesaw radiativo se pueden asociar completamente a una simetría de gauge oscura abeliana $U(1)_D$ con el más ligero de ellos como candidato a DM [94, 176–178], así como a una simetría gauge abeliana activa $U(1)_X$, como $U(1)_{B-L}$ [86, 87, 94]. Hasta ahora, los estudios de masas de los neutrinos de Dirac a un loop se han centrado típicamente en encontrar las soluciones específicas libres de anomalías de estos dos tipos de simetrías, ver por ejemplo, las Refs. [92, 93, 95, 104, 179, 180].

Aquí se presenta un conjunto completo de soluciones libres de anomalías relevantes para el problema general de la generación de las masas de los neutrinos de Dirac a un loop con singletes fermiónicos quirales. Cada una de las soluciones conduce a un modelo único con sus implicaciones fenomenológicas específicas. Este método se puede aplicar fácilmente para encontrar el conjunto completo de las soluciones libres de anomalías a problemas fenomenológicos bien definidos.

En este trabajo, se buscan soluciones libres de anomalías para las extensiones del SM con una simetría adicional gauge $U(1)$, lo que da lugar a masas de neutrinos de Dirac escotogénicos. Para ello, en la sección 2.2 se estudian las condiciones para tener una simetría gauge $U(1)$ sin anomalías. En particular, se muestra que el caso en el que el SM se extiende con una simetría gauge abeliana activa $U(1)_X$ con cargas independientes para cada generación diferentes de cero y un conjunto de singletes fermiónicos quirales N' , comparte la misma anomalía: soluciones libres como una simetría oscura gauge abeliano $U(1)_D$ con $N' + 3$ singletes fermiónicos quirales que tienen al menos tres cargas iguales.

En la sección 2.3, se presentan las soluciones que dan lugar a las masas de neutrinos escotogénicos a través del operador efectivo para masas de Dirac. Para ese propósito, se realiza un escaneo intensivo, buscando asignaciones de cargas sin anomalías para un número determinado de fermiones quirales adicionales. Se estudian los casos donde el operador de masas de Dirac, con dimensión 5 o 6, está mediado por estados de Dirac o Majorana, y corresponde a una simetría activa $U(1)_X$ u oscura $U(1)_D$. Se presta especial atención a las soluciones donde todos los fermiones quirales obtienen masa a través de la ruptura espontánea de simetría (SSB de sus siglas en inglés) de la $U(1)$ adicional. Finalmente, en la sección 2.4 se presentan las conclusiones.

2.2. Condiciones de anomalía

En este trabajo se considera una extensión del SM con una simetría gauge adicional $U(1)_X$ y N' campos quirales derechos ψ_ρ , singletes bajo el grupo del SM $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, con cargas n_ρ bajo la simetría $U(1)_X$, donde $\rho = 1, \dots, N'$. Además, se asume que los fermiones quirales derechos del SM transforman bajo $U(1)_X$, con cargas nombradas con el mismo nombre del campo, como se definió anteriormente.

Para evitar tener una $U(1)_X$ anómala, las condiciones de cancelación de anomalías son las mismas que las presentadas en la Ec. (1.168). Como las anomalías generadas por la mezcla entre gauge-gravitacional $[\text{Grav}]^2 U(1)_X$ y la cúbica $[U(1)_X]^3$ no están satisfechas. Dichas condiciones de anomalías dependen de las cargas de los fermiones adicionales n_ρ y, por lo tanto, se deben

imponer las dos condiciones mostradas en las Ec. (1.171) para evitar una $U(1)_X$ [94] anómala:

$$\sum_{\rho=1}^{N'} n_{\rho} + 3m = 0, \quad \sum_{\rho=1}^{N'} n_{\rho}^3 + 3m^3 = 0, \quad (2.1)$$

donde se define $m \equiv e + 2L$ ¹.

Dado que las cargas de los fermiones del SM y del bosón de Higgs están definidas para garantizar que los quarks y los leptones cargados del SM adquieran masas a través del mecanismo estándar de Higgs. En este sentido, también se asume que los singletes fermiónicos quirales ψ_{ρ} solo adquieren masas a través del SSB de la simetría adicional $U(1)_X$, esto excluye las soluciones con estados vector-like. Se observa que la existencia de campos cargados tanto con hipercarga como con $U(1)_X$ induce a nivel de un loop el operador de mezcla cinética $\mathcal{L} \supset \frac{\epsilon}{2} B^{\mu\nu} X_{\mu\nu}$, donde $B^{\mu\nu}$ y $X^{\mu\nu}$ son las intensidades de los campos relacionados con las simetrías $U(1)_Y$ y $U(1)_X$, respectivamente. El parámetro adimensional ϵ depende de las masas de las partículas en el loop, así como de su asignación de carga específica y los acoplamientos gauge bajo las dos simetrías $U(1)$ [181–183].

Es interesante notar que las condiciones en la ecuación (2.1) son completamente equivalentes a las que provienen de un escenario donde el SM se extiende con una simetría gauge oscura $U(1)_D$ con $N = N' + 3$ singletes fermiónicos quirales derechos, N' de ellos con las cargas n_{ρ} y tres con la misma carga r , y donde el SM es invariante (de ahí una simetría *dark*). Incluso si es comparable, existe una gran ventaja técnica de este último enfoque: Si el SM se extiende con una simetría gauge $U(1)_D$ oscura adicional (bajo la cual no se carga el SM), y N campos singletes quirales derechos bajo el grupo del SM, la simetría $U(1)_D$ es no anómala si las ecuaciones diofánticas

$$\sum_{\rho=1}^N n_{\rho} = 0, \quad \sum_{\rho=1}^N n_{\rho}^3 = 0, \quad (2.2)$$

que emergen cuando las condiciones de la mezcla gauge gravitacional $[\text{Grav}]^2 U(1)_D$ y la cúbica $[U(1)_D]^3$ se satisfacen. Es bien sabido que la solución de la ecuación (2.2) no es trivial [66, 70, 184–187]. Sin embargo, para una simetría $U(1)$, se puede parametrizar como una función de dos conjuntos de enteros ℓ y k , con dimensiones $(N - 3)/2$ y $(N - 1)/2$ para N impar, o $N/2 - 1$ y $N/2 - 1$ para N par [186]. Se implementó un paquete oficial de Python llamado `anomalies`² para obtener la solución asociada a cualquier conjunto de enteros ℓ y k .

En general, se pueden encontrar una gran cantidad de soluciones para una determinada cantidad de campos N . Por ejemplo, para $N \leq 9$, existen del $\mathcal{O}(10^9)$ diferentes combinaciones de ℓ y k , si se permite que las cargas alcancen un valor absoluto máximo de 30. Sin embargo, la cantidad de soluciones quirales (es decir, sin presentar estados vector-like) se reduce a alrededor de 30 000. Se observa que casi la mitad de estas tienen al menos un par de cargas repetidas, lo que corresponde al requisito de tener al menos un par de RHN. Este número de soluciones es demasiado grande en la práctica para realizar un estudio fenomenológico. Sin embargo, se puede encontrar un conjunto manejable de soluciones imponiendo restricciones adicionales. Por ejemplo,

¹Se cambia r por m para evitar confusiones con la asignación de carga de los fermiones derechos.

² url <https://pypi.org/project/anomalies/>

se pueden buscar realizaciones del operador de masas de Dirac efectivo de dimensiones 5 y 6, a través de modelos escotogénicos mediados por fermiones quirales pesados. Esta posibilidad se explorará en la siguiente sección.

2.3. Modelos escotogénicos de Dirac

En esta sección se buscan extensiones de simetrías gauge $U(1)_D$ o $U(1)_X$ sin anomalías, con singletes fermiónicos quirales N o $N - 3$, respectivamente, realizando los operadores efectivos de masas de neutrinos de Dirac a un loop [188, 189].

En la notación de espinor de dos componentes, la densidad lagrangiana efectiva se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = h_{\nu}^{\alpha i} (\nu_{R\alpha})^{\dagger} \epsilon_{ab} L_i^a H^b \left(\frac{S^*}{\Lambda} \right)^{\delta} + \text{H.c.}, \quad \text{with } i = 1, 2, 3, \quad (2.3)$$

donde $\delta = 1$ o 2 para los operadores de dimensión 5 (D-5) o 6 (D-6), respectivamente. Adicionalmente, $h_{\nu}^{\alpha i}$ corresponden a los acoplamientos adimensionales inducidos, $\nu_{R\alpha}$ son al menos dos RHN ($\alpha = 1, 2, \dots$) con la misma carga bajo la simetría D o X , L_i son los dobletes leptónicos con carga $-L$ bajo la simetría X , H es el doblete de Higgs del SM con carga $h = L - m$ bajo la simetría X , S es el singlete escalar complejo responsable del SSB de la simetría gauge libre de anomalías con carga $s = -\nu/\delta$ o $s = -(\nu + m)/\delta$ bajo la simetría D o X , respectivamente, y Λ es la escala de nueva física, la cual permite controlar la escala de energía en el modelo, tal que la nueva física no supere la escala de energía del SM. Además, es paramétricamente la escala de masa típica de los estados nuevos (pesados).

En general, después del SSB, queda una simetría discreta $\mathbb{Z}_{|s|}$ remanente, que puede garantizar la estabilidad de un candidato potencial de DM [177, 190]. Además, se observa que el bosón de Higgs del SM puede mezclarse con el escalar S , después de romper la simetría. En general, la mezcla entre estos dos bosones puede conducir a una estabilización del vacío electro-débil metaestable del SM [191].

Los paneles de la izquierda (derecha) de la Fig. 2.1 presentan las topologías que realizan el Lagrangiano efectivo D-5 (D-6) en la Ec. (2.3), si solo se permiten masas mediante SSB para los singletes fermiónicos quirales. Los diferentes diagramas están etiquetados siguiendo la notación utilizada en la Ref. [83]. Aquí X_1 y X_2 corresponden a los campos de singletes fermiónicos quirales. Sin pérdida de generalidad, se puede elegir X_1 para que sea un campo derecho χ_R con carga r bajo la simetría D o X . Después del SSB de la simetría abeliana extra, se genera un mediador pesado de Majorana o Dirac dependiendo de si se elige que X_2 sea el mismo χ_R o un nuevo $(\chi_L)^{\dagger}$, con carga l bajo la simetría D o X . En las dos últimas filas, X_3 es un fermión vector-like doblete con un acoplamiento adicional al bosón de Higgs y un fermión quiral singlete. Finalmente, Y_i corresponde a escalares inertes³ singletes o dobletes según el vértice específico. Por ejemplo, para la topología T1-3-E, Y_1 es un escalar doblete inerte, mientras que para Y_2 es un escalar singlete inerte. Las realizaciones del operador de D-5 con mediadores pesados de Dirac (Majorana) se muestran en el panel izquierdo (derecho) de la Fig. 2.2. Las realizaciones de los operadores de

³Un escalar inerte es un campo que no contribuye al SSB de la simetría electrodébil y se acopla solo al sector bosónico, pero no al sector fermiónico del SM.

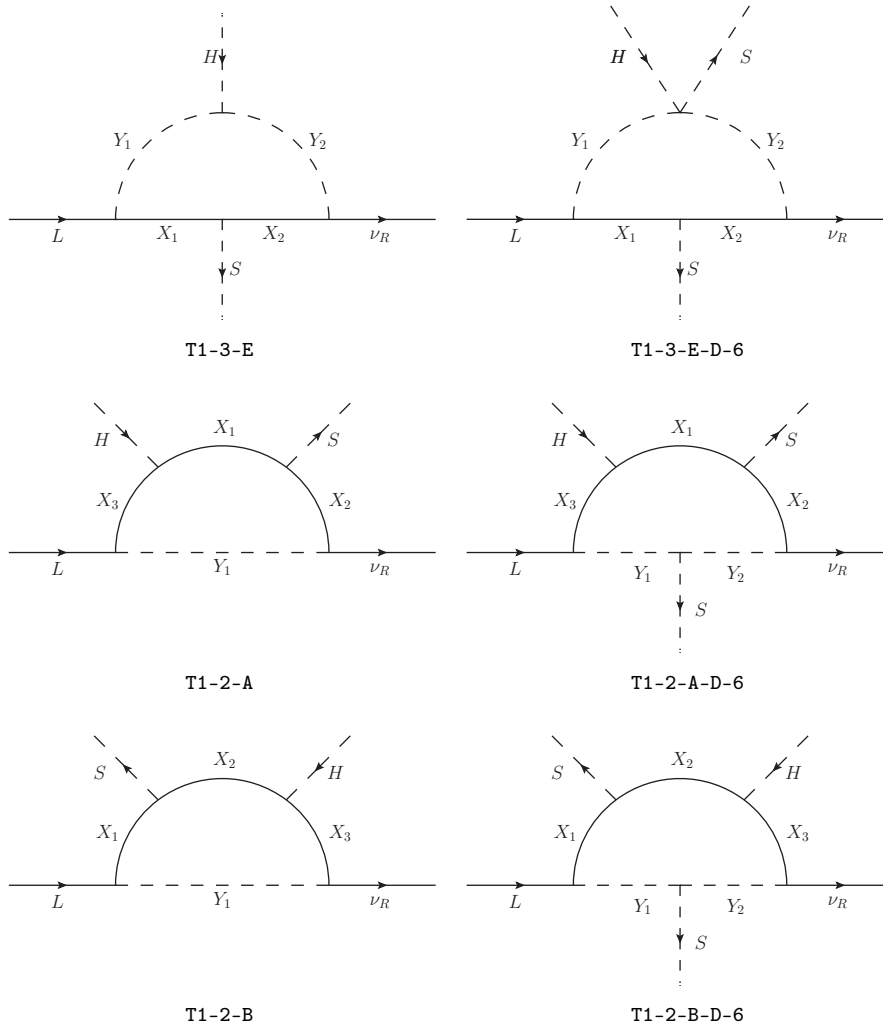


Figura 2.1: Topologías que generan las masas de neutrinos de Dirac a un loop, mediante los operadores de dimensión 5 (paneles izquierdos) o dimensión 6 (paneles derechos) descritos en la ecuación (2.3). Aquí se sigue la notación usada en la Ref. [83].

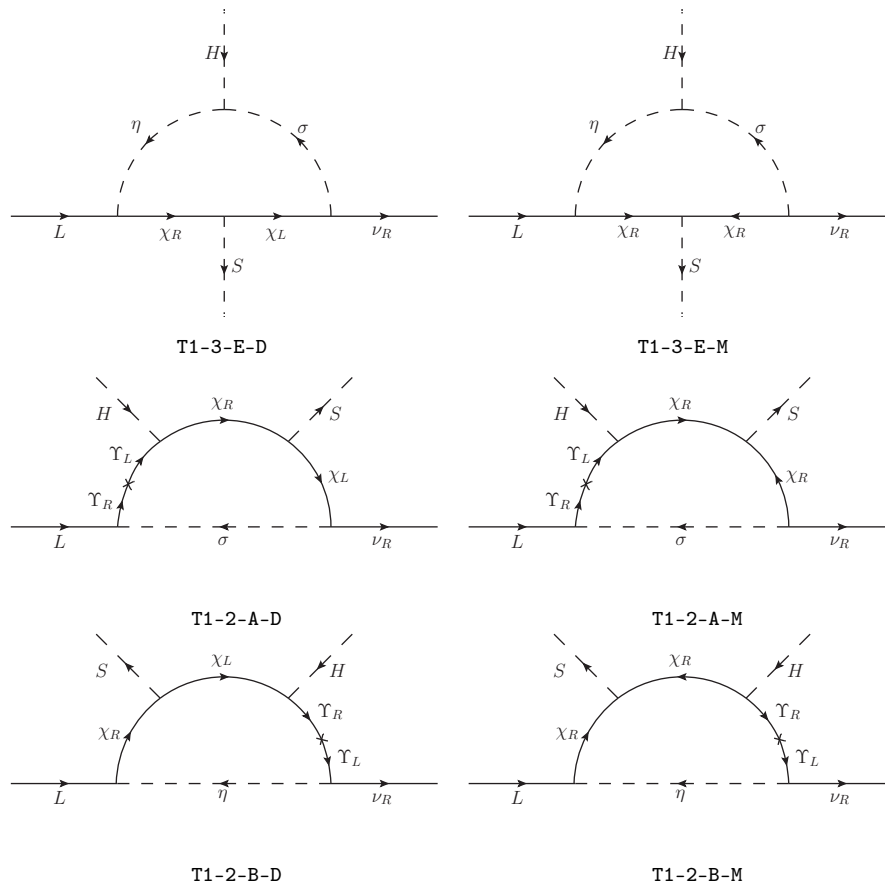


Figura 2.2: Diagramas para las realizaciones D-5 de la masa de neutrinos de Dirac con mediadores pesados de Dirac (izquierda) y mediador pesado de Majorana (derecha). Se esperan diagramas similares pero con una línea escalar singlete externa extra para la realización del operador D-6

D-6 son casi idénticas, pero con una línea escalar singlete externa adicional y, por lo tanto, no se muestran.

Por ejemplo, el diagrama superior izquierdo en la Fig. 2.2, etiquetado como T1-3-ED, se realiza para una simetría $U(1)_D$ oscura si el flujo de cargas bajo la simetría D en cada vértice satisfacen

$$\eta = r, \quad s = r + l, \quad \sigma = -l - \nu, \quad \sigma = \eta, \quad (2.4)$$

y por lo tanto, las cargas de fermiones quirales bajo la simetría D obedecen

$$\nu + l + r = 0. \quad (2.5)$$

Las cargas escalares bajo la simetría D se pueden expresar en función de l y r como

$$s = -\nu = r + l, \quad \sigma = \eta = r. \quad (2.6)$$

En general, para realizar masas de neutrinos de Dirac a un loop se requiere que se cumpla la siguiente condición

$$\nu + \delta(l + r) + m = 0, \quad (2.7)$$

con $m = 0$ para una simetría gauge oscura $U(1)_D$, y $l = r$ para realizaciones con mediadores masivos de Majorana.

Como se mencionó anteriormente, para limitar el número total de soluciones que cancelan las anomalías inducidas por las simetrías adicionales $U(1)_X$ o $U(1)_D$, se tienen en cuenta las siguientes restricciones:

1. Por construcción, todos los fermiones quirales nuevos deben cargarse bajo las simetrías $U(1)_X$ o $U(1)_D$, es decir, se descartan las soluciones con cargas cero.
2. Para los campos quirales, la carga máxima permitida (en valor absoluto) es 30.
3. Se descartan las soluciones con fermiones vector-like, es decir, las que contienen dos cargas opuestas.
4. Al menos dos cargas deben ser iguales. Sus campos correspondientes se identifican con los RHN.
5. En el caso de una simetría $U(1)_X$, se requiere otro conjunto de tres cargas iguales.
6. Nos restringimos a los campos $N \leq 9$, con cargas que satisfacen las dos condiciones diofánticas de la ecuación (2.2), y consideramos que la carga mínima (en valor absoluto) es positiva. Observamos que no hay soluciones para $N \leq 5$ con al menos dos cargos iguales [67, 192].
7. La asignación de cargas puede que no permita que todos los campos quirales adquieran masas a través del SSB. Solo se consideran las soluciones que tienen como máximo dos campos quirales sin masa.

8. Queremos que las masas de los RHN se generen radiativamente. Eso implica que todos los vértices entre S , el RHN y los otros campos quirales deberían estar prohibidos por las simetrías.
9. Un candidato a DM debe fluir en el loop para tener una solución escotogénica.

Además, se observa que para un número fijo de campos quirales y una topología determinada, diferentes soluciones podrían compartir el mismo comportamiento cualitativo. Por ejemplo, hay cuatro soluciones para una simetría $U(1)_D$ con mediadores de Dirac, con $N = 6$ campos quirales y masas de neutrinos generadas mediante el operador de D-5: $(1, -2, -3, 5, 5, -6)$, $(2, -3, -10, 13, 13, -15)$, $(3, -4, -21, 25, 25, -28)$ y $(3, -5, -12, 17, 17, -20)$. Sin embargo, todos presentan la misma fenomenología, es decir, dos RHN y otros cuatro fermiones quirales masivos. Por lo tanto, en este caso solo se listará una solución (la que tenga la carga más pequeña en valor absoluto).

Las soluciones de las ecuaciones diofánticas que satisfacen todas las condiciones enumeradas anteriormente se muestran en la Tabla 2.1 y la Tabla 2.2, para los operadores D-5 y D-6, respectivamente. Las soluciones para N fermiones quirales extra se parametrizan como una función de dos conjuntos de enteros ℓ y k (primeras tres columnas). La cuarta columna muestra las asignaciones de cargas, mientras que la quinta columna muestra el máximo común divisor (MCD) del conjunto de cargas de la solución original.⁴ Las últimas cuatro columnas corresponden a las cargas para los RHN en los casos con una simetría oscura $U(1)_D$ con un mediador de Dirac, simetría oscura $U(1)_D$ con un mediador de Majorana, simetría activa $U(1)_X$ con un mediador de Dirac, y simetría activa $U(1)_X$ con un mediador de Majorana.⁵ Se observa que incluso si la mayoría de las soluciones contienen al menos un fermión quiral sin masa, hay pocas soluciones con todos los fermiones masivos (resaltado en negrita): 6 en el caso D-5 y 3 en el caso D-6.

Con respecto a estas soluciones con todos los fermiones masivos, conviene hacer algunos comentarios:

- Para una simetría oscura $U(1)_D$, se encontró una nueva solución para el operador de D-5 ($\delta = 1$) con un mediador de Dirac y un conjunto mínimo de $N = 6$ campos quirales, correspondiente a $(1, -2, -3, 5, 5, -6)$.⁶ En este caso, hay dos RHN con cargas $\nu = 5$. Los otros cuatro fermiones quirales se combinan en pares $((1, -6)$ y $(-2, -3))$ para formar un par de fermiones de Dirac que obtienen masa a través del escalar adicional S con carga $s = -\nu/\delta = -5$. Los dos fermiones de Dirac son estables y dan lugar a un escenario de DM multicomponente.

La solución mediada por un estado de Majorana no es viable porque requerirá un fermión con una carga $r = -\nu/2 = -5/2$ que está ausente. Finalmente, no puede haber soluciones para la simetría $U(1)_X$, ya que no hay cargas repetidas tres veces.

- La solución con $N = 9$ campos quirales con cargas $(1, 1, -4, -5, 9, 9, 9, -10, -10)$ se presenta en la Ref. [104]. Incluye tres RHN con carga 9, junto con dos pares $(1, -10)$ y un par $(-4, -5)$. Este escenario también incluye DM multicomponente.

⁴Las soluciones presentadas se normalizaron para tener un MCD igual a uno.

⁵Ya se ha explorado un pequeño conjunto de soluciones en las Refs. [66, 87, 94, 104, 105, 193].

⁶Esta solución se presentó muy recientemente en la Ref. [105].

N	ℓ	k	Soluciones			ν_R			
			Cargas	MCD	Ref.	$U(1)_D$ Dirac	$U(1)_X$ Dirac	Maj.	
6	(-1,1)	(-2,0)	(1,-2,-3,5,5,-6)	1	[105]	(5)			
7	(-1,1)	(-1,0,-1)	(1,2,2,-3,-3,-3,4)	1	[105]	(-3)			
7	(1,-1)	(-2,-5,-4)	(1,1,-3,-4,6,6,-7)	1		(1,6)	(6)		
7	(-1,1)	(-1,-2,-1)	(1,3,-4,5,-6,-6,7)	1		(-6)	(-6)		
8	(-1,-5,-3)	(-6,-4,-7)	(1,1,2,3,-4,-4,-5,6)	1		(-4,1)	(-4)		
8	(-1,2,-2)	(-7,4,0)	(1,2,2,2,-3,-5,-6,7)	1		(2)			
8	(1,2,1)	(-5,-10,-11)	(1,2,2,4,-5,-5,-7,8)	1		(-5)			
8	(1,-3,-2)	(-4,-9,-5,-3)	(1,3,3,3,-5,-7,-7,9)	1					(-7)
8	(2,-1,0)	(-5,-9,-1,0)	(1,2,3,5,-6,-6,-9,10)	1		(-6)	(-6)		
8	(-1,0,-1)	(-2,1,-1)	(2,-5,-5,-5,7,8,-10)	1	[87]	(8)	(8)		(8)
8	(0,-1,0)	(-1,-5,-1,1)	(1,1,1,-5,-7,11,11,-13)	2		(8)	(8)		(11)
8	(-4,-1,0)	(-1,0,-8,8)	(3,-4,-5,8,8,-11,-12,13)	1		(8)	(8)		(8)
9	(-2,0,2)	(-1,1,0,-1)	(1,1,-4,-5,9,9,-10,-10)	1	[104]	(9)	(9)		(1)
9	(-4,-5,3)	(-2,0,-1,-2)	(3,3,-4,5,5,-6,-8,-8,10)	1		(-8,3,5)			
9	(5,0,1)	(-1,-2,0,2)	(1,1,-5,-7,12,14,14,-15,-15)	3		(-15,1,14)	(14)		
9	(1,4,-1)	(-2,-5,-4,8)	(1,1,1,2,5,-6,-6,-6,8)	1		(-6,1)			
9	(-1,0,1)	(-1,1,-2,-1)	(1,-3,-3,-3,-5,8,8,-11)	1		(-3,8)			
9	(-7,-5,3)	(-6,-4,-5,2)	(1,-2,-2,-4,7,-9,11,11,-13)	1		(-2,11)	(-2)		
9	(3,-2,3)	(-2,-1,-2,4)	(4,4,4,-5,-9,-10,-10,11,11)	1		(2)	(-6)		(-10,11)
9	(-2,-6,5)	(-5,-1,-3,-6)	(1,1,2,2,3,-5,-6,-6,8)	1		(-7)			
9	(-2,3,2)	(-2,-9,-5,9)	(1,-2,3,4,6,-7,-7,-7,9)	1		(8)	(-2)		
9	(-3,-1,5)	(-9,3,-4,-1)	(1,2,-3,4,-5,-6,8,8,-9)	1		(4)			
9	(-8,-7,5)	(-9,3,-4,-2)	(1,-2,-2,-2,5,-7,8,9,-10)	1		(-3)			
9	(-4,-1,-4)	(-3,-5,1,-4)	(2,-3,4,4,-6,-7,-7,9)	1		(-2)	(-2)		(-7)
9	(-3,1,-2)	(-4,-3,-6,-3)	(2,-3,-3,-3,-5,7,7,8,-10)	1		(9)	(7)		
9	(-3,6,5)	(-1,-6,2,-7)	(2,-3,-3,-3,-6,7,7,11,-12)	2		(6)	(9)		(6)
9	(-4,2,-3)	(-2,-5,5,-6)	(1,2,-6,-6,-6,8,9,9,-11)	2		(6)	(6)		(6)
9	(1,-1,2)	(-2,-1,0,-2)	(2,-3,4,6,6,-7,-10,-11,13)	1		(-2)	(-2)		(-2)
9	(-2,-1,-3)	(-1,-4,-3,-4)	(4,4,6,6,-7,-7,-7,12,13)	1		(-2)	(-2)		(-2)
9	(-4,1,2)	(-1,-4,2,1)	(1,-2,-2,-3,-3,-3,14,20,-22)	2		(-2)	(-2)		(-2)
9	(1,4,7)	(-1,6,4,-5)	(1,-2,-2,5,-7,-7,14,18,-20)	4		(24)	(24)		(-2)
9	(8,-1,0)	(-1,-6,-3,-6)	(1,9,-12,-21,-21,24,24,-28)	18		(-21)	(-21)		(-21)

Cuadro 2.1: Conjuntos de cargas que satisfacen las ecuaciones diofánticas junto con las condiciones enumeradas en el texto, para N fermiones quirales extra, con masas de neutrinos de Dirac generadas por los operadores de $D-5$. Las últimas cuatro columnas corresponden a las cargas para los RHN en los casos con simetrías $U(1)_D$ o $U(1)_X$ adicional, y mediadores de Majorana o Dirac. Las soluciones donde no hay fermiones quirales sin masa se resaltan con una fuente en negrita.

N	ℓ	k	Cargas	Soluciones			ν_R	
				MCD	Refs.	Dirac	Maj.	Dirac
6	(-1, -2)	(-1, 2)	(1, 1, 1, -4, -4, 5)	1	[94, 105]		(-4)	
6	(1, -2)	(-4, 1)	(1, -4, -4, 9, 9, -11)	3			(-4)	
6	(2, 1)	(-2, -1, 0)	(1, -4, -8, 14, 14, -17)	1		(14)		
7	(1, -2, 1)	(-9, 6, 3)	(1, 1, -4, -4, 7, 8, -9)	1			(-4)	
7	(3, 1)	(-1, -5, 7)	(2, 2, -4, 7, -8, -8, 9)	1		(2)	(-8)	
7	(-3, -1)	(-2, -3, 1)	(3, 3, 3, -5, -5, -7, 8)	1				(-5)
7	(-3, -4)	(-5, -7, -4)	(4, 4, 5, -7, -8, -9, 11)	2		(4)		
8	(1, 2, -2)	(-7, 3, 0)	(1, -7, -7, 17, 17, 19, -20, -20)	6		(-20)		
8	(1, 2, 1)	(-5, -10, -11)	(1, 2, 2, 4, -5, -5, -7, 8)	1		(2)		
8	(3, 2, -2)	(-4, -3, 4, 5)	(1, 1, -4, -4, -4, 12, 15, -17)	4			(-4)	
8	(-1, 2, 4)	(-4, 2, -3, 0)	(4, 4, 7, 14, -16, -16, -22, 25)	4		(4)	(-16)	
8	(-10, -5, -15)	(-10, -12, 12)	(5, 5, 5, -17, -27, -27, 28, 28)	100		(12)		(-27, 28)
8	(3, 1, -3)	(-12, -14, -4)	(1, -3, -3, 5, -11, 12, 12, -13)	1		(2)	(12)	
8	(-2, 0, -1)	(-4, -3, -2)	(1, 2, 2, -8, -8, 12, 15, -16)	2		(-8)	(-8)	
8	(-2, -5, -4)	(-3, -5, -2, 0)	(2, -3, 7, -8, -8, 11, 14, -15)	2		(-8)	(-8)	
8	(0, -9, 4)	(-4, -6, -7, 4)	(1, -2, -4, -4, -4, 15, 22, -24)	2		(-8)	(-4)	
8	(-1, 0, -1)	(-9, 1, -1)	(3, 3, 3, -7, 17, -23, -23, 27)	4		(20)		(-23)
8	(0, 1, 0)	(-1, -4, 3, -4)	(1, -5, -11, 15, -16, 20, 20, -24)	2		(20)		
9	(3, -4, 5)	(-4, -3, 1, -3)	(1, -3, 8, 8, -12, -12, -17, 19)	4			(-12)	(-12)
9	(-2, 6, -4)	(-8, -7, 6, 3)	(3, 3, 3, 5, -16, 22, -23, -23, 26)	20			(-23)	(-23)
9	(-9, 2, 3)	(-1, -7, 6, -9)	(1, -4, 5, 5, -9, -9, -9, 10, 10)	3				(5)
9	(1, 4, -1)	(-2, -5, -4, 8)	(1, 1, 1, 2, 5, -6, -6, -6, 8)	1		(-6)		
9	(-9, 6, 7)	(-2, 4, 3, 1)	(1, 1, 1, 4, -9, -10, -10, 11, 11)	3		(-10)		(-10, 11)
9	(-3, -2, -4)	(-1, -9, -7, 4)	(3, 3, 3, -4, -4, 8, -11, -11, 13)	2		(-4)	(12)	(-11, -4)
9	(-3, 0, -1)	(-4, -1, -6, -4)	(2, -3, -3, -8, -9, 12, 12, 14, -17)	3		(12)	(12)	
9	(4, 6, 4)	(-3, -4, -3, 5)	(3, 4, -10, -10, -10, 12, 12, 13, -14)	2		(12)	(-4)	(12)
9	(2, 7, -4)	(-5, -6, 3, -6)	(1, 1, 1, -4, -4, -11, 18, 26, -28)	50			(16)	(-4)
9	(-3, -6, 2)	(-5, 1, 7, -8)	(3, -4, -4, -9, -13, 16, 16, 16, -21)	90			(16)	(-4)
9	(5, -3, 7)	(-1, 3, 2, -4)	(5, 7, 7, -8, -15, -15, -15, 17, 17)	22			(18)	(7, 17)
9	(-6, -3, 5)	(-4, -2, -6, 8)	(4, 7, -8, 9, -16, -16, -16, 18, 18)	4		(18)	(-16)	(18)
9	(-2, 1, 2)	(-6, -8, 7, 6)	(4, 4, 4, 5, -6, -6, -6, -10, 11)	2			(-4)	(4, -6)
9	(-9, 2, -3)	(-2, -8, 5, 2)	(1, -2, -2, -4, -4, -4, 17, 27, -29)	81			(-4)	(-4)
9	(-5, -4, 0)	(-2, -1, -4, 4)	(1, -4, -4, -4, 12, -14, 15, 18, -20)	2			(-4)	(-4)
9	(2, 4, -2)	(-1, -4, 9, 3)	(1, -4, -4, -5, 7, -9, 16, 23, -25)	2		(-4)	(-4)	(-4)

Cuadro 2.2: Igual que la Tabla anterior 2.1 pero para las masas de neutrinos generadas mediante el operador $D-6$.

Campo	$\nu_{R\alpha}$	χ_{R1}	$(\chi_{L1})^\dagger$	η_1	σ_1	χ_{R2}	$(\chi_{L2})^\dagger$	η_2	σ_2	S
T1-3-E-D-(I-II)	5	-2	-3	-2	-2	1	-6	1	1	-5
T1-3-E-D-(I-I)	5	-2	-3	-2	-2	1	-6	-2	-2	-5
T1-3-E-D-(II-II)	5	-2	-3	1	1	1	-6	1	1	-5

Cuadro 2.3: Posibles asignaciones de cargas para obtener una matriz de masas de neutrinos de Dirac ligera de rango 2, para la primera solución de la Tabla 2.1, es decir, $(1, -2, -3, 5, 5, -6)$. En la fila T1-3-E-D-(I-I) [T1-3-E-D-(II-II)] el segundo [primer] fermión de Dirac pesado, de $(\chi_{L2})^\dagger \chi_{R2} S^*$ [$(\chi_{L1})^\dagger \chi_{R1} S^*$], no participa directamente en el loop de neutrinos.

- Además, se encontró otra nueva solución con $N = 9$ campos quirales: $(1, -2, 3, 4, 6, -7, -7, -7, 9)$. Incluye tres RHN con carga -7 y tres fermiones de singletes de Dirac masivos $(1, 6)$, $(-2, 9)$ y $(3, 4)$, donde todos pueden ser partículas de DM independientes.
- La solución con $N = 9$ campos quirales correspondiente a $(1, -2, -2, -2, 5, -7, 8, 9, -10)$, contiene tres RHN con carga -2 . La condición de la ecuación (2.7) se cumple para el mediador de Dirac $(-7, 9)$ y para el mediador de Majorana asociado con el fermión quiral de carga 1. Ambos adquieren masas a través del SSB del singlete escalar con carga 2. Este escalar también genera un sector mixto de tres fermiones quirales $(5, -7, 9)$ y un fermión de Dirac masivo $(8, -10)$.
- La última solución para $N = 9$ campos quirales corresponde a una simetría $U(1)_X$ y un mediador de Dirac, y tiene la asignación de cargas: $(1, 2, -6, -6, -6, 8, 9, 9, -11)$. Incluye dos RHN con una carga de 9 y cuatro fermiones quirales que se emparejan como $(1, 2)$ y $(8, -11)$ para obtener una masa a través del escalar S con una carga de -3 .
- Consideremos ahora los operadores de D-6. Para una simetría $U(1)_X$ con mediadores de Dirac hay una nueva solución con $N = 7$ campos quirales correspondiente a $(3, 3, 3, -5, -5, -7, 8)$. Incluye dos RHN con carga -5 , y un escalar extra con carga 1 que le da masa a un fermión singlete de Dirac extra $(-7, 8)$ que también es candidato a DM.
- Hay otra solución con $N = 9$ campos quirales dada por $(1, -3, 8, 8, 8, -12, -12, -17, 19)$. Incluye dos RHN con carga -12 , un escalar extra con carga 2 que da masa al par de Majorana $(1, -3)$ y al par de Dirac $(-17, 19)$ como dos candidatos independientes de DM.

Todas las demás soluciones presentadas en la Tabla 2.1 y la Tabla 2.2 tienen uno o dos fermiones quirales sin masa. Pueden ser grados de libertad relativistas extras o candidatos a DM adicionales si adquieren masa a través de otro mecanismo. Finalmente, las topologías a un loop deben ser realizaciones de los operadores efectivos de D-5 o D-6 en la ecuación (2.3), con un $h_\nu^{\alpha i}$ suficientemente rico en estructura para explicar los datos completos de oscilación de neutrinos. Eso se puede garantizar al tener una matriz de masas de neutrinos de Dirac de rango 2, mediante la inclusión de un conjunto adecuado de escalares inertes para cada solución. Por ejemplo, para la primera solución en la Tabla 2.1 correspondientes a las cargas $(1, -2, -3, 5, 5, -6)$, se pueden elegir tres posibilidades para las cargas de los campos escalares que participan en el loop de masa de neutrinos de Dirac, como se muestra en la Tabla 2.3. Las etiquetas entre paréntesis en la primera columna se refieren a los diagramas de la Fig. 2.3. Antes de concluir, es importante notar que la

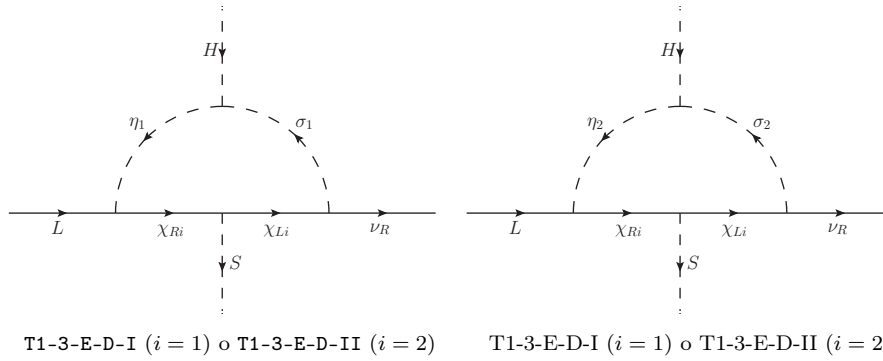


Figura 2.3: Posibles contribuciones a la matriz de masas de neutrinos de Dirac.

presencia de η_i ,⁷ a través del primer vértice de izquierda a derecha en los diagramas de la Fig. 2.3, es decir

$$\mathcal{L} \supset y_{1j} (\chi_{R1})^\dagger \epsilon_{ab} L_j^a \eta_1^b + \text{H.c.}, \quad (2.8)$$

implican la presencia de procesos que violan el sabor de los leptones en el sector cargado, como por ejemplo $l_j \rightarrow l_k \gamma$, que es inducida a nivel de un loop y mediada por el escalar cargado η_1^+ . Usando la restricción experimentales actuales en $\text{Br}(\mu \rightarrow e \gamma) < 5,7 \times 10^{-13}$ a 90% de nivel de confianza [194], se pueden establecer límites superiores para el producto de acoplamiento de Yukawas como $|y_{12} y_{11}^*|$ [94].

