



Universidad
del Atlántico

CÓDIGO: FOR-DO-109

VERSIÓN: 0

FECHA: 03/06/2020

**AUTORIZACIÓN DE LOS AUTORES PARA LA CONSULTA, LA
REPRODUCCIÓN PARCIAL O TOTAL, Y PUBLICACIÓN ELECTRÓNICA DEL
TEXTO COMPLETO**

Puerto Colombia, 7 de Marzo de 2021

Señores

DEPARTAMENTO DE BIBLIOTECAS

Universidad del Atlántico

Asunto: Autorización Trabajo de Grado

Cordial saludo,

Yo, **FRANK BULA MARTÍNEZ**, identificado(a) con **C.C. No. 1.143.255.659** de **BARRANQUILLA**, autor(a) del trabajo de grado titulado **ESTUDIO DE LA NATURALEZA DEL NEUTRINO A TRAVÉS DE SECCIONES EFICACES EN EL MODELO SU(3)C XSU(2)L X SU(2)R X U(1)Y** presentado y aprobado en el año **2020** como requisito para optar al título Profesional de **FÍSICO**; autorizo al Departamento de Bibliotecas de la Universidad del Atlántico para que, con fines académicos, la producción académica, literaria, intelectual de la Universidad del Atlántico sea divulgada a nivel nacional e internacional a través de la visibilidad de su contenido de la siguiente manera:

- Los usuarios del Departamento de Bibliotecas de la Universidad del Atlántico pueden consultar el contenido de este trabajo de grado en la página Web institucional, en el Repositorio Digital y en las redes de información del país y del exterior, con las cuales tenga convenio la Universidad del Atlántico.
- Permitir consulta, reproducción y citación a los usuarios interesados en el contenido de este trabajo, para todos los usos que tengan finalidad académica, ya sea en formato CD-ROM o digital desde Internet, Intranet, etc., y en general para cualquier formato conocido o por conocer.

Esto de conformidad con lo establecido en el artículo 30 de la Ley 23 de 1982 y el artículo 11 de la Decisión Andina 351 de 1993, "Los derechos morales sobre el trabajo son propiedad de los autores", los cuales son irrenunciables, imprescriptibles, inembargables e inalienables.

Atentamente,

Firma

Frank Bula Martínez

FRANK BULA MARTÍNEZ

C.C. No. 1.143.255.659 de BARRANQUILLA

DECLARACIÓN DE AUSENCIA DE PLAGIO EN TRABAJO ACADÉMICO PARA GRADO

Este documento debe ser diligenciado de manera clara y completa, sin tachaduras o enmendaduras y las firmas consignadas deben corresponder al (los) autor (es) identificado en el mismo.

Puerto Colombia, **7 de Marzo de 2021**

Una vez obtenido el visto bueno del director del trabajo y los evaluadores, presento al **Departamento de Bibliotecas** el resultado académico de mi formación profesional o posgradual. Asimismo, declaro y entiendo lo siguiente:

- El trabajo académico es original y se realizó sin violar o usurpar derechos de autor de terceros, en consecuencia, la obra es de mi exclusiva autoría y detento la titularidad sobre la misma.
- Asumo total responsabilidad por el contenido del trabajo académico.
- Eximo a la Universidad del Atlántico, quien actúa como un tercero de buena fe, contra cualquier daño o perjuicio originado en la reclamación de los derechos de este documento, por parte de terceros.
- Las fuentes citadas han sido debidamente referenciadas en el mismo.
- El (los) autor (es) declara (n) que conoce (n) lo consignado en el trabajo académico debido a que contribuyeron en su elaboración y aprobaron esta versión adjunta.

Título del trabajo académico:	ESTUDIO DE LA NATURALEZA DEL NEUTRINO A TRAVES DE SECCIONES EFICACEES EN EL MODELO $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_Y$
Programa académico:	FISICA

Firma de Autor 1:	Frank Bula Martínez						
Nombres y Apellidos:	FRANK BULA MARTÍNEZ						
Documento de Identificación:	CC	X	CE		PA	Número:	1.143.255.659
Nacionalidad:					Lugar de residencia:		
Dirección de residencia:							
Teléfono:					Celular:		