2.4. Conclusiones

Incluso si los datos experimentales de neutrinos son compatibles con las masas de neutrinos de Majorana y Dirac, la mayoría de las propuestas en la literatura asumen que los neutrinos son de Majorana. Tener neutrinos de Dirac requiere la adición de RHN singletes cargados trivialmente bajo el grupo gauge del SM, y una simetría adicional rota espontáneamente por un nuevo campo de Higgs. Además, si la simetría prohíbe la contribución a nivel árbol a las masas de los neutrinos, se puede implementar un mecanismo de seesaw de Dirac a nivel de un loop, evitando por tanto que el acoplamiento de Yukawa sea demasiado pequeño. Tal simetría puede ser una simetría oscura $U(1)_D$ bajo la cual los campos del SM son todos singletes, o una simetría activa $U(1)_X$ si el SM se transforma bajo su acción. Finalmente, una teoría sin anomalías requiere la introducción de un conjunto de fermiones singletes, con cargas bien definidas bajo la nueva simetría.

Los estudios sobre masas de neutrinos de Dirac a un loop se han centrado típicamente en encontrar soluciones específicas libres de anomalías para estos dos tipos de simetrías. En este trabajo, se han presentado un conjunto completo de soluciones libres de anomalías relevantes para el problema general de la generación de masas de neutrinos de Dirac a un loop con singletes fermiónicos quirales. En particular, restringimos el análisis a soluciones que satisfacen un conjunto de condiciones generales enumeradas en el texto. Adicionalmente, el enfoque de este trabajo es en soluciones escotogénicas, es decir, aquellas con un candidato a DM que fluye en el loop. Cada

⁷También el doblete fermiónico vector-like en las realizaciones de las topologías sin η (T1-2-AD y T1-2-AM) en la Fig. 2.2.

una de las soluciones presentadas conduce a un modelo único con implicaciones fenomenológicas específicas. El conjunto completo de soluciones se muestra en la Tabla 2.1 y la Tabla 2.2.

Se encuentran 32 y 34 conjuntos de cargas que realizan el operador efectivo para masas de neutrinos de Dirac a un loop para las dimensiones 5 y 6, respectivamente. Se analizaron las soluciones correspondientes a las simetrías gauge $U(1)_D$ y $U(1)_X$, y mediadores de Dirac o Majorana. Es importante enfatizar que incluso si la mayoría de las soluciones contienen uno o dos fermiones quirales sin masa, hay pocas soluciones (6 y 3 para los operadores de D-5 y D-6, respectivamente) donde todos los fermiones adicionales obtienen masa a través de la ruptura espontánea de la simetría del nuevo campo de Higgs. Los fermiones sin masa pueden contribuir a los grados relativistas de libertad ΔN_{eff} en el universo temprano [94], o adquirir masas después de la introducción de un escalar singlete extra, convirtiéndose en candidatos independientes de DM [195].

Finalmente, se observa que la metodología presentada se puede aplicar fácilmente para encontrar el conjunto completo de soluciones libres de anomalías a problemas fenomenológicos bien definidos. Además, algunos modelos particulares presentados aquí son objeto de un estudio fenomenológico detallado en un trabajo en curso [196].

Modelos mínimos de masa de neutrinos de Dirac radiativos

Este capítulo está basado en el trabajo publicado en **Phys.Rev.D 99 (2019) 7, 075008**
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.075008>

Los neutrinos pueden ser partículas de Dirac cuyas masas surgen radiativamente a un loop, lo que explica naturalmente sus pequeños valores. En este trabajo se muestra que todas las realizaciones a un loop del operador efectivo de dimensión cinco para generar masas de neutrinos de Dirac se pueden implementar usando una sola simetría local: $U(1)_{B-L}$. Dado que esta simetría es anómala, se requieren nuevos fermiones quirales, cargados bajo $B-L$. El modelo mínimo consistente con los datos de neutrinos incluye tres fermiones quirales, dos de ellos con el mismo número leptónico. Los siguientes modelos mínimos contienen cinco fermiones quirales y sus cargas de $B-L$ pueden arreglarse requiriendo un candidato de materia oscura en el espectro. Se enumera el contenido completo de partículas, así como los términos del Lagrangiano relevante para cada uno de estos modelos. Son modelos nuevos y simples que pueden acomodar simultáneamente masas de neutrinos de Dirac (a un loop) y materia oscura sin invocar simetrías discretas.

3.1. Introducción

La interpretación de los datos experimentales de neutrinos en términos de oscilaciones de neutrinos es compatible con las masas de neutrinos de Majorana o Dirac [197]. La primera posibilidad ha recibido la mayor atención, pero dada la falta de señales en los experimentos de desintegración beta doble sin neutrinos [59–64], este último no puede descartarse. Si los neutrinos son partículas de Dirac, el contenido de partículas del SM debe extenderse con neutrinos derechos, y debe imponerse cierta simetría para evitar sus términos de masa de Majorana. Se requiere al menos una simetría Z_3 (A los grupos de simetría finitos Z_n se les conoce como grupo cíclico de orden n , los cuales son generados por un solo elemento $\omega = e^{2i\pi/n}$, denominado el generador del grupo, el cual debe satisfacer la condición $\omega^n = 1$ [71, 198, 199].) para garantizar la naturaleza de Dirac de los neutrinos a través de

$$\mathcal{L}_\nu = y_D (\nu_R)^\dagger L \cdot H + \text{h.c.}, \quad (3.1)$$

con¹ $L \cdot H = \epsilon_{ab} L^a H^b$, donde L es el doblete de leptones, H es el doblete de Higgs del SM con hipercarga $Y = 1/2$, y y_D es la matriz de acoplamientos de neutrinos Yukawa. Para ser compatible con los datos de oscilación de neutrinos [201], y_D debería ser al menos del orden de 2×3 . Una posible asignación para el conjunto de campos del SM que transforman no trivialmente bajo una simetría Z_3 es: $L \sim \omega$, $(e_R)^\dagger \sim \omega^2$ y $(\nu_R)^\dagger \sim \omega^2$, donde se define el generador del grupo de simetría Z_3 como $\omega = e^{i2\pi/3}$, con $\omega^3 = 1$. En este nivel, el problema de la masa de neutrinos ya no es una cuestión fenomenológica pero sí un problema teórico, en el que es necesario explicar la pequeñez de los acoplamientos Yukawa en y_D , que deben ser de orden 10^{-11} .

Para hacerlo, se asume que la simetría permite el operador de dimensión cinco con conservación total del número leptónico [189]

$$\mathcal{L}_5 = \frac{h}{\Lambda} (\nu_R)^\dagger L \cdot H S^* + \text{h.c.}, \quad (3.2)$$

donde Λ es la escala de nueva física, y que este operador se realiza primero a nivel de un loop [83] (ver [69, 76, 83, 91, 195, 202–205] para las realizaciones a nivel árbol).

Con respecto a la simetría, se sigue el enfoque habitual de promover el número bariónico (B) menos el número leptónico (L) de una simetría global accidental del SM, a una simetría abeliana local, $U(1)_{B-L}$, que se rompe espontáneamente. Una de las principales novedades de este trabajo es que no se imponen otras simetrías, discretas o no. Por lo tanto, las cargas de los neutrinos derechos bajo $U(1)_{B-L}$ deberían ser tales que el término de masa de Dirac a nivel árbol (3.1) esté prohibido. Este requisito excluye automáticamente la asignación habitual en la que los tres neutrinos derechos tienen cargas bajo $B - L$ iguales a -1 .

La clasificación de todas las topologías a un loop que realizan el operador efectivo en la ecuación (3.2) se ha presentado en la Ref. [83]. Allí, además de la simetría $U(1)_{B-L}$, se impuso al menos una simetría Z_2 adicional para evitar los términos de masa de Majorana para los neutrinos derechos, y una Z_2 adicional fue requerido para evitar *i*) la aparición de realizaciones a nivel árbol en los casos en que $U(1)_{B-L}$ no puede hacerlo, y *ii*) tener un candidato a materia oscura en el espectro de partículas, una de las nuevas partículas necesarias para realizar el operador en la ecuación (3.2). Aquí, el enfoque es en cambio las realizaciones más simples de cada topología que se puedan con una sola simetría, $U(1)_{B-L}$. Esta misma simetría sería responsable de la estabilidad de posibles candidatos a materia oscura que aparecen en las diferentes realizaciones. Se destaca que en el momento de publicación de este artículo en la literatura no existía una simple realización del operador (3.2) a un loop que invocara solo una simetría simple. Se hicieron algunos esfuerzos en esta dirección, pero se omitieron algunos términos de Majorana, que deberían prohibirse con una simetría Z_2 extra [78, 85], o los modelos encontrados requieren muchos más campos [78].

Usando solo la simetría $U(1)_{B-L}$, se encuentra, para cada topología, la realización con el número mínimo de campos. El modelo mínimo requiere tres campos quirales, dos de los cuales comparten el mismo número leptónico, de modo que el espectro contiene dos neutrinos de Dirac masivos. Los siguientes modelos mínimos incluyen cinco campos quirales. Curiosamente, sus cargas de $B - L$ se fijan una vez que se impone el requisito de tener una partícula de materia oscura. Por lo tanto, estos nuevos modelos pueden tener en cuenta la materia oscura y las masas de neutrinos

¹A lo largo del texto seguiremos la convención de definir solo espinores Weyl izquierdos [200], y usaremos la métrica del $SU(2)$ para construir productos escalares.

de Dirac (a un loop) sin invocar simetrías discretas.

El resto del capítulo está organizado de la siguiente manera. En la siguiente sección se presenta la notación y se derivan las condiciones necesarias para realizar las diferentes topologías que dan lugar a masas de neutrinos de Dirac a un loop. Los resultados principales se presentan en la sección 3.3. Allí, se detalla el contenido de partículas de los modelos mínimos, con tres y cinco campos quirales. Finalmente, en la sección 3.4 se muestran las conclusiones.

3.2. Configuración general

Usaremos la notación para las topologías definidas en la Ref. [83], que se muestran en la figura 3.1. Allí, el flujo del número leptónico se ilustra mediante flechas anchas de colores. La flecha verde representa el flujo del número leptónico del doblete, $L(L_i) = -1$, la amarilla es para $L(\nu_{R\beta}) = -\nu$ con β al menos 1, 2, el azul para $L(S) = s$, y el rojo para la carga interna de L que circula en el loop asociada con un fermión quiral, que se elige como parámetro libre en esta configuración.

No se consideran las topologías T1-1 o T4 de la Ref. [83] porque la primera ya está incluida en la topología T3-1 cuando el campo escalar X_3 está desacoplado, mientras que la última requiere más simetrías para prohibir la contribución a nivel árbol². En la Ref. [83] se asumió que las líneas internas de fermiones eran fermiones vector-like, lo que les permite usar la solución $\nu = 1$ para condiciones de cancelación de anomalías, pero necesitaban imponer simetrías adicionales Z_2 para prohibir la contribución a nivel árbol a las masas de neutrinos y estabilizar la materia oscura. Aquí, en cambio, se asume que los campos quirales para los fermiones son singletes bajo el grupo gauge del SM. Esto permite buscar *nuevas* realizaciones mínimas de las topologías con una simetría adicional más allá del SM. Está claro que la solución con tres estados quirales, correspondientes a los tres neutrinos derechos, se puede extrapolar fácilmente a todas las soluciones encontradas en [83], con la ventaja de que no se imponen más simetrías discretas. Se ilustra explícitamente esto para el caso de la topología T3-1-A, cuya solución mínima involucra solo un fermión de Dirac.

En esta configuración, la única simetría adicional más allá del SM, $U(1)_{B-L}$, debe prohibir los términos a nivel árbol

$$\mathcal{L}_\nu = y_{\beta i}^D (\nu_{R\beta})^\dagger L_i \cdot H + M_{\beta\gamma}^R (\nu_{R\beta})^\dagger (\nu_{R\gamma})^\dagger S + \text{h.c.}, \quad (3.3)$$

además de permitir el operador de dimensión cinco (3.2). Esto se logra mediante las asignaciones de cargas de L en la tabla 3.1. Allí, ν es el número leptónico del antineutrino izquierdo, que es común, al menos, a los dos neutrinos derechos necesarios para explicar los datos de oscilación de neutrinos. Como ya se mencionó, la solución con $\nu = 1$, estudiada en [83], no se considera en este trabajo.

Para encontrar las nuevas posibles soluciones, se exploran las condiciones de cancelación de anomalías con cinco campos quirales comprobando que sus cargas no generan términos de masa de Majorana directos o inducidos para ellos, es decir, los mediadores del loop fermiónico son campos

²Los casos excepcionales son las soluciones IV y V de T4-3-I. Sin embargo, requieren la mezcla entre los leptones cargados y los nuevos campos fermiónicos, lo que lleva a procesos de violación del sabor de leptones cargados que son bastante restringidos.

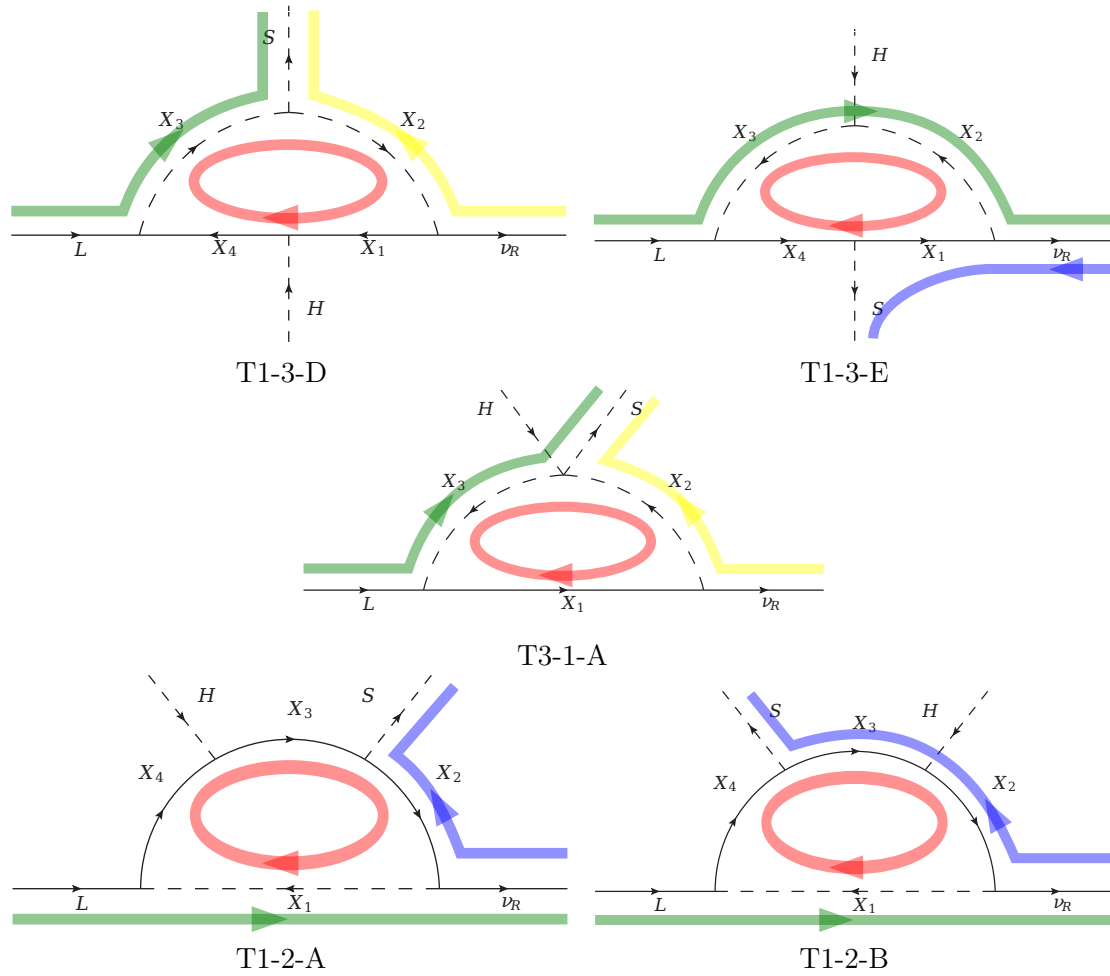


Figura 3.1: Topologías (usando la notación en la Ref. [83]) que conducen a masas de neutrinos de Dirac a un loop. X_1 , X_2 , X_3 y X_4 denotan los campos que permiten cerrar el loop. Las líneas rojas representan la carga circundante en el loop, las líneas verdes representan el flujo de la carga del doble leptónico del SM, mientras que las líneas amarillas y azules representan el flujo de carga de los neutrinos derechos. El flujo de carga amarillo hace referencia a los modelos donde el escalar S está en un vértice que solo involucra escalares, mientras que el flujo azul hace referencia a los modelos donde el escalar S es involucrado en un vértice de Yukawa.

Campos	H	L_i	$(\nu_{R\beta})^\dagger$	S
L	0	-1	$\nu \neq 1$	$\nu - 1 \neq -2\nu$

Cuadro 3.1: Asignación general del número leptónico para las patas externas de las topologías a un loop en la figura 3.1

tipo Dirac. Además de los campos quirales para $\beta = 1, 2$, se introducen $(\nu_{Rk})^\dagger$ con $L(\nu_{Rk}) = -\nu_k$, y un campo de fermiones de Dirac pesado con componentes de Weyl ψ_L y $(\psi_R)^\dagger$, tal que $L(\psi_L) = l$ y $L(\psi_R) = -r$ respectivamente.

Las condiciones de cancelación de anomalías lineales y cúbicas son [66, 206]

$$2\nu + \nu_k + l + r = 3, \quad 2\nu^3 + \nu_k^3 + r^3 + l^3 = 3. \quad (3.4)$$

De la ecuación lineal

$$\nu_k = 3 - 2\nu - l - r. \quad (3.5)$$

Para continuar, se separan las topologías en dos tipos: El conjunto (A) con T1-3-D y T3-1-A, correspondiente a los que tienen el flujo ν amarillo en la figura 3.1, y donde S está en un vértice que solo involucra escalares; y el conjunto (B) con T1-3-E y T1-2- (A / B), con el flujo s azul en la figura 3.1, y donde S está en un vértice de Yukawa. Para cada caso se tiene:

(A) El fermión de Dirac pesado tiene una masa vector-like, tal que

$$l = -r. \quad (3.6)$$

Reemplazando en la ecuación (3.5) obtenemos

$$\nu_k = 3 - 2\nu. \quad (3.7)$$

Resolver la ecuación cúbica para ν da lugar a dos raíces diferentes: 1 y 4. Por lo tanto, elegimos $\nu = 4$ que conduce a $\nu_k = -5$. Por otro lado, el hecho de que el nuevo campo fermiónico ψ no contribuya a las anomalías implica que la única realización posible dentro de la topología T1-3-D son las soluciones I y II con $\psi_L = L_i$ y $\psi_R = e_{Ri}$, ya que en estos casos ya se tienen en cuenta las contribuciones correspondientes a las anomalías.

(B) Los dos campos quirales singletes bajo el SM pueden adquirir una masa de Dirac (después de la ruptura espontánea de la simetría (SSB) de $U(1)_{B-L}$) a

$$\mathcal{L}_\psi = h_S (\psi_R)^\dagger \psi_L S + \text{h.c.} . \quad (3.8)$$

Si se elige r como la carga libre que circula en el loop, y de la Tabla 3.1 se tiene que $s = \nu - 1$, entonces de la condición en la ecuación (3.8): $r + l + s = 0$, se obtiene

$$l = 1 - \nu - r, \quad (3.9)$$

y reemplazando nuevamente en la ecuación. (3.5)

$$\nu_k = 2 - \nu. \quad (3.10)$$

Usando (3.9) y (3.10) en la condición cúbica para la cancelación de anomalías, Ec. (3.4),

terminamos con la solución de un parámetro

$$\nu = \frac{r^2 - r + 2}{3 - r}. \quad (3.11)$$

Si $\nu_k = 0$ tendríamos una solución con cuatro campos quirales. Cuando $\nu = 2$, sin embargo, la carga requerida de r es irracional y no se considerará más aquí.

Para etiquetar las soluciones se usan las convenciones de la Ref. [83], como Ta-n-b-I α , donde “a” se refiere a la topología en sí, “n” indica las diferentes opciones de fermiones y líneas escalares en una topología dada, “b” denota las asignaciones de campo para los campos externos, “I” denota la solución más simple con escalares o fermiones singlete del SM, y α es el parámetro que fija la hipercarga de los campos X_i dentro del loop.

Vale la pena mencionar que cuando ψ_L y ψ_R son singletes del SM (en los modelos T3-1-AI con $\alpha = 0$, T1-3-EI con $\alpha = 0$, T1- 2-AI con $\alpha = 0$ y T1-2-B-II con $\alpha = +1$), la condición $r \neq 1$ o $l \neq -1$ debe imponerse para evitar la realización a nivel árbol de (3.2) que involucra un mediador fermiónico singlete bajo el SM, el llamado modelo de seesaw de Dirac tipo I. De esta manera, uno de los dos términos requeridos en esa realización ($\psi_R^\dagger L_i \cdot H$ y $\nu_{R\beta}^\dagger \psi_L S^*$) está prohibido.

Como es habitual en los modelos escotogénicos, se exige que la partícula neutra más ligera que corre en el loop sea estable. Para el caso de DM escalar, la estabilidad está garantizada si no hay términos lineales en el potencial escalar que involucren mediadores escalares en el loop, ni interacciones de Yukawa con dos fermiones del SM. Los escenarios mínimos de DM que pueden surgir son el singlete [207–209], el doblete [210, 211] y el singlete-doblete [212–215] DM escalar. Vale la pena mencionar que, dado que los términos de masa de Majorana para los fermiones mediadores en el loop no están permitidos, los candidatos de DM fermiónicos son singlete [216] o singlete-doblete de Dirac [217].

Las soluciones buscadas deben satisfacer las restricciones relativas a la estabilidad de la DM y la naturaleza de Dirac de los neutrinos ligeros, y garantizar que los términos de masa del fermión directo o inducido entre los neutrinos derechos y ψ_L o ψ_R estén prohibidos. La razón para excluir este tipo de mezclas es que, en tal caso, la DM no sería estable, porque el mediador del loop fermiónico se desintegraría en partículas del sector visible. Por ejemplo, la mezcla inducida (a través de S) o directa entre $(\nu_{Rk})^\dagger$ con ψ_L o $(\psi_R)^\dagger$ conduce a la desintegración en S y ν_{Rk} para la mezcla inducida, y en Z'_μ y ν_{Rk} para la mezcla directa.

Las soluciones de los dos conjuntos se muestran en la Tabla 3.2. La solución (A) es la bien conocida y estudiada en [69] para la realización a nivel árbol del operador de dimensión 5. En esta solución r es bastante libre, de hecho $r = \pm 1/2, \pm 1/3, \dots$. La solución (B) se obtuvo después de explorar todas las soluciones de la ecuación (3.11) para valores racionales de $|r| \leq 10$, y con el numerador y el denominador menores o iguales que 10. Dado que las condiciones de cancelación de anomalías son invariantes bajo el intercambio de r con l , existe una segunda solución para (B) con las cargas de ψ_L y $(\psi_R)^\dagger$ intercambiados.

Las representaciones de fermiones más altas bajo $SU(2)_L$, como se requiere en las topologías T1-2, deben introducirse como fermiones vector-like para no estropear las condiciones de cancelación de anomalías del SM. Los campos de Weyl para los doblete fermiónicos vector-like se denotaran con $Y = -1/2$ ($Y = +1/2$) para $\Psi_{L,R}$ ($\Upsilon_{L,R}$).

Campos		$(\nu_{Ri})^\dagger$	$(\nu_{Rj})^\dagger$	$(\nu_{Rk})^\dagger$	ψ_L	$(\psi_R)^\dagger$	S
L	(A)	+4	+4	-5	$-r$	r	+3
	(B)	$+\frac{8}{5}$	$+\frac{8}{5}$	$+\frac{2}{5}$	$\frac{7}{5}$	$-\frac{10}{5}$	$+\frac{3}{5}$

Cuadro 3.2: Soluciones para masas de neutrinos de Dirac con mediadores de Dirac a un loop para $i \neq j \neq k$.

Con respecto a los escalares que circulan en el loop, se usa σ y η para representar singletes escalares y dobletes escalares, respectivamente bajo $SU(2)_L$, y se denota su número leptónico distinto de cero con los mismos símbolos.

Debido a que la simetría $U(1)_{B-L}$ se promueve a una simetría gauge, el valor de expectación de vacío de S , $\langle S \rangle = v_S/\sqrt{2}$, induce una masa diferente de cero al bosón gauge asociado Z_{B-L} . La expresión para su masa se escribe como $M_{Z_{B-L}} = g_{B-L}v_S|s|$, donde g_{B-L} es el acoplamiento gauge $B-L$ y s es la carga $B-L$ de S . Por otro lado, dado que Z_{B-L} se acopla a todos los fermiones del SM (tienen cargas de $B-L$ distintas de cero), se puede producir en colisionadores de hadrones y leptones que conducen a señales observables. De hecho, a partir de no observar cualquiera de estas señales en los datos de LEP y LHC, existen restricciones en su acoplamiento de masa y ancho de decaimiento [218–222] (ver, por ejemplo, [78, 85] para un análisis específico en modelos de Dirac escotogénicos $B-L$).

3.3. Soluciones

Las nuevas soluciones corresponden al caso en el que algunos de los campos de fermiones X_i en la figura 3.1 pueden elegirse como campos quirales. Se exploran las soluciones con un número mínimo de campos de fermiones adicionales del SM. Por lo tanto, son interesantes las soluciones en las que al menos dos neutrinos derechos tienen la misma carga bajo $U(1)_{B-L}$, porque en tal caso ambos pueden acoplarse al mismo conjunto de fermiones quirales extra. Todas las soluciones para las cargas de $B-L$ que se presentan a continuación se han elegido de tal manera que la partícula de DM no se desintegre.

3.3.1. Quiral T1-3-D-I ($\alpha = -2$)

Se comienza el análisis con el caso en el que la línea fermiónica interna en la figura 3.1 puede interpretarse como un campo del SM. Por lo tanto, solo los neutrinos derechos contribuyen a las condiciones de cancelación de anomalías del SM con $U(1)_{B-L}$. Hay tres soluciones bien conocidas con tres campos quirales [69, 223]. Sin embargo, la solución (A) en la tabla 3.2, es la única que satisface nuestras restricciones.

De hecho, con la adición de dos escalares cargados, $\sigma_{1,2}^\pm$, que son singletes bajo $SU(2)_L$, se puede construir la versión de Dirac del Mecanismo de Zee para generar masas de neutrinos [224].

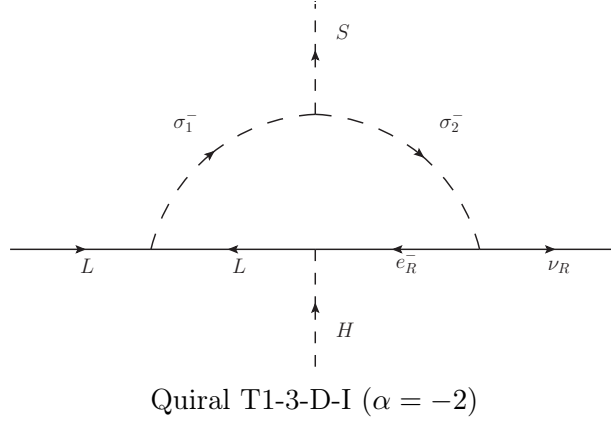


Figura 3.2: Diagrama para el modelo de Zee Dirac, las flechas representan el flujo de las cargas de $B - L$ en el diagrama. Los fermiones del SM son los mediadores en el loop y solo es necesario adicionar dos singletes escalares cargados.

Campos	$(\nu_{Ri})^\dagger$	$(\nu_{Rj})^\dagger$	$(\nu_{Rk})^\dagger$	X_1	X_2	X_3	X_4	S
T1-3-D-I				e_{Ri}^-	σ_2^-	σ_1^-	L_l	
L	+4	+4	-5	-1	-5	-2	-1	3

Cuadro 3.3: Quiral T1-3-D-I ($\alpha = -2$): soluciones para el modelo de Zee Dirac con $i \neq j \neq k$ ($i, j, k, l = 1, 2, 3$).

Los acoplamientos necesarios para construir el diagrama que se muestra en la figura 3.2 son

$$\mathcal{L} \subset \left[f_{ij} L_i \cdot L_j \sigma_1^+ + h_e^{ij} (e_{Ri})^\dagger L_j \cdot \tilde{H} + h_R^{i\beta} e_{Ri} \nu_{R\beta} \sigma_2^+ + \text{h.c.} \right] + V(\sigma_1^\pm, \sigma_2^\pm, H) \quad (3.12)$$

donde L_i son los dobletes leptónicos del SM, $H = (H^+, H^0)^T$, $\tilde{H} = i\sigma_2 H^*$ y $V(\sigma_1^\pm, \sigma_2^\pm, H)$ es el potencial escalar.

Por lo tanto, ψ_L (ψ_R) en la solución (A) de la tabla 3.2 corresponde a tres dobletes leptones L_i (electrones derechos e_{Ri}^-) con $l = -1$ ($r = 1$) como el número leptónico habitual. Dado que usamos un conjunto de campos escalares cargados, $\sigma_{1,2}^\pm$, el modelo tiene dos campos quirales sin masa, uno de ellos, ν_{Rk} , que contribuye al número efectivo de grados de libertad relativistas, N_{eff} [85, 223, 225]. A partir del flujo de número leptónico en la figura 3.2, se tiene

$$L(\sigma_1^+) = -2, \quad L(\sigma_2^+) = -5. \quad (3.13)$$

La solución completa se presenta en la tabla 3.3. Este es, con mucho, el modelo mínimo para las masas de neutrinos de Dirac con una simetría gauge $U(1)_{B-L}$ adicional. El modelo de Dirac Zee con $\nu = \nu_k = 1$ y simetrías discretas adicionales se ha estudiado en [224].

Vale la pena notar que se espera que las restricciones de N_{eff} sean más fuertes en este modelo debido a la mayor asignación de número leptónico para los neutrinos derechos. Sin embargo, dado que no se acoplan directamente a ninguna partícula del SM, podemos simplemente asumir que su interacción con el bosón gauge adicional y los escalares se suprimen lo suficiente como para que se desacoplen lo suficientemente temprano del baño térmico. Por otro lado, está claro que no hay

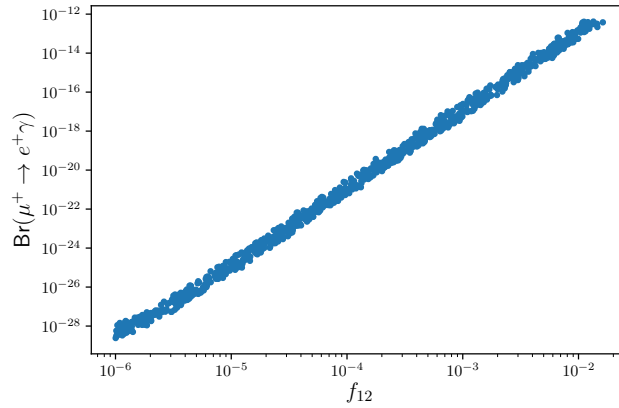


Figura 3.3: Relaciones entre $Br(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)$ y el parámetros f_{12}

un candidato a DM en este modelo. De hecho, este es solo un ejemplo específico de modelos con masas de neutrinos de Dirac a un loop pero sin un candidato de DM que se pueda obtener dentro de nuestra configuración.

Con respecto a ν_{Rk} , puede dar lugar a una tercera masa de neutrinos de Dirac si ampliamos el sector escalar con S' y σ'_{\pm} con carga $s = -6$ y $\sigma = +8$ respectivamente, o un candidato de materia oscura de Majorana si ampliamos el sector escalar con un S' con carga $L = +10$ [223]. En ambos casos, se termina con un bosón de Goldstone físico (GB) que podría contribuir a N_{eff} a través de interacciones con el Higgs [226]. Las condiciones para que el GB se desacople del baño térmico en el universo temprano se analizan en la Ref. [223] y requieren acoplamiento de GB con el bosón de Higgs del SM no mayores de 10^{-3} . Esta discusión se puede extender fácilmente a otras realizaciones a un loop que se muestran a continuación.

Se ha implementado el modelo con tres masas de neutrinos de Dirac distintas de cero en SARAH [227]. Usamos el método en [224, 228] para expresar f_{13} , f_{23} , h_{11} , h_{22} , h_{33}^R , h_{31}^R , h_{32}^R y h_{23}^R en función de las masas y mezclas de neutrinos, utilizando f_{12}^R , h_{12}^R , h_{13}^R , h_{21}^R como parámetros libres. Como ejemplo de la consistencia del modelo, se muestra en la figura 3.3 el observable $Br(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 4,2 \times 10^{-13}$ [158] como función de f_{12} . Los otros parámetros se fijaron como $\theta = 0,1$, $M_{\sigma_1} = 500$ GeV, $M_{\sigma_2} = 750$ GeV, h_{12}^R , h_{13}^R , $h_{21}^R = 10^{-4}$, donde θ es el ángulo de mezcla entre los estados propios de la masa cargados σ_1 y σ_2 . Podemos ver que el valor del parámetro f_{12} está restringido a valores inferiores a 0.02.

3.3.2. Quiral T1-3-E-I ($\alpha = 0$)

Se considera ahora las topologías donde dos campos quirales singletes bajo el SM adquieren masa de Dirac después de la SSB de $U(1)_{B-L}$ del término \mathcal{L}_{ψ} en la ecuación (3.8). Para ello se usa la solución (B). Los términos relevantes en el Lagrangiano incluyen

$$\mathcal{L} \supset \mathcal{L}_{\psi} + \mathcal{L}_{\sigma\psi} + \mathcal{L}_{\eta\psi} + V(\sigma_a, \eta_a, S, H), \quad (3.14)$$

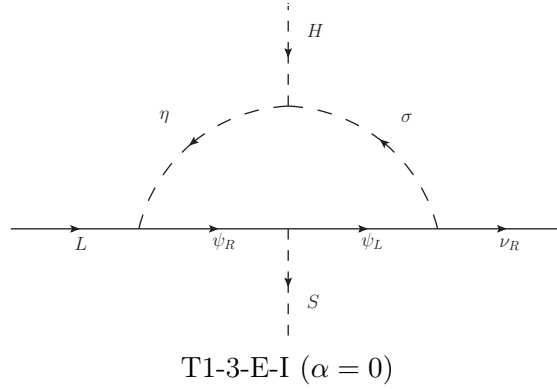


Figura 3.4: Diagrama del modelo T1-3-E-I ($\alpha = 0$), las flechas representan el flujo de la carga $B-L$ en el loop. Los fermiones ψ_R y ψ_L adquieren masa de Dirac después de la SSB de $U(1)_{B-L}$.

donde \mathcal{L}_ψ se dio en la ecuación (3.8),

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\sigma\psi} &= h_1^{\beta a} (\nu_{R\beta})^\dagger \psi_L \sigma_a^* + \text{h.c.} \\ \mathcal{L}_{\eta\psi} &= h_1^{i a} (\psi_R)^\dagger L_i \cdot \eta_a + \text{h.c.},\end{aligned}\quad (3.15)$$

y $V(\sigma_a, \eta_a, S, H)$ es el potencial escalar. Después de la ruptura espontánea de la simetría $U(1)_{B-L}$, esta topología se reduce al conocido modelo de seesaw radiativo de Dirac, pero con una asignación diferente de número leptónico. De hecho, el modelo con $\nu = \nu_k = r = 1$ y dos simetrías discretas adicionales Z_2 se introdujo por primera vez en la Ref. [176, 178], mientras que el caso con $r \neq 1$, que requiere solo una simetría Z_2 adicional, se estudió en [84]. El conjunto mínimo de campos de fermiones se logra cuando las dos masas de neutrinos de Dirac distintas de cero se generan con dos conjuntos de escalares singletes bajo el SM y doblete: η_a, σ_a [84].

De la figura 3.4, las cargas de los escalares son

$$\eta = 1 - r, \quad \sigma = 1 - r. \quad (3.16)$$

La solución compatible con los campos de la figura 3.4 se muestra en la tabla 3.4. La fenomenología del modelo de seesaw radiativo con $\nu = 1$ ya se ha estudiado en la literatura [78, 84, 85, 176, 178], donde el singlete de Dirac (ψ) o escalar singlete-doblete (σ^a, η^a) DM se realiza. Debido a que las cargas asociadas son similares a la solución (B), no se esperan diferencias significativas respecto a esos trabajos.