FORMULARIO DESCRIPTIVO DEL TRABAJO DE GRADO

TÍTULO COMPLETO DEL TRABAJO DE GRADO	ESTUDIO DE LA NATURALEZA DEL NEUTRINO A TRAVÉS DE SECCIONES EFICACES EN EL MODELO $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_Y$
AUTOR(A) (ES)	FRANK BULA MARTÍNEZ
DIRECTOR (A)	MARIO ANDRÉS ACERO ORTEGA
CO-DIRECTOR (A)	SINDY CHAMORRO SOLANO
JURADOS	JORGE LUIS NAVARRO ESTRADA ANDRÉS GÓMEZ QUINTO
TRABAJO DE GRADO PARA OPTAR AL TÍTULO DE	FÍSICO
PROGRAMA	FÍSICA
PREGRADO / POSTGRADO	PREGRADO
FACULTAD	CIENCIAS BÁSICAS
SEDE INSTITUCIONAL	SEDE NORTE
AÑO DE PRESENTACIÓN DEL TRABAJO DE GRADO	2020
NÚMERO DE PÁGINAS	52
TIPO DE ILUSTRACIONES	TABLAS, GRÁFICOS Y DIAGRAMAS
MATERIAL ANEXO (VÍDEO, AUDIO, MULTIMEDIA O PRODUCCIÓN ELECTRÓNICA)	NO APLICA
PREMIO O RECONOCIMIENTO	NO APLICA

**ESTUDIO DE LA NATURALEZA DEL NEUTRINO A
TRAVÉS DE SECCIONES EFICACES EN EL MODELO
 $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{\bar{Y}}$**

TRABAJO DE GRADO

Autor:

Frank Bula Martínez

Director:

Mario A. Acero Ortega, PhD

Co-director:

Sindy Chamorro Solano, PhD

Trabajo de grado presentado para optar al título de:

Físico

Fecha **2020**

Resumen

Una de las preguntas aún por resolver está relacionada con la naturaleza de los neutrinos, es decir, si los neutrinos son o no su misma antipartícula. Si no lo son, serían partículas de Dirac y permitiría procesos de conservación del número leptónico. En caso contrario sería una partícula de Majorana, abriendo la posibilidad de que ocurran procesos aún no observados en la naturaleza tales como el doble decaimiento beta sin neutrinos. Entonces, ¿cuál es la verdadera naturaleza del neutrino? Para responder a esta pregunta, en este trabajo se realizó el cálculo de secciones eficaces de los procesos de dispersión: neutrino-neutrino, antineutrino-antineutrino y neutrino-antineutrino, con el fin de determinar si existen diferencias para neutrinos de Dirac y de Majorana. Este estudio se hizo dentro del marco del *Left-Right Symmetric Model* (LRSM), que es una extensión del Modelo Estándar (ME) que incluye neutrinos masivos, introduce nuevos bosones de gauge que pueden ser detectados en experimentos con colisiones y remueve la asimetría izquierda-derecha con el nuevo grupo $SU(2)_R$. Por último, se concluye que a través del LRSM se puede diferenciar la naturaleza del neutrino mediante secciones eficaces, teniendo en cuenta el gran reto experimental que esto conlleva.

Palabras Clave: Neutrino, Naturaleza, Sección eficaz.

Abstract

One of the questions yet to be solved is related to the nature of neutrinos, are neutrinos their own antiparticle? If they are not, they would be Dirac particles and would allow processes of conservation of the leptonic number. Otherwise, it would be a Majorana particle, allowing processes that have not been observed in nature yet, such as neutrinoless double beta decay. So what is the real nature of the neutrino? To answer this question, in this work, the cross sections of the scattering processes: neutrino-neutrino, antineutrino-antineutrino and neutrino-antineutrino, was performed in order to determine if there are differences for Dirac and Majorana neutrinos. This study was carried out within the framework of the *Left-Right Symmetric Model* (LRSM), which is an extension of the Standard Model (SM) that includes massive neutrinos, introduces new gauge bosons that can be detected in scattering experiments and remove the left-right asymmetry with the new group $SU(2)_R$. Finally, it is concluded that through the LRSM the nature of the neutrino can be differentiated through cross sections, taking into account the huge experimental challenge that this entails.

Key Words: Neutrino, Nature, Cross section.