3.3.3. Quiral T1-2-A-I $\alpha = 0$)

La solución compatible con los campos de la figura 3.5 (izquierda), requiere al menos los siguientes términos en la lagrangiana

$$\mathcal{L} \supset \mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_{\sigma\psi} + \left[M_\Psi \widetilde{(\Psi_R)} \cdot \Psi_L + h_2^{i a} \widetilde{(\Psi_R)} \cdot L_i \sigma_a + y_1 (\psi_R)^\dagger \Psi_L \cdot H + \text{h.c.} \right] + V(\sigma_a, S, H), \quad (3.17)$$

donde $\Psi_L = (\Psi_L^0, \Psi_L^-)^T$, $\widetilde{(\Psi_R)} = ((\Psi_R^-)^\dagger, -(\Psi_R^0)^\dagger)^T$ y $V(\sigma_a, S, H)$ es el potencial escalar. De ello se deduce que este modelo requiere un conjunto de al menos dos escalares singletes bajo el SM

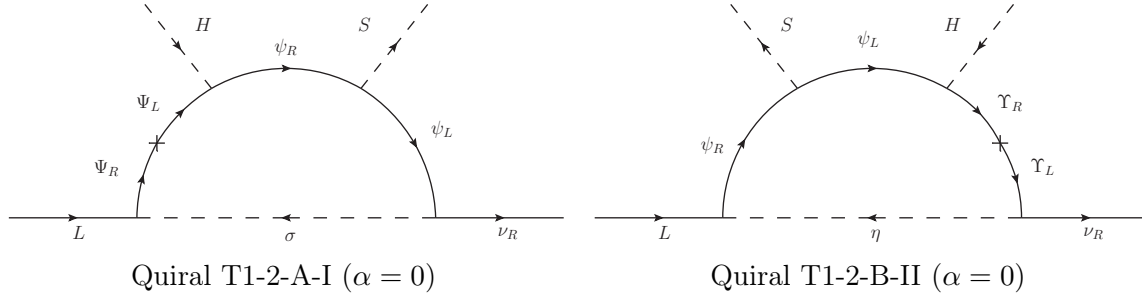


Figura 3.5: Diagramas para los modelos $T1-2-A-I$ ($\alpha = 0$) (izquierda) y $T1-2-B-II$ ($\alpha = 0$) (derecha), donde las flechas indican el flujo de cargas de $B-L$. En ambos casos es necesario agregar fermiones vector-like (doblete para $T1-2-A-I$ y singlete para $T1-2-B-II$) para cerrar el loop.

para generar una matriz de masa de neutrinos de rango 2, y permite el escalar singlete (σ^a) o Dirac singlete-doblete (ψ, Ψ) ser un candidato a DM.

De la figura 3.5 (izquierda)

$$\sigma = 1 - r. \quad (3.18)$$

Las cargas correspondientes para la solución (B) se muestran en la Tabla 3.4.

3.3.4. Quiral T1-2-B-II $\alpha = 0$

La solución compatible con los campos de la figura 3.5 (derecha), requiere al menos los siguientes términos en el Lagrangiano

$$\mathcal{L} \supset \mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_{\eta\psi} + \left[M_\Upsilon \widetilde{(\Upsilon_R)} \cdot \Upsilon_L + h_2^{a\beta} \widetilde{(\Upsilon_L)} \cdot \eta_a \nu_{R\beta} + y'_1 \widetilde{\Upsilon_R} \cdot H \psi_L + \text{h.c.} \right] + V(\eta_a, S, H), \quad (3.19)$$

donde $\Upsilon_L = (\Upsilon_L^+, \Upsilon_L^0)^T$, $\widetilde{(\Upsilon_R)} = ((\Upsilon_R^0)^\dagger, -(\Upsilon_R^+)^\dagger)^T$ y $V(\eta_a, S, H)$ es el potencial escalar. Se deduce que este modelo requiere un conjunto de al menos dos dobletes escalares para generar una matriz de masa de neutrinos de rango 2, y permite el doblete escalar (η^a) o el singlete-doblete Dirac (Υ, ψ) ser candidato de DM.

De la figura 3.5

$$\eta = 1 - r. \quad (3.20)$$

Las soluciones compatibles con los campos de la figura 3.5 (derecha) corresponden a las mostradas en la Tabla 3.4. Estas soluciones hacen parte de las soluciones listadas en el capítulo 2, en la tabla 2.1.

El análisis fenomenológico de las realizaciones quirales de las topologías T1-2 se realizará en otro lugar. Sin embargo, vale la pena señalar que un análisis independiente del modelo del efecto de los neutrinos derechos en N_{eff} , se puede inferir de [225]. La relación $M_{Z_{B-L}}/(\nu g_{B-L})$, donde g_{B-L} es el acoplamiento gauge $U(1)_{B-L}$, debe ser mayor de 7 - 8 TeV para estar de acuerdo con las restricciones cosmológicas.

Campos	$(\nu_{Ri})^\dagger$	$(\nu_{Rj})^\dagger$	$(\nu_{Rk})^\dagger$	X_1	X_2	X_3	X_4	S
T1-3-E-I				ψ_L	η_a	σ_a	ψ_R	
L				$\frac{7}{5}$	$\frac{15}{5}$	$\frac{15}{5}$	$\frac{10}{5}$	
T1-2-A-I				σ_a	ψ_R	ψ_L	$(\widetilde{\Psi}_R)$	Ψ_L
L	$\frac{8}{5}$	$\frac{8}{5}$	$\frac{2}{5}$	$\frac{15}{5}$	$\frac{10}{5}$	$\frac{7}{5}$	$-\frac{10}{5}$	$\frac{10}{5}$
T1-2-B-II				η_a	$(\widetilde{\Upsilon}_R)$	Υ_L	ψ_R	ψ_L
L				$\frac{15}{5}$	$-\frac{7}{5}$	$\frac{7}{5}$	$\frac{10}{5}$	$\frac{7}{5}$

Cuadro 3.4: Soluciones quirales para neutrinos con masas de Dirac con las topologías mínimas T1 con $i \neq j \neq k$ y $\alpha = 0$.

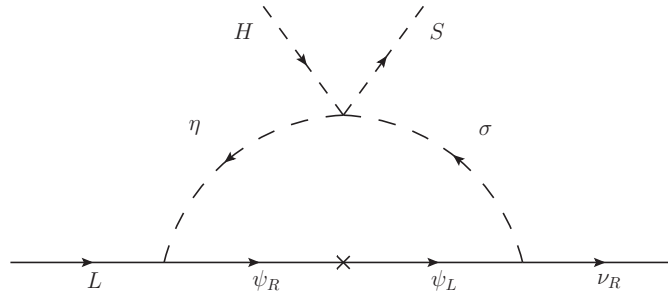


Figura 3.6: T3-1-A-I ($\alpha = 0$): Flujo de $B - L$ en el modelo de seesaw radiativo de Dirac.

3.3.5. Soluciones vector-like

En [83], todas las soluciones obtenidas para las topologías en la figura 3.1 tienen fermiones internos vector-like. Se quiere enfatizar que es posible realizarlos todos con una sola simetría adicional $U(1)_{B-L}$. Para eso, se puede usar la solución (A) con una elección adecuada de la carga libre circulante r .

Por ejemplo, en el caso más simple de una sola línea de fermión de Dirac singlete bajo el SM circulante como en la topología T3-1-A, se tiene el diagrama mostrado en la figura 3.6.

Del flujo del número leptónico en la figura 3.6, se tiene

$$\eta = 1 - r, \quad \sigma = \nu - r. \quad (3.21)$$

Las cargas correspondientes para la solución (A) se muestran en la Tabla 3.5.

Dado que las cargas de los neutrinos derechos ahora son más grandes que las de la solución (B) utilizada en la sección 3.3.2, se esperan las restricciones de N_{eff} sean más fuerte. De hecho, un análisis fenomenológico detallado reciente del modelo seesaw de Dirac radiativo [85] incluye el caso de un neutrino derecho con $\nu = 4$ y se puede aplicar completamente aquí. En particular, las restricciones de N_{eff} para los casos de materia oscura escalar (σ^a, η^a) y fermión de Dirac (ψ) son

Campos	$(\nu_{Ri})^\dagger$	$(\nu_{Rj})^\dagger$	$(\nu_{Rk})^\dagger$	X_1	X_2	X_3	X_4	S
T3-1-A-I				$(\psi_R)^\dagger$	ψ_L	η_a	σ_a	–
L	+4	+4	–5	r	$-r$	$1 - r$	$4 - r$	– 3

Cuadro 3.5: $T3-1-A-I$ ($\alpha = 0$): Soluciones para modelo de seesaw de Dirac radiativos con $i \neq j \neq k$ ($i, j, k = 1, 2, 3$).

más importantes que la restricción dadas por la búsqueda del Z_{B-L} en el LHC. Se remite al lector allí para más detalles.

Está claro que después de SSB de $U(1)_{B-L}$ ambas soluciones T1-3-EI ($\alpha = 0$) en la sección 3.3.2 y T3-1-AI ($\alpha = 0$) se reduce al modelo de seesaw radiativo de Dirac. Además, podemos agregar cargas circulantes adicionales en el loop. De hecho, cuando todas las partículas circulantes en el loop son octetes de color [84], se puede tener un candidato de materia oscura en estado ligado formado por dos fermiones octetos de color de Dirac [229]. Con estas soluciones, la simetría adicional Z_2 en [84] ya no es necesaria.

3.4. Conclusiones

Se encontraron modelos nuevos y simples para las masas de neutrinos de Dirac dentro de una extensión del Modelo Estándar mediante una simetría gauge $U(1)_{B-L}$ que se rompe espontáneamente. Específicamente, se estudian las realizaciones quirales mínimas, a un loop, del operador de conservación del número total leptónico de dimensión 5 que da lugar a masas de neutrinos de Dirac sin imponer simetrías adicionales. Los modelos mínimos contienen tres o cinco campos quirales, dos de ellos con las mismas cargas bajo la simetría $B - L$. En el último caso, sus cargas se pueden fijar mediante el requisito de tener una partícula de materia oscura en el espectro. El contenido completo de partículas, así como los términos de los Lagrangianos relevantes, se proporcionaron para cada uno de estos modelos. También se muestra que se pueden obtener soluciones conocidas con fermiones vector-like con solo la simetría simple $U(1)_{B-L}$. Por lo tanto, estos nuevos modelos pueden acomodar simultáneamente masas de neutrinos de Dirac a un loop y materia oscura sin invocar simetrías discretas.

NOTA: Durante la finalización de este trabajo, un estudio relacionado [86] apareció. También presentan la solución en la sección 3.3.5 (Tabla 3.5) fijando $r = 1/2$.

Generación de masa de neutrinos de Dirac a partir de mediadores de Majorana

Este capítulo está basado en el trabajo publicado en **Phys.Rev.D 101 (2020) 3, 035004**

<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.035004>

El modelo de seesaw tipo I radiativo ya se ha implementado para explicar la pequeñez de los neutrinos de Majorana con fermiones pesados de Majorana y Dirac, y la pequeñez de los neutrinos de Dirac con fermiones pesados de Dirac. En este trabajo se presenta una implementación mínima del modelo de seesaw tipo I radiativo con neutrinos de Dirac ligeros y fermiones de Majorana pesados. Un doblete inerte y un escalar complejo singlete completan el sector oscuro que está protegido por una simetría gauge fermiofóbica abeliana que también prohíbe las contribuciones de masa a nivel árbol para el conjunto completo de neutrinos ligeros. También se propone una extensión del modelo con fermiones vector-like en la que los neutrinos ligeros derechos pueden termalizar en el plasma primordial y el bosón gauge adicional se puede producir directamente en los colisionadores. En particular, el límite superior actual en ΔN_{eff} encontrado por la colaboración del experimento PLANCK apunta a grandes proporciones $M_{Z'}/g' \gtrsim 40$ TeV que pueden ser competitivas con restricción de colisionador para g' suficientemente grande para los valores del SM, mientras que los futuros experimentos de fondo cósmico de microondas pueden probar todos los modelos no mínimos presentados aquí.

4.1. Introducción

La interpretación de los datos experimentales de neutrinos en términos de oscilaciones de neutrinos es compatible con las masas de neutrinos de Majorana y Dirac [197]. La primera posibilidad ha recibido la mayor atención, pero dada la falta de señales en los experimentos de desintegración beta doble sin neutrinos [59–64], este último no puede ser descartado. Si los neutrinos son partículas de Dirac, el contenido de partículas del SM debe extenderse con neutrinos derechos, que pueden aumentar el número efectivo de neutrinos ligeros, N_{eff} , hasta 6. Por lo tanto, para ser compatible con las restricciones cosmológicas actuales en N_{eff} , las interacciones de los neutrinos derechos adicionales con el plasma primordial deben suprimirse en gran medida.

Por otro lado, para dar pequeñas masas a al menos dos neutrinos de Majorana o Dirac, como se requiere para explicar los resultados experimentales de oscilaciones de neutrinos [38, 40], se suele invocar el mecanismo de seesaw con fermiones pesados. Para el modelo de seesaw tipo I a nivel

árbol podemos tener neutrinos de Majorana ligeros con mediadores pesados de Majorana [230–233] o neutrinos ligeros de Dirac con mediadores pesados de Dirac [69, 202–204]. El modelo de seesaw radiativo de tipo I incluye ambas [234] posibilidades [178], pero ahora también es posible tener neutrinos ligeros de Majorana con mediadores de Dirac pesados [235]. En este trabajo se quiere explorar la posibilidad de construir un modelo simple de seesaw tipo I radiativo de Dirac con mediadores pesados de Majorana. Vale la pena notar que esta idea ya ha sido ilustrada en una extensión del SM supersimétrico mínimo [236] pero sin mostrar ninguna solución explícita.

En general, las soluciones para masas ligeras de neutrinos de Dirac requieren una simetría continua para garantizar su naturaleza de Dirac. Esta simetría generalmente se identifica como una simetría $U(1)_{B-L}$ local. Además, se invocan simetrías discretas ad-hoc para prohibir los términos de masa de Dirac o Majorana a nivel árbol para los neutrinos ligeros derechos [78, 85, 202]. Sin embargo, se ha demostrado que el modelo de seesaw tipo I de Dirac a nivel árbol con las opciones adecuadas para las cargas de $U(1)_{B-L}$ es consistente sin requerir simetrías discretas ad-hoc adicionales [69]. En trabajos recientes, se ha demostrado que incluso para masas de neutrinos de Dirac a un loop, es posible tener $U(1)_{B-L}$ como la única simetría adicional más allá del SM [86, 87, 92]¹.

Como beneficio adicional en este caso, los nuevos escalares y fermiones que circulan en el loop pueden ser candidatos a materia oscura, donde la estabilidad del más ligero está garantizada por la misma simetría continua. Este trabajo se centra en soluciones para el modelo de seesaw tipo I radiativo de Dirac con mediadores de Majorana, que solo tienen una simetría local extra responsable de la naturaleza de Dirac de los neutrinos ligeros, la ausencia de cualquier masa a nivel árbol y la existencia de un sector oscuro constituido por las partículas que circulan en el loop.

De hecho, otra evidencia de que el SM no es una teoría completa es el contenido de materia faltante del Universo, que se conoce como materia oscura (DM). Las principales propuestas que explican la DM como partícula se dan en la Ref. [237]. Sin embargo, hasta ahora solo ha habido evidencia gravitacional de la existencia de materia oscura. Sin evidencia de DM como partícula, no hay un camino claro para precisar las propiedades de la DM, ni los posibles compañeros más pesados de algún sector oscuro extendido. Vincular el sector oscuro a otra fenomenología específica permite reducir la arbitrariedad en la construcción del modelo. En esta construcción, el sector oscuro está relacionado con el sector pesado responsable de la ligereza de los neutrinos y la misma simetría que garantiza la pequeñez de las masas de los neutrinos de Dirac es la responsable de la estabilidad de la partícula oscura más liviana (LDP, lightest dark particle). Por tanto, el número de modelos específicos es bastante restringido.

El resto del capítulo está organizado de la siguiente manera. En la siguiente sección se presenta el modelo y se estudia el espectro de masas escalar después de la ruptura espontánea de simetría. En la Sec. 4.3 se presenta el mecanismo radiativo que genera masas de neutrinos de Dirac y establecemos las restricciones de violación del sabor leptónico. Los diferentes escenarios de DM resultantes se discuten en la Sección 4.4, y en la sección 4.5 se muestran las restricciones cosmológicas (N_{eff}) en un modelo no mínimo para diferentes simetrías extras Abelianas.

¹Para extensiones con solo escalares adicionales, se han encontrado soluciones mínimas con dos y tres loop [92].

Campos	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_D$
η	2	1	1
S	1	0	2
σ	1	0	3
ν_{Ri}	1	0	-4
ν_{R3}	1	0	5
$\psi_{R\alpha}$	1	0	1

Cuadro 4.1: Los nuevos escalares y fermiones con sus respectivas cargas. Todos los campos SM son neutrales bajo la simetría gauge $U(1)_D$ oscura.

4.2. El modelo

Se extiende el SM con una simetría gauge abeliana rota espontáneamente que garantiza la naturaleza de Dirac de los neutrinos masivos. Solo las nuevas partículas, incluidos los neutrinos derechos compañeros de los neutrinos del SM, se cargan bajo esta nueva simetría gauge oscura $U(1)_D$ [128, 238, 239] para obtener una teoría libre de anomalías. Se elige el nuevo conjunto de partículas de modo que el siguiente operador de dimensión seis se realice a nivel de un loop

$$\mathcal{O}_{6D} = \frac{1}{\Lambda^2} \bar{L} \tilde{H} \nu_R S^2, \quad (4.1)$$

donde S es el campo escalar singlete que rompe espontáneamente la simetría $U(1)_D$ necesaria para prohibir los términos de masa de neutrinos de Dirac y Majorana a nivel árbol.

Con el objetivo de ilustrar la generación de masa de neutrinos de Dirac a un loop, se considera el contenido de partículas que se muestra en la Tabla 4.1 como una posible realización del operador efectivo \mathcal{O}_{6D} . Esta solución corresponde a la solución mínima mostrada en la tabla 2.2. Específicamente, se agregan tres campos escalares η, σ y S , donde solo S desarrolla un valor esperado de vacío (VEV) distinto de cero, un conjunto de tres fermiones singlete, ν_{Rj} ($j = 1, 2$) y ν_{R3} , y otro conjunto de tres fermiones de Majorana pesados, $\psi_{R\alpha}$ ($\alpha = 1, 2, 3$).

Las cargas bajo la simetría $U(1)_D$ para las nuevas partículas se definen por las condiciones de cancelación de anomalías y la invariancia gauge en los términos de Yukawa y las interacciones escalares. El Lagrangiano más general para alguna simetría gauge $U(1)_X$, que incluye el caso trivial $X = \mathcal{D}$, debe contener las siguientes interacciones gauge, Yukawa y escalares para realizar

\mathcal{O}_{6D} en un loop:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset & -g' Z'_\mu \sum_F q_F \bar{F} \gamma^\mu F + \sum_\phi |(\partial_\mu + i g' q_\phi Z'_\mu) \phi|^2 \\ & - [h_{i\alpha} \bar{L}_i \tilde{\eta} \psi_{R\alpha} + y_{j\alpha} \bar{\nu}_{Rj} \sigma^* \psi_{R\alpha}^c + \kappa_{\alpha\beta} \bar{\psi}_{R\alpha}^c \psi_{R\beta} S^* + \text{h.c.}] - \mathcal{V}(H, S, \eta, \sigma). \end{aligned} \quad (4.2)$$

En la primera fila g' es el acoplamiento gauge asociado al grupo $U(1)_X$ y Z'_μ es su bosón gauge correspondiente, F (ϕ) denotan los nuevos fermiones (escalares), y $q_{F,\phi}$ sus cargas bajo X . En la segunda fila L_i ($i = 1, 2, 3$) y H son los dobletes del leptón y Higgs del SM, respectivamente, $\tilde{\eta} = i\sigma_2 \eta^*$, y h , y y κ son matrices en el espacio de sabor. El potencial escalar se puede escribir como

$$\begin{aligned} \mathcal{V}(H, S, \eta, \sigma) = & V(H) + V(S) + V(\eta) + V(\sigma) \\ & + \lambda_1 (H^\dagger H)(S^* S) + \lambda_2 (H^\dagger H)(\sigma^* \sigma) + \lambda_3 (H^\dagger H)(\eta^\dagger \eta) \\ & + \lambda_4 (S^* S)(\sigma^* \sigma) + \lambda_5 (S^* S)(\eta^\dagger \eta) + \lambda_6 (\eta^\dagger \eta)(\sigma^* \sigma) + \lambda_7 (\eta^\dagger H)(H^\dagger \eta) \\ & + \lambda_8 (\eta^\dagger H S^* \sigma + \text{h.c.}), \end{aligned} \quad (4.3)$$

con $V(\omega) = \mu_\omega^2 \omega^\dagger \omega + \lambda_\omega (\omega^\dagger \omega)^2$. Vale la pena enfatizar que la simetría $U(1)_D$ permite automáticamente todos los términos en las ecuaciones (4.2) y (4.3) pero otras realizaciones se comprobarán más adelante. Tenga en cuenta que después de la ruptura espontánea de simetría, para la simetría $U(1)_X$, el término λ_8 da lugar a la mezcla entre las partes neutras de η y σ , que es obligatorio para generar masas radiativas distintas de cero. Suponemos λ_8 y $\langle S \rangle$ reales para preservar la simetría CP en el sector escalar, y $\mu_\eta^2, \mu_\sigma^2 > 0$ para evitar los términos de mezcla entre los fermiones a nivel árbol. Además, también se asume $\lambda_1 \ll 1$ de manera que los escalares S y H no se mezclan, lo que permite identificar la partícula escalar par CP en H como el bosón de Higgs del SM. Para establecer el espectro escalar, se expanden los campos escalares como

$$\begin{aligned} H &= \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h + v_H + iG) \end{pmatrix}, & \eta &= \begin{pmatrix} \eta^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta_R + i\eta_I) \end{pmatrix}, \\ S &= \frac{1}{\sqrt{2}}(S_R + v_S + iS_I), & \sigma &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_R + i\sigma_I), \end{aligned}$$

con $v_H = 246,22$ GeV. De los doce grados de libertad escalares originales en el modelo, los bosones gauge W^\pm , Z^0 y Z' absorben cuatro de ellos (los bosones Goldstone G^\pm , G y S_I). Por lo tanto, el espectro escalar contiene dos conjuntos de dos estados CP pares neutros (h y S_R , y σ_R y η_R), dos estados CP impares escalares (σ_I y η_I) y un escalar cargado (η^\pm). El espectro de masas para los escalares no mezclados son

$$m_{\eta^\pm}^2 = \mu_\eta^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 v_H^2 + \lambda_5 v_S^2), \quad m_H^2 = \lambda_H v_H^2, \quad m_S^2 = \lambda_S v_S^2.$$

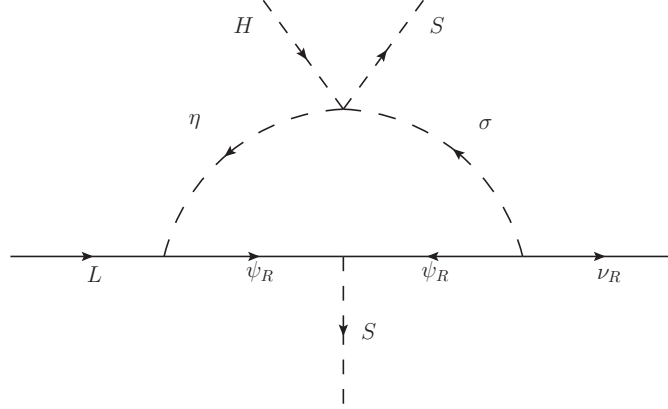


Figura 4.1: Realización a un loop del operador de dimensión 6 $\bar{L}\tilde{H}\nu_R S^2$ que conduce a masas de neutrinos de Dirac con mediadores de Majorana.

Los otros autoestados masivos se definen como

$$\begin{pmatrix} \chi_{(R,I)_1} \\ \chi_{(R,I)_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{(R,I)} \\ \eta_{(R,I)} \end{pmatrix},$$

donde $\tan \theta = 2c/(b - a)$, con $a = m_{\eta_{\pm}}^2 + \frac{1}{2}\lambda_7 v_H^2$, $b = \mu_{\sigma}^2 + \frac{1}{2}(\lambda_2 v_H^2 + \lambda_4 v_S^2)$ y $c = \frac{1}{2}\lambda_8 v_H v_S$. Tenga en cuenta que los estados CP pares $\chi_{R(1,2)}$ son degenerados en masa con los CP impares $\chi_{I(1,2)}$, con masas $m_{\chi_{(1,2)}}^2 = [a + b \mp \sqrt{(a - b)^2 + 4c^2}]/2$.

Por otro lado, se asume que los fermiones pesados de Majorana ya están en la base diagonal de tal manera que sus masas son $M_{\psi_{\alpha}} = \kappa_{\alpha\alpha} v_S / \sqrt{2}$, con $M_{\psi_1} < M_{\psi_2} < M_{\psi_3}$. Finalmente, la masa del nuevo bosón gauge viene dada por

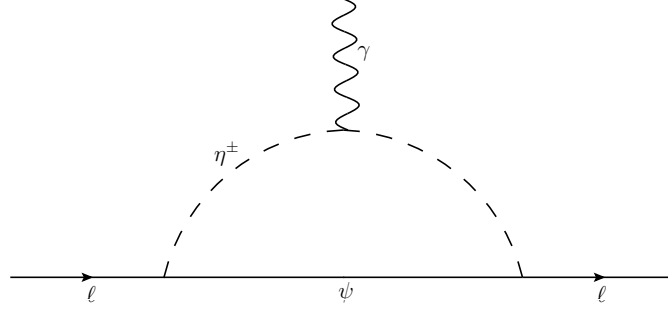
$$M_{Z'} = q_S g' v_S. \quad (4.4)$$

4.3. Masas de neutrinos y violación del sabor leptónico en el sector cargado

Las masas de neutrinos se generan a nivel de un loop de acuerdo con el diagrama de la Fig. 4.1. La expresión para la matriz de masa de neutrinos efectiva \mathcal{M}_{ν} se puede escribir como

$$(\mathcal{M}_{\nu})_{ij} = \frac{1}{32\pi^2} \frac{\lambda_8 v_S v_H}{m_{\chi_{R2}}^2 - m_{\chi_{R1}}^2} \sum_{\alpha=1}^3 h_{i\alpha} M_{\psi_{\alpha}} y_{j\alpha}^* \left[F\left(\frac{m_{\chi_{R2}}^2}{M_{\psi_{\alpha}}^2}\right) - F\left(\frac{m_{\chi_{R1}}^2}{M_{\psi_{\alpha}}^2}\right) \right] + (R \rightarrow I), \quad (4.5)$$

donde $F(x) = x \log x / (x - 1)$. Tenga en cuenta que la estructura de la matriz de masa de neutrinos efectiva, dada por el producto $(M_{\nu})_{ij} \propto h_{i\alpha} y_{j\alpha}$, es similar a la estructura de la matriz de masas de neutrinos para el mecanismo de seesaw a nivel árbol para neutrinos de Dirac [73]. También vale la pena mencionar que si solo se agrega un fermión ψ_R , entonces habrá dos neutrinos sin masa, que serían descartados por los datos de oscilación de neutrinos actuales [201]. En este caso, se asume


 Figura 4.2: *diagrama de Feynman para los procesos $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$*

la existencia de tres fermiones, generando masas escotógenas de Dirac para los dos neutrinos izquierdos ($\nu_3 = \nu_{L3} + \nu_{R3}$ no tiene masa debido a la asignación de carga).

Para estimar los posibles valores de los parámetros involucrados en las masas de neutrinos, consideramos el caso donde $\lambda_2, \lambda_4, \lambda_7 \ll 1$ y $m_\chi^2 \equiv m_{\eta^\pm}^2 = \mu_\sigma^2 \gg \frac{1}{2} \lambda_8 v v_S$, lo que conduce a $a \approx b \gg c$. Teniendo en cuenta que para el caso mencionado $m_{\chi_{R2}}^2 - m_{\chi_{R1}}^2 = \lambda_8 v v_S$ y $m_{\chi_{R2}}^2 + m_{\chi_{R1}}^2 = 2m_\chi^2$, se tiene

$$(\mathcal{M}_\nu)_{ij} = \frac{\lambda_8 v_S v}{16\pi^2} \sum_{\alpha=1}^3 \frac{h_{i\alpha} M_{\psi_\alpha} y_{j\alpha}^*}{m_\chi^2 - M_{\psi_\alpha}^2} \left[1 - \frac{M_{\psi_\alpha}^2}{m_\chi^2 - M_{\psi_\alpha}^2} \log \left(\frac{m_\chi^2}{M_{\psi_\alpha}^2} \right) \right], \quad (4.6)$$

y asumiendo además $m_\chi^2 \gg M_{\psi_\alpha}^2$ se encuentra que

$$(\mathcal{M}_\nu)_{ij} = \frac{\lambda_8 v_S v}{16\pi^2 m_\chi^2} \sum_{\alpha=1}^3 h_{i\alpha} M_{\psi_\alpha} y_{j\alpha}^*, \quad (4.7)$$

$$\sim 0,04 \text{ eV} \left(\frac{\lambda_8}{10^{-4}} \right) \left(\frac{v_S}{200 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{M_{\psi_\alpha}}{50 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{2 \text{ TeV}}{m_\chi} \right)^2 \left(\frac{h_{i\alpha} y_{j\alpha}}{10^{-4}} \right). \quad (4.8)$$

De esta forma, además de la supresión de un loop, es posible tener más supresión en la matriz de masa de neutrinos para valores pequeños de v_S , λ_8 o $h_{i\alpha} y_{j\alpha}$.

Por otro lado, la interacción $h_{i\alpha}$ Yukawa en la ecuación (4.2) conduce a procesos de violación del sabor leptónico cargados (CLFV) inducidos a nivel de un loop y mediados por los escalares cargados η^\pm como los que se muestran en la Fig. 4.2 para el tipo $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$. Usando la restricción experimental actual en el $\text{Br}(\mu \rightarrow e \gamma) < 5,7 \times 10^{-13}$ [194] y para el caso $m_\chi^2 = m_{\eta^\pm}^2 \gg M_{\psi_\alpha}^2$ es posible obtener un límite superior para el producto de los acoplamientos Yukawa

$$\left| \sum_{\alpha} h_{2\alpha} h_{1\alpha}^* \right| \lesssim 0,02 \left(\frac{m_\chi}{2 \text{ TeV}} \right)^2. \quad (4.9)$$

Vale la pena notar que $y_{j\alpha}$ no está restringido debido a la no observación de los procesos de CLFV.

4.4. Materia oscura

De la asignación de cargas del modelo en la Tabla 4.1 se tiene que queda una simetría Z_2 residual después de la ruptura de simetría $U(1)_{\mathcal{D}}$. Las partículas que circulan por el loop en el diagrama de masa de neutrinos a un loop (ver Fig. 4.1) y ν_{R3} son impares bajo esta simetría, mientras que ν_{R1}, ν_{R2} , S y todas las partículas del SM son pares. Así, la partícula impar bajo la simetría Z_2 eléctricamente neutra más ligera se convierte en candidata a materia oscura. En otras palabras, este modelo también proporciona una solución al problema de la DM, vía DM fermiónica (ψ_1) o DM escalar (χ_1)².

Dado que ψ_1 es un singlete bajo el grupo gauge del SM, su densidad de reliquia térmica está controlada por los acoplamientos de Yukawa y las interacciones gauge $U(1)_{\mathcal{D}}$. El escenario en el que ψ_1 se auto-aniquila de manera dominante a través de la interacción de Yukawa $h_{i\alpha}$ se asemeja al modelo escotogénico bien conocido [234], donde se requiere un tamaño de $h_{i\alpha}$ considerable para reproducir la abundancia correcta de DM, lo que a su vez conduce a una tensión leve con los límites superiores experimentales en las tasas de desintegración de leptones cargados raros [240–242]. Por otro lado, cuando el portal del Z' [243, 244] es la puerta principal al sector visible, ψ_1 se aniquila en gran medida en neutrinos de tal manera que la abundancia de DM observada se puede reproducir sin entrar en conflicto con las búsquedas de DM, lo que se deriva del hecho de que el Z' no se acopla a los quarks y leptones cargados (ver [244–248] para estudios fenomenológicos sobre DM de Majorana mediados por Z').

La dispersión elástica de la partícula ψ_1 con los núcleos puede ocurrir a través de diferentes mediadores: escalares inertes (σ, η), el Higgs del SM (a través de la mezcla con S) y Z' . Cuando los escalares inertes median las dispersiones de nucleones con la DM, la sección transversal independiente del espín correspondiente se suprime debido a su naturaleza quark-fóbica [242], mientras que las dispersiones a través de Z' requieren necesariamente una mezcla cinética (ya que los fermiones del SM no se acoplan directamente al Z') y conduce a una sección transversal dependiente del espín. Por último, las dispersiones a través del intercambio del Higgs también se suprimen mediante el parámetro de mezcla λ_1 , que debe ser pequeño para reproducir correctamente la fenomenología del Higgs del SM. A pesar de todo, es factible esperar que las tasas de dispersión elástica de la partícula ψ con los núcleos estén muy por debajo de la sensibilidad de los experimentos de detección directa actuales.

A diferencia de la DM fermiónica, el candidato de DM escalar tiene términos de interacción adicionales a las interacciones de Yukawa y gauge. Esto implica que los últimos pueden usarse para alterar las predicciones de densidad de reliquias en escenarios con DM escalar mixta. Dado que en el modelo actual las partículas CP pares y CP impares neutras bajo Z_2 son degeneradas en masa, se tiene el escenario del singlete-doblete complejo DM [212, 249] donde el candidato de DM es una mezcla de un singlete complejo [208] y un $SU(2)_L$ doblete [210, 211]. De ello se deduce que para interacciones insignificantes de Yukawa y gauge hay dos regiones de masa de DM que permiten reproducir correctamente la densidad de reliquia, una corresponde a la región de resonancia del Higgs y la segunda exige masas superiores a 100GeV [214]. Con respecto a las

²Tenga en cuenta que Z' no puede constituir un candidato de DM debido a la inestabilidad asociada al canal de decaimiento $Z' \rightarrow \bar{\nu}_{R3}\nu_{R3}$, que no se puede cerrar cinemáticamente, y que ni ψ_1 y χ_1 pueden descomponerse en ν_{R3} ya que no comparten interacciones de Yukawa (ver Ec. (4.2)).

señales de detección directa, se esperan tasas de dispersión similares a las del modelo singlete escalar complejo [250, 251].

4.5. Más allá del modelo mínimo: restricciones cosmológicas y de colisionador

Resulta que el portal Z' también permite probar el modelo a través de modificaciones en la historia cosmológica del Universo, es decir, mediante contribuciones adicionales al número efectivo de grados relativistas de libertad N_{eff} [252]. En este modelo, estas contribuciones surgen de la presencia de neutrinos derechos y se puede esperar que sean considerables precisamente debido a las grandes cargas $U(1)_{\mathcal{D}}$ del ν_R . Sin embargo, dado que los neutrinos derechos no se acoplan directamente al resto de las partículas del SM (ver Ec. (4.2)), se desacoplan lo suficientemente temprano (cuando la DM lo hace o incluso antes) del baño térmico y, por lo tanto, modifica la predicción del SM para N_{eff} con una contribución adicional como máximo $\sim 0,2$ [253].

Con el objetivo de extender el período de termalización de los neutrinos derechos con el plasma primordial en el Universo temprano, se considera cambiar la simetría oscura por una simetría gauge abeliana libre de anomalías general $U(1)_X$, donde la asignación de cargas para los fermiones del SM son independientes de la generación. En la introducción se mostró que las soluciones a las condiciones de cancelación de anomalías permiten escribir las cargas X de los campos del SM en términos de dos parámetros [128–130, 254], que elegimos como

$$X(r, l) = rR - lY, \quad (4.10)$$

donde R es el generador de la simetría $U(1)_R$ (la simetría gauge abeliana donde solo los fermiones derechos del SM tienen cargas X que no desaparecen), Y es la hipercarga, l es la carga X de los dobletes leptónicos, y r parametriza la contribución a las anomalías lineales y mezcla de gauge-gravitacional de cualquier conjunto adicional de fermiones quirales, como se indica en la ecuación (1.171) de la introducción. De esta manera, si solo se permiten fermiones vector-like adicionales más allá del SM ($r = 0$), la solución debe ser proporcional a la hipercarga. Sin pérdida de generalidades, se puede escribir las soluciones en términos de un solo parámetro [132–134], donde se elige l como el parámetro libre después de fijar $r = 1$. Entonces, como se muestra en el capítulo 2, la familia completa de soluciones para un l fijo se puede obtener después de reescalar todos las cargas de X por un factor de r . En particular, la solución fermiofóbica [128, 238, 239] utilizada en las secciones anteriores, $U(1)_{\mathcal{D}}$, corresponde a la reescalamiento $r = 0$ de la solución $U(1)_R$: $\mathcal{D} = X(0, 0)$.

La solución para este parámetro se muestra en la columna $U(1)_X$ de la Tabla 4.2. Para analizar la fenomenología, se fija l para recuperar algunos grupos gauges abelianos ya estudiados $X = B - L, R, D, G$, como se define en la Ref. [128]³. La última columna corresponde al reescalamiento con $r = 0$ de $U(1)_R$.

Dado que el interés está en mantener el conjunto exótico de cargas bajo la simetría X , $\{\mp 4, \mp 4, \pm 5\}$ de tal manera que cuando se asignen dichas cargas a los neutrinos derechos las masas de

³Se cambia $U(1)_B$ para el nombre más adecuado de $U(1)_R$ [93].

Dirac y Majorana a nivel árbol puedan estar prohibidas [87]. Además, el conjunto de mediadores de Majorana $\psi_{R\alpha}$ que realizan el operador de dimensión 6 a un loop estropearían la condición de cancelación de anomalía. En vista de que $\psi_{R\alpha}$ tienen necesariamente cargas bajo la simetría $U(1)_B$ distintas de cero, se agregan además un conjunto extra de fermiones quirales de tal manera que el conjunto completo de fermiones pesados no afecte la cancelación de la anomalía (sus cargas se cancelan entre sí de una manera similar a un conjunto de fermiones vector-like). La asignación de carga resultante se muestra en la Tabla 4.2, donde los campos $\xi_{L\alpha}$ constituyen el nuevo conjunto de fermiones quirales que garantizan la cancelación de las anomalías.⁴ De esta forma terminamos con un modelo con cuatro fermiones de Majorana, dos más que en la solución mínima, ya que no se necesita una tercera generación de fermiones quirales para cancelar las anomalías $U(1)_X$ (alternativamente se puede considerar otra configuración simple agregando un solo conjunto de ψ_R y ξ_L y dos conjuntos de escalares $\eta_\alpha, \sigma_\alpha$ [84])⁵. En consecuencia, se puede esperar que los tres neutrinos derechos dentro del modelo no tan mínimo contribuyan a la densidad de energía de la radiación del Universo, ya que ahora la interacción entre los Z' con los fermiones del SM abre la posibilidad de termalizarlos con el plasma primordial. En otras palabras, esto conduce a una modificación en los grados relativistas de libertad como [255, 256]

$$\Delta N_{\text{eff}} = N_{\text{eff}} - N_{\text{eff}}^{\text{SM}} = N_{\nu_R} \left(\frac{T_{\nu_R}}{T_{\nu_L}} \right)^4 = N_{\nu_R} \left(\frac{g(T_{\text{dec}}^{\nu_L})}{g(T_{\text{dec}}^{\nu_R})} \right)^{4/3}, \quad (4.11)$$

donde N_{ν_R} es el número de neutrinos derechos con la misma carga X y $g(T)$ es el número de grados relativistas de libertad a una temperatura T en el SM [257]. La temperatura de desacoplamiento de los neutrinos del SM es $T_{\text{dec}}^{\nu_L} \approx 2,3$ MeV, cuando $g(T_{\text{dec}}^{\nu_L}) = 43/4$ correspondientes a los tres ν_L, e^\pm y al fotón [258, 259]. Dado que la interacción de los neutrinos derechos con el SM solo está mediada por el bosón gauge Z' , la tasa correspondiente se puede escribir como [260]

$$\begin{aligned} \Gamma_{\nu_R}(T) &= n_{\nu_R}(T) \langle \sigma(\bar{\nu}_R \nu_R \rightarrow \bar{f} f) v \rangle \\ &= \frac{g_{\nu_R}^2}{n_{\nu_R}(T)} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} f_{\nu_R}(p) \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} f_{\nu_R}(k) \sigma_f(s) v, \end{aligned} \quad (4.12)$$

donde $f_{\nu_R}(k) = 1/(e^{k/T} + 1)$ es la distribución de Fermi-Dirac, $g_{\nu_R} = 2$, $v = 1 - \cos \varphi$ es la velocidad de Moller, $s = 2pk(1 - \cos \varphi)$, p y k son los momentos de la partícula con φ el ángulo entre ellos, y la densidad numérica de neutrinos derechos viene dada por

$$n_{\nu_R}(T) = g_{\nu_R} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} f_{\nu_R}(k).$$

La sección transversal para el caso de un mediador pesado ($T_{\text{dec}}^{\nu_R} \ll M_{Z'}$), con $s \ll M_{Z'}$ y

⁴Sus masas de Majorana se obtienen de la misma forma que las de $\psi_{R\alpha}$.

⁵Viendo que los dos campos adicionales izquierdos $\xi_{L\alpha}$, con una carga X igual a $r = 3/4$, tienen términos de masa de Dirac y Majorana $\bar{\xi}_{L\alpha} \psi_{R\beta}$ y $\bar{\xi}_{L\alpha}^c \xi_{L\beta} \langle S \rangle$, el conjunto completo de campos de Majorana es enorme y pesado. Además, debido a que $U(1)_X$ omitió una simetría discreta Z_2 remanente que garantiza la estabilidad de la partícula más liviana impar bajo la simetría Z_2 , se tiene que el más liviano de estos campos de Majorana puede desempeñar el papel de candidato a DM.

Campos	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_X$	$U(1)_{B-L}$	$U(1)_R$	$U(1)_D$	$U(1)_G$	$U(1)_D$
L	2	-1	l	-1	0	$-3/2$	$-1/2$	0
d_R	1	$-2/3$	$1 + 2l/3$	$1/3$	1	0	$2/3$	0
u_R	1	$+4/3$	$-1 - 4l/3$	$1/3$	-1	1	$-1/3$	0
Q	2	$1/3$	$-l/3$	$1/3$	0	$1/2$	$1/6$	0
e_R	1	-2	$1 + 2l$	-1	1	-2	0	0
H	2	1	$-1 - l$	0	-1	$1/2$	$-1/2$	0
η	2	1	$3/4 - l$	$7/4$	$3/4$	$9/4$	$5/4$	1
S	1	0	$3/2$	$3/2$	$3/2$	$3/2$	$3/2$	2
σ	1	0	$13/4$	$13/4$	$13/4$	$13/4$	$13/4$	3
ν_{Ri}	1	0	-4	-4	-4	-4	-4	-4
ν_{R3}	1	0	+5	+5	5	5	5	5
$\psi_{R\alpha}$	1	0	$3/4$	$3/4$	$3/4$	$3/4$	$3/4$	1
$\xi_{L\alpha}$	1	0	$3/4$	$3/4$	$3/4$	$3/4$	$3/4$	-

Cuadro 4.2: Solución general en función de un solo parámetro con algunos ejemplos de soluciones racionales ($X = B - L, R, D, G$ y \mathcal{D}) para la realización del modelo seesaw tipo I radiativo del operador efectivo \mathcal{O}_{6D} para masas de neutrinos de Dirac. La última columna corresponde a la solución de la Tabla 4.2.

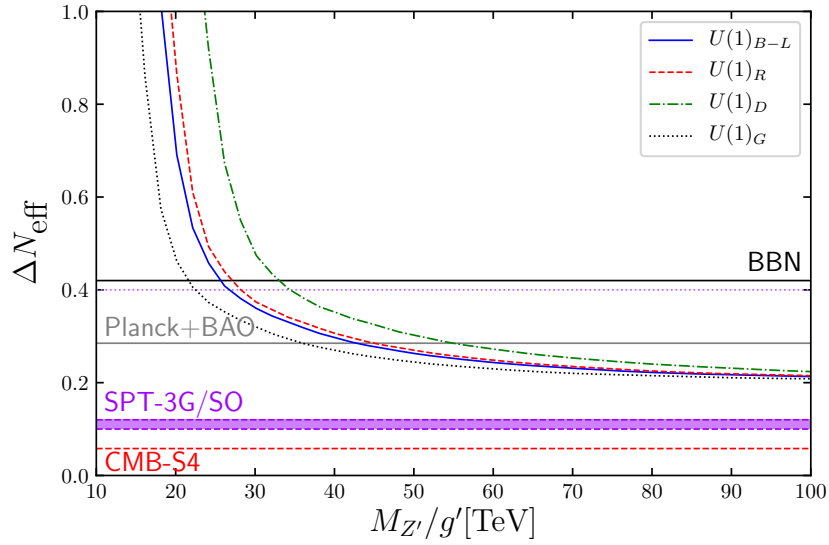


Figura 4.3: Contribución al número de grados de libertad extra relativistas (ΔN_{eff}) en función de $M_{Z'}/g'$. La región por encima de la línea gris sólida está excluida por las mediciones a 2σ reportadas por PLANCK Collaboration [144]. Para fines de comparación, también se muestra para las restricciones superiores a 2σ (línea negra) obtenido del análisis de BBN [262]. Las líneas discontinuas horizontales muestran la sensibilidad proyectada de los experimentos futuros SPT-3G/SO [263, 264] y CMB-S4 [265]. $\Delta N_{\text{eff}} = 0,4$ representa la contribución adicional requerida para aliviar la tensión en los valores H_0 inferidos de las observaciones de alto y bajo redshift [266, 267].

despreciando las masas de los fermiones en el estado final está dada por [261]

$$\sigma_f(s) \approx N_f^C \frac{s}{12\pi} \left(\frac{g'}{M_{Z'}} \right)^4 q_{\nu_R}^2 (q_{f_L}^2 + q_{f_R}^2), \quad (4.13)$$

donde $N_f^C = 1(3)$ para leptones (quarks), y q_f es la carga X de los fermiones del SM. En consecuencia, la tasa de interacción toma la forma

$$\Gamma_{\nu_R}(T) = \frac{49\pi^5 T^5}{97200\zeta(3)} \left(\frac{g'}{M_{Z'}} \right)^4 \sum_f N_f^C q_f^2. \quad (4.14)$$

En esta expresión, la suma se realiza sobre todos los fermiones del SM que están en equilibrio térmico con el plasma a temperatura T . Para estimar la contribución a los grados relativistas de libertad de los neutrinos derechos, es necesario calcular la temperatura de desacoplamiento de los neutrinos derechos ($T_{\text{dec}}^{\nu_R}$). Esto último ocurre cuando la tasa de interacción $\Gamma_{\nu_R}(T)$ cae por debajo de la tasa de expansión del Universo, $\Gamma(T_{\text{dec}}^{\nu_R}) = H(T_{\text{dec}}^{\nu_R})$, con $H(T) = [4\pi^3 G_N (g(T) + 21/4)/45]^{1/2} T^2$. Tenga en cuenta que el factor $21/4$ corresponde a la contribución de los neutrinos derechos a los grados relativistas de libertad. Los resultados para ΔN_{eff} en función de $M_{Z'}/g'$ se muestran en la Fig. 4.3, donde se puede observar que para proporciones pequeñas $M_{Z'}/g'$ la variación en el número de grados relativistas de libertad de la nueva especie es grande ($\Delta N_{\text{eff}} \gtrsim 0,3$ corresponde a las temperaturas de desacoplamiento $T_{\text{dec}}^{\nu_R} \lesssim 2$ GeV) y viceversa. De ello se deduce que para el modelo $U(1)_G$, el límite superior de Planck + BAO en 2σ (línea gris continua) exige que $M_{Z'}/g' \gtrsim 36$ TeV mientras que para el modelo $U(1)_D$ se aplica un límite inferior más estricto

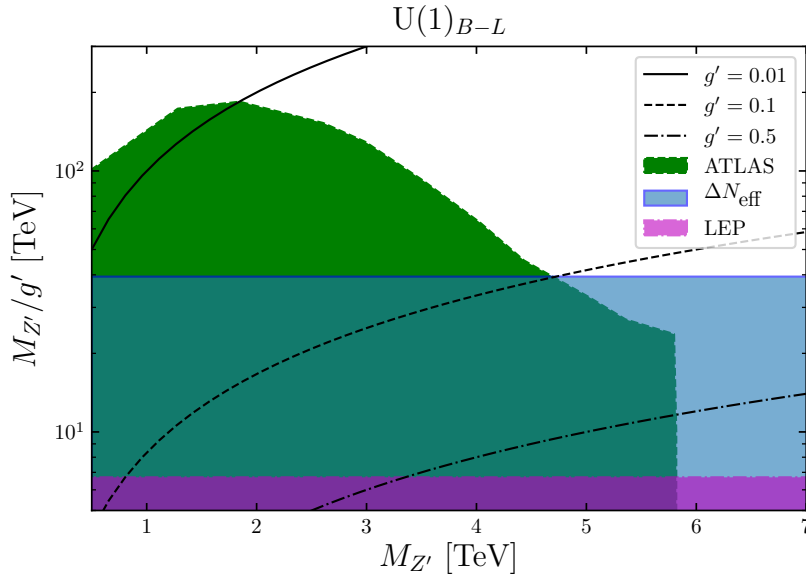


Figura 4.4: Restricciones en colisionadores y restricciones cosmológicas para el modelo $U(1)_{B-L}$, y contornos constante para g' en el plano de $q_S v_S$ en función de $M_{Z'}$ con $q_S = 3/2$.

$M_{Z'}/g' \gtrsim 55$ TeV (estos límites se vuelven ligeramente más débiles una vez que se considera la combinación de Planck + BAO + H_0 [144], pero en tal caso, el límite de BBN a las abundancias primordiales de los elementos ligeros dominaría [262]). En otras palabras, teniendo en cuenta que $M_{Z'}/g' \approx 3v_S/2$ ⁶ tenemos que la escala de energía de la ruptura de simetría $U(1)_X$ debe ser al menos ~ 24 TeV (tenga en cuenta que $U(1)_X$ que tiene la relación $M_{Z'}/g'$ más baja presenta una carga $X l = -6/11 \approx -1/2$). Restricciones similares pueden ser aplicadas a todas las simetrías gauge libre de anomalías $U(1)_X$ que extienden el SM con masas de neutrinos de Dirac, donde los neutrinos derechos ligeros están asociados a la solución $(-4, -4, +5)$ [69, 71, 86, 87, 179, 268]. Por otro lado, es notable el hecho de que la próxima generación de experimentos del CMB [263–265] tiene el potencial de sondear por completo todos los modelos no tan mínimos [269, 270].

Con respecto a las búsquedas de colisionadores, la reutilización de los últimos resultados de ATLAS para la búsqueda de resonancias de dileptones usando 139fb^{-1} [271] se realizó en la Ref. [272] para el modelo $U(1)_{B-L}$. La región verde (superior) en la Fig. 4.4 muestra la región excluida en 95%CL. Para facilitar la comparación con otros resultados, mostramos la exclusión como función de $M_{Z'}/g'$. En particular, el límite de LEP para el modelo $U(1)_{B-L}$ es [218, 273, 274]

$$M_{Z'}/g' > 6,7 \text{ TeV}, \quad \text{en } 95\% \text{ C.L.}, \quad (4.15)$$

que se obtiene de la búsqueda de operadores efectivos de cuatro leptones y es válido para $M_{Z'} \gg 200\text{GeV}$. Esta restricción corresponde a la región magenta (inferior) excluida de la Fig. 4.4 y comienza a ser relevante para $M_{Z'} > 5,8\text{TeV}$.

La restricción de ΔN_{eff} para $U(1)_{B-L}$ se muestra en la región azul (en el medio) y comienza a

⁶Debido a la restricción de LEP (ver más abajo) la mezcla entre el bosón Z' y el bosón Z del SM es insignificante [218].

⁷La restricción como función de la carga $X h = -1 - l$ se da en la Ref. [275].

ser mejor que el límite de ATLAS actual para $M_{Z'} \gtrsim 4,8\text{TeV}$. En la figura también mostramos los contornos de g' constantes a 0,01, 0,1 y 0,5 con las líneas continuas, discontinuas y discontinuas punteadas respectivamente. Se puede ver que ΔN_{eff} comienza a restringir g' para valores mayores que 0,1 en $U(1)_{B-L}$. Se pueden obtener restricciones similares para los otros modelos citados en la Fig. 4.3.

4.6. Conclusiones

El mecanismo detrás de la generación de masa de neutrinos y el carácter Dirac / Majorana de los neutrinos masivos siguen siendo un enigma a pesar de la clara comprensión del fenómeno de oscilación de neutrinos y los grandes esfuerzos experimentales detrás de la desintegración doble beta sin neutrinos. Junto a esto, está el hecho de que no hay pistas sobre la naturaleza de la partícula de DM y las propiedades del sector oscuro al que pertenece.

En vista de esto, se propuso un nuevo mecanismo para las masas de neutrinos de Dirac que, haciendo uso de mediadores pesados de Majorana, generan masas distintas de cero a nivel de un loop. El modelo presentado en este artículo es una realización a un loop del operador de dimensión 6 $\bar{L}\tilde{H}\nu_R S^2$ y entra en la lista de modelos de seesaw tipo I radiativo de Dirac con la característica novedosa de que involucra a mediadores de Majorana en lugar de mediadores de Dirac. La naturaleza de Dirac de los neutrinos masivos está protegida por solo una simetría gauge adicional $U(1)_X$, que a su vez asegura la estabilidad de la partícula más ligera que media en el diagrama de masas de neutrinos a un loop. De esta manera, el modelo ofrece de manera no trivial una solución tanto a los rompecabezas de neutrinos como a los de DM. Además, hemos demostrado que, más allá del modelo mínimo, surgen otros aspectos fenomenológicos interesantes como posibles señales en colisionadores y nuevas contribuciones al número de especies extras relativistas. En particular, el límite superior actual en ΔN_{eff} informado por PLANCK apunta a que la razón $M_{Z'}/g' \gtrsim 40\text{TeV}$. Los experimentos de fondo cósmico de microondas futuros pueden probar todos los modelos no mínimos presentados aquí.

Capítulo 5

Fenomenología del modelo Zee para neutrinos de Dirac e interacciones generales de neutrinos

Este capítulo está basado en el trabajo publicado en **Phys.Rev.D 104 (2021) 1, 015032**
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.015032>

El modelo de Zee para los neutrinos de Dirac es uno de los modelos más simples que presenta masas de neutrinos de Dirac a un loop. Las interacciones entre los nuevos escalares (dos campos con una unidad de carga) y los neutrinos inducen interacciones generales de neutrinos (GNI, general neutrino interactions) que, como generalización de las interacciones de neutrinos no estándar, constituyen una herramienta adicional para verificar modelos más allá del SM como este. En este trabajo, se considera una simetría gauge $U(1)_{B-L}$ como la responsable de la naturaleza de Dirac de los neutrinos y el carácter radiativo de las masas de neutrinos. Se determina el espacio de parámetros viable consistente con los datos de oscilación de neutrinos, desintegraciones leptónicas raras y restricciones de colisionador. Además, se establecen las perspectivas experimentales más relevantes con respecto a las búsquedas de violación de sabor de leptones y las GNI en futuros experimentos de neutrinos solares.

5.1. Introducción

El mecanismo detrás de las masas de los neutrinos [38, 40] se mantiene, después de varias décadas de investigación dedicada a la física de neutrinos, como uno de los enigmas no resueltos del Modelo Estándar (SM). Además de esto, la pregunta aún por determinar de si los neutrinos son diferentes de sus antipartículas [276] y la falta de pruebas de violación del sabor leptónico (LFV) en el sector cargado [150, 151] hacen que el panorama sea aún más confuso. Afortunadamente, el muy rico programa experimental en el sector de los leptones es sin duda bastante claro y prometedor, como por ejemplo, debido a la entrada en funcionamiento durante la última década de experimentos de oscilación de neutrinos como JUNO [277], DUNE [278], Hyper-Kamiokande [279], entre otros, y el gran esfuerzo experimental en la búsqueda de LFV, en algunos casos, alcanzando una mejora de sensibilidad de varios órdenes de magnitud [152–157].

La forma más sencilla de generar masas de neutrinos es agregar al espectro del SM tres neutrinos derechos, ν_{Ri} , acoplados al Higgs del SM mediante un término en el Lagrangiano co-

mo [230–233, 280]

$$\mathcal{L}_{4\nu} = y_D \bar{L} \tilde{H} \nu_R + \text{h.c.}, \quad (5.1)$$

con L el doblete de leptones, H el doblete de Higgs del SM y y_D es la matriz de acoplamiento de Yukawas para los neutrinos. Dado que después de la ruptura de la simetría electrodébil (y asumiendo la conservación del número de leptones) tal término conduce a masas de Dirac para los neutrinos en la escala de sub-eV para $|y_D| \lesssim 10^{-13}$, la explicación de la pequeñez de la escala de masa de neutrinos no queda aún establecida. Una salida a este dilema puede ser prohibir $\mathcal{L}_{4\nu}$ imponiendo una simetría local $U(1)_{B-L}$ pero generarla a nivel de un loop mediante el operador de dimensión 5 [86, 87, 92]

$$\mathcal{L}_{5\nu} = y'_D \bar{L} \tilde{H} \nu_R S + \text{h.c.}, \quad (5.2)$$

siendo S el campo escalar singlete responsable de la ruptura de la simetría $B-L$. De la gran variedad de modelos de neutrinos de Dirac a un loop ¹ el que incluye solo dos escalares singletes cargados (y tres neutrinos derechos singletes) [93, 224, 281] puede considerarse como el más simple; se le nombra como el modelo de Zee para neutrinos de Dirac.

En este trabajo se considera el modelo de Zee para neutrinos de Dirac con una simetría $B-L$, una realización obtenida siguiendo el enfoque discutido en las Refs. [83, 86, 87, 95]. Gracias a esta nueva simetría, es posible prohibir la contribución a nivel árbol de $\mathcal{L}_{5\nu}$ sin ninguna simetría *ad-hoc* adicional ². Como ocurre en el modelo de Zee original [282, 283], las masas de neutrinos se generan a un loop con los leptones cargados del SM corriendo dentro del loop, que se cierra gracias a un término de interacción trilineal entre los escalares cargados y el campo de Higgs. Ambos singletes cargados no solo dan lugar a procesos de LFV y pueden dejar señales en el LHC, sino que también inducen interacciones generales de neutrinos (GNI) [284–286]. En este trabajo se determina el espacio de parámetros viable consistente con los observables de oscilación de neutrinos, restricciones de LFV y LHC, y estableceremos las perspectivas experimentales más relevantes con respecto a búsquedas de LFV y GNI en futuros experimentos de neutrinos solares.

El resto del capítulo está organizado de la siguiente manera. En la sección 5.2 se presenta el modelo y se discute la generación de masa de neutrinos, los procesos de LFV y las señales en el LHC. En la sección 5.3 se deducen las expresiones para las interacciones generales de neutrinos, y el análisis fenomenológico se presenta en la sección 5.4. Finalmente, en la sección 5.5 se exponen las conclusiones.

5.2. El modelo

La realización del modelo de Zee de Dirac a través de una simetría gauge $U(1)_{B-L}$ y sin nuevos fermiones adicionales, además de los tres neutrinos derechos ν_{Rj} requiere la introducción de dos escalares bajo $SU(2)_L$ cargados, σ_1^\pm y σ_2^\pm , y los dos campos bosónicos asociados a la nueva simetría:

¹Para una revisión reciente, ver la Ref. [174].

²Observe que en las Refs. [224, 281] tal contribución está prohibida por una simetría Z_2 suavemente rota.

Z'_μ y S como bosón gauge y escalar responsable de la ruptura de la simetría, respectivamente³. El nuevo contenido de partículas se resume en la Tabla 5.1, donde la asignación de cargas para los leptones y los neutrinos derechos garantizan una cancelación exitosa de las anomalías [69, 290] y protege la naturaleza de Dirac de los neutrinos.

El Lagrangiano más general contiene los siguientes términos de Yukawa

$$-\mathcal{L} \supset f_{\alpha\beta} \bar{L}_\alpha^c L_\beta \sigma_1^+ + h_{\beta j} \bar{\ell}_{R\beta}^c \nu_{Rj} \sigma_2^+ + \text{h.c.}, \quad (5.3)$$

donde L_α y $\ell_{R\alpha}$ son el doblete y singlete de leptones del SM, respectivamente, c es el operador de conjugación de carga, $f_{\alpha\beta}$ y $h_{\beta j}$ son matrices de 3×3 en el espacio de sabor, y $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ son índices de familias.

El acoplamiento f es una matriz real antisimétrica⁴ Mientras que todos los valores distintos de cero de los acoplamientos $h_{\beta j}$ son complejos en general. Tenga en cuenta que hay tres acoplamientos que desaparecen porque la asignación del número leptónico (L) del neutrino derecho de carga L igual a -5 : ν_{R3} (ν_{R1}) para el caso de una jerarquía normal (invertida) de masas de neutrinos⁵. Este fermión quiral sin masa, puede contribuir al número efectivo de grados relativistas de libertad, N_{eff} , en el universo temprano [87, 92], o se vuelve masivo y puede ser un buen candidato a la materia oscura de Majorana después de la introducción de un escalar singlete adicional, S' , de carga $L = -10$ [69, 92]. En el último caso, la contribución adicional a N_{eff} proviene del bosón Goldstone asociado a la parte imaginaria del campo escalar singlete complejo S' [92]. La introducción de campos extra escalares conduce al siguiente potencial escalar

$$\begin{aligned} \mathcal{V}(H, S, \sigma_1, \sigma_2) = & \mu_H^2 H^\dagger H + \lambda_H (H^\dagger H)^2 + \mu_S^2 S^\dagger S + \lambda_S (S^\dagger S)^2 + \mu_1^2 |\sigma_1^+|^2 + \mu_2^2 |\sigma_2^+|^2 \\ & + [\mu_3 \sigma_1^+ \sigma_2^- S + \text{h.c.}] + \lambda_1 |\sigma_1^+|^4 + \lambda_2 |\sigma_2^+|^4 + \lambda_3 (H^\dagger H) (S^\dagger S) + \lambda_4 |\sigma_1^+|^2 |\sigma_2^+|^2 \\ & + \lambda_5 (H^\dagger H) |\sigma_1^+|^2 + \lambda_6 (H^\dagger H) |\sigma_2^+|^2 + \lambda_7 (S^\dagger S) |\sigma_1^+|^2 + \lambda_8 (S^\dagger S) |\sigma_2^+|^2. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Se supone que $\mu_H^2 < 0$ y $\mu_S^2 < 0$ y $\text{Im}(\mu_3) = 0$. Además, se asume $\lambda_3 \ll 1$ de manera que los escalares S y H no se mezclan, lo que permite identificar la partícula escalar CP par en H como el bosón de Higgs del SM. Para establecer el espectro escalar, se expanden los campos escalares como

$$H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h + v_H) \end{pmatrix}, \quad S = \frac{1}{\sqrt{2}}(S_R + v_S),$$

con $v_H = 246,22$ GeV. De los diez grados de libertad escalares originales del modelo, los bosones gauge W^\pm , Z^0 y Z' absorben cuatro de ellos. Por lo tanto, el espectro escalar contiene dos estados

³Si la ruptura espontanea de simetría está asociada a una transición fuerte de fase de primer orden con la transmisión subsiguiente de ondas gravitacionales, puede ser posible probar este modelo en los experimentos de ondas gravitacionales planificados (ver Refs. [287–289] para estudios relacionados).

⁴Observe que al realizar una redefinición de campo en σ_1 es posible hacer que uno de esos acoplamientos sea real.

⁵Si solo se agrega un escalar cargado, los neutrinos derechos e izquierdos tendrían la misma carga bajo la simetría $B - L$, lo que representa que el término de Yukawa $\bar{L}_\alpha \tilde{H} \nu_{Rj}$ sea permitido.

Símbolos	$(SU(2)_L, U(1)_Y)$	L	Espín
L	$(2, -1/2)$	-1	$1/2$
H	$(2, 1/2)$	0	0
$\overline{\ell}_R$	$(1, 1)$	-1	$1/2$
$\overline{\nu}_{Ri,j}$	$(1, 0)$	4	$1/2$
$\overline{\nu}_{Rk}$	$(1, 0)$	-5	$1/2$
S	$(1, 0)$	3	0
σ_1^+	$(1, 1)$	2	0
σ_2^+	$(1, 1)$	5	0

Cuadro 5.1: Contenido de partículas con los números cuánticos electrodébiles y $U(1)_{B-L}$. $i = 1, j = 2, k = 3$ ($i = 3, j = 2, k = 1$) correspondiente a la jerarquía de masa de neutrinos normal (invertido).

pares de CP neutros (h y S_R) y dos escalares cargados (s_1^\pm y s_2^\pm). Los estados propios de masa para los nuevos escalares cargados se definen mediante el ángulo de mezcla φ como

$$\begin{pmatrix} s_1^\pm \\ s_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1^\pm \\ \sigma_2^\pm \end{pmatrix}, \quad (5.5)$$

donde el ángulo de mezcla viene dado por $\sin(2\varphi) = \sqrt{2}\mu_3 v_S / (m_{s_2}^2 - m_{s_1}^2)$. Definiendo $m_{\sigma_1}^2 = \mu_1^2 + \lambda_5/2v_H^2 + \lambda_7/2v_S^2$, $m_{\sigma_2}^2 = \mu_2^2 + \lambda_6/2v_H^2 + \lambda_8/2v_S^2$, sus masas toman la forma

$$m_{s_1, s_2}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{\sigma_2}^2 + m_{\sigma_1}^2 \mp \sqrt{(m_{\sigma_2}^2 - m_{\sigma_1}^2)^2 + 8\mu_3^2 v_S^2} \right), \quad (5.6)$$

siendo s_1^\pm el más ligero. Dado que el efecto de $\lambda_{5,6,7,8}$ en $m_{\sigma_i}^2$ se puede absorber al volver a reescalar los parámetros μ_i^2 , de ahora en adelante se asumirá que $\lambda_{5,6,7,8} \ll 1$.

5.2.1. Masas de neutrinos radiativos

La interacción de los nuevos acoplamientos de Yukawa y el acoplamiento trilineal μ_3 genera masas de neutrinos de Dirac a nivel de un loop como se muestra en la Fig. 5.1. La expresión de la matriz de masa correspondiente se puede escribir como

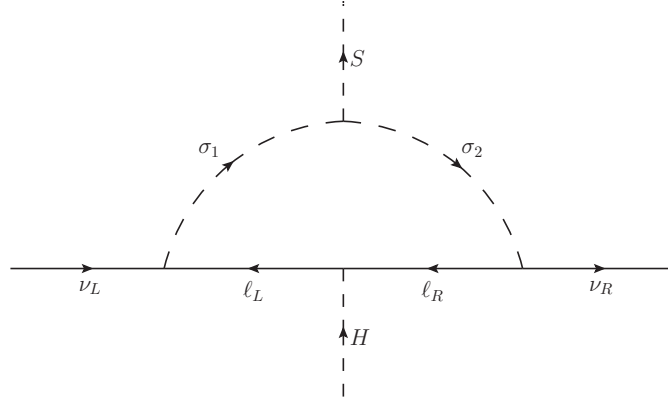


Figura 5.1: Flujo de carga B-L en el diagrama a un loop que conduce a las masas de neutrinos de Dirac.

$$[M_\nu]_{\alpha i} = \kappa [f^T]_{\alpha\beta} [M_\ell]_{\beta\beta} h_{\beta i}, \quad (5.7)$$

donde M_ℓ es la matriz de masa diagonal de los leptones cargados y

$$\kappa = \frac{\sin(2\varphi)}{16\pi^2} \ln \frac{m_{s_2}^2}{m_{s_1}^2}. \quad (5.8)$$

M_ν está diagonalizado por la transformación biunitaria

$$\left(U_L^{(\nu)}\right)^\dagger M_\nu U_R^{(\nu)} = M_\nu^{\text{diag}} = \text{diag}(m_{\nu_1}, m_{\nu_2}, m_{\nu_3}), \quad (5.9)$$

donde $U_R^{(\nu)}$ y $U_L^{(\nu)}$ son matrices de rotación 3×3 asociadas a los neutrinos derechos e izquierdos, respectivamente. Suponiendo que $U_R^{(\nu)} = \mathbf{1}$ la matriz de mezcla de leptones toma la forma

$$U_{\text{PMNS}} = U_L^{(\nu)}. \quad (5.10)$$

Debido al carácter antisimétrico de la matriz de acoplamiento de Yukawa f , un estado de neutrino permanece sin masa, y de la Ec. (5.7) se pueden expresar seis de los nueve acoplamientos de Yukawa distintos de cero en términos de los observables de oscilación de neutrinos, las masas de los leptones cargados y los escalares. Las expresiones para los acoplamientos distintos de cero en el caso de

una jerarquía de masa de neutrinos normal son:

$$h_{22} = -\frac{(U_{13}U_{32} - U_{12}U_{33})(f_{13}h_{12}\kappa m_e - m_2U_{32})}{f_{13}\kappa(U_{23}U_{32} - U_{22}U_{33})m_\mu}, \quad (5.11)$$

$$h_{23} = \frac{(U_{12}U_{33} - U_{13}U_{32})(f_{13}h_{13}\kappa m_e - m_3U_{33})}{f_{13}\kappa(U_{23}U_{32} - U_{22}U_{33})m_\mu}, \quad (5.12)$$

$$h_{32} = \frac{f_{13}h_{12}\kappa m_e(U_{13}U_{22} - U_{12}U_{23}) + m_2U_{22}(-U_{13}U_{32} + U_{12}U_{33})}{f_{13}\kappa(U_{23}U_{32} - U_{22}U_{33})m_\tau}, \quad (5.13)$$

$$h_{33} = \frac{f_{13}h_{13}\kappa m_e(U_{13}U_{22} - U_{12}U_{23}) + m_3U_{23}(-U_{13}U_{32} + U_{12}U_{33})}{f_{13}\kappa(U_{23}U_{32} - U_{22}U_{33})m_\tau}, \quad (5.14)$$

$$f_{12} = \frac{f_{13}(U_{13}U_{22} - U_{12}U_{23})}{U_{13}U_{32} - U_{12}U_{33}}, \quad (5.15)$$

$$f_{23} = \frac{f_{13}(U_{23}U_{32} - U_{22}U_{33})}{U_{13}U_{32} - U_{12}U_{33}}, \quad (5.16)$$

con $U_{ij} = (U_{\text{PMNS}})_{ij}$, $m_2 = \sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2}$ y $m_3 = \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$. Las expresiones para el caso de la jerarquía de masas de neutrinos invertidas (IH) son:

$$h_{22} = \frac{(U_{11}U_{32} - U_{12}U_{31})(f_{13}h_{12}\kappa m_e - m_2U_{32})}{f_{13}\kappa(U_{22}U_{31} - U_{21}U_{32})m_\mu}, \quad (5.17)$$

$$h_{32} = \frac{f_{13}h_{12}\kappa m_e(U_{12}U_{21} - U_{11}U_{22}) + m_2U_{22}(-U_{12}U_{31} + U_{11}U_{32})}{f_{13}\kappa(U_{22}U_{31} - U_{21}U_{32})m_\tau}, \quad (5.18)$$

$$h_{21} = -\frac{(U_{12}U_{31} - U_{11}U_{32})(f_{13}h_{11}\kappa m_e - m_1U_{31})}{f_{13}\kappa(U_{22}U_{31} - U_{21}U_{32})m_\mu}, \quad (5.19)$$

$$h_{31} = \frac{f_{13}h_{11}\kappa m_e(U_{12}U_{21} - U_{11}U_{22}) + m_1U_{21}(-U_{12}U_{31} + U_{11}U_{32})}{f_{13}\kappa(U_{22}U_{31} - U_{21}U_{32})m_\tau}, \quad (5.20)$$

$$f_{12} = \frac{f_{13}(U_{12}U_{21} - U_{11}U_{22})}{U_{12}U_{31} - U_{11}U_{32}}, \quad (5.21)$$

$$f_{23} = \frac{f_{13}(U_{22}U_{31} - U_{21}U_{32})}{U_{12}U_{31} - U_{11}U_{32}}, \quad (5.22)$$

con $m_1 = \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$ y $m_2 = \sqrt{\Delta m_{\text{sol}}^2 + \Delta m_{\text{atm}}^2}$. Insertando los mejores valores de ajuste [291] para los ángulos de mezcla y las diferencias de masa al cuadrado junto con $\delta_{\text{CP}} = \pi(0)$ para un NH (IH), los acoplamientos no libres $f_{\alpha\beta}$ muestran una jerarquía leve,

$$f_{12} \approx 1,81f_{13}, \quad f_{23} \approx 2,93f_{13}, \quad \text{para NH}; \quad (5.23)$$

$$f_{12} \approx -0,88f_{13}, \quad f_{23} \approx -0,20f_{13}, \quad \text{para IH}. \quad (5.24)$$

Por otro lado, a partir de las expresiones para los acoplamientos de Yukawa $h_{\beta i}$ no libres se esperaría que los asociados al τ (h_{3i}) estén suprimidos en comparación con los asociados al muón (h_{2i}), y estos a su vez suprimidos en comparación con los parámetros $h_{\beta i}$ libres (h_{12} y h_{13} para NH y h_{11} y h_{12} para IH). Se presenta el punto de referencia $m_{s1} = m_{s2}/2 = 300$ GeV, $\sin(2\varphi) = 0,5$, $f_{13} = 0,01$ y $h_{12} = h_{13} = 0,1$ ($h_{11} = h_{12} = 0,1$) en conjunto con los valores anteriores, los

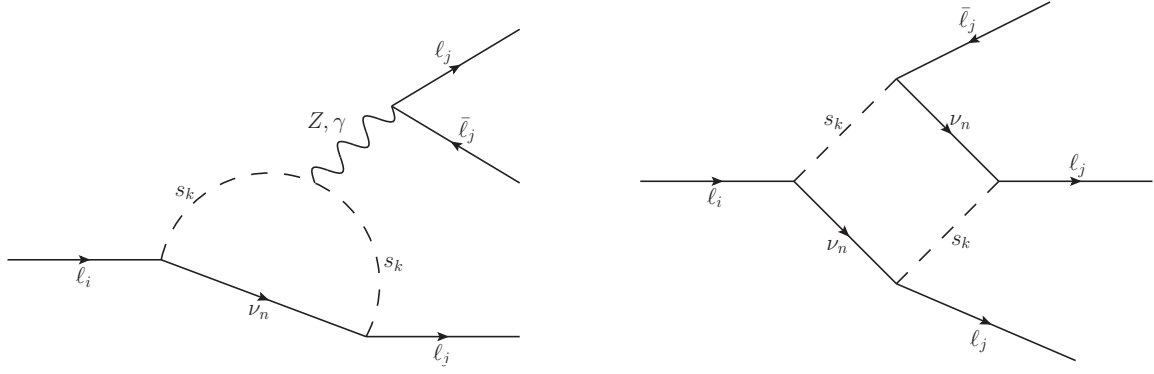


Figura 5.2: Diagrama de Feynman para los decaimiento raros $l_i \rightarrow l_j \bar{l}_j l_j$.

acoplamientos $h_{\beta i}$ no libres se convierten en

$$\begin{aligned} h_{22} &\approx -0,00027, & h_{23} &\approx -0,00027, & h_{32} &\approx 0,00001, & h_{33} &\approx 0,00001, \\ f_{12} &\approx 0,00738, & f_{23} &\approx 0,01761, & & & & \text{para NH;} \end{aligned} \quad (5.25)$$

$$\begin{aligned} h_{22} &\approx 0,00243, & h_{32} &\approx 0,00013, & h_{21} &\approx 0,00238, & h_{31} &\approx 0,00012, \\ f_{12} &\approx -0,00876, & f_{23} &\approx -0,00202, & & & & \text{para IH.} \end{aligned} \quad (5.26)$$

Estos resultados ilustran la fuerte jerarquía presente en los acoplamientos $h_{\beta i}$.

Aquí se hace un comentario sobre la fase de CP leptónica, δ_{CP} . Dado que solo uno de los acoplamiento de Yukawa f_{ij} , por ejemplo f_{13} , se puede convertir en real, se deduce de la expresión para f_{12} y f_{23} que se conserva la simetría CP en el sector de neutrinos solo en el escenario cuando esos acoplamientos son reales. Es decir, tal escenario exige que la fase de Dirac necesariamente tome los valores $\delta_{CP} = 0, \pi$. Este escenario concuerda en gran medida con el análisis más reciente [48, 291] que da un mejor ajuste para la fase compleja cercana a $\delta_{CP} = \pi$ para una jerarquía normal (NH), mientras que $\delta_{CP} = 0$ se permite marginalmente dentro del rango de 3σ para una jerarquía invertida (IH). Esto, a su vez, hace que dicho escenario sea falsable en los próximos experimentos de neutrinos como DUNE [278] e Hyper-Kamiokande [279].