Índice general

Introducción	5
1. El Modelo Estándar	8
1.1. Quiralidad y Helicidad	9
1.2. Interacciones Electrodébiles $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	10
1.3. El Número Leptónico	12
1.3.1. Número Leptónico en el Doble Decaimiento Beta con Neutrinos	13
1.3.2. Número Leptónico en el Doble Decaimiento Beta sin Neutrinos	13
2. Física más allá del Modelo Estándar	15
2.1. Modelo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{\bar{Y}}$	15
2.2. Lagrangianos de Corriente Cargada y Corriente Neutra	16
3. Secciones Eficaces	21
3.1. Reglas de Feynman	21
3.1.1. Reglas de Feynman para Partículas de Dirac	22
3.1.2. Reglas de Feynman para Partículas de Majorana	22
4. Cálculo de Secciones Eficaces	24
4.1. Sección Eficaz $\nu_\mu + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \nu_\mu$ para Neutrinos de Dirac	26
4.2. Sección Eficaz $\nu_\mu + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \nu_\mu$ para Neutrinos de Majorana	27
4.3. Sección Eficaz $\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu$ para Antineutrinos de Dirac	30
4.4. Sección Eficaz $\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu$ para Antineutrinos de Majorana	31
4.5. Sección Eficaz $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ para Neutrinos de Dirac	32
4.6. Sección Eficaz $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ para Neutrinos de Majorana	33
4.7. Análisis de la Masa del Z' y del ν	34
4.8. Sección Eficaz $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$	36
5. Conclusiones	39
A. Matrices de Pauli, Gamma y Teoremas de Trazas	41
A.1. Matrices de Pauli	41
A.2. Matrices Gamma	41
A.3. Trazas	43

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	4
B. Lagrangiano de CN del LRSM	44
C. Cálculo de la Sección Eficaz para Neutrinos de Dirac	47

Introducción

Los neutrinos, unas de las partículas más abundantes en el universo cuya existencia fue propuesta por Wolfgang Pauli [1], son partículas sin carga, con espín semi-entero, una masa casi nula y que se propagan a velocidades muy cercanas a la de la luz. La existencia del neutrino permite resolver dos problemas importantes en la física nuclear del siglo XX: la estadística incorrecta de los núcleos de nitrógeno y el espectro continuo de los electrones en el decaimiento beta [2]. Desde entonces, el neutrino se mantiene como una de las partículas más enigmáticas conocidas.

Dentro de la formulación del Modelo Estándar (ME) de la física de partículas, los neutrinos son clasificados como partículas elementales neutras, sin masa y con espín $\frac{1}{2}$, los cuales interactúan únicamente mediante la fuerza nuclear débil, a través de los bosones W^\pm y Z . Por otro lado, en el ME es bien sabido que para cada partícula elemental de materia, existe una antipartícula de “antimateria” [3], que difiere de la primera porque tiene carga eléctrica opuesta, pero mantiene constante las demás propiedades, como la masa y el espín. En este sentido, ya que el neutrino no tiene carga eléctrica, existe la posibilidad que éste sea su misma antipartícula. Por lo tanto, si se descubriese que el neutrino es diferente del antineutrino ($\nu \neq \bar{\nu}$) se diría que el neutrino es una partícula con “naturaleza de Dirac”, mientras que de ocurrir lo contrario ($\nu = \bar{\nu}$) sería de “naturaleza de Majorana”.

Actualmente existen varios experimentos que estudian la naturaleza del neutrino, tales como KamLAND-Zen [4], EXO-200 [5], nEXO [6], SNO+ [7] y LEGEND [8], entre otros. Cada uno de estos proyectos mide el tiempo de vida media de los núcleos atómicos que experimentan un doble decaimiento beta, el cual puede ser con o sin neutrinos. En el caso que se observe un doble decaimiento beta con neutrinos, el neutrino sería una partícula con naturaleza de Dirac, pero si se observa el caso contrario (un doble decaimiento beta sin neutrinos), el neutrino sería una partícula con naturaleza de Majorana.

La vida media es un parámetro muy difícil de medir con alta precisión, ya que generalmente las mediciones están en el orden de aproximadamente 10^{26} años y su valor preciso depende de si se da un doble decaimiento beta con o sin neutrinos [9]. De acuerdo con lo anterior, se evidencia que la naturaleza de los neutrinos es un tema de

investigación aún abierto, el cual se suele abordar bajo mediciones altamente difíciles de realizar. En este trabajo se propone un método diferente al aplicado generalmente, el cual consiste en estudiar la naturaleza de los neutrinos a través del estudio de secciones eficaces dentro de un modelo LRSM que es una extensión del ME.