5.2.2. Procesos de LFV

Las mismas interacciones de Yukawa involucradas en la generación de masa de neutrinos también inducen procesos de violación del sabor leptónico cargados como $l_i \rightarrow l_j \gamma$, $l_i \rightarrow 3l_j$ y conversión de $\mu - e$ en núcleos. En este modelo, dichos procesos se generan a nivel de un loop y están mediados por los escalares cargados s_k^\pm y los neutrinos. Las expresiones para los branching $\mathcal{B}(l_i \rightarrow l_j \gamma)$ están dadas por

$$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e \gamma) = \frac{\alpha_e Br(\mu \rightarrow e \nu_\mu \bar{\nu}_e)}{768 \pi G_F^2} [16 C_{\varphi 12}^2 |f_{13}|^2 |f_{23}|^2 + C_{\varphi 21}^2 (|h_{12} h_{22} + h_{13} h_{23}|^2)], \quad (5.27)$$

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e \gamma) = \frac{\alpha_e Br(\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e)}{768 \pi G_F^2} [16 C_{\varphi 12}^2 |f_{12}|^2 |f_{23}|^2 + C_{\varphi 21}^2 (|h_{12} h_{32} + h_{13} h_{33}|^2)], \quad (5.28)$$

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu \gamma) = \frac{\alpha_e Br(\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu)}{768 \pi G_F^2} [16 C_{\varphi 12}^2 |f_{12}|^2 |f_{13}|^2 + C_{\varphi 21}^2 (|h_{22} h_{32} + h_{23} h_{33}|^2)], \quad (5.29)$$

para el caso de NH, y

$$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{\alpha_e Br(\mu \rightarrow e\nu_\mu\bar{\nu}_e)}{768\pi G_F^2} [16C_{\varphi 12}^2 |f_{13}|^2 |f_{23}|^2 + C_{\varphi 21}^2 (|h_{11}h_{21} + h_{12}h_{22}|^2)], \quad (5.30)$$

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\gamma) = \frac{\alpha_e Br(\tau \rightarrow e\nu_\tau\bar{\nu}_e)}{768\pi G_F^2} [16C_{\varphi 12}^2 |f_{12}|^2 |f_{23}|^2 + C_{\varphi 21}^2 (|h_{11}h_{31} + h_{12}h_{32}|^2)], \quad (5.31)$$

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\gamma) = \frac{\alpha_e Br(\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\bar{\nu}_\mu)}{768\pi G_F^2} [16C_{\varphi 12}^2 |f_{12}|^2 |f_{13}|^2 + C_{\varphi 21}^2 (|h_{21}h_{31} + h_{22}h_{32}|^2)], \quad (5.32)$$

para IH. Aquí se ha definido $C_{\varphi ij} = \cos^2 \varphi^2 / m_{s_i}^2 + \sin^2 \varphi^2 / m_{s_j}^2$. Observe que, a diferencia de las masas de neutrinos, estos branching no son suprimidas por el ángulo de mezcla escalar φ , como se esperaba ya que las desintegraciones raras $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$ no dependen de la masividad de los neutrinos.

Respecto a los procesos $\ell_i \rightarrow \ell_j \bar{\ell}_j \ell_j$, existen dos diagramas principales (ver Fig. 5.2) que contribuyen a la amplitud total: el fotón y el Z para los diagramas de pingüinos (panel izquierdo) y diagrama de caja (panel derecho). La contribución del diagrama del pingüino de Higgs es subdominante debido a la supresión proveniente de los acoplamientos de Yukawa asociados a las dos primeras familias de leptones cargados (la contribución de los procesos que involucran leptones tau no es despreciable pero los límites correspondientes son menos restrictivos) mientras que la contribución del pingüino para Z' también es subdominante debido a la gran de masa del bosón gauge Z' requerida para superar el límite inferior del LHC (ver la siguiente sección). Los diagramas de conversión $\mu - e$ se obtienen cuando el par de líneas de leptones adjuntas al fotón y al bosón Z en los diagramas de pingüino se reemplazan por un par de líneas de quark ⁶. Se calculan las amplitudes correspondientes para los procesos $\ell_i \rightarrow \ell_j \bar{\ell}_j \ell_j$, $\ell_i \rightarrow \ell_j \bar{\ell}_k \ell_k$ y $\mu - e$ utilizando el código FlavorKit [292].

Finalmente, al realizar nuestro análisis numérico en la sección 5.4, consideraremos los límites experimentales actuales y sus expectativas futuras que se muestran en la Tabla 5.2.

5.2.3. LHC observables

Las búsquedas del LHC de bosones gauge neutrales adicionales han generado restricciones estrictas sobre la fracción de la masa del Z' al acoplamiento gauge, $M_{Z'}/g'$. La reinterpretación [272] de los últimos resultados de ATLAS para la búsqueda de resonancias de dileptones usando 139 fb^{-1} [271] para el modelo $U(1)_{B-L}$ da $M_{Z'} \gtrsim 5 \text{ TeV}$ para $g' \sim 0,1$. Recordemos que la masa del bosón Z' está dada por $M_{Z'} = 3g'v_S$, que a su vez implica $v_S \gtrsim 17 \text{ TeV}$ para $g' \sim 0,1$.

Con respecto a las restricciones de colisionador en el escalar cargado s_1^\pm , su principal mecanismo de producción en el LHC para acoplamientos de Yukawa pequeños e intermedios ($f_{\alpha\beta}, h_{\beta i} \lesssim 0,1$) es a través de procesos de Drell-Yan. Las desintegraciones subsiguientes en un leptón y un neutrino involucran precisamente estas interacciones de Yukawa ⁷.

Las expresiones para el ancho de decaimiento de los procesos $\Gamma(s_1 \rightarrow \ell \sum_i \nu_i) \equiv \Gamma(s_1 \rightarrow \ell \nu)$

⁶Los diagramas de pingüino de Higgs se suprimen nuevamente, en este caso por los acoplamientos Yukawa de quarks ligeros.

⁷Observe que las desintegraciones que involucran bosones gauge no están presentes.

Observables	Restricciones actuales	Sensitividad futura
$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$	$4,2 \times 10^{-13}$	$6,3 \times 10^{-14}$
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\gamma)$	$3,3 \times 10^{-8}$	3×10^{-9}
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$	$4,4 \times 10^{-8}$	3×10^{-9}
$\mathcal{B}(\mu \rightarrow eee)$	$1,0 \times 10^{-12}$	10^{-16}
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow eee)$	$2,7 \times 10^{-8}$	3×10^{-9}
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu)$	$2,1 \times 10^{-8}$	10^{-9}
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\mu\mu)$	$2,7 \times 10^{-8}$	—
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu ee)$	$1,8 \times 10^{-8}$	—
$R_{\mu e}(\text{Ti})$	$4,3 \times 10^{-12}$	10^{-18}
$R_{\mu e}(\text{Au})$	$7,3 \times 10^{-13}$	—

Cuadro 5.2: Restricciones actuales [158–165] y sensibilidades futuras [152–154, 166] para los observables de LFV cargados.

para NH están dadas por

$$\Gamma(s_1 \rightarrow e\nu) = \frac{m_{s1}}{16\pi} (4 \cos^2 \varphi^2 (|f_{12}|^2 + |f_{13}|^2) + \sin^2 \varphi^2 (|h_{12}|^2 + |h_{13}|^2)), \quad (5.33)$$

$$\Gamma(s_1 \rightarrow \mu\nu) = \frac{m_{s1}}{16\pi} (4 \cos^2 \varphi^2 (|f_{12}|^2 + |f_{23}|^2) + \sin^2 \varphi^2 (|h_{22}|^2 + |h_{23}|^2)) \quad (5.34)$$

$$\Gamma(s_1 \rightarrow \tau\nu) = \frac{m_{s1}}{16\pi} (4 \cos^2 \varphi^2 (|f_{13}|^2 + |f_{23}|^2) + \sin^2 \varphi^2 (|h_{32}|^2 + |h_{33}|^2)), \quad (5.35)$$

mientras que para IH son

$$\Gamma(s_1 \rightarrow e\nu) = \frac{m_{s1}}{16\pi} (4 \cos^2 \varphi^2 (|f_{12}|^2 + |f_{13}|^2) + \sin^2 \varphi^2 (|h_{11}|^2 + |h_{12}|^2)), \quad (5.36)$$

$$\Gamma(s_1 \rightarrow \mu\nu) = \frac{m_{s1}}{16\pi} (4 \cos^2 \varphi^2 (|f_{12}|^2 + |f_{23}|^2) + \sin^2 \varphi^2 (|h_{21}|^2 + |h_{22}|^2)), \quad (5.37)$$

$$\Gamma(s_1 \rightarrow \tau\nu) = \frac{m_{s1}}{16\pi} (4 \cos^2 \varphi^2 (|f_{13}|^2 + |f_{23}|^2) + \sin^2 \varphi^2 (|h_{31}|^2 + |h_{32}|^2)). \quad (5.38)$$

Estas desintegraciones leptónicas directas conducen a señales en colisionadores con dileptones más el momento transversal faltante de acuerdo a

$$pp \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow s_1^+ s_1^- \rightarrow \ell_i^+ \ell_j^- \nu\nu. \quad (5.39)$$

Tal señal es análoga a la de la producción electrodébil de sleptones en el contexto de escenarios supersimétricos simplificados [293, 294]. Asumiendo un branching del 100% en $\ell = e, \mu$ y una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} ATLAS ha establecido límites superiores en las secciones transversales de producción de pares de slepton en una forma en que las masas de los sleptones derechos se excluyen hasta 420 GeV para neutralinos sin masa [293]. Se reutilizó la sección transversal excluida para la producción de pares de leptones en la Ref. [295], la cual permite excluir los escalares cargados que son singletes bajo $SU(2)_L$ que se desintegran en un leptón más un neutrino con masas superiores a 200 GeV (o incluso más en algunos casos). Además, el análisis de la Ref. [296]⁸ mostró que los escalares cargados con masas por debajo de 500 GeV que se desintegran principalmente en electrones y muones pueden ser excluidos en la fase de alta luminosidad del LHC.

Por otro lado, la producción de escalares cargados también puede tener lugar (para acoplamientos de Yukawa grandes) a través de la radiación de una pata externa leptónica en los diagramas del canal s con un bosón gauge (γ , Z o W). Las señales de colisionador para estas topologías son uno, dos o tres leptones más el momento transversal faltante. Con respecto al estado final con tres leptones (e o μ), una modificación de [298] de las búsquedas de tripletones en ATLAS [299] excluyen los escalares cargados que no decaen en taus con masas ~ 190 GeV y acoplamientos de Yukawa del $\mathcal{O}(1)$.

5.3. Interacciones generales de neutrinos en el modelo de Zee Dirac

Las interacciones $h_{\beta i}$ y $f_{\alpha\beta}$ también inducen nuevas interacciones efectivas de cuatro fermiones entre neutrinos y leptones cargados con todas las estructuras invariantes de Lorentz: escalar (S), pseudoescalar (P), vectorial (V), vectorial axial (A) y tensorial (T)⁹. Estas nuevas interacciones pueden modificar la perspectiva del SM de la dispersión elástica neutrino-electrón y, por lo tanto, restringirse [285, 286, 300] mediante el uso de los resultados del experimento de neutrinos solares como Borexino [301], TEXONO [302] y CHARM-II [303].

El Lagrangiano efectivo más general que describe las GNI se puede escribir como¹⁰

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{a=S,P,V,A,T} (\bar{\nu}_\alpha \Gamma^a \nu_\beta) [\bar{\ell} \Gamma^a (\epsilon_{\alpha\beta}^a + \tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}^a i^a \gamma^5) \ell], \quad (5.40)$$

donde $\{\Gamma^S, \Gamma^P, \Gamma^V, \Gamma^A, \Gamma^T\} \equiv \{I, i\gamma^5, \gamma^\mu, \gamma^\mu \gamma^5, \sigma^{\mu\nu}\}$, $\{i^S, i^P, i^V, i^A, i^T\} \equiv \{i, i, 1, 1, i\}$ y G_F es la constante de Fermi. Las matrices 3×3 ϵ y $\tilde{\epsilon}$ las cuales se asumen que son reales, parametrizan las desviaciones del resultado del SM.

Por otro lado, el Lagrangiano de cuatro fermiones efectivo para las contribuciones a las GNI

⁸Ver Ref. [297] para un trabajo anterior.

⁹También hay interacciones efectivas de cuatro fermiones mediadas por el bosón Z' , sin embargo, son fuertemente suprimidos por $M_{Z'}$

¹⁰Seguimos de cerca la notación introducida en Ref. [285]

GNI	Límite actual	Sensitividad proyectada
ϵ_{ee}^V	$[-0,12, 0,08]$	$[-0,016, 0,016]$
ϵ_{ee}^A	$[-0,13, 0,07]$	$[-0,016, 0,016]$
$\tilde{\epsilon}_{ee}^V$	$[-0,07, 0,13]$	$[-0,016, 0,016]$
$\tilde{\epsilon}_{ee}^A$	$[-0,08, 0,13]$	$[-0,016, 0,016]$
$\epsilon_{\mu\mu}^V/\epsilon_{\tau\tau}^V$	$[-0,22, 0,08]$	$[-0,1, 0,1]$
$\epsilon_{\mu\mu}^A/\epsilon_{\tau\tau}^A$	$[-0,08, 0,08]$	$[-0,03, 0,03]$
$\tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^V/\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^V$	$[-0,09, 0,08]$	$[-0,04, 0,04]$
$\tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^A/\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^A$	$[-0,90, 0,22]$	$[-0,1, 0,1]$
$\epsilon_{\mu\mu}^S/\epsilon_{\tau\tau}^S$	$[-0,83, 0,83]$	$[-0,5, 0,5]$
$\epsilon_{\mu\mu}^P/\epsilon_{\tau\tau}^P$	$[-0,83, 0,83]$	$[-1,22, 1,22]$
$\epsilon_{\mu\mu}^T/\epsilon_{\tau\tau}^T$	$[-0,15, 0,15]$	$[-0,1, 0,1]$

Cuadro 5.3: Restricciones actuales y sensibilidad proyectada para GNI [285].

en el modelo actual viene dado por

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{eff}} = & -2f_{\alpha\rho}f_{\beta\sigma}^*[(\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu P_L\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu P_L\nu_\rho)]C_{\phi12} - \frac{1}{2}h_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^*[(\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu P_R\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu P_R\nu_\rho)]C_{\phi21} \\
& + f_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^*\left[(\bar{\ell}_\beta P_L\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma P_L\nu_\rho) - \frac{1}{4}(\bar{\ell}_\beta\sigma^{\mu\nu} P_L\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\sigma_{\mu\nu} P_L\nu_\rho)\right]D_{\phi12} \\
& + f_{\beta\sigma}^*h_{\alpha\rho}\left[(\bar{\ell}_\beta P_R\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma P_R\nu_\rho) - \frac{1}{4}(\bar{\ell}_\beta\sigma^{\mu\nu} P_R\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\sigma_{\mu\nu} P_R\nu_\rho)\right]D_{\phi12}, \tag{5.41}
\end{aligned}$$

donde $D_{\phi ij} = \cos\varphi\sin\varphi(1/m_{s_j}^2 - 1/m_{s_i}^2)$. De ello se deduce que los factores de la segunda y tercera líneas de la expresión anterior se suprimen para un ángulo de mezcla escalar pequeño, mientras que los dos factores de la primera línea se suprimen para los acoplamientos pequeños de Yukawa correspondientemente. Las expresiones generales para los GNI se calculan en el anexo D. Para los neutrinos electrónicos $\sigma = \rho = e$ se tiene que las GNI son las siguientes

$$\epsilon_{ee}^V = \tilde{\epsilon}_{ee}^V = \epsilon_{ee}^A = \tilde{\epsilon}_{ee}^A = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F}|h_{11}|^2C_{\phi21}, \tag{5.42}$$

$$\epsilon_{ee}^S = \tilde{\epsilon}_{ee}^S = \epsilon_{ee}^P = \tilde{\epsilon}_{ee}^P = \epsilon_{ee}^T = \tilde{\epsilon}_{ee}^T = 0. \tag{5.43}$$

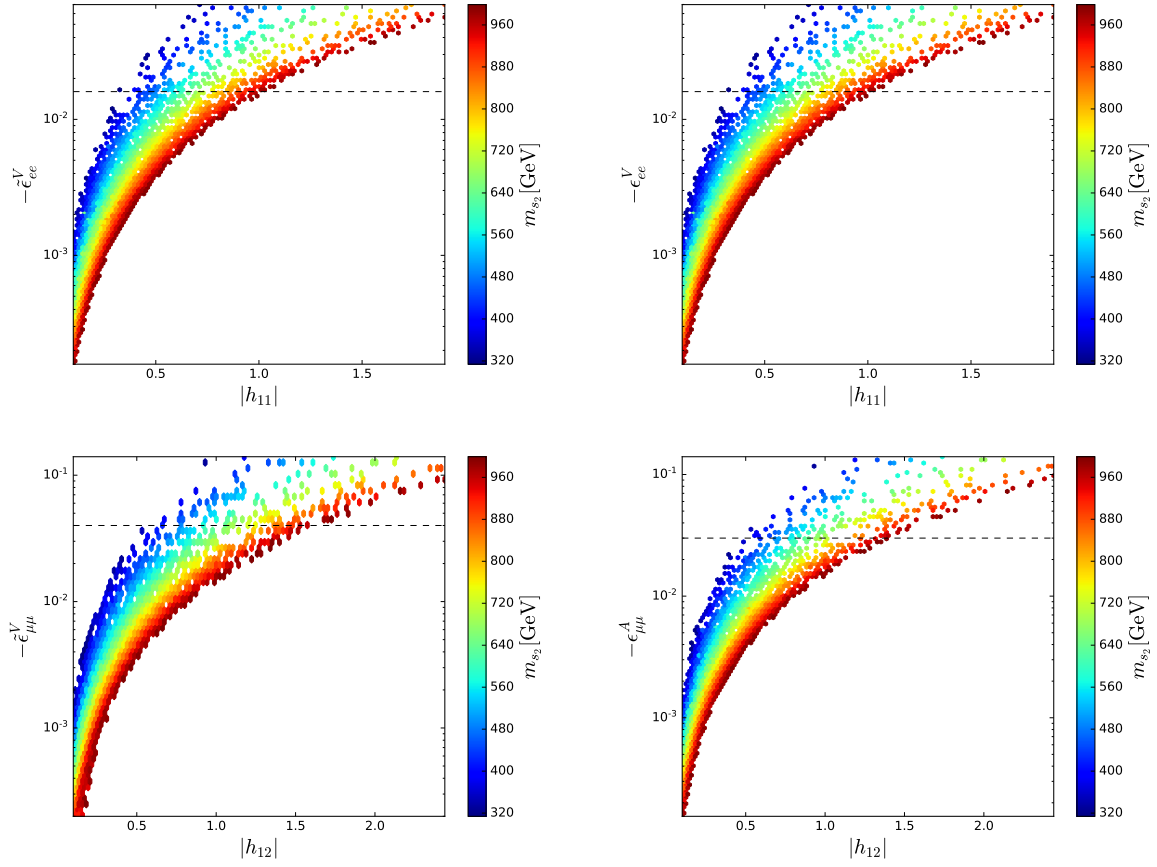


Figura 5.3: Interacción general de neutrinos para el caso de IH.

Observe que todas las GNI asociadas a los neutrinos electrónicos para el NH son cero siempre y cuando $h_{i1} = 0$. Para los neutrinos muónicos $\sigma = \rho = \mu$ se sigue que

$$\epsilon_{\mu\mu}^V = \epsilon_{\mu\mu}^A = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F}(|h_{12}|^2 C_{\phi 21} + 4|f_{12}|^2 C_{\phi 12}), \quad (5.44)$$

$$\tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^V = \tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^A = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F}(|h_{12}|^2 C_{\phi 21} - 4|f_{12}|^2 C_{\phi 12}), \quad (5.45)$$

$$\epsilon_{\mu\mu}^S = -\epsilon_{\mu\mu}^P = -4\epsilon_{\mu\mu}^T = \frac{\sqrt{2}D_{\phi 12}}{4G_F}(f_{12}h_{12}^* + f_{12}^*h_{12}), \quad (5.46)$$

$$\tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^S = -\tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^P = -4\tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^T = \frac{i\sqrt{2}D_{\phi 12}}{4G_F}(f_{12}h_{12}^* - f_{12}^*h_{12}). \quad (5.47)$$

Para el caso de los neutrinos tau $\sigma = \rho = \tau$ las GNI son

$$\epsilon_{\tau\tau}^V = \epsilon_{\tau\tau}^A = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F}(|h_{13}|^2 C_{\varphi 21} + 4|f_{13}|^2 C_{\varphi 12}), \quad (5.48)$$

$$\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^V = \tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^A = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F}(|h_{13}|^2 C_{\varphi 21} - 4|f_{13}|^2 C_{\varphi 12}), \quad (5.49)$$

$$\epsilon_{\tau\tau}^S = -\epsilon_{\tau\tau}^P = -4\epsilon_{\tau\tau}^T = \frac{\sqrt{2}D_{\varphi 12}}{4G_F}(f_{13}h_{13}^* + f_{13}^*h_{13}), \quad (5.50)$$

$$\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^S = -\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^P = -4\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^T = \frac{i\sqrt{2}D_{\varphi 12}}{4G_F}(f_{13}h_{13}^* - f_{13}^*h_{13}). \quad (5.51)$$

Debido a que $h_{i3} = 0$ en la jerarquía invertida de masas de neutrinos, las GNI se reducen a

$$\epsilon_{\tau\tau}^V = \epsilon_{\tau\tau}^A = -\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^V = -\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^A = -\frac{\sqrt{2}}{2G_F}|f_{13}|^2 C_{\varphi 12}, \quad (5.52)$$

$$\epsilon_{\tau\tau}^S = \epsilon_{\tau\tau}^P = \epsilon_{\tau\tau}^T = \tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^S = \tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^P = \tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^T = 0. \quad (5.53)$$

Al utilizar los resultados de Borexino, los autores en la Ref. [285] han derivado con un 90 % C.L. las restricciones en las interacciones generales de neutrinos para todos los sabores de neutrinos. Los límites más restrictivos que se aplican al modelo actual se muestran en la Tabla 5.3.

5.4. Resultados y discusión

Se ha realizado un escaneo aleatorio para cada jerarquía de masas de neutrinos, variando solo un subconjunto de los parámetros libres del modelo con el objetivo de simplificar el análisis. El conjunto de parámetros libres del modelo relevantes para nuestro análisis se ha variado como

$$\begin{aligned} 10^{-5} &\leq |f_{13}| \leq 3; \\ 0,1 &\leq |h_{12}, h_{13}(h_{11}, h_{12})| \leq 3; \\ 10^{-6} &\leq \varphi \leq \pi/2; \\ 80 \text{ GeV} &\leq m_{s1} \leq 500 \text{ GeV}; m_{s2} = [m_{s1}, 1000 \text{ GeV}]. \end{aligned} \quad (5.54)$$

La magnitud de los acoplamientos de Yukawa no libres están restringidas dentro del rango $[10^{-5}, 3]$, y los otros parámetros del potencial escalar se fijaron como $\lambda_i = 10^{-4}$, $i = 1, \dots, 8$. Los parámetros del nuevo bosón gauge se establecen en $M_{Z'} = 6 \text{ TeV}$ y $g' = 0,5$ de tal manera que $v_S = 4 \text{ TeV}$.¹¹ En este análisis numérico, todos los puntos de referencia viables satisfacen los datos de oscilación de neutrinos actuales dentro del nivel de 3σ [48], tanto para jerarquías invertidas como normales, con $\delta_{\text{CP}} = \pi(0)$ para un NH (IH). Asimismo, satisfacen los límites superiores de LFV reportados en la Tabla 5.2 y las restricciones de GNI en la Tabla 5.3. Finalmente, se imponen los límites de colisionadores al escalar cargado que proviene de búsquedas de estados finales con un par de leptones con carga opuesta (e^-e^+ y $\mu^-\mu^+$) y energía transversal faltante [295]. Para obtener el espectro de partículas y los observables de baja energía, se ha utilizado SPheno [304, 305] y el FlavorKit [292] de SARAH [227, 306].

¹¹Con estos valores se deduce que $\mu_3 < 200 \text{ GeV}$, para obtener escalares cargados por debajo de la escala de masa de 1 TeV.

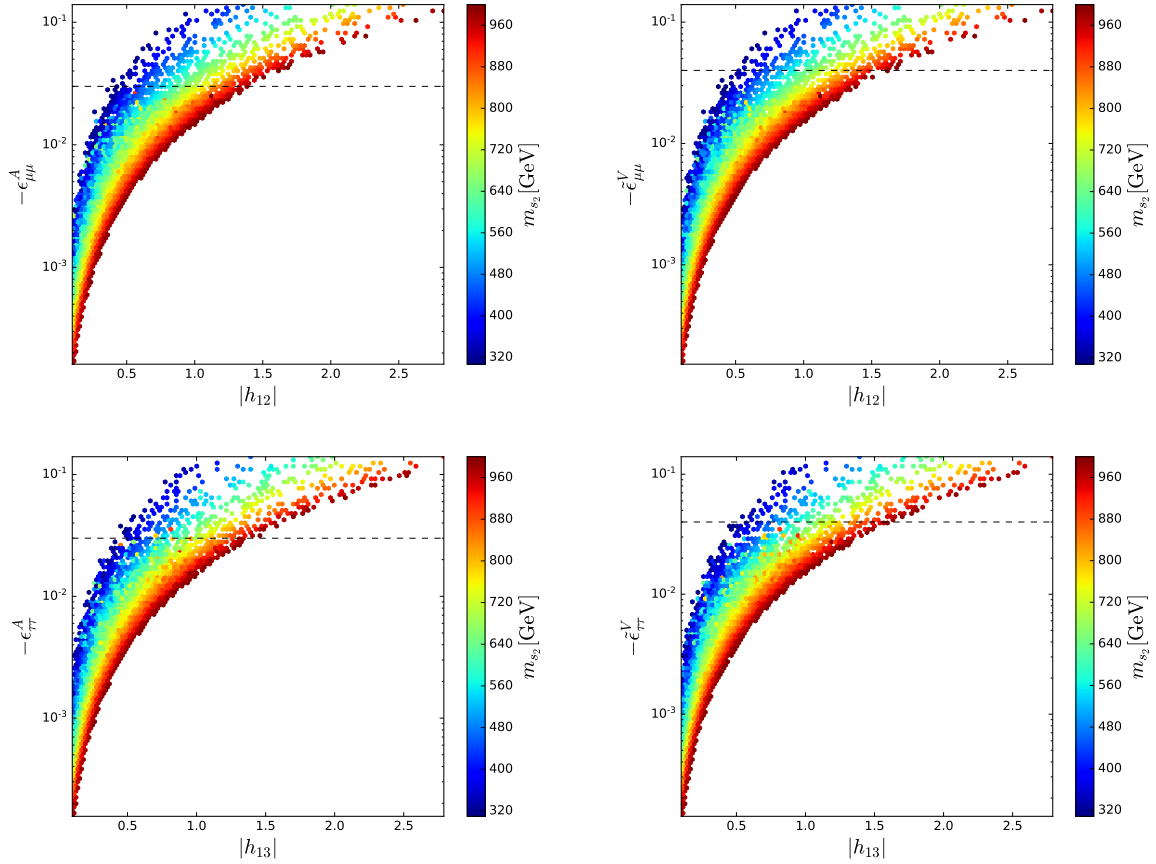


Figura 5.4: Interacción general de neutrinos para el caso de NH.

En la Fig. 5.3 (5.4) se muestran los resultados de las interacciones generales de neutrinos asumiendo una jerarquía de masa de neutrinos invertida (normal), y la sensibilidad futura (línea discontinua) que se puede alcanzar en futuros experimentos de neutrinos solares [285], con la barra de color denotando la masa del escalar cargado más pesado. Solo se muestran los resultados para los parámetros $\tilde{\epsilon}_{ee}^V$, $\tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^V$, ϵ_{ee}^V y $\epsilon_{\mu\mu}^A$ ($\tilde{\epsilon}_{\mu\mu}^V$, $\tilde{\epsilon}_{\tau\tau}^V$, $\epsilon_{\mu\mu}^A$ y $\epsilon_{\tau\tau}^A$), ya que son los que tienen las restricciones más apreciables para sensibilidades en los experimentos futuros. Como era de esperar, cuanto más pesado sea el s_2^\pm , menor será la intensidad de las interacciones generales de neutrinos. La correlación entre los procesos de LFV más restringidos $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$, $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$ y $\mu - e$ conversión, se muestra en los paneles superiores de la Fig. 5.5. Las perspectivas correspondientes para las sensibilidades futuras (líneas discontinuas y punteadas) señalan que se explorará una gran parte del espacio de parámetros. Por otro lado, los límites actuales imponen restricciones leves sobre los acoplamientos de Yukawa, en particular $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)$ establece que f_{13} está restringido a valores menores a 0,04. Además, las búsquedas futuras de estos procesos restringen el valor de f_{13} alrededor de 10^{-3} . Finalmente, la Fig. 5.6 muestra los resultados de la búsqueda de escalares cargados en el LHC. Los límites actuales imponen que la masa del escalar más ligero debe ser mayor que ~ 260 GeV y ~ 300 GeV para la jerarquía normal e inversa, respectivamente [295]. La línea discontinua muestra los límites de exclusión futuros para una luminosidad integrada de 300 fb^{-1} y la línea continua para 3 ab^{-1} [296]. Nótese que, en principio, es posible explorar todo el espacio de parámetros en la fase de alta luminosidad del LHC.

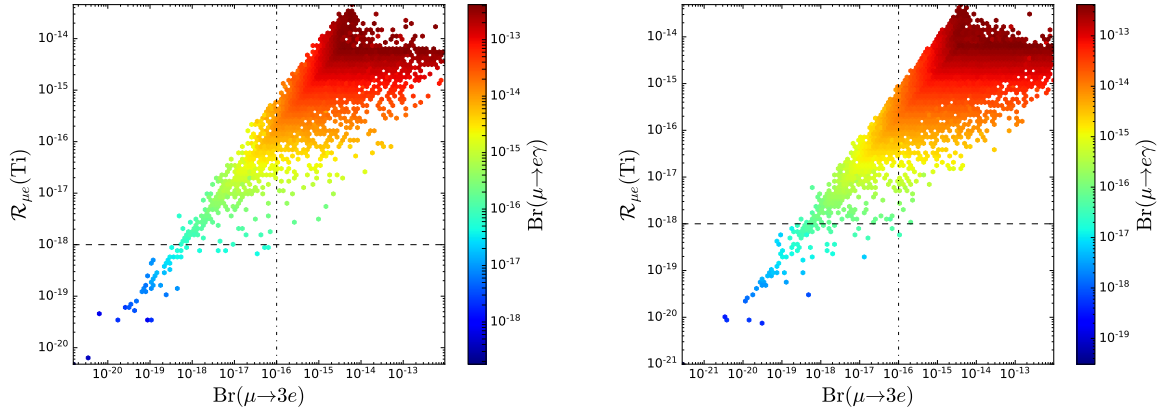


Figura 5.5: Procesos de LFV para IH (izquierda) y NH (derecha). Las líneas punteadas y discontinuas representan el límite de sensibilidad esperado para las búsquedas futuras de $\mathcal{R}_{\mu e}(\text{Ti})$ y $\mathcal{B}(\mu \rightarrow 3e)$, respectivamente.

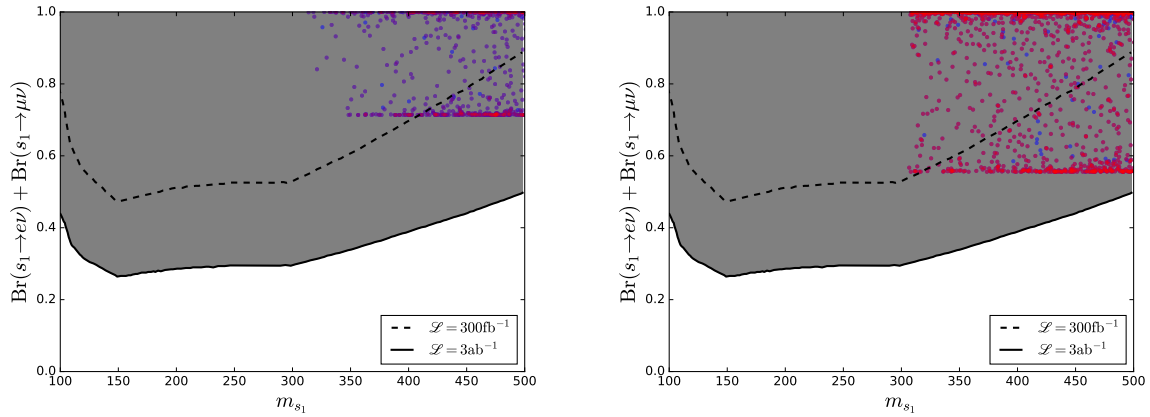


Figura 5.6: Regiones de exclusión proyectado para el branching de desintegración de s_1^\pm en electrones y muones con luminosidades de 300 fb^{-1} (línea discontinua) y 3 ab^{-1} (línea continua) para IH (izquierda) y NH (derecha). Los puntos rojos están dentro de la sensibilidad futura de los experimentos de LFV (ver Fig. 5.5).

5.5. Conclusiones

El modelo más simple que conduce a masas de neutrinos de Dirac a nivel de un loop se obtiene agregando un par de escalares cargados al SM junto con tres neutrinos derechos. En este trabajo se asume que la naturaleza de Dirac de los neutrinos está protegida por sólo una simetría gauge adicional $U(1)_{B-L}$, con las anomalías canceladas por los leptones del SM y los tres neutrinos derechos. Se estudian las características fenomenológicas más interesantes del modelo, como la generación de masa de neutrinos, los procesos de LFV en el sector cargado y las señales en el LHC asociados a los escalares cargados y el nuevo bosón gauge de $B-L$. Además, se reportan las expresiones para las interacciones generales neutrino-electrón e identificamos las regiones del espacio de parámetros que pueden explorarse en futuros experimentos de neutrinos solares. Sorprendentemente, las búsquedas futuras de escalares cargados en el LHC sondearán todo el espacio de parámetros considerado en este análisis.

Conclusiones

Si los neutrinos son partículas de Dirac es necesario agregar nuevas partículas al SM, además es necesario tener una nueva simetría que garantice esto. Si la simetría adicional es una simetría gauge es necesario que todos los fermiones adicionales tengan cargas bajo esta nueva simetría, tales que, se cumplan las condiciones de cancelación de anomalías. Este trabajo se enfoca en simetrías oscuras $U(1)_D$ y simetrías activas $U(1)_X$, especialmente $U(1)_{B-L}$. Para simplificar las condiciones de anomalías, los campos adicionales al SM son singletes y en el caso de ser multipletes se agregan vector-like. Para el caso de una simetría activa $U(1)_{B-L}$ se muestran las soluciones mínimas que permiten masas de neutrinos de Dirac a un loop y/o candidatos de materia oscura estables.

En este trabajo se lograron encontrar un conjunto de 32 y 34 conjuntos de cargas que realizan el operador efectivo para masas de neutrinos de Dirac a un loop para las dimensiones 5 y 6, respectivamente. El enfoque principal de este trabajo son los modelos escotogénicos, en estos los candidatos de DM fluyen en el loop. Cada uno de los modelos tiene predicciones fenomenológicas específicas.

Una de las implicaciones más generales para los modelos es la presencia de partículas sin masa. Este hecho puede contribuir a los grados relativistas de libertad ΔN_{eff} en el universo temprano. También es posible que dichas partículas adquieran masas gracias un escalar singlete extra, convirtiéndose en candidatos independientes de DM. La ventaja del método acá propuesto es que se puede aplicar fácilmente para encontrar el conjunto completo de soluciones libres de anomalías a problemas fenomenológicos bien definidos.

Como novedad de este trabajo se presenta un nuevo modelo que genera masas de neutrinos de Dirac con mediadores de Majorana, el cual no había sido presentado en la literatura hasta el momento de su publicación. En este modelo la simetría que asegura la naturaleza de Dirac de los neutrinos y estabiliza la materia oscura es una única simetría gauge adicional oscura $U(1)_D$ para los modelos mínimos o activa $U(1)_X$ para los modelos con fermiones vector-like. El modelo mínimo corresponde con la primera solución listada en la tabla 2.2. Para este modelo también se demuestra, que más allá del modelo mínimo, surgen otros aspectos fenomenológicos interesantes como posibles señales en colisionadores y nuevas contribuciones al número de especies extra relativistas. Estas nuevas implicaciones en el modelo permiten testarlo. Además, permiten establecer cuál es el espacio de parámetros permitidos por las restricciones actuales. En particular, el límite superior actual en ΔN_{eff} informado por PLANCK apunta a grandes proporciones $M_{Z'}/g' \gtrsim 40\text{TeV}$. En el futuro es posible probar los modelos no mínimos mediante los experimentos de fondo cósmico de microondas. Igualmente, se establecen restricciones en los parámetros del modelo mediante los

valores experimentales de física de neutrinos y procesos de LFV en el sector cargado, inducidos por las nuevas partículas del modelo.

Para finalizar se muestra que la manera más simple de generar masas de neutrinos de Dirac a nivel de un loop es agregando, además de los neutrinos derechos, dos escalares cargados. Este es el modelo más simple encontrado en el capítulo 3. Para garantizar que los neutrinos sean partículas de Dirac se adiciona una simetría gauge $U(1)_{B-L}$, donde las anomalías se cancelan mediante los leptones del SM y los tres neutrinos derechos. Para este modelo se relaciona la física de neutrinos con las demás predicciones del modelo, en especial se estudian los procesos de LFV para los leptones cargados, posibles detecciones en el LHC asociados a los escalares cargados y el nuevo bosón gauge de $B-L$. Además, se hace un estudio de las interacciones generales neutrino-electrón, mediante las cuales se establecen las regiones del espacio de parámetros que pueden explorarse en futuros experimentos de neutrinos solares. Finalmente, la búsqueda futura de escalares cargados permite determinar la viabilidad del espacio de parámetros estudiado en este trabajo.

Apéndices

Apéndice **A**

Probabilidad de oscilación entre neutrinos

En este apéndice se desarrolla la probabilidad de oscilación de neutrinos de forma general. La probabilidad de que un neutrino de sabor α se observe después de una distancia L con sabor β es

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(L) | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2 L}{2E}} \right|^2 \\
 &= \left(\sum_i U_{\alpha i} e^{-i \frac{m_i^2 L}{2E}} U_{\beta i}^* \right)^* \left(\sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j} e^{-i \frac{m_j^2 L}{2E}} \right) \\
 &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{i \frac{L}{2E} (m_j^2 - m_i^2)} \\
 &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{i \frac{L}{2E} \Delta m_{ij}^2}, \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

donde $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$. Separando la suma en dos partes, una para cuando $i = j$ y cuando $i \neq j$, se tiene que

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{i \frac{L}{2E} \Delta m_{ij}^2}. \tag{A.2}$$

Haciendo uso de la identidad de Euler $e^{i\phi} = \cos \phi + i \sin \phi = 1 - 2 \sin^2(\phi/2) + i \sin \phi$ es posible escribir la anterior ecuación como

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \underbrace{\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha i} U_{\beta i}^*}_{T_1} + \underbrace{\sum_{i \neq j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*}_{T_2} - 2 \underbrace{\sum_{i \neq j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right)}_{T_3} \\
 &\quad + i \underbrace{\sum_{i \neq j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin \left(\frac{L}{2E} \Delta m_{ij}^2 \right)}_{T_4}. \tag{A.3}
 \end{aligned}$$

A continuación, se evaluará cada parte de la expresión por separado. Es posible evaluar la parte $T_1 + T_2$, de la siguiente forma

$$\begin{aligned}
T_1 + T_2 &= \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \\
&= \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \\
&= \sum_i (U_{\alpha i}^* U_{\beta i}) \sum_j (U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \\
&= \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \right|^2. \tag{A.4}
\end{aligned}$$

Para evaluar esta suma es necesario usar la unitariedad de la matriz U , de donde se obtiene que

$$UU^\dagger = \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta}, \tag{A.5}$$

donde $\delta_{\alpha\beta}$ es la delta de Kronecker. Por lo tanto, se puede escribir

$$T_1 + T_2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \right|^2 = (\delta_{\alpha\beta})^2 = \delta_{\alpha\beta}. \tag{A.6}$$

Ahora se evalúa el siguiente término, el cual se puede escribir de la siguiente forma

$$\begin{aligned}
T_3 &= \sum_{i \neq j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) \\
&= \sum_{i > j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) + \sum_{i < j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ji}^2 \right) \\
&= \sum_{i > j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) + \sum_{i > j} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) \\
&= \sum_{i > j} \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^*) \\
&= \sum_{i > j} \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) [U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*)^*] \\
&= 2 \sum_{i > j} \text{Re} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right), \tag{A.7}
\end{aligned}$$

donde $\text{Re}(z)$ es la parte real del número complejo z . Es importante resaltar que debido a que la función seno cuadrado (\sin^2) es una función par es posible cambiar $\Delta m_{ij}^2 \rightarrow \Delta m_{ji}^2$. Similarmente

para el último término, se tiene

$$\begin{aligned}
 T_4 &= \sum_{i \neq j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) \\
 &= - \sum_{i > j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) + \sum_{i < j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ji}^2 \right) \\
 &= - \sum_{i > j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) + \sum_{i > j} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) \\
 &= \sum_{i > j} \sin \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) (-U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^*) \\
 &= \sum_{i > j} \sin^2 \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right) [U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* - (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*)^*] \\
 &= -2i \sum_{i > j} \text{Im} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{L}{4E} \Delta m_{ij}^2 \right), \tag{A.8}
 \end{aligned}$$

donde $\text{Im}(z)$ representa la parte imaginaria de un número complejo z . Note que en el segundo paso se cambia $\Delta m_{ji}^2 \rightarrow \Delta m_{ij}^2$ y se agrega un signo menos debido a que la función seno (\sin) es impar. Reemplazando todos los resultados en la ecuación se obtiene el siguiente resultado

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i > j} \text{Re} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\
 &\quad + 2 \sum_{i > j} \text{Im} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right), \tag{A.9}
 \end{aligned}$$

Apéndice **B**

Teorema de Noether

Para derivar el teorema de Noether para traslaciones espacio-temporales, se parte del campo escalar real φ , este campo es una función definida en un espacio-tiempo de cuatro dimensiones, con coordenadas x_μ donde el índice μ denota las componentes del tensor espacio-temporal, donde $\mu = 0$ es la dimensión temporal y $\mu = 1, 2, 3$ son las tres dimensiones espaciales. Considerando una transformación infinitesimal de las coordenadas de la forma

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = x^\mu + \delta a^{m\mu}, \quad (\text{B.1})$$

donde $\delta x^\mu = \delta a^\mu$. Ahora, considerando la transformación infinitesimal para el campo se tiene

$$\phi \rightarrow \phi'(x') = \phi'(x + \delta x) = \phi'(x) + \frac{\partial \phi'(x)}{\partial x^\mu} \delta x^\mu = \phi(x) + \delta \phi(x) + \frac{\partial \phi(x)}{\partial x^\mu} \delta x^\mu, \quad (\text{B.2})$$

donde se ha despreciado el término de orden dos ($\delta \phi \delta x^\mu$). Por lo tanto, se tiene que $\Delta \phi(x) = \phi'(x') - \phi(x) = \delta \phi(x) + \partial_\mu \phi(x) \delta x^\mu = 0$, entonces $\delta \phi = -\partial_\mu \phi \delta x^\mu$. Si dichas transformaciones mantienen invariante la acción, se tiene que

$$\begin{aligned} \delta S = 0 &= \int d^4x [\mathcal{L}(\phi', \partial_\mu \phi', x'^\mu) - \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi, x^\mu)] \\ &= \int d^4x [\mathcal{L}(\phi + \delta \phi, \partial_\mu \phi + \partial(\delta \phi), x^\mu + \delta a^\mu) - \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi, x^\mu)], \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

aplicando una expansión en Taylor, se tiene

$$\begin{aligned} \delta S = 0 &= \int d^4x \left[\mathcal{L} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \partial_\mu (\delta \phi) + (\partial_\mu \mathcal{L}) \delta a^\mu - \mathcal{L} \right] \\ &= \int d^4x \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \partial_\mu (\delta \phi) + (\partial_\mu \mathcal{L}) \delta a^\mu \right] \\ &= \int d^4x \left[\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \partial_\mu (\delta \phi) + (\partial_\mu \mathcal{L}) \delta a^\mu \right] \\ &= \int d^4x \left[\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta \phi \right) + (\partial_\mu \mathcal{L}) \delta a^\mu \right] \\ &= \int d^4x \partial_\mu \left[-\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \partial_\nu \phi + \delta_\nu^\mu \mathcal{L} \right] \delta a^\nu \\ &= \int d^4x \partial_\mu T_\nu^\mu \delta a^\nu, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

de este resultado se puede concluir que

$$\partial_\mu T_\nu^\mu = 0, \quad (\text{B.5})$$

donde se ha define el tensor momento-energía como

$$T_\nu^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \partial_\nu \phi - \delta_\nu^\mu \mathcal{L} \quad (\text{B.6})$$

Además, si $\delta a^\nu \neq 0$, se satisface la ecuación $\partial_\mu T_0^\mu = 0$. En este caso, el teorema de Noether establece que la invarianza de la acción bajo transformaciones espacio-temporales permite la conservación de la energía y el momento.

Apéndice **C**

Diagonalización de matrices para neutrinos de Dirac

En esta sección se desarrolla el proceso de diagonalización de la matriz de masas para neutrinos de Dirac. Partiendo de la base de interacción débil, es posible redefinir los campos en la base de autoestados de masa de la siguiente forma

$$\ell_L = U^{(\ell)} \ell'_L, \quad \ell_R = V^{(\ell)} \ell'_R, \quad \nu_L = U^{(\nu)} \nu'_L, \quad \nu_R = V^{(\nu)} \nu'_R. \quad (\text{C.1})$$

Para que los términos de masas en el lagrangiano

$$- (\bar{\ell}_L M_\ell \ell_R + \bar{\nu}_L M_D \nu_R + \text{h.c.}), \quad (\text{C.2})$$

sea invariante bajo dicha redefinición las matrices $V^{(\ell)}$, $U^{(\ell)}$, $V^{(\nu)}$ y $U^{(\nu)}$ deben ser unitarias y la invarianza gauge requiere que $U^{(\ell)} = U^{(\nu)} = U$. En la base de autoestados de masa los términos de masa del lagrangiano se pueden escribir como

$$- (\bar{\ell}'_L m_\ell \ell'_R + \bar{\nu}'_L m_D \nu'_R + \text{h.c.}), \quad (\text{C.3})$$

Donde las nuevas matrices de masas son

$$m_\ell = U^\dagger M_\ell V_R^{(\ell)}, \quad m_D = V_R^{(\nu)} M_D U^\dagger, \quad (\text{C.4})$$

donde m_ℓ y m_D son matrices de masas diagonales. Es importante notar que en este caso las matrices $V_R^{(\ell)}$ y $V_R^{(\nu)}$ son transformaciones independientes, debido a que los fermiones derechos son singletes gauge. En la base donde la matriz de los leptones cargados es diagonal ($U = V^\ell = \mathbf{1}$), se escriben las matrices de masas de los leptones diagonalizan de la siguiente forma

$$M_\ell = m_\ell, \quad m_D = V_R^{(\nu)} M_D. \quad (\text{C.5})$$

Para diagonalizar una matriz no simétrica como M_D , se considera la matriz $M_D M_D^\dagger$, la cual es una matriz hermítica y de autovalores positivos. Esta matriz diagonaliza de la forma

$$M_D M_D^\dagger = V m_D U^\dagger U m_D V^\dagger = V m_D^2 V^\dagger, \quad (\text{C.6})$$

donde $V^\dagger V = VV^\dagger = U^\dagger U = UU^\dagger = \mathbf{1}$ y $(m_D^2)_{ik} = m_{Dk}^2 \delta_{ik}$. Si se considera la matriz $M_D^\dagger M_D$ es también una matriz hermítica, por lo cual su diagonalización se da por

$$M_D^\dagger M_D = U m_D V^\dagger V m_D U^\dagger = U m_D^2 U^\dagger. \quad (\text{C.7})$$

Apéndice **D**

Interacción general de neutrinos

El Lagrangiano efectivo que describe las interacciones generales de neutrinos es [285]

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{a=S,P,V,A,T} (\bar{\nu}_\alpha \Gamma^a \nu_\beta) [\bar{\ell} \Gamma^a (\epsilon_{\alpha\beta}^a + \tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}^a i^a \gamma^5) \ell], \quad (\text{D.1})$$

donde G_F es la constante de Fermi. Los nuevos escalares cargados singletes bajo SU(2) generan GNI a nivel árbol en este modelo. Expandiendo los dos últimos términos de la Ec. (5.3), se tiene que el Lagrangiano se puede escribir como

$$-\mathcal{L} = \epsilon_{ab} \overline{L_{a\alpha}^c} f_{\alpha\beta} L_{b\beta} (\cos \varphi s_1^+ - \sin \varphi s_2^+) + h_{\beta j} \overline{e_{R\beta}^c} \nu_{Rj} (\sin \varphi s_1^+ + \cos \varphi s_2^+) + h.c. \quad (\text{D.2})$$

Usando las identidades de Fierz la Ref. [307] establece que

$$(\bar{a}b)(\bar{c}d) = \frac{1}{4} [(\bar{a}d)(\bar{c}b) + (\bar{a}\gamma^\mu d)(\bar{c}\gamma_\mu b) + \frac{1}{2}(\bar{a}\sigma^{\mu\nu} d)(\bar{c}\sigma_{\mu\nu} b) - (\bar{a}\gamma^\mu \gamma_5 d)(\bar{c}\gamma_\mu \gamma_5 b) + (\bar{a}\gamma_5 d)(\bar{c}\gamma_5 b)],$$

con $\sigma^{\mu\nu} \equiv i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/2$. Usando $P_R \gamma_5 = P_R$, $P_L \gamma_5 = -P_L$ y

$$(\bar{a}^c \Gamma b^c) = (\bar{b} C \Gamma^T C^{-1} a) = -(\bar{b} \Gamma a), \quad \text{para } \Gamma = \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu},$$

se obtienen las siguientes identidades

$$\begin{aligned} (\bar{a}_L^c b_L)(\bar{c}_L d_L^c) &= -\frac{1}{2}(\bar{d}_L a_L)(\bar{c}_L b_L), \\ (\bar{a}_R^c b_R)(\bar{c}_R d_R^c) &= -\frac{1}{2}(\bar{d}_R a_R)(\bar{c}_R b_R), \\ (\bar{a}_L^c b_L)(\bar{c}_R d_R^c) &= \frac{1}{2}(\bar{d}_R a_L)(\bar{c}_R b_L) - \frac{1}{8}(\bar{d}_R \sigma^{\mu\nu} a_L)(\bar{c}_R \sigma_{\mu\nu} b_L), \\ (\bar{a}_R^c b_R)(\bar{c}_L d_L^c) &= \frac{1}{2}(\bar{d}_L a_R)(\bar{c}_L b_R) - \frac{1}{8}(\bar{d}_L \sigma^{\mu\nu} a_R)(\bar{c}_L \sigma_{\mu\nu} b_R). \end{aligned}$$

Usando estas identidades el Lagrangiano efectivo que contribuyen a GNI es dado por

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{eff}} = & -2f_{\alpha\rho}f_{\beta\sigma}^*[(\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu P_L\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu P_L\nu_\rho)]C_{\phi 12} - \frac{1}{2}h_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^*[(\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu P_R\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu P_R\nu_\rho)]C_{\phi 21} \\
& + f_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^* \left[(\bar{\ell}_\beta P_L\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma P_L\nu_\rho) - \frac{1}{2}(\bar{\ell}_\beta\sigma^{\mu\nu}P_L\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\sigma_{\mu\nu}P_L\nu_\rho) \right] D_{\phi 12} \\
& + f_{\beta\sigma}^*h_{\alpha\rho} \left[(\bar{\ell}_\beta P_R\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma P_R\nu_\rho) - \frac{1}{2}(\bar{\ell}_\beta\sigma^{\mu\nu}P_R\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\sigma_{\mu\nu}P_R\nu_\rho) \right] D_{\phi 12}, \tag{D.3}
\end{aligned}$$

donde se define $C_{\varphi ij} = \cos\varphi^2/m_{s_i}^2 + \sin\varphi^2/m_{s_j}^2$ y $D_{\varphi ij} = \cos\varphi\sin\varphi(1/m_{s_i}^2 - 1/m_{s_j}^2)$. Expandiendo los operadores de quiralidad que están dados por $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ y $P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$, se tiene que

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{eff}} = & -\frac{1}{2}f_{\alpha\rho}f_{\beta\sigma}^*[(\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu\nu_\rho) - (\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu\gamma_5\nu_\rho)]C_{\phi 12} \\
& - \frac{1}{8}h_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^*[(\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu(1 + \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu\nu_\rho) + (\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu(1 + \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu\gamma_5\nu_\rho)]C_{\phi 21} \\
& + \frac{1}{4}f_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^* \left[(\bar{\ell}_\beta(1 - \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\nu_\rho) - (\bar{\ell}_\beta(1 - \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_5\nu_\rho) \right] D_{\phi 12} \\
& - \frac{1}{16}f_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^* \left[(\bar{\ell}_\beta\sigma^{\mu\nu}(1 - \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\sigma_{\mu\nu}\nu_\rho) - (\bar{\ell}_\beta\sigma^{\mu\nu}(1 - \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\nu_\rho) \right] D_{\phi 12} \\
& + \frac{1}{4}f_{\beta\sigma}^*h_{\alpha\rho} \left[(\bar{\ell}_\beta(1 + \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\nu_\rho) + (\bar{\ell}_\beta(1 + \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\gamma_5\nu_\rho) \right] D_{\phi 12} \\
& - \frac{1}{16}f_{\beta\sigma}^*h_{\alpha\rho} \left[(\bar{\ell}_\beta\sigma^{\mu\nu}(1 + \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\sigma_{\mu\nu}\nu_\rho) - (\bar{\ell}_\beta\sigma^{\mu\nu}(1 + \gamma_5)\ell_\alpha)(\bar{\nu}_\sigma\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\nu_\rho) \right] D_{\phi 12}. \tag{D.4}
\end{aligned}$$

Separando el Lagrangiano en la Ec. (D.4) en los terminos de la Ec. D.1, de donde se obtienen las siguientes relaciones

- **Vectorial:** $\Gamma^a = \gamma^\mu$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{eff}}^V = & - \left[\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu \left(\left(\frac{1}{8}h_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^*C_{\phi 21} + \frac{1}{2}f_{\alpha\rho}f_{\beta\sigma}^*C_{\phi 12} \right) \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\frac{1}{8}h_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^*C_{\phi 21} - \frac{1}{2}f_{\alpha\rho}f_{\beta\sigma}^*C_{\phi 12} \right) \gamma_5 \right) \ell_\alpha \right] (\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu\nu_\rho). \tag{D.5} \\
\implies -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\epsilon_{\sigma\rho}^V = & \frac{1}{8}h_{1\rho}h_{1\sigma}^*C_{\phi 21} + \frac{1}{2}f_{1\rho}f_{1\sigma}^*C_{\phi 12}, \quad -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^V = \frac{1}{8}h_{1\rho}h_{1\sigma}^*C_{\phi 21} - \frac{1}{2}f_{1\rho}f_{1\sigma}^*C_{\phi 12}. \tag{D.6}
\end{aligned}$$

- **Axial:** $\Gamma^a = \gamma^\mu\gamma_5$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{eff}}^A = & - \left[\bar{\ell}_\beta\gamma^\mu\gamma_5 \left(\left(\frac{1}{8}h_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^*C_{\phi 21} - \frac{1}{2}f_{\alpha\rho}f_{\beta\sigma}^*C_{\phi 12} \right) \gamma_5 \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\frac{1}{8}h_{\alpha\rho}h_{\beta\sigma}^*C_{\phi 21} + \frac{1}{2}f_{\alpha\rho}f_{\beta\sigma}^*C_{\phi 12} \right) \right) \ell_\alpha \right] (\bar{\nu}_\sigma\gamma_\mu\gamma_5\nu_\rho). \tag{D.7} \\
\implies -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\epsilon_{\sigma\rho}^A = & \frac{1}{8}h_{1\rho}h_{1\sigma}^*C_{\phi 21} + \frac{1}{2}f_{1\rho}f_{1\sigma}^*C_{\phi 12}, \quad -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^A = \frac{1}{8}h_{1\rho}h_{1\sigma}^*C_{\phi 21} - \frac{1}{2}f_{1\rho}f_{1\sigma}^*C_{\phi 12}. \tag{D.8}
\end{aligned}$$

- **Escalar:** $\Gamma^a = 1$

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^E = \left[\bar{\ell}_\beta \left(\left(\frac{1}{4} f_{\alpha\rho} h_{\beta\sigma}^* D_{\phi 12} + \frac{1}{4} f_{\beta\sigma}^* h_{\alpha\rho} D_{\phi 12} \right) \right. \right. \quad (\text{D.9})$$

$$\left. \left. + \left(-\frac{1}{4} f_{\alpha\rho} h_{\beta\sigma}^* D_{\phi 12} + \frac{1}{4} f_{\beta\sigma}^* h_{\alpha\rho} D_{\phi 12} \right) (-i)i\gamma_5 \right) \ell_\alpha \right] (\bar{\nu}_\sigma \nu_\rho).$$

$$\implies \frac{G_F}{\sqrt{2}} \epsilon_{\sigma\rho}^S = \frac{D_{\phi 12}}{4} (f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho}), \quad \frac{G_F}{\sqrt{2}} \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^S = \frac{D_{\phi 12}}{4} (-f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho})(-i). \quad (\text{D.10})$$

- **Pseudoescalar:** $\Gamma^a = i\gamma_5$

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^P = (-i) \left[\bar{\ell}_\beta i\gamma_5 \left(\left(-\frac{1}{4} f_{\alpha\rho} h_{\beta\sigma}^* D_{\phi 12} + \frac{1}{4} f_{\beta\sigma}^* h_{\alpha\rho} D_{\phi 12} \right) (-i)i\gamma_5 \right. \right.$$

$$\left. \left. + \left(\frac{1}{4} f_{\alpha\rho} h_{\beta\sigma}^* D_{\phi 12} + \frac{1}{4} f_{\beta\sigma}^* h_{\alpha\rho} D_{\phi 12} \right) \right) \ell_\alpha \right] (\bar{\nu}_\sigma i\gamma_5 \nu_\rho)(-i).$$

$$\implies \frac{G_F}{\sqrt{2}} \epsilon_{\sigma\rho}^P = \frac{D_{\phi 12}}{4} (f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho})(-1), \quad \frac{G_F}{\sqrt{2}} \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^P = \frac{D_{\phi 12}}{4} (-f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho})i. \quad (\text{D.11})$$

- **Tensorial:** $\Gamma^a = \sigma^{\mu\nu}$

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^T = \left[\bar{\ell}_\beta \sigma^{\mu\nu} \left(\left(-\frac{1}{16} f_{\alpha\rho} h_{\beta\sigma}^* D_{\phi 12} - \frac{1}{16} f_{\beta\sigma}^* h_{\alpha\rho} D_{\phi 12} \right) \right. \right.$$

$$\left. \left. + \left(\frac{1}{16} f_{\alpha\rho} h_{\beta\sigma}^* D_{\phi 12} - \frac{1}{16} f_{\beta\sigma}^* h_{\alpha\rho} D_{\phi 12} \right) (-i)i\gamma_5 \right) \ell_\alpha \right] (\bar{\nu}_\sigma \sigma_{\mu\nu} \nu_\rho).$$

$$\implies \frac{G_F}{\sqrt{2}} \epsilon_{\sigma\rho}^T = -\frac{D_{\phi 12}}{16} (f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho}), \quad \frac{G_F}{\sqrt{2}} \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^T = \frac{D_{\phi 12}}{16} (f_{1\rho} h_{1\sigma}^* - f_{1\sigma}^* h_{1\rho})(-i). \quad (\text{D.12})$$

De donde se obtiene que los parámetros de GNI son

$$\begin{aligned} \epsilon_{\sigma\rho}^V &= -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} (h_{1\rho} h_{1\sigma}^* C_{\phi 21} + 4f_{1\rho} f_{1\sigma}^* C_{\phi 12}), & \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^V &= -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} (h_{1\rho} h_{1\sigma}^* C_{\phi 21} - 4f_{1\rho} f_{1\sigma}^* C_{\phi 12}), \\ \epsilon_{\sigma\rho}^A &= -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} (h_{1\rho} h_{1\sigma}^* C_{\phi 21} + 4f_{1\rho} f_{1\sigma}^* C_{\phi 12}), & \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^A &= -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} (h_{1\rho} h_{1\sigma}^* C_{\phi 21} - 4f_{1\rho} f_{1\sigma}^* C_{\phi 12}), \\ \epsilon_{\sigma\rho}^S &= \frac{\sqrt{2}}{4G_F} D_{\phi 12} (f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho}), & \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^S &= \frac{\sqrt{2}}{4G_F} D_{\phi 12} (-f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho})(-i), \\ \epsilon_{\sigma\rho}^P &= \frac{\sqrt{2}}{4G_F} D_{\phi 12} (f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho})(-1) & \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^P &= \frac{\sqrt{2}}{4G_F} D_{\phi 12} (-f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho})i, \\ \epsilon_{\sigma\rho}^T &= -\frac{\sqrt{2}}{16G_F} D_{\phi 12} (f_{1\rho} h_{1\sigma}^* + f_{1\sigma}^* h_{1\rho}), & \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^T &= \frac{\sqrt{2}}{16G_F} D_{\phi 12} (f_{1\rho} h_{1\sigma}^* - f_{1\sigma}^* h_{1\rho})(-i). \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

Observe que se cumple la hermiticidad para $\epsilon, \tilde{\epsilon}$ y también que $\epsilon_{\sigma\sigma}, \tilde{\epsilon}_{\sigma\sigma} \in \text{Re}$. En el límite $\varphi \rightarrow 0$ se tiene que

$$\epsilon_{\sigma\rho}^V = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} (h_{1\rho}h_{1\sigma}^*/m_{s2}^2 + 4f_{1\rho}f_{1\sigma}^*/m_{s1}^2), \quad \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^V = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} (h_{1\rho}h_{1\sigma}^*/m_{s2}^2 - 4f_{1\rho}f_{1\sigma}^*/m_{s1}^2), \quad (\text{D.14})$$

$$\epsilon_{\sigma\rho}^A = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} (h_{1\rho}h_{1\sigma}^*/m_{s2}^2 - 4f_{1\rho}f_{1\sigma}^*/m_{s1}^2), \quad \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^A = -\frac{\sqrt{2}}{8G_F} (h_{1\rho}h_{1\sigma}^*/m_{s2}^2 + 4f_{1\rho}f_{1\sigma}^*/m_{s1}^2), \quad (\text{D.15})$$

$$\epsilon_{\sigma\rho}^S = \epsilon_{\sigma\rho}^P = \epsilon_{\sigma\rho}^T = \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^S = \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^P = \tilde{\epsilon}_{\sigma\rho}^T = 0. \quad (\text{D.16})$$

Además, estas expresiones se reducen a las expresiones del modelo de Zee (consultar la ecuación (7.9) de Ref. [168]):

$$\frac{1}{2}(\epsilon_{\sigma\rho}^V - \epsilon_{\sigma\rho}^A) = -\frac{1}{\sqrt{2}G_F} f_{1\rho}f_{1\sigma}^*/m_{s1}^2. \quad (\text{D.17})$$

Apéndice **E**

Archivos de SARAH para el modelo de Zee Dirac

El modelo presentado en este anexo se implemento en SARAH versión 4.9.1. Para obtener el espectro de partículas y los observables de baja energía, se ha utilizado SPheno versión 3.1 [304,305] y el FlavorKit [292] de SARAH [227, 306]. Los archivos del modelo acá presentado se pueden encontrar en el repositorio [🔗](#). Si usted usa los códigos del modelo, por favor cite la Ref. [308].

U1BLDirac.m

```
1 Off[General::spell]
2
3
4 Model'Name = "DiracZee";
5 Model'NameLaTeX = "Dirac_Zee_Model";
6 Model'Authors = "Julian_Calle,_Diego_Restrepo_and_Oscar_Zapata";
7 Model'Date = "2019-01-23";
8
9 (*-----*)
10 (* Particle Content*)
11 (*-----*)
12
13 (* Gauge Superfields *)
14
15 Gauge[[1]]={B, U[1], hypercharge, g1,False};
16 Gauge[[2]]={WB, SU[2], left, g2,True};
17 Gauge[[3]]={G, SU[3], color, g3,False};
18 Gauge[[4]]={Bp, U[1], BminusL, g1p, False};
19
20
21 (* Chiral Superfields *)
22
23 FermionFields[[1]] = {q, 3, {uL, dL}, 1/6, 2, 3, 1/3};
24 FermionFields[[2]] = {l, 3, {vL, eL}, -1/2, 2, 1, -1};
25 FermionFields[[3]] = {d, 3, conj[dR], 1/3, 1, -3, -1/3};
26 FermionFields[[4]] = {u, 3, conj[uR], -2/3, 1, -3, -1/3};
27 FermionFields[[5]] = {e, 3, conj[eR], 1, 1, 1, 1};
```

```

28 FermionFields[[6]] = {v, 2, conj[vR], 0, 1, 1, 4};
29 FermionFields[[7]] = {v3, 1, conj[vR3], 0, 1, 1, -5};
30
31
32 ScalarFields[[1]] = {H, 1, {Hp, H0}, 1/2, 2, 1, 0};
33 ScalarFields[[2]] = {S, 1, s, 0, 1, 1, 3};
34 ScalarFields[[3]] = {S1, 1, s1, -1, 1, 1, -2};
35 ScalarFields[[4]] = {S2, 1, s2, -1, 1, 1, -5};
36
37
38 (*-----*)
39 (* DEFINITION *)
40 (*-----*)
41
42 NameOfStates={GaugeES, EWSB};
43
44 (* ----- Before EWSB ----- *)
45
46 DEFINITION[GaugeES][Additional]= {
47     {LagHC, {AddHC->True}},
48     {LagH, {AddHC->False}},
49     {LagS, {AddHC->False}},
50     {LagS1, {AddHC->False}},
51     {LagS2, {AddHC->False}},
52     {LagS12, {AddHC->True}},
53     {LagS21, {AddHC->False}},
54     {LagH12, {AddHC->False}},
55     {LagSS12, {AddHC->False}},
56     {LagHS, {AddHC->False}}
57 };
58
59 LagH = -muh conj[H].H + Lh conj[H].H.conj[H].H;
60 LagS = -MuP conj[S].S + Ls conj[S].S.conj[S].S;
61 LagS1 = -mu1 conj[S1].S1 + L1 conj[S1].S1.conj[S1].S1;
62 LagS2 = -mu2 conj[S2].S2 + L2 conj[S2].S2.conj[S2].S2;
63 LagS12 = -mu3 conj[S1].S2.S;
64 LagS21 = L4 conj[S1].S1.conj[S2].S2;
65 LagH12 = L5 conj[H].H.conj[S1].S1 + L6 conj[H].H.conj[S2].S2;
66 LagSS12 = L7 conj[S].S.conj[S1].S1 + L8 conj[S].S.conj[S2].S2;
67 LagHS = L3 conj[S].S.conj[H].H;
68
69 LagHC = - ( + Yd conj[H].d.q + Ye conj[H].e.l + Yu H.u.q
70     + f1 conj[S1].l.l + h1 S2.e.v );

```

```

71
72
73 (* Gauge Sector *)
74
75 DEFINITION[EWSB][GaugeSector] =
76 {
77   {{VB, VWB[3], VBp}, {VP, VZ, VZp}, ZZ},
78   {{VWB[1], VWB[2]}, {VWm, conj[VWm]}, ZW}
79 };
80
81
82 (* ----- VEVs ----- *)
83
84 DEFINITION[EWSB][VEVs]=
85 {   {H0, {vH, 1/Sqrt[2]}, {sigmaH, \[ImaginaryI]/Sqrt[2]}
86     , {phiH, 1/Sqrt[2]}}},
87   {s, {vX, 1/Sqrt[2]}, {sigmaB, \[ImaginaryI]/Sqrt[2]}
88     , {phiB, 1/Sqrt[2]}}   };
89
90 DEFINITION[EWSB][MatterSector]=
91   {
92     {{phiH, phiB}, {hh, ZH}},
93     {{sigmaH, sigmaB}, {Ah, ZA}},
94     {{conj[Hp], conj[s1], conj[s2]}, {Hm, ZP}},
95     {{{dL}, {conj[dR]}}}, {{DL, Vd}, {DR, Ud}}},
96     {{{uL}, {conj[uR]}}}, {{UL, Vu}, {UR, Uu}}},
97     {{{eL}, {conj[eR]}}}, {{EL, Ve}, {ER, Ue}}},
98     {{vL, conj[vR], conj[vR3]}, {VL, ZM}}
99 };
100
101 (*-----*)
102 (* Dirac-Spinors *)
103 (*-----*)
104
105 DEFINITION[EWSB][DiracSpinors]={
106   Fd ->{ DL, conj[DR]},
107   Fe ->{ EL, conj[ER]},
108   Fu ->{ UL, conj[UR]},
109   Fv ->{ VL, conj[VL]}};
110
111 DEFINITION[EWSB][GaugeES]={
112   Fd1 ->{ FdL, 0},
113   Fd2 ->{ 0, FdR},

```

```

114 Fu1 ->{ Fu1, 0},
115 Fu2 ->{ 0, Fu2},
116 Fe1 ->{ Fe1, 0},
117 Fe2 ->{ 0, Fe2}};

```

parameters.m

```

1 ParameterDefinitions = {
2
3 {g1,      { Description -> "Hypercharge-Coupling"}},
4
5 {g11p,   { Description -> "Mixed_Gauge_Coupling_2"}},
6 {g1p1,   { Description -> "Mixed_Gauge_Coupling_1"}},
7 {g1p,    { Description -> "B-L-Coupling"}},
8
9 {MZp,    { Description -> "Z'_mass"}},
10
11 {g2,     { Description -> "Left-Coupling"}},
12 {g3,     { Description -> "Strong-Coupling"}},
13 {AlphaS, { Description -> "Alpha_Strong"}},
14 {e,      { Description -> "electric_charge"}},
15 {Gf,     { Description -> "Fermi's_constant"}},
16 {aEWinv, { Description -> "inverse_weak_coupling_constant_at_mZ"}},
17
18 {Yu,     { Description -> "Up-Yukawa-Coupling",
19           DependenceNum -> Sqrt[2]/vH* {{Mass[Fu,1],0,0}},
20
21
22
23 {Yd,     { Description -> "Down-Yukawa-Coupling",
24           DependenceNum -> Sqrt[2]/vH* {{Mass[Fd,1],0,0}},
25
26
27
28 {Ye,     { Description -> "Lepton-Yukawa-Coupling",
29           DependenceNum -> Sqrt[2]/vH* {{Mass[Fe,1],0,0}},
30
31
32
33
34 {Mu,     { Description -> "SM_Mu_Parameter"}},
35 {\[Lambda], { Description -> "SM_Higgs_Selfcouplings"}},
36 {vH,     { Description -> "EW-VEV",

```

```

37         DependenceSPHeno -> None }},
38 {vX,      { LaTeX -> "x",
39           Dependence -> None,
40           OutputName -> vX,
41           Real -> True,
42           LesHouches -> {BL,43} }},
43
44 {ThetaW,  { Description -> "Weinberg-Angle"}},
45 {ThetaWp, { Description -> "Theta'", DependenceNum -> None }},
46
47 {ZZ, {Description -> "Photon-Z-Z' Mixing Matrix"}},
48 {ZW, {Description -> "W Mixing Matrix"}},
49
50 {Yx, {OutputName -> Yx,
51      LaTeX -> "Y_x",
52      LesHouches -> YX}},
53
54 {Yv, {OutputName -> Yv,
55      LaTeX -> "Y_\\nu",
56      LesHouches -> Yv}},
57
58 {Lh, {OutputName -> lamh,
59      LaTeX -> "\\lambda_h",
60      LesHouches -> {BL,1}}},
61
62 {Ls, {OutputName -> lams,
63      LaTeX -> "\\lambda_s",
64      LesHouches -> {BL,2}}},
65
66 {L1, {OutputName -> lam1,
67      LaTeX -> "\\lambda_1",
68      LesHouches -> {BL,3}}},
69
70
71 {L2, {OutputName -> lam2,
72      LaTeX -> "\\lambda_2",
73      LesHouches -> {BL,4}}},
74
75 {L3, {OutputName -> lam3,
76      LaTeX -> "\\lambda_3",
77      LesHouches -> {BL,5}}},
78
79 {L4, {OutputName -> lam4,

```

```

80     LaTeX -> "\\lambda_4",
81     LesHouches -> {BL,6}}},
82
83 {L5, {OutputName -> lam5,
84     LaTeX -> "\\lambda_5",
85     LesHouches -> {BL,7}}},
86
87 {L6, {OutputName -> lam6,
88     LaTeX -> "\\lambda_6",
89     LesHouches -> {BL,8}}},
90
91 {L7, {OutputName -> lam7,
92     LaTeX -> "\\lambda_7",
93     LesHouches -> {BL,9}}},
94
95 {L8, {OutputName -> lam8,
96     LaTeX -> "\\lambda_8",
97     LesHouches -> {BL,10}}},
98
99 {MuP, {OutputName -> MUP,
100     LaTeX -> "\\mu'",
101     LesHouches -> {BL,11}}},
102
103 {mu1, {OutputName -> mu1,
104     LaTeX -> "\\mu_1",
105     LesHouches -> {BL,12}}},
106
107 {mu2, {OutputName -> mu2,
108     LaTeX -> "\\mu_2",
109     LesHouches -> {BL,13}}},
110
111 {mu3, {OutputName -> mu3,
112     LaTeX -> "\\mu_3",
113     LesHouches -> {BL,14}}},
114
115 {muh, {OutputName -> muh,
116     LaTeX -> "\\mu_h",
117     LesHouches -> {BL,15}}},
118
119 {mH2, {OutputName -> mH2,
120     LaTeX -> "\\m^2_H",
121     LesHouches -> {BL,20}}},
122

```

```

123 {mchi2, {OutputName -> mX2,
124       LaTeX -> "\\m^2_\\chi",
125       LesHouches -> {BL,21}}},
126
127 {MUS, {OutputName -> muS,
128       LaTeX -> "\\mu_s",
129       LesHouches -> {BL,30}}},
130
131 {fl,    {OutputName -> fl,
132       Real -> False,
133       LaTeX -> "f_{1}",
134       LesHouches -> fl}},
135
136 {hl,    {OutputName -> hl,
137       Real -> False,
138       LaTeX -> "h_1",
139       LesHouches -> hl}},
140
141 {Vu,    {Description ->"Left-Up-Mixing-Matrix"}},
142 {Vd,    {Description ->"Left-Down-Mixing-Matrix"}},
143 {Uu,    {Description ->"Right-Up-Mixing-Matrix"}},
144 {Ud,    {Description ->"Right-Down-Mixing-Matrix"}},
145 {Ve,    {Description ->"Left-Lepton-Mixing-Matrix"}},
146 {Ue,    {Description ->"Right-Lepton-Mixing-Matrix"}},
147
148 {ZM,    {Description -> "Neutrino-Mixing-Matrix"}},
149
150 {ZH,    { Description->"Scalar-Mixing-Matrix",
151         Dependence -> None,
152         DependenceOptional -> None,
153         DependenceNum -> None   }},
154
155 {ZA,    { Description->"Pseudo-Scalar-Mixing-Matrix",
156         Dependence -> None,
157         DependenceOptional -> None,
158         DependenceNum -> None   }},
159
160 {ZP,    { Description->"Charged-Mixing-Matrix",
161         LaTeX -> "Z^+",
162         Real ->True,
163         DependenceOptional -> None,
164         Value -> None,
165         LesHouches -> CHARGEMIX,

```

```

166         OutputName -> ZP      }}
167
168 };

```

particles.m

```

1 ParticleDefinitions[GaugeES] = {
2     {H0, {
3         PDG -> 0,
4         Width -> 0,
5         Mass -> Automatic,
6         FeynArtsNr -> 1,
7         LaTeX -> "H^0",
8         OutputName -> "H0" }}},
9     {Hp, {
10        PDG -> 0,
11        Width -> 0,
12        Mass -> Automatic,
13        FeynArtsNr -> 2,
14        LaTeX -> "H^+",
15        OutputName -> "Hp" }}},
16
17     {s1, { PDG -> {0},
18         Width -> {0},
19         Mass -> Automatic,
20         LaTeX -> "s_1",
21         OutputName -> "s1" }}},
22
23     {s2, { PDG -> {0},
24         Width -> {0},
25         Mass -> Automatic,
26         LaTeX -> "s_2",
27         OutputName -> "s2" }}},
28
29     {VB, { Description -> "B-Boson" }},
30     {VG, { Description -> "Gluon" }},
31     {VWB, { Description -> "W-Bosons" }},
32     {gB, { Description -> "B-Boson_Ghost" }},
33     {gG, { Description -> "Gluon_Ghost" }},
34     {gWB, { Description -> "W-Boson_Ghost" }}
35
36 };
37

```



```

38 ParticleDefinitions[EWSB] = {
39
40   {hh    , { Description -> "Higgs",
41             PDG -> {25,35},
42             Width -> Automatic,
43             Mass ->LesHouches,
44             FeynArtsNr -> 1,
45             LaTeX -> "h",
46             OutputName -> "h" }},
47   {Ah    , { Description -> "Pseudo-Scalar_Higgs",
48             PDG -> {0,0},
49             Width -> {0, External},
50             Mass ->LesHouches,
51             FeynArtsNr -> 2,
52             LaTeX -> "A_h",
53             OutputName -> "Ah" }},
54   {Hm,    { Description -> "Charged_scalar",
55             PDG -> {0, 900037, 900038},
56             PDG.IX -> {0, 100000602, 100000603},
57             Width -> {0, External, External},
58             Mass -> {0, LesHouches, LesHouches},
59             ElectricCharge -> -1,
60             Latex -> {"H^-","S_1","S_2"},
61             OutputName -> {"Hm","S1","S2" }},
62
63   {VP,    { Description -> "Photon"}},
64   {VZ,    { Description -> "Z-Boson",
65             Goldstone -> Ah[{1]} }},
66   {VG,    { Description -> "Gluon" }},
67   {VWm,   { Description -> "W-Boson",
68             Goldstone->Hm }},
69   {gP,    { Description -> "Photon_Ghost"}},
70   {gWm,   { Description -> "Negative_W-Boson_Ghost"}},
71   {gWmC,  { Description -> "Positive_W-Boson_Ghost" }},
72   {gZ,    { Description -> "Z-Boson_Ghost" }},
73   {gG,    { Description -> "Gluon_Ghost" }},
74   {VZp,   { Description -> "Z'-Boson",
75             Goldstone -> Ah[{2]}]},
76   {gZp,   { Description -> "Z'-Ghost" }},
77
78
79   {Fd,    { Description -> "Down-Quarks"}},
80   {Fu,    { Description -> "Up-Quarks"}},

```

```

81   {Fe,    { Description -> "Leptons" }},
82   {Fv,    { Description -> "Neutrinos",
83             PDG ->{12,14,16,8810012,8810014,8810016} }}
84     };
85
86   WeylFermionAndIndermediate = {
87
88     {H,      {   PDG -> 0,
89               Width -> 0,
90               Mass -> Automatic,
91               LaTeX -> "H",
92               OutputName -> "" }},
93
94     {S1,     {   PDG -> {0},
95               Width -> 0,
96               Mass -> Automatic,
97               LaTeX -> "S_1",
98               OutputName -> "S1" }},
99
100    {S2,     {   PDG -> {0},
101              Width -> 0,
102              Mass -> Automatic,
103              LaTeX -> "S_2",
104              OutputName -> "S2" }},
105
106    {dR,     {LaTeX -> "d_R" }},
107    {eR,     {LaTeX -> "e_R" }},
108    {lep,    {LaTeX -> "l" }},
109    {uR,     {LaTeX -> "u_R" }},
110    {q,      {LaTeX -> "q" }},
111    {eL,     {LaTeX -> "e_L" }},
112    {dL,     {LaTeX -> "d_L" }},
113    {uL,     {LaTeX -> "u_L" }},
114    {vL,     {LaTeX -> "\\nu_L" }},
115
116    {DR,     {LaTeX -> "D_R" }},
117    {ER,     {LaTeX -> "E_R" }},
118    {UR,     {LaTeX -> "U_R" }},
119    {EL,     {LaTeX -> "E_L" }},
120    {DL,     {LaTeX -> "D_L" }},
121    {UL,     {LaTeX -> "U_L" }}
122  };

```

```
1 OnlyLowEnergySPheno = True;
2
3 MINPAR={{1, LambdahINPUT},
4         {2, LambdasINPUT},
5         {3, Lambda1INPUT},
6         {4, Lambda2INPUT},
7         {5, Lambda3INPUT},
8         {6, Lambda4INPUT},
9         {7, Lambda5INPUT},
10        {8, Lambda6INPUT},
11        {9, Lambda7INPUT},
12        {10, Lambda8INPUT},
13        {11, mu1INPUT},
14        {12, mu2INPUT},
15        {13, mu3INPUT},
16        {20, g1pINPUT},
17        {21, g1p1INPUT},
18        {22, g11pINPUT},
19        {30, vXinput} };
20
21 ParametersToSolveTadpoles = {MuP, muh};
22
23 BoundaryLowScaleInput={
24   {g1p, g1pINPUT},
25   {g11p, g11pINPUT},
26   {g1p1, g1p1INPUT},
27   {Lh, LambdahINPUT},
28   {Ls, LambdasINPUT},
29   {L1, Lambda1INPUT},
30   {L2, Lambda2INPUT},
31   {L3, Lambda3INPUT},
32   {L4, Lambda4INPUT},
33   {L5, Lambda5INPUT},
34   {L6, Lambda6INPUT},
35   {L7, Lambda7INPUT},
36   {L8, Lambda8INPUT},
37   {mu1, mu1INPUT},
38   {mu2, mu2INPUT},
39   {mu3, mu3INPUT},
40   {f1, LHInput[f1]},
41   {h1, LHInput[h1]},
```

```

42 {vX, vXinput},
43 {vH, vSM},
44 {Ye, YeSM},
45 {Yd, YdSM},
46 {Yu, YuSM},
47 {g1, g1SM},
48 {g2, g2SM},
49 {g3, g3SM}
50 };
51
52 ListDecayParticles = {Fu, Fe, Fd, Fv, hh, VZp, Hm};
53 ListDecayParticles3B = {{Fv, "Fv.f90"}, {Fu, "Fu.f90"}, {Fe, "Fe.f90"},
54                        {Fd, "Fd.f90"}};
55
56 DefaultInputValues = {LambdahINPUT -> -0.127,
57                       LambdasINPUT -> -7.2*10^-5,
58                       g1pINPUT -> 0.5, vXinput -> 2500};

```

Bibliografía

- [1] Evgeny Akhmedov, “Majorana neutrinos and other Majorana particles: Theory and experiment,” (2014) [arXiv:1412.3320 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1412.3320)
- [2] G. M. Lewis, “Neutrinos,” London: Wykeham publications.(1970)
- [3] J. Chadwick, “Possible Existence of a Neutron,” *Nature* **129**, 312 (1932)
- [4] Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dell’emissione dei raggi beta,” *Ric. Sci.* **4**, 491–495 (1933)
- [5] Cecil Frank Powell, Peter H Fowler, and Donald Hill Perkins, *The study of elementary particles by the photographic method: an account of the principal techniques and discoveries illustrated by an atlas of photomicrographs* (Pergamon, London, 1959) <https://cds.cern.ch/record/107069>
- [6] F. Reines and C. L. Cowan, “Detection of the free neutrino,” *Phys. Rev.* **92**, 830–831 (1953)
- [7] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire, “Detection of the free neutrino: A Confirmation,” *Science* **124**, 103–104 (1956)
- [8] Raymond Davis, Jr. and Don S. Harmer, “Attempt to observe the $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}e^-)\text{Ar}^{37}$ reaction induced by reactor antineutrinos,” *Bull. Am. Phys. Soc.* **4**, 217 (1959)
- [9] E. J. Konopinski and H. M. Mahmoud, “The Universal Fermi interaction,” *Phys. Rev.* **92**, 1045–1049 (1953)
- [10] Samoil M. Bilenky and S. T. Petcov, “Massive Neutrinos and Neutrino Oscillations,” *Rev. Mod. Phys.* **59**, 671 (1987), [Erratum: *Rev. Mod. Phys.* **61**, 169 (1989), Erratum: *Rev. Mod. Phys.* **60**, 575–575 (1988)]
- [11] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, “Helicity of Neutrinos,” *Phys. Rev.* **109**, 1015–1017 (1958)
- [12] T. D. Lee and Chen-Ning Yang, “Question of Parity Conservation in Weak Interactions,” *Phys. Rev.* **104**, 254–258 (1956)
- [13] T. D. Lee and Chen-Ning Yang, “Parity Nonconservation and a Two Component Theory of the Neutrino,” *Phys. Rev.* **105**, 1671–1675 (1957)
- [14] M. Schwartz, “Feasibility of using high-energy neutrinos to study the weak interactions,” *Phys. Rev. Lett.* **4**, 306–307 (1960)

- [15] B. Pontecorvo, “Electron and Muon Neutrinos,” *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **37**, 1751–1757 (1959)
- [16] G. Danby, J. M. Gaillard, Konstantin A. Goulianos, L. M. Lederman, Nari B. 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 (1962)
- [17] Martin L. Perl *et al.*, “Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ - e^-$ Annihilation,” *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1489–1492 (1975)
- [18] Martin L. Perl, “Evidence for, and Properties of, the New Charged Heavy Lepton,” in *12th Rencontres de Moriond, Session 1: High-Energy Leptonic Interactions* (1977)
- [19] W. Bacino *et al.*, “Measurement of the Threshold Behavior of $\tau^+ \tau^-$ Production in $e^+ e^-$ Annihilation,” *Phys. Rev. Lett.* **41**, 13 (1978)
- [20] M. Z. Akrawy *et al.* (OPAL), “Measurement of the Z^0 Mass and Width with the OPAL Detector at LEP,” *Phys. Lett. B* **231**, 530–538 (1989)
- [21] P. Aarnio *et al.* (DELPHI), “Measurement of the Mass and Width of the Z^0 Particle from Multi - Hadronic Final States Produced in $e^+ e^-$ Annihilations,” *Phys. Lett. B* **231**, 539–547 (1989)
- [22] D. Decamp *et al.* (ALEPH), “Determination of the Number of Light Neutrino Species,” *Phys. Lett. B* **231**, 519–529 (1989)
- [23] K. Kodama *et al.* (DONUT), “Observation of tau neutrino interactions,” *Phys. Lett. B* **504**, 218–224 (2001), [arXiv:hep-ex/0012035](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0012035)
- [24] B. Pontecorvo, “Mesonium and anti-mesonium,” *Sov. Phys. JETP* **6**, 429 (1957)
- [25] B. Pontecorvo, “Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge,” *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 247 (1957)
- [26] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata, “Remarks on the unified model of elementary particles,” *Prog. Theor. Phys.* **28**, 870–880 (1962)
- [27] B. Pontecorvo, “Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge,” *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **53**, 1717–1725 (1967)
- [28] Raymond Davis, Jr., Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman, “Search for neutrinos from the sun,” *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205–1209 (1968)
- [29] V. Gribov and B. Pontecorvo, “Neutrino astronomy and lepton charge,” *Physics Letters B* **28**, 493–496 (1969), ISSN 0370-2693, <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269369905255>
- [30] L. Wolfenstein, “Neutrino Oscillations in Matter,” *Phys. Rev. D* **17**, 2369–2374 (1978)
- [31] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, “Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos,” *Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 913–917 (1985)

- [32] H. A. Bethe, “A Possible Explanation of the Solar Neutrino Puzzle,” *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1305 (1986)
- [33] A. Yu. Smirnov, “The MSW effect and solar neutrinos,” in *10th International Workshop on Neutrino Telescopes* (2003) [arXiv:hep-ph/0305106](#)
- [34] Claudio Giganti, Stéphane Lavignac, and Marco Zito, “Neutrino oscillations: The rise of the PMNS paradigm,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **98**, 1–54 (2018), [arXiv:1710.00715 \[hep-ex\]](#)
- [35] Amitabha Lahiri and Palash B. Pal, *A First Book of Quantum Field Theory* (2005)
- [36] Jonathan L. Rosner, “CP violation: A Brief review,” *AIP Conf. Proc.* **540**, 283–304 (2000), [arXiv:hep-ph/0005258](#)
- [37] Q. R. Ahmad *et al.* (SNO), “Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001), [arXiv:nucl-ex/0106015](#)
- [38] Q. R. Ahmad *et al.* (SNO), “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011301 (2002), [arXiv:nucl-ex/0204008](#)
- [39] K. Eguchi *et al.* (KamLAND), “First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance,” *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003), [arXiv:hep-ex/0212021](#)
- [40] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande), “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562–1567 (1998), [arXiv:hep-ex/9807003](#)
- [41] M. H. Ahn *et al.* (K2K), “Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment,” *Phys. Rev. D* **74**, 072003 (2006), [arXiv:hep-ex/0606032](#)
- [42] P. Adamson *et al.* (MINOS), “Combined analysis of ν_μ disappearance and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **112**, 191801 (2014), [arXiv:1403.0867 \[hep-ex\]](#)
- [43] K. Abe *et al.* (T2K), “Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam,” *Phys. Rev. Lett.* **112**, 061802 (2014), [arXiv:1311.4750 \[hep-ex\]](#)
- [44] Y. Abe *et al.* (Double Chooz), “Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 131801 (2012), [arXiv:1112.6353 \[hep-ex\]](#)
- [45] F. P. An *et al.* (Daya Bay), “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 171803 (2012), [arXiv:1203.1669 \[hep-ex\]](#)
- [46] J. K. Ahn *et al.* (RENO), “Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 191802 (2012), [arXiv:1204.0626 \[hep-ex\]](#)
- [47] K. Abe *et al.* (T2K), “Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam,” *Phys. Rev. Lett.* **107**, 041801 (2011), [arXiv:1106.2822 \[hep-ex\]](#)

- [48] Ivan Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Thomas Schwetz, and Albert Zhou, “The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations,” *JHEP* **09**, 178 (2020), [arXiv:2007.14792 \[hep-ph\]](#)
- [49] J. Lorenzo Diaz-Cruz, Bryan Larios Lopez, O. Meza-Aldama, and Jonathan Reyes Perez, “Weyl spinors and the helicity formalism,” *Rev. Mex. Fis. E* **61**, 104 (2015), [arXiv:1511.07477 \[physics.gen-ph\]](#)
- [50] Samoil M. Bilenky and B. Pontecorvo, “Lepton Mixing and Neutrino Oscillations,” *Phys. Rept.* **41**, 225–261 (1978)
- [51] Nicola Cabibbo, “Unitary Symmetry and Leptonic Decays,” *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531–533 (1963)
- [52] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry,” *Phys. Rev. D* **2**, 1285–1292 (1970)
- [53] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa, “CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction,” *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652–657 (1973)
- [54] M. Goeppert-Mayer, “Double beta-disintegration,” *Phys. Rev.* **48**, 512–516 (1935)
- [55] G. Racah, “On the symmetry of particle and antiparticle,” *Nuovo Cim.* **14**, 322–328 (1937)
- [56] Steven R. Elliott and Petr Vogel, “Double beta decay,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **52**, 115–151 (2002), [arXiv:hep-ph/0202264](#)
- [57] Werner Rodejohann, “Neutrinoless double beta decay and neutrino physics,” *J. Phys. G* **39**, 124008 (2012), [arXiv:1206.2560 \[hep-ph\]](#)
- [58] J. Schechter and J. W. F. Valle, “Neutrinoless Double beta Decay in SU(2) x U(1) Theories,” *Phys. Rev. D* **25**, 2951 (1982)
- [59] A. Gando *et al.* (KamLAND-Zen), “Search for Majorana Neutrinos near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen,” *Phys. Rev. Lett.* **117**, 082503 (2016), [Addendum: *Phys. Rev. Lett.* 117, no.10, 109903(2016)], [arXiv:1605.02889 \[hep-ex\]](#)
- [60] M. Agostini *et al.* (GERDA), “Improved Limit on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from GERDA Phase II,” *Phys. Rev. Lett.* **120**, 132503 (2018), [arXiv:1803.11100 \[nucl-ex\]](#)
- [61] C. E. Aalseth *et al.* (Majorana), “Search for Neutrinoless Double- β Decay in ^{76}Ge with the Majorana Demonstrator,” *Phys. Rev. Lett.* **120**, 132502 (2018), [arXiv:1710.11608 \[nucl-ex\]](#)
- [62] C. Alduino *et al.* (CUORE), “First Results from CUORE: A Search for Lepton Number Violation via $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{130}Te ,” *Phys. Rev. Lett.* **120**, 132501 (2018), [arXiv:1710.07988 \[nucl-ex\]](#)
- [63] J. B. Albert *et al.* (EXO), “Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Upgraded EXO-200 Detector,” *Phys. Rev. Lett.* **120**, 072701 (2018), [arXiv:1707.08707 \[hep-ex\]](#)

- [64] R. Arnold *et al.* (NEMO-3), “Measurement of the $2\nu\beta\beta$ Decay Half-Life and Search for the $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{116}Cd with the NEMO-3 Detector,” *Phys. Rev.* **D95**, 012007 (2017), [arXiv:1610.03226 \[hep-ex\]](#)
- [65] J. Sayre, S. Wiesenfeldt, and S. Willenbrock, “Sterile neutrinos and global symmetries,” *Phys. Rev. D* **72**, 015001 (2005), [arXiv:hep-ph/0504198](#)
- [66] Puneet Batra, Bogdan A. Dobrescu, and David Spivak, “Anomaly-free sets of fermions,” *J. Math. Phys.* **47**, 082301 (2006), [arXiv:hep-ph/0510181 \[hep-ph\]](#)
- [67] Kazunori Nakayama, Fuminobu Takahashi, and Tsutomu T. Yanagida, “Number-Theory Dark Matter,” *Phys. Lett. B* **699**, 360–363 (2011), [arXiv:1102.4688 \[hep-ph\]](#)
- [68] Julian Heeck and He Zhang, “Exotic Charges, Multicomponent Dark Matter and Light Sterile Neutrinos,” *JHEP* **05**, 164 (2013), [arXiv:1211.0538 \[hep-ph\]](#)
- [69] Ernest Ma and Rahul Srivastava, “Dirac or inverse seesaw neutrino masses with $B-L$ gauge symmetry and S_3 flavor symmetry,” *Phys. Lett.* **B741**, 217–222 (2015), [arXiv:1411.5042 \[hep-ph\]](#)
- [70] André de Gouvêa and Daniel Hernández, “New Chiral Fermions, a New Gauge Interaction, Dirac Neutrinos, and Dark Matter,” *JHEP* **10**, 046 (2015), [arXiv:1507.00916 \[hep-ph\]](#)
- [71] Ernest Ma, Nicholas Pollard, Rahul Srivastava, and Mohammadreza Zakeri, “Gauge $B-L$ Model with Residual Z_3 Symmetry,” *Phys. Lett.* **B750**, 135–138 (2015), [arXiv:1507.03943 \[hep-ph\]](#)
- [72] Cesar Bonilla and Jose W. F. Valle, “Naturally light neutrinos in *Diracon* model,” *Phys. Lett.* **B762**, 162–165 (2016), [arXiv:1605.08362 \[hep-ph\]](#)
- [73] Salvador Centelles Chuliá, Ernest Ma, Rahul Srivastava, and José W. F. Valle, “Dirac Neutrinos and Dark Matter Stability from Lepton Quarticity,” *Phys. Lett.* **B767**, 209–213 (2017), [arXiv:1606.04543 \[hep-ph\]](#)
- [74] Salvador Centelles Chuliá, Rahul Srivastava, and José W. F. Valle, “CP violation from flavor symmetry in a lepton quarticity dark matter model,” *Phys. Lett. B* **761**, 431–436 (2016), [arXiv:1606.06904 \[hep-ph\]](#)
- [75] Cesar Bonilla, Ernest Ma, Eduardo Peinado, and Jose W. F. Valle, “Two-loop Dirac neutrino mass and WIMP dark matter,” *Phys. Lett. B* **762**, 214–218 (2016), [arXiv:1607.03931 \[hep-ph\]](#)
- [76] Ernest Ma and Oleg Popov, “Pathways to Naturally Small Dirac Neutrino Masses,” *Phys. Lett.* **B764**, 142–144 (2017), [arXiv:1609.02538 \[hep-ph\]](#)
- [77] Weijian Wang and Zhi-Long Han, “Naturally Small Dirac Neutrino Mass with Intermediate $SU(2)_L$ Multiplet Fields,” (2016), doi:\bibinfo{doi}{10.1007/JHEP04(2017)166}, [*JHEP*04,166(2017)], [arXiv:1611.03240 \[hep-ph\]](#)

- [78] Weijian Wang, Ronghui Wang, Zhi-Long Han, and Jin-Zhong Han, “The $B - L$ Scotogenic Models for Dirac Neutrino Masses,” *Eur. Phys. J. C* **77**, 889 (2017), [arXiv:1705.00414 \[hep-ph\]](#)
- [79] Debasish Borah and Biswajit Karmakar, “ A_4 flavour model for Dirac neutrinos: Type I and inverse seesaw,” *Phys. Lett. B* **780**, 461–470 (2018), [arXiv:1712.06407 \[hep-ph\]](#)
- [80] Martin Hirsch, Rahul Srivastava, and José W. F. Valle, “Can one ever prove that neutrinos are Dirac particles?,” *Phys. Lett. B* **781**, 302–305 (2018), [arXiv:1711.06181 \[hep-ph\]](#)
- [81] Chang-Yuan Yao and Gui-Jun Ding, “Systematic Study of One-Loop Dirac Neutrino Masses and Viable Dark Matter Candidates,” *Phys. Rev. D* **96**, 095004 (2017), [Erratum: *Phys.Rev.D* 98, 039901 (2018)], [arXiv:1707.09786 \[hep-ph\]](#)
- [82] Salvador Centelles Chuliá, Rahul Srivastava, and José W. F. Valle, “Generalized Bottom-Tau unification, neutrino oscillations and dark matter: predictions from a lepton quarticity flavor approach,” *Phys. Lett. B* **773**, 26–33 (2017), [arXiv:1706.00210 \[hep-ph\]](#)
- [83] Chang-Yuan Yao and Gui-Jun Ding, “Systematic Analysis of Dirac Neutrino Masses at Dimension Five,” (2018), [arXiv:1802.05231 \[hep-ph\]](#)
- [84] M. Reig, D. Restrepo, J. W. F. Valle, and O. Zapata, “Bound-state dark matter and Dirac neutrino mass,” (2018), [arXiv:1803.08528 \[hep-ph\]](#)
- [85] Zhi-Long Han and Weijian Wang, “ Z' Portal Dark Matter in $B - L$ Scotogenic Dirac Model,” *Eur. Phys. J. C* **78**, 839 (2018), [arXiv:1805.02025 \[hep-ph\]](#)
- [86] Cesar Bonilla, Salvador Centelles-Chuliá, Ricardo Cepedello, Eduardo Peinado, and Rahul Srivastava, “Dark matter stability and Dirac neutrinos using only Standard Model symmetries,” *Phys. Rev. D* **101**, 033011 (2020), [arXiv:1812.01599 \[hep-ph\]](#)
- [87] Julian Calle, Diego Restrepo, Carlos E. Yaguna, and Óscar Zapata, “Minimal radiative Dirac neutrino mass models,” *Phys. Rev. D* **99**, 075008 (2019), [arXiv:1812.05523 \[hep-ph\]](#)
- [88] Debasish Borah, Biswajit Karmakar, and Dibyendu Nanda, “Common Origin of Dirac Neutrino Mass and Freeze-in Massive Particle Dark Matter,” *JCAP* **07**, 039 (2018), [arXiv:1805.11115 \[hep-ph\]](#)
- [89] Debasish Borah and Biswajit Karmakar, “Linear seesaw for Dirac neutrinos with A_4 flavour symmetry,” *Phys. Lett. B* **789**, 59–70 (2019), [arXiv:1806.10685 \[hep-ph\]](#)
- [90] Cristian D. R. Carvajal and Óscar Zapata, “One-loop Dirac neutrino mass and mixed axion-WIMP dark matter,” *Phys. Rev. D* **99**, 075009 (2019), [arXiv:1812.06364 \[hep-ph\]](#)
- [91] Salvador Centelles Chuliá, Rahul Srivastava, and José W. F. Valle, “Seesaw roadmap to neutrino mass and dark matter,” *Phys. Lett. B* **781**, 122–128 (2018), [arXiv:1802.05722 \[hep-ph\]](#)
- [92] Shaikh Saad, “Simplest Radiative Dirac Neutrino Mass Models,” *Nucl. Phys. B* **943**, 114636 (2019), [arXiv:1902.07259 \[hep-ph\]](#)

- [93] Sudip Jana, P. K. Vishnu, and Shaikh Saad, “Minimal dirac neutrino mass models from $U(1)_R$ gauge symmetry and left–right asymmetry at colliders,” *Eur. Phys. J. C* **79**, 916 (2019), [arXiv:1904.07407 \[hep-ph\]](#)
- [94] Julian Calle, Diego Restrepo, and Óscar Zapata, “Dirac neutrino mass generation from a Majorana messenger,” *Phys. Rev. D* **101**, 035004 (2020), [arXiv:1909.09574 \[hep-ph\]](#)
- [95] Sudip Jana, P.K. Vishnu, and Shaikh Saad, “Minimal Realizations of Dirac Neutrino Mass from Generic One-loop and Two-loop Topologies at $d = 5$,” *JCAP* **04**, 018 (2020), [arXiv:1910.09537 \[hep-ph\]](#)
- [96] Kazuki Enomoto, Shinya Kanemura, Kodai Sakurai, and Hiroaki Sugiyama, “New model for radiatively generated Dirac neutrino masses and lepton flavor violating decays of the Higgs boson,” *Phys. Rev. D* **100**, 015044 (2019), [arXiv:1904.07039 \[hep-ph\]](#)
- [97] Debasish Borah, Dibyendu Nanda, and Abhijit Kumar Saha, “Common origin of modified chaotic inflation, nonthermal dark matter, and Dirac neutrino mass,” *Phys. Rev. D* **101**, 075006 (2020), [arXiv:1904.04840 \[hep-ph\]](#)
- [98] Diego Restrepo, Andrés Rivera, and Walter Tangarife, “Singlet-Doublet Dirac Dark Matter and Neutrino Masses,” (2019), [arXiv:1906.09685 \[hep-ph\]](#)
- [99] Arnab Dasgupta, Sin Kyu Kang, and Oleg Popov, “Radiative Dirac neutrino mass, neutrinoless quadruple beta decay, and dark matter in B-L extension of the standard model,” *Phys. Rev. D* **100**, 075030 (2019), [arXiv:1903.12558 \[hep-ph\]](#)
- [100] Ernest Ma, “Scotogenic cobimaximal Dirac neutrino mixing from $\Delta(27)$ and $U(1)_X$,” *Eur. Phys. J. C* **79**, 903 (2019), [arXiv:1905.01535 \[hep-ph\]](#)
- [101] Ernest Ma, “Two-loop Z_4 Dirac neutrino masses and mixing, with self-interacting dark matter,” *Nucl. Phys. B* **946**, 114725 (2019), [arXiv:1907.04665 \[hep-ph\]](#)
- [102] Salvador Centelles Chuliá, Rahul Srivastava, and Avelino Vicente, “The inverse seesaw family: Dirac and Majorana,” *JHEP* **03**, 248 (2021), [arXiv:2011.06609 \[hep-ph\]](#)
- [103] Xin Wang, “Dirac neutrino mass models with a modular S_4 symmetry,” *Nucl. Phys. B* **962**, 115247 (2021), [arXiv:2007.05913 \[hep-ph\]](#)
- [104] Chi-Fong Wong, “Anomaly-free chiral $U(1)_D$ and its scotogenic implication,” (8 2020), [arXiv:2008.08573 \[hep-ph\]](#)
- [105] Ernest Ma, “Linkage of Dirac Neutrinos to Dark $U(1)$ Gauge Symmetry,” (1 2021), [arXiv:2101.12138 \[hep-ph\]](#)
- [106] Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory* (Addison-Wesley, Reading, USA, 1995) ISBN 978-0-201-50397-5
- [107] L. Álvarez-Gaumé and M. A. Vázquez-Mozo, “Introductory lectures on quantum field theory,” CERN Yellow Rep. School Proc. **2**, 1 (2021)

- [108] Adel Bilal, “Lectures on Anomalies,” (2 2008), [arXiv:0802.0634 \[hep-th\]](#)
- [109] Antonio Pich, “The Standard Model of Electroweak Interactions,” in *2010 European School of High Energy Physics* (2012) pp. 1–50, [arXiv:1201.0537 \[hep-ph\]](#)
- [110] Guido Altarelli, “The Standard electroweak theory and beyond,” in *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics (TASI 98): Neutrinos in Physics and Astrophysics: From $10^{**(-33)}$ to $10^{**(+28)}$ cm* (1998) pp. 27–93, [arXiv:hep-ph/9811456](#)
- [111] Jeffrey A. Harvey, “TASI 2003 lectures on anomalies,” (2005) [arXiv:hep-th/0509097](#)
- [112] R. A. Bertlmann, *Anomalies in quantum field theory* (1996)
- [113] P. A. M. Dirac, “A Theory of Electrons and Protons,” *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **126**, 360–365 (1930)
- [114] Paul Adrien Maurice Dirac, “Quantised singularities in the electromagnetic field,” *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **133**, 60–72 (1931)
- [115] Felix Finster, “A Formulation of Quantum Field Theory Realizing a Sea of Interacting Dirac Particles,” *Lett. Math. Phys.* **97**, 165–183 (2011), [arXiv:0911.2102 \[hep-th\]](#)
- [116] J. Steinberger, “On the Use of subtraction fields and the lifetimes of some types of meson decay,” *Phys. Rev.* **76**, 1180–1186 (1949)
- [117] Francisco J. Yndurain, *The Theory of Quark and Gluon Interactions*, Theoretical and Mathematical Physics (Springer, Berlin, Germany, 2006) ISBN 978-3-540-33209-1, 978-3-540-33210-7
- [118] P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), “Review of Particle Physics,” *PTEP* **2020**, 083C01 (2020)
- [119] Daniel Kabat, “Anomalies and Bose symmetry,” (11 2019), [arXiv:1911.06529 \[hep-th\]](#)
- [120] Gerard 't Hooft, “How Instantons Solve the U(1) Problem,” *Phys. Rept.* **142**, 357–387 (1986)
- [121] D. G. Sutherland, “Current algebra and some nonstrong mesonic decays,” *Nucl. Phys. B* **2**, 433–440 (1967)
- [122] M. Veltman, Cecil Frank Powell, and George Dixon Rochester, “I. theoretical aspects of high energy neutrino interactions,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **301**, 107–112 (1967), <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1967.0193>, <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1967.0193>
- [123] Stephen L. Adler, “Axial vector vertex in spinor electrodynamics,” *Phys. Rev.* **177**, 2426–2438 (1969)
- [124] J. S. Bell and R. Jackiw, “A PCAC puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ model,” *Nuovo Cim. A* **60**, 47–61 (1969)

- [125] Stephen L. Adler and William A. Bardeen, “Absence of higher order corrections in the anomalous axial vector divergence equation,” *Phys. Rev.* **182**, 1517–1536 (1969)
- [126] Edward Witten, “An SU(2) Anomaly,” *Phys. Lett. B* **117**, 324–328 (1982)
- [127] Sibel Başkal, Young S Kim, and Marilyn E Noz, “Lorentz group and its representations,” in *Physics of the Lorentz Group (Second Edition)*, 2053-2563 (IOP Publishing, 2021) pp. 1–1 to 1–18, ISBN 978-0-7503-3607-9, <https://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-3607-9ch1>
- [128] Miguel D. Campos, D. Cogollo, Manfred Lindner, T. Melo, Farinaldo S. Queiroz, and Werner Rodejohann, “Neutrino Masses and Absence of Flavor Changing Interactions in the 2HDM from Gauge Principles,” *JHEP* **08**, 092 (2017), [arXiv:1705.05388](https://arxiv.org/abs/1705.05388) [hep-ph]
- [129] Thomas Appelquist, Bogdan A. Dobrescu, and Adam R. Hopper, “Nonexotic Neutral Gauge Bosons,” *Phys. Rev.* **D68**, 035012 (2003), [arXiv:hep-ph/0212073](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0212073) [hep-ph]
- [130] B. C. Allanach, Joe Davighi, and Scott Melville, “An Anomaly-free Atlas: charting the space of flavour-dependent gauged $U(1)$ extensions of the Standard Model,” *JHEP* **02**, 082 (2019), [Erratum: *JHEP*08,064(2019)], [arXiv:1812.04602](https://arxiv.org/abs/1812.04602) [hep-ph]
- [131] Sudhanwa Patra, Werner Rodejohann, and Carlos E. Yaguna, “A new $B - L$ model without right-handed neutrinos,” *JHEP* **09**, 076 (2016), [arXiv:1607.04029](https://arxiv.org/abs/1607.04029) [hep-ph]
- [132] Elizabeth Ellen Jenkins, “Searching for a ($B-1$) Gauge Boson in $p\bar{p}$ Collisions,” *Phys. Lett.* **B192**, 219–222 (1987)
- [133] Satsuki Oda, Nobuchika Okada, and Dai-suke Takahashi, “Classically conformal $U(1)$ ’ extended standard model and Higgs vacuum stability,” *Phys. Rev.* **D92**, 015026 (2015), [arXiv:1504.06291](https://arxiv.org/abs/1504.06291) [hep-ph]
- [134] Nobuchika Okada, Satomi Okada, and Digesh Raut, “Natural Z' -portal Majorana dark matter in alternative $U(1)$ extended standard model,” *Phys. Rev.* **D100**, 035022 (2019), [arXiv:1811.11927](https://arxiv.org/abs/1811.11927) [hep-ph]
- [135] F. Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln,” *Helv. Phys. Acta* **6**, 110–127 (1933)
- [136] Vera C. Rubin and W. Kent Ford, Jr., “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions,” *Astrophys. J.* **159**, 379–403 (1970)
- [137] K. G. Begeman, “HI rotation curves of spiral galaxies. I. NGC 3198..” *aap* **223**, 47–60 (Oct. 1989)
- [138] K. C. Freeman, “On the disks of spiral and SO Galaxies,” *Astrophys. J.* **160**, 811 (1970)
- [139] M. S. Roberts and A. H. Rots, “Comparison of Rotation Curves of Different Galaxy Types,” *aap* **26**, 483–485 (Aug. 1973)
- [140] V. C. Rubin, Jr. Ford, W. K., and N. Thonnard, “Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 ($R=4\text{kpc}$) to UGC 2885 ($R=122\text{kpc}$)..” *apj* **238**, 471–487 (Jun. 1980)

- [141] A. Bosma, *The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types*, Ph.D. thesis, - (Jan. 1978)
- [142] J. P. Ostriker, P. J. E. Peebles, and A. Yahil, “The size and mass of galaxies, and the mass of the universe,” *Astrophys. J. Lett.* **193**, L1–L4 (1974)
- [143] Eric Gawiser and Joseph Silk, “The Cosmic microwave background radiation,” *Phys. Rept.* **333**, 245–267 (2000), [arXiv:astro-ph/0002044](#)
- [144] N. Aghanim *et al.* (Planck), “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters,” *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), [arXiv:1807.06209 \[astro-ph.CO\]](#)
- [145] Albert Einstein, “Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field,” *Science* **84**, 506–507 (1936)
- [146] Shailendra Vikas, W. Michael Wood-Vasey, Britt Lundgren, Nicholas P. Ross, Adam D. Myers, Yusra AlSaiyad, Donald G. York, Donald P. Schneider, J. Brinkmann, Dmitry Bizyaev, Howard Brewington, Jian Ge, Elena Malanushenko, Viktor Malanushenko, Demitri Muna, Daniel Oravetz, Kaike Pan, Isabelle Pâris, Patrick Petitjean, Stephanie Snedden, Alaina Shelden, Audrey Simmons, and Benjamin A. Weaver, “Moderate c_{IV} absorber systems require $10^{12}m_{\odot}$ dark matter halos at $z \sim 2.3$: A cross correlation study of c_{IV} absorber systems and quasars in sdss-iii boss dr9,” *The Astrophysical Journal* **768**, 38 (apr 2013), <https://doi.org/10.1088/0004-637x/768/1/38>
- [147] Ulrich G. Briel and J. Patrick Henry, “An x-ray temperature map of coma,” (11 1997), [arXiv:astro-ph/9711237](#)
- [148] Felipe Andrade-Santos, Paul E. J. Nulsen, Ralph P. Kraft, William R. Forman, Christine Jones, Eugene Churazov, and Alexey Vikhlinin, “Dark Matter Subhalos and the X-ray Morphology of the Coma Cluster,” *Astrophys. J.* **766**, 107 (2013), [arXiv:1302.1917 \[astro-ph.CO\]](#)
- [149] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky, “A direct empirical proof of the existence of dark matter,” *Astrophys. J. Lett.* **648**, L109–L113 (2006), [arXiv:astro-ph/0608407](#)
- [150] Manfred Lindner, Moritz Platscher, and Farinaldo S. Queiroz, “A Call for New Physics : The Muon Anomalous Magnetic Moment and Lepton Flavor Violation,” *Phys. Rept.* **731**, 1–82 (2018), [arXiv:1610.06587 \[hep-ph\]](#)
- [151] Lorenzo Calibbi and Giovanni Signorelli, “Charged Lepton Flavour Violation: An Experimental and Theoretical Introduction,” *Riv. Nuovo Cim.* **41**, 1 (2018), [arXiv:1709.00294 \[hep-ph\]](#)
- [152] A. M. Baldini *et al.*, “MEG Upgrade Proposal,” (1 2013), [arXiv:1301.7225 \[physics.ins-det\]](#)
- [153] T. Aushev *et al.*, “Physics at Super B Factory,” (2 2010), [arXiv:1002.5012 \[hep-ex\]](#)

- [154] R. J. Abrams *et al.* (Mu2e), “Mu2e Conceptual Design Report,” (11 2012), [arXiv:1211.7019 \[physics.ins-det\]](#)
- [155] Arindam Das and Nobuchika Okada, “Bounds on heavy Majorana neutrinos in type-I seesaw and implications for collider searches,” *Phys. Lett. B* **774**, 32–40 (2017), [arXiv:1702.04668 \[hep-ph\]](#)
- [156] Arindam Das, P. S. Bhupal Dev, and Nobuchika Okada, “Long-lived TeV-scale right-handed neutrino production at the LHC in gauged $U(1)_X$ model,” *Phys. Lett. B* **799**, 135052 (2019), [arXiv:1906.04132 \[hep-ph\]](#)
- [157] Arindam Das and Nobuchika Okada, “Inverse seesaw neutrino signatures at the LHC and ILC,” *Phys. Rev. D* **88**, 113001 (2013), [arXiv:1207.3734 \[hep-ph\]](#)
- [158] A. M. Baldini *et al.* (MEG), “Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ with the full dataset of the MEG experiment,” *Eur. Phys. J. C* **76**, 434 (2016), [arXiv:1605.05081 \[hep-ex\]](#)
- [159] Bernard Aubert *et al.* (BaBar), “Searches for Lepton Flavor Violation in the Decays $\tau \rightarrow e \gamma$ and $\tau \rightarrow \mu \gamma$,” *Phys. Rev. Lett.* **104**, 021802 (2010), [arXiv:0908.2381 \[hep-ex\]](#)
- [160] M. Bona *et al.* (SuperB), “SuperB: A High-Luminosity Asymmetric $e^+ e^-$ Super Flavor Factory. Conceptual Design Report,” (5 2007), [arXiv:0709.0451 \[hep-ex\]](#)
- [161] Y. Miyazaki *et al.* (Belle), “Search for Lepton-Flavor-Violating and Lepton-Number-Violating $\tau \rightarrow \ell h h'$ Decay Modes,” *Phys. Lett. B* **719**, 346–353 (2013), [arXiv:1206.5595 \[hep-ex\]](#)
- [162] U. Bellgardt *et al.* (SINDRUM), “Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$,” *Nucl. Phys. B* **299**, 1–6 (1988)
- [163] K. Hayasaka *et al.*, “Search for Lepton Flavor Violating Tau Decays into Three Leptons with 719 Million Produced $\tau^+ \tau^-$ Pairs,” *Phys. Lett. B* **687**, 139–143 (2010), [arXiv:1001.3221 \[hep-ex\]](#)
- [164] C. Dohmen *et al.* (SINDRUM II), “Test of lepton flavor conservation in $\mu \rightarrow e$ conversion on titanium,” *Phys. Lett. B* **317**, 631–636 (1993)
- [165] Wilhelm H. Bertl *et al.* (SINDRUM II), “A Search for muon to electron conversion in muonic gold,” *Eur. Phys. J. C* **47**, 337–346 (2006)
- [166] A. Blondel *et al.*, “Research Proposal for an Experiment to Search for the Decay $\mu \rightarrow e e e$,” (1 2013), [arXiv:1301.6113 \[physics.ins-det\]](#)
- [167] Y. Farzan and M. Tortola, “Neutrino oscillations and Non-Standard Interactions,” *Front. in Phys.* **6**, 10 (2018), [arXiv:1710.09360 \[hep-ph\]](#)
- [168] K. S. Babu, P. S. Bhupal Dev, Sudip Jana, and Anil Thapa, “Non-Standard Interactions in Radiative Neutrino Mass Models,” *JHEP* **03**, 006 (2020), [arXiv:1907.09498 \[hep-ph\]](#)

- [169] E. Komatsu *et al.* (WMAP), “Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation,” *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 18 (2011), [arXiv:1001.4538 \[astro-ph.CO\]](#)
- [170] Antonino Del Popolo, “Dark matter and structure formation a review,” *Astron. Rep.* **51**, 169–196 (2007), [arXiv:0801.1091 \[astro-ph\]](#)
- [171] A. Del Popolo, “Nonbaryonic Dark Matter in Cosmology,” *Int. J. Mod. Phys. D* **23**, 1430005 (2014), [arXiv:1305.0456 \[astro-ph.CO\]](#)
- [172] D. N. Spergel *et al.* (WMAP), “First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters,” *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 175–194 (2003), [arXiv:astro-ph/0302209](#)
- [173] P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), “Review of Particle Physics,” *PTEP* **2020**, 083C01 (2020)
- [174] Yi Cai, Juan Herrero-García, Michael A. Schmidt, Avelino Vicente, and Raymond R. Volkas, “From the trees to the forest: a review of radiative neutrino mass models,” *Front. in Phys.* **5**, 63 (2017), [arXiv:1706.08524 \[hep-ph\]](#)
- [175] Salvador Centelles Chuliá, Ricardo Cepedello, Eduardo Peinado, and Rahul Srivastava, “Scotogenic dark symmetry as a residual subgroup of Standard Model symmetries,” *Chin. Phys. C* **44**, 083110 (2020), [arXiv:1901.06402 \[hep-ph\]](#)
- [176] Pei-Hong Gu and Utpal Sarkar, “Radiative Neutrino Mass, Dark Matter and Leptogenesis,” *Phys. Rev. D* **77**, 105031 (2008), [arXiv:0712.2933 \[hep-ph\]](#)
- [177] Brian Batell, “Dark Discrete Gauge Symmetries,” *Phys. Rev. D* **83**, 035006 (2011), [arXiv:1007.0045 \[hep-ph\]](#)
- [178] Yasaman Farzan and Ernest Ma, “Dirac neutrino mass generation from dark matter,” *Phys. Rev. D* **86**, 033007 (2012), [arXiv:1204.4890 \[hep-ph\]](#)
- [179] Cesar Bonilla, Eduardo Peinado, and Rahul Srivastava, “The role of residual symmetries in dark matter stability and the neutrino nature,” *LHEP* **124**, 1 (2019), [arXiv:1903.01477 \[hep-ph\]](#)
- [180] Pablo Escribano, Mario Reig, and Avelino Vicente, “Generalizing the Scotogenic model,” *JHEP* **07**, 097 (2020), [arXiv:2004.05172 \[hep-ph\]](#)
- [181] Bob Holdom, “Two $U(1)$ ’s and ϵ Charge Shifts,” *Phys. Lett. B* **166**, 196–198 (1986)
- [182] Clifford Cheung, Joshua T. Ruderman, Lian-Tao Wang, and Itay Yavin, “Kinetic Mixing as the Origin of Light Dark Scales,” *Phys. Rev. D* **80**, 035008 (2009), [arXiv:0902.3246 \[hep-ph\]](#)
- [183] Tony Gherghetta, Jörn Kersten, Keith Olive, and Maxim Pospelov, “Evaluating the price of tiny kinetic mixing,” *Phys. Rev. D* **100**, 095001 (2019), [arXiv:1909.00696 \[hep-ph\]](#)

- [184] Jeffrey M. Berryman, André de Gouvêa, Daniel Hernández, and Kevin J. Kelly, “Imperfect mirror copies of the standard model,” *Phys. Rev. D* **94**, 035009 (2016), [arXiv:1605.03610 \[hep-ph\]](#)
- [185] Johan Rathsman and Felix Tellander, “Anomaly-free Model Building with Algebraic Geometry,” *Phys. Rev. D* **100**, 055032 (2019), [arXiv:1902.08529 \[hep-ph\]](#)
- [186] Davi B. Costa, Bogdan A. Dobrescu, and Patrick J. Fox, “General Solution to the U(1) Anomaly Equations,” *Phys. Rev. Lett.* **123**, 151601 (2019), [arXiv:1905.13729 \[hep-th\]](#)
- [187] Davi B. Costa, Bogdan A. Dobrescu, and Patrick J. Fox, “Chiral Abelian gauge theories with few fermions,” *Phys. Rev. D* **101**, 095032 (2020), [arXiv:2001.11991 \[hep-ph\]](#)
- [188] Gerald Cleaver, Mirjam Cvetič, Jose R. Espinosa, Lisa L. Everett, and Paul Langacker, “Intermediate scales, mu parameter, and fermion masses from string models,” *Phys. Rev. D* **57**, 2701–2715 (1998), [arXiv:hep-ph/9705391](#)
- [189] Pei-Hong Gu and Hong-Jian He, “Neutrino Mass and Baryon Asymmetry from Dirac Seesaw,” *JCAP* **0612**, 010 (2006), [arXiv:hep-ph/0610275 \[hep-ph\]](#)
- [190] Yasaman Farzan, Silvia Pascoli, and Michael A. Schmidt, “Recipes and Ingredients for Neutrino Mass at Loop Level,” *JHEP* **03**, 107 (2013), [arXiv:1208.2732 \[hep-ph\]](#)
- [191] Adam Falkowski, Christian Gross, and Oleg Lebedev, “A second Higgs from the Higgs portal,” *JHEP* **05**, 057 (2015), [arXiv:1502.01361 \[hep-ph\]](#)
- [192] Hooman Davoudiasl, Ryuichiro Kitano, Graham D. Kribs, and Hitoshi Murayama, “Models of neutrino mass with a low cutoff scale,” *Phys. Rev. D* **71**, 113004 (2005), [arXiv:hep-ph/0502176](#)
- [193] K. S. Babu and Gerhart Seidl, “Simple model for (3+2) neutrino oscillations,” *Phys. Lett. B* **591**, 127–136 (2004), [arXiv:hep-ph/0312285](#)
- [194] J. Adam *et al.* (MEG), “New constraint on the existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay,” *Phys. Rev. Lett.* **110**, 201801 (2013), [arXiv:1303.0754 \[hep-ex\]](#)
- [195] Nicolás Bernal, Diego Restrepo, Carlos Yaguna, and Óscar Zapata, “Two-component dark matter and a massless neutrino in a new $B - L$ model,” *Phys. Rev. D* **99**, 015038 (2019), [arXiv:1808.03352 \[hep-ph\]](#)
- [196] Nicolás Bernal, Julián Calle, and Diego Restrepo, “Work in progress,” (2021), [arXiv:2103.soon \[hep-ph\]](#)
- [197] M. Tanabashi *et al.* (ParticleDataGroup), “Review of Particle Physics,” *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018)
- [198] Mayumi Aoki and Takashi Toma, “Impact of semi-annihilation of \mathbb{Z}_3 symmetric dark matter with radiative neutrino masses,” *JCAP* **09**, 016 (2014), [arXiv:1405.5870 \[hep-ph\]](#)

- [199] Bo Hu, Feng Wu, and Yue-Liang Wu, “Z(3) Symmetry and Neutrino Mixing in Type II Seesaw,” *Phys. Rev. D* **75**, 113003 (2007), [arXiv:hep-ph/0612344](#)
- [200] Herbi K. Dreiner, Howard E. Haber, and Stephen P. Martin, “Two-component spinor techniques and Feynman rules for quantum field theory and supersymmetry,” *Phys. Rept.* **494**, 1–196 (2010), [arXiv:0812.1594 \[hep-ph\]](#)
- [201] P. F. de Salas, D. V. Forero, C. A. Ternes, M. Tortola, and J. W. F. Valle, “Status of neutrino oscillations 2018: 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity,” *Phys. Lett.* **B782**, 633–640 (2018), [arXiv:1708.01186 \[hep-ph\]](#)
- [202] M. Roncadelli and D. Wyler, “Naturally Light Dirac Neutrinos in Gauge Theories,” *Phys. Lett.* **133B**, 325–329 (1983)
- [203] Probir Roy and Oruganti U. Shanker, “Observable Neutrino Dirac Mass and Supergrand Unification,” *Phys. Rev. Lett.* **52**, 713–716 (1984), [Erratum: *Phys. Rev. Lett.* 52,2190(1984)]
- [204] Pei-Hong Gu, Hong-Jian He, and Utpal Sarkar, “Realistic neutrinogenesis with radiative vertex correction,” *Phys. Lett.* **B659**, 634–639 (2008), [arXiv:0709.1019 \[hep-ph\]](#)
- [205] Salvador Centelles Chuliá, Rahul Srivastava, and José W. F. Valle, “Seesaw Dirac neutrino mass through dimension-six operators,” *Phys. Rev.* **D98**, 035009 (2018), [arXiv:1804.03181 \[hep-ph\]](#)
- [206] Dibyendu Nanda and Debasish Borah, “Common origin of neutrino mass and dark matter from anomaly cancellation requirements of a $U(1)_{B-L}$ model,” *Phys. Rev.* **D96**, 115014 (2017), [arXiv:1709.08417 \[hep-ph\]](#)
- [207] Vanda Silveira and A. Zee, “Scalar Phantoms,” *Phys. Lett.* **161B**, 136–140 (1985)
- [208] John McDonald, “Gauge singlet scalars as cold dark matter,” *Phys. Rev.* **D50**, 3637–3649 (1994), [arXiv:hep-ph/0702143 \[HEP-PH\]](#)
- [209] C. P. Burgess, Maxim Pospelov, and Tonnis ter Veldhuis, “The Minimal model of nonbaryonic dark matter: A Singlet scalar,” *Nucl. Phys.* **B619**, 709–728 (2001), [arXiv:hep-ph/0011335 \[hep-ph\]](#)
- [210] Nilendra G. Deshpande and Ernest Ma, “Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets,” *Phys. Rev.* **D18**, 2574 (1978)
- [211] Riccardo Barbieri, Lawrence J. Hall, and Vyacheslav S. Rychkov, “Improved naturalness with a heavy Higgs: An Alternative road to LHC physics,” *Phys. Rev.* **D74**, 015007 (2006), [arXiv:hep-ph/0603188 \[hep-ph\]](#)
- [212] Mario Kadastik, Kristjan Kannike, and Martti Raidal, “Matter parity as the origin of scalar Dark Matter,” *Phys. Rev.* **D81**, 015002 (2010), [arXiv:0903.2475 \[hep-ph\]](#)
- [213] Mario Kadastik, Kristjan Kannike, and Martti Raidal, “Dark Matter as the signal of Grand Unification,” *Phys. Rev.* **D80**, 085020 (2009), [Erratum: *Phys. Rev.* D81,029903(2010)], [arXiv:0907.1894 \[hep-ph\]](#)

- [214] Mitsuru Kakizaki, Akiteru Santa, and Osamu Seto, “Phenomenological signatures of mixed complex scalar WIMP dark matter,” *Int. J. Mod. Phys. A* **32**, 1750038 (2017), [arXiv:1609.06555 \[hep-ph\]](#)
- [215] Xuewen Liu and Ligong Bian, “Dark matter and electroweak phase transition in the mixed scalar dark matter model,” *Phys. Rev. D* **97**, 055028 (2018), [arXiv:1706.06042 \[hep-ph\]](#)
- [216] Yeong Gyun Kim and Kang Young Lee, “The Minimal model of fermionic dark matter,” *Phys. Rev. D* **75**, 115012 (2007), [arXiv:hep-ph/0611069 \[hep-ph\]](#)
- [217] Carlos E. Yaguna, “Singlet-Doublet Dirac Dark Matter,” *Phys. Rev. D* **92**, 115002 (2015), [arXiv:1510.06151 \[hep-ph\]](#)
- [218] Marcela Carena, Alejandro Daleo, Bogdan A. Dobrescu, and Timothy M. P. Tait, “ Z' gauge bosons at the Tevatron,” *Phys. Rev. D* **70**, 093009 (2004), [arXiv:hep-ph/0408098 \[hep-ph\]](#)
- [219] G. Cacciapaglia, C. Csáki, G. Marandella, and A. Strumia, “The Minimal Set of Electroweak Precision Parameters,” *Phys. Rev. D* **74**, 033011 (2006), [arXiv:hep-ph/0604111 \[hep-ph\]](#)
- [220] Morad Aaboud *et al.* (ATLAS), “Search for new high-mass phenomena in the dilepton final state using 36 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector,” *JHEP* **10**, 182 (2017), [arXiv:1707.02424 \[hep-ex\]](#)
- [221] Miguel Escudero, Samuel J. Witte, and Nuria Rius, “The dispirited case of gauged $U(1)_{B-L}$ dark matter,” *JHEP* **08**, 190 (2018), [arXiv:1806.02823 \[hep-ph\]](#)
- [222] Albert M Sirunyan *et al.* (CMS), “Search for high-mass resonances in dilepton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$,” *JHEP* **06**, 120 (2018), [arXiv:1803.06292 \[hep-ex\]](#)
- [223] Takaaki Nomura and Hiroshi Okada, “Neutrinophilic two Higgs doublet model with dark matter under an alternative $U(1)_{B-L}$ gauge symmetry,” *Eur. Phys. J. C* **78**, 189 (2018), [arXiv:1708.08737 \[hep-ph\]](#)
- [224] Shinya Kanemura, Takehiro Nabeshima, and Hiroaki Sugiyama, “Neutrino Masses from Loop-Induced Dirac Yukawa Couplings,” *Phys. Lett. B* **703**, 66–70 (2011), [arXiv:1106.2480 \[hep-ph\]](#)
- [225] Pavel Fileviez Perez and Clara Murgui, “Sterile neutrinos and B–L symmetry,” *Phys. Lett. B* **777**, 381–387 (2018), [arXiv:1708.02247 \[hep-ph\]](#)
- [226] Steven Weinberg, “Goldstone Bosons as Fractional Cosmic Neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **110**, 241301 (2013), [arXiv:1305.1971 \[astro-ph.CO\]](#)
- [227] Florian Staub, “SARAH 4 : A tool for (not only SUSY) model builders,” *Comput. Phys. Commun.* **185**, 1773–1790 (2014), [arXiv:1309.7223 \[hep-ph\]](#)
- [228] Patrick Otto Ludl and Walter Grimus, “A complete survey of texture zeros in the lepton mass matrices,” *JHEP* **07**, 090 (2014), [Erratum: *JHEP*10,126(2014)], [arXiv:1406.3546 \[hep-ph\]](#)

- [229] Valerio De Luca, Andrea Mitridate, Michele Redi, Juri Smirnov, and Alessandro Strumia, “Colored Dark Matter,” *Phys. Rev.* **D97**, 115024 (2018), [arXiv:1801.01135 \[hep-ph\]](#)
- [230] Peter Minkowski, “ $\mu \rightarrow e\gamma$ at a Rate of One Out of 10^9 Muon Decays?.” *Phys. Lett.* **67B**, 421–428 (1977)
- [231] Tsutomu Yanagida, “Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos,” *Proceedings: Workshop on the Unified Theories and the Baryon Number in the Universe: Tsukuba, Japan, February 13-14, 1979*, Conf. Proc. **C7902131**, 95–99 (1979)
- [232] Murray Gell-Mann, Pierre Ramond, and Richard Slansky, “Complex Spinors and Unified Theories,” *Supergravity Workshop Stony Brook, New York, September 27-28, 1979*, Conf. Proc. **C790927**, 315–321 (1979), [arXiv:1306.4669 \[hep-th\]](#)
- [233] Rabindra N. Mohapatra and Goran Senjanovic, “Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation,” *Phys. Rev. Lett.* **44**, 912 (1980), [,231(1979)]
- [234] Ernest Ma, “Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter,” *Phys. Rev.* **D73**, 077301 (2006), [arXiv:hep-ph/0601225 \[hep-ph\]](#)
- [235] Ernest Ma, Ivica Picek, and Branimir Radovčić, “New Scotogenic Model of Neutrino Mass with $U(1)_D$ Gauge Interaction,” *Phys. Lett.* **B726**, 744–746 (2013), [arXiv:1308.5313 \[hep-ph\]](#)
- [236] Durmus A. Demir, Lisa L. Everett, and Paul Langacker, “Dirac Neutrino Masses from Generalized Supersymmetry Breaking,” *Phys. Rev. Lett.* **100**, 091804 (2008), [arXiv:0712.1341 \[hep-ph\]](#)
- [237] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk, “Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints,” *Phys. Rept.* **405**, 279–390 (2005), [arXiv:hep-ph/0404175 \[hep-ph\]](#)
- [238] Enrico Bertuzzo, Sudip Jana, Pedro A. N. Machado, and Renata Zukanovich Funchal, “Dark Neutrino Portal to Explain MiniBooNE excess,” *Phys. Rev. Lett.* **121**, 241801 (2018), [arXiv:1807.09877 \[hep-ph\]](#)
- [239] Enrico Bertuzzo, Sudip Jana, Pedro A. N. Machado, and Renata Zukanovich Funchal, “Neutrino Masses and Mixings Dynamically Generated by a Light Dark Sector,” *Phys. Lett.* **B791**, 210–214 (2019), [arXiv:1808.02500 \[hep-ph\]](#)
- [240] Jisuke Kubo, Ernest Ma, and Daijiro Suematsu, “Cold Dark Matter, Radiative Neutrino Mass, μ to $e\gamma$, and Neutrinoless Double Beta Decay,” *Phys. Lett.* **B642**, 18–23 (2006), [arXiv:hep-ph/0604114 \[hep-ph\]](#)
- [241] D. Aristizabal Sierra, Jisuke Kubo, D. Restrepo, Daijiro Suematsu, and Oscar Zapata, “Radiative seesaw: Warm dark matter, collider and lepton flavour violating signals,” *Phys. Rev.* **D79**, 013011 (2009), [arXiv:0808.3340 \[hep-ph\]](#)
- [242] Alejandro Ibarra, Carlos E. Yaguna, and Oscar Zapata, “Direct Detection of Fermion Dark Matter in the Radiative Seesaw Model,” *Phys. Rev.* **D93**, 035012 (2016), [arXiv:1601.01163 \[hep-ph\]](#)

- [243] Paul Langacker, “The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons,” *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1199–1228 (2009), [arXiv:0801.1345 \[hep-ph\]](#)
- [244] Giorgio Arcadi, Yann Mambrini, Michel H. G. Tytgat, and Bryan Zaldivar, “Invisible Z' and dark matter: LHC vs LUX constraints,” *JHEP* **03**, 134 (2014), [arXiv:1401.0221 \[hep-ph\]](#)
- [245] Alexandre Alves, Stefano Profumo, and Farinaldo S. Queiroz, “The dark Z' portal: direct, indirect and collider searches,” *JHEP* **04**, 063 (2014), [arXiv:1312.5281 \[hep-ph\]](#)
- [246] Alexandre Alves, Asher Berlin, Stefano Profumo, and Farinaldo S. Queiroz, “Dark Matter Complementarity and the Z' Portal,” *Phys. Rev.* **D92**, 083004 (2015), [arXiv:1501.03490 \[hep-ph\]](#)
- [247] Alexandre Alves, Giorgio Arcadi, Yann Mambrini, Stefano Profumo, and Farinaldo S. Queiroz, “Augury of darkness: the low-mass dark Z' portal,” *JHEP* **04**, 164 (2017), [arXiv:1612.07282 \[hep-ph\]](#)
- [248] Carlos Blanco, Miguel Escudero, Dan Hooper, and Samuel J. Witte, “ Z' Mediated WIMPs: Dead, Dying, or Soon to be Detected?.” (2019), [arXiv:1907.05893 \[hep-ph\]](#)
- [249] Genevieve Belanger, Kristjan Kannike, Alexander Pukhov, and Martti Raidal, “Impact of semi-annihilations on dark matter phenomenology - an example of Z_N symmetric scalar dark matter,” *JCAP* **1204**, 010 (2012), [arXiv:1202.2962 \[hep-ph\]](#)
- [250] James M. Cline, Kimmo Kainulainen, Pat Scott, and Christoph Weniger, “Update on scalar singlet dark matter,” *Phys. Rev.* **D88**, 055025 (2013), [Erratum: *Phys. Rev.* **D92**, no.3, 039906(2015)], [arXiv:1306.4710 \[hep-ph\]](#)
- [251] Hongyan Wu and Sibozheng, “Scalar Dark Matter: Real vs Complex,” *JHEP* **03**, 142 (2017), [arXiv:1610.06292 \[hep-ph\]](#)
- [252] A. D. Dolgov, “Neutrinos in cosmology,” *Phys. Rept.* **370**, 333–535 (2002), [arXiv:hep-ph/0202122 \[hep-ph\]](#)
- [253] Zackaria Chacko, Yanou Cui, Sungwoo Hong, and Takemichi Okui, “Hidden dark matter sector, dark radiation, and the CMB,” *Phys. Rev.* **D92**, 055033 (2015), [arXiv:1505.04192 \[hep-ph\]](#)
- [254] Arindam Das, Srubabati Goswami, K. N. Vishnudath, and Takaaki Nomura, “Constraining a general $U(1)'$ inverse seesaw model from vacuum stability, dark matter and collider,” (2019), [arXiv:1905.00201 \[hep-ph\]](#)
- [255] Luis A. Anchordoqui, Haim Goldberg, and Gary Steigman, “Right-Handed Neutrinos as the Dark Radiation: Status and Forecasts for the LHC,” *Phys. Lett.* **B718**, 1162–1165 (2013), [arXiv:1211.0186 \[hep-ph\]](#)
- [256] Luis Alfredo Anchordoqui and Haim Goldberg, “Neutrino cosmology after WMAP 7-Year data and LHC first Z' bounds,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 081805 (2012), [arXiv:1111.7264 \[hep-ph\]](#)

- [257] Sz. Borsanyi *et al.*, “Calculation of the axion mass based on high-temperature lattice quantum chromodynamics,” *Nature* **539**, 69–71 (2016), [arXiv:1606.07494 \[hep-lat\]](#)
- [258] Edward W. Kolb and Michael S. Turner, “The Early Universe,” *Front. Phys.* **69**, 1–547 (1990)
- [259] K. Enqvist, K. Kainulainen, and V. Semikoz, “Neutrino annihilation in hot plasma,” *Nucl. Phys.* **B374**, 392–404 (1992)
- [260] A. Solaguren-Beascoa and M. C. Gonzalez-Garcia, “Dark Radiation Confronting LHC in Z' Models,” *Phys. Lett.* **B719**, 121–125 (2013), [arXiv:1210.6350 \[hep-ph\]](#)
- [261] Vernon Barger, Paul Langacker, and Hye-Sung Lee, “Primordial nucleosynthesis constraints on Z' properties,” *Phys. Rev.* **D67**, 075009 (2003), [arXiv:hep-ph/0302066 \[hep-ph\]](#)
- [262] Cyril Pitrou, Alain Coc, Jean-Philippe Uzan, and Elisabeth Vangioni, “Precision big bang nucleosynthesis with improved Helium-4 predictions,” *Phys. Rept.* **754**, 1–66 (2018), [arXiv:1801.08023 \[astro-ph.CO\]](#)
- [263] B. A. Benson *et al.* (SPT-3G), “SPT-3G: A Next-Generation Cosmic Microwave Background Polarization Experiment on the South Pole Telescope,” *Proceedings, SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation 2014: Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII: Montreal, Quebec, Canada, June 24-27, 2014*, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **9153**, 91531P (2014), [arXiv:1407.2973 \[astro-ph.IM\]](#)
- [264] James Aguirre *et al.* (Simons Observatory), “The Simons Observatory: Science goals and forecasts,” *JCAP* **1902**, 056 (2019), [arXiv:1808.07445 \[astro-ph.CO\]](#)
- [265] Maximilian H. Abitbol *et al.* (Simons Observatory), “The Simons Observatory: Astro2020 Decadal Project Whitepaper,” (2019), [arXiv:1907.08284 \[astro-ph.IM\]](#)
- [266] Jose Luis Bernal, Licia Verde, and Adam G. Riess, “The trouble with H_0 ,” *JCAP* **1610**, 019 (2016), [arXiv:1607.05617 \[astro-ph.CO\]](#)
- [267] Edvard Mörtsell and Suhail Dhawan, “Does the Hubble constant tension call for new physics?,” *JCAP* **1809**, 025 (2018), [arXiv:1801.07260 \[astro-ph.CO\]](#)
- [268] Ernest Ma and Rahul Srivastava, “Dirac or inverse seesaw neutrino masses from gauged $B - L$ symmetry,” *Mod. Phys. Lett.* **A30**, 1530020 (2015), [arXiv:1504.00111 \[hep-ph\]](#)
- [269] Daniel Baumann, Daniel Green, and Benjamin Wallisch, “Searching for light relics with large-scale structure,” *JCAP* **1808**, 029 (2018), [arXiv:1712.08067 \[astro-ph.CO\]](#)
- [270] Kevork N. Abazajian and Julian Heeck, “Observing Dirac neutrinos in the cosmic microwave background,” (2019), [arXiv:1908.03286 \[hep-ph\]](#)
- [271] Georges Aad *et al.* (ATLAS), “Search for high-mass dilepton resonances using 139 fb^{-1} of pp collision data collected at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector,” *Phys. Lett. B* **796**, 68–87 (2019), [arXiv:1903.06248 \[hep-ex\]](#)

- [272] Cheng-Wei Chiang, Giovanna Cottin, Arindam Das, and Sanjoy Mandal, “Displaced heavy neutrinos from Z' decays at the LHC,” *JHEP* **12**, 070 (2019), [arXiv:1908.09838 \[hep-ph\]](#)
- [273] Julian Heeck, “Unbroken $B - L$ symmetry,” *Phys. Lett.* **B739**, 256–262 (2014), [arXiv:1408.6845 \[hep-ph\]](#)
- [274] Arindam Das, Nobuchika Okada, and Nathan Papapietro, “Electroweak vacuum stability in classically conformal B-L extension of the Standard Model,” *Eur. Phys. J.* **C77**, 122 (2017), [arXiv:1509.01466 \[hep-ph\]](#)
- [275] Nobuchika Okada and Satomi Okada, “ Z' -portal right-handed neutrino dark matter in the minimal $U(1)_X$ extended Standard Model,” *Phys. Rev.* **D95**, 035025 (2017), [arXiv:1611.02672 \[hep-ph\]](#)
- [276] Michelle J. Dolinski, Alan W. P. Poon, and Werner Rodejohann, “Neutrinoless Double-Beta Decay: Status and Prospects,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **69**, 219–251 (2019), [arXiv:1902.04097 \[nucl-ex\]](#)
- [277] Zelimir Djurcic *et al.* (JUNO), “JUNO Conceptual Design Report,” (8 2015), [arXiv:1508.07166 \[physics.ins-det\]](#)
- [278] R. Acciarri *et al.* (DUNE), “Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 2: The Physics Program for DUNE at LBNF,” (12 2015), [arXiv:1512.06148 \[physics.ins-det\]](#)
- [279] K. Abe *et al.* (Hyper-Kamiokande), “Hyper-Kamiokande Design Report,” (5 2018), [arXiv:1805.04163 \[physics.ins-det\]](#)
- [280] Aharon Davidson, “ $B - L$ as the fourth color within an $SU(2)_L \times U(1)_R \times U(1)$ model,” *Phys. Rev. D* **20**, 776 (1979)
- [281] Salah Nasri and Sherif Moussa, “Model for small neutrino masses at the TeV scale,” *Mod. Phys. Lett. A* **17**, 771–778 (2002), [arXiv:hep-ph/0106107](#)
- [282] A. Zee, “A Theory of Lepton Number Violation, Neutrino Majorana Mass, and Oscillation,” *Phys. Lett. B* **93**, 389 (1980), [Erratum: *Phys.Lett.B* 95, 461 (1980)]
- [283] S. T. Petcov, “Remarks on the Zee Model of Neutrino Mixing ($\mu \rightarrow e \gamma$, Heavy Neutrino \rightarrow Light Neutrino γ , etc.),” *Phys. Lett. B* **115**, 401–406 (1982)
- [284] Sven Bergmann, Yuval Grossman, and Enrico Nardi, “Neutrino propagation in matter with general interactions,” *Phys. Rev. D* **60**, 093008 (1999), [arXiv:hep-ph/9903517](#)
- [285] Amir N. Khan, Werner Rodejohann, and Xun-Jie Xu, “Borexino and General Neutrino Interactions,” (2019), [arXiv:1906.12102 \[hep-ph\]](#)
- [286] Ingolf Bischer and Werner Rodejohann, “General neutrino interactions from an effective field theory perspective,” *Nucl. Phys. B* **947**, 114746 (2019), [arXiv:1905.08699 \[hep-ph\]](#)

- [287] Ryusuke Jinno and Masahiro Takimoto, “Probing a classically conformal B-L model with gravitational waves,” *Phys. Rev. D* **95**, 015020 (2017), [arXiv:1604.05035 \[hep-ph\]](#)
- [288] Wei Chao, Wen-Feng Cui, Huai-Ke Guo, and Jing Shu, “Gravitational wave imprint of new symmetry breaking,” *Chin. Phys. C* **44**, 123102 (2020), [arXiv:1707.09759 \[hep-ph\]](#)
- [289] Carlo Marzo, Luca Marzola, and Ville Vaskonen, “Phase transition and vacuum stability in the classically conformal B–L model,” *Eur. Phys. J. C* **79**, 601 (2019), [arXiv:1811.11169 \[hep-ph\]](#)
- [290] J. C. Montero and V. Pleitez, “Gauging U(1) symmetries and the number of right-handed neutrinos,” *Phys. Lett. B* **675**, 64–68 (2009), [arXiv:0706.0473 \[hep-ph\]](#)
- [291] P. F. de Salas, D. V. Forero, S. Gariazzo, P. Martínez-Miravé, O. Mena, C. A. Ternes, M. Tórtola, and J. W. F. Valle, “2020 Global reassessment of the neutrino oscillation picture,” (6 2020), [arXiv:2006.11237 \[hep-ph\]](#)
- [292] Werner Porod, Florian Staub, and Avelino Vicente, “A Flavor Kit for BSM models,” *Eur. Phys. J. C* **74**, 2992 (2014), [arXiv:1405.1434 \[hep-ph\]](#)
- [293] Georges Aad *et al.* (ATLAS), “Search for electroweak production of charginos and sleptons decaying into final states with two leptons and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions using the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J. C* **80**, 123 (2020), [arXiv:1908.08215 \[hep-ex\]](#)
- [294] Albert M Sirunyan *et al.* (CMS), “Search for supersymmetry in final states with two oppositely charged same-flavor leptons and missing transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” (12 2020), [arXiv:2012.08600 \[hep-ex\]](#)
- [295] Andreas Crivellin, Fiona Kirk, Claudio Andrea Manzari, and Luca Panizzi, “Searching for Lepton Flavour (Universality) Violation and Collider Signals from a Singly-Charged Scalar Singlet,” (12 2020), [arXiv:2012.09845 \[hep-ph\]](#)
- [296] Julien Alcaide and Nicolás I. Mileo, “LHC sensitivity to singly-charged scalars decaying into electrons and muons,” *Phys. Rev. D* **102**, 075030 (2020), [arXiv:1906.08685 \[hep-ph\]](#)
- [297] Qing-Hong Cao, Gang Li, Ke-Pan Xie, and Jue Zhang, “Searching for Weak Singlet Charged Scalar at the Large Hadron Collider,” *Phys. Rev. D* **97**, 115036 (2018), [arXiv:1711.02113 \[hep-ph\]](#)
- [298] Julien Alcaide, Mikael Chala, and Arcadi Santamaria, “LHC signals of radiatively-induced neutrino masses and implications for the Zee–Babu model,” *Phys. Lett. B* **779**, 107–116 (2018), [arXiv:1710.05885 \[hep-ph\]](#)
- [299] Georges Aad *et al.* (ATLAS), “Search for new phenomena in events with three or more charged leptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector,” *JHEP* **08**, 138 (2015), [arXiv:1411.2921 \[hep-ex\]](#)

- [300] Werner Rodejohann, Xun-Jie Xu, and Carlos E. Yaguna, “Distinguishing between Dirac and Majorana neutrinos in the presence of general interactions,” *JHEP* **05**, 024 (2017), [arXiv:1702.05721 \[hep-ph\]](#)
- [301] G. Bellini *et al.*, “Precision measurement of the ^7Be solar neutrino interaction rate in Borexino,” *Phys. Rev. Lett.* **107**, 141302 (2011), [arXiv:1104.1816 \[hep-ex\]](#)
- [302] M. Deniz *et al.* (TEXONO), “Measurement of $\text{Nu}(e\text{-bar})$ -Electron Scattering Cross-Section with a CsI(Tl) Scintillating Crystal Array at the Kuo-Sheng Nuclear Power Reactor,” *Phys. Rev. D* **81**, 072001 (2010), [arXiv:0911.1597 \[hep-ex\]](#)
- [303] P. Vilain *et al.* (CHARM-II), “Precision measurement of electroweak parameters from the scattering of muon-neutrinos on electrons,” *Phys. Lett. B* **335**, 246–252 (1994)
- [304] Werner Porod, “SPHeno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e^+e^- colliders,” *Comput. Phys. Commun.* **153**, 275–315 (2003), [arXiv:hep-ph/0301101 \[hep-ph\]](#)
- [305] W. Porod and F. Staub, “SPHeno 3.1: Extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM,” *Comput. Phys. Commun.* **183**, 2458–2469 (2012), [arXiv:1104.1573 \[hep-ph\]](#)
- [306] Florian Staub, “Exploring new models in all detail with SARAH,” *Adv. High Energy Phys.* **2015**, 840780 (2015), [arXiv:1503.04200 \[hep-ph\]](#)
- [307] Jose F. Nieves and Palash B. Pal, “Generalized Fierz identities,” *Am. J. Phys.* **72**, 1100–1108 (2004), [arXiv:hep-ph/0306087](#)
- [308] Julián Calle, Diego Restrepo, and Óscar Zapata, “Phenomenology of the Zee model for Dirac neutrinos and general neutrino interactions,” *Phys. Rev. D* **104**, 015032 (2021), [arXiv:2103.15328 \[hep-ph\]](#)