Desde el punto de vista teórico, existe una gran variedad de modelos para estudiar la naturaleza de los neutrinos, pero cada uno de estos implica incluir nuevas simetrías y partículas que no hacen parte del ME. Algunos de los modelos comunes que exploran esta problemática son:

- El Modelo 331, con el grupo de simetría $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, donde C es la carga de color, L es la quiralidad izquierda y N hace referencia a la carga de 3 nuevos tripletes de Higgs; este modelo incluye un bosón Z adicional y propone que no hay un límite para el ángulo de Weinberg θ_W [10, 11, 12].
- El Modelo 3331 con el grupo de simetría $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes SU(3)_R \otimes U(1)_X$, donde C es la carga de color, L es la quiralidad izquierda, R la quiralidad derecha y X es la x-carga, además de proponer que todas las partículas obtienen masa gracias a un mecanismo See-Saw universal, en lugar del mecanismo de Higgs [13, 14].
- El minimal Left-Right Symmetric Model (LRSM) el cuál se construye usando el grupo de simetría $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{\bar{Y}}$ (este modelo será descrito detalladamente en la sección 3.1) [15, 16].

El LRSM es usado en este trabajo para estudiar la naturaleza del neutrino. Uno de los atractivos del LRSM es su simetría intrínseca, debido que al incluir el grupo de simetría $SU(2)_R$, las interacciones de las partículas derechas son similares a las de las izquierdas, pero a través de nuevos bosones mediadores, expandiendo el contenido de partículas y permitiendo la existencia de neutrinos derechos. La aparición de estas nuevas interacciones pueden ayudar a explicar fenómenos que el ME no logra resolver, en donde se destaca la masa no nula de los neutrinos [17].

Aprovechando las nuevas interacciones que aparecen debido a la expansión del grupo de simetría, en este trabajo se estudia la posibilidad de determinar la naturaleza de los neutrinos a través de una nueva fenomenología que aparece en los procesos de dispersión neutrino-neutrino, antineutrino - antineutrino y en la aniquilación neutrino - antineutrino. El análisis de estas interacciones específicas podría dar información referente a cuál es la naturaleza de los neutrinos. Lo que se espera encontrar mediante esta investigación es establecer si los neutrinos se comportan de igual manera con su antineutrino, como lo haría cualquier partícula con su antipartícula, por ejemplo en la interacción entre electrones y positrones: la sección eficaz de la interacción electrón - electrón (dispersión) es muy diferente a la sección eficaz de la colisión electrón-positrón

(aniquilación) [18]. Entonces, ¿serán similares los resultados cuando interactúan neutrinos con antineutrinos?

Experimentalmente, estudiar las secciones eficaces de los neutrinos es un enorme reto debido a que los neutrinos interactúan de una manera extremadamente débil con la materia. Sin embargo, experimentos como NOvA [19] generan haces de (anti)neutrinos a través del decaimiento de π^\pm donde se garantiza que se emiten neutrinos y antineutrinos, dependiendo de la carga de la partícula inicial. Mediante campos electromagnéticos se pueden enfocar los π^\pm en una dirección elegida, causando que los neutrinos emitidos después del decaimiento continúen con la misma trayectoria. Dos haces de neutrinos podrían dirigirse el uno contra el otro, para estudiar las secciones eficaces de los procesos de interés. Se espera que la sección eficaz para neutrinos de Dirac sea diferente a la de los neutrinos de Majorana y la comparación de las mediciones con los cálculos teóricos permita arrojar luces sobre la naturaleza de los neutrinos.

Este trabajo está organizado de la siguiente manera: en el capítulo 1 se explica como es la física del ME, cubriendo los temas de la quiralidad y helicidad, las interacciones de Corrientes Cargadas (CC), Corrientes Neutras (CN) y la conservación del número leptónico. En el capítulo 2 se analiza el LRSM y como esta extensión al ME afecta directamente al neutrino y su naturaleza, por medio de los nuevos Lagrangianos para las CC y CN, con sus respectivas constantes de acoplamiento. En el capítulo 3 se estudia la teoría tras las secciones eficaces, la importancia de las matrices gamma, las propiedades de las trazas, el sistema centro de masa, las reglas de Feynman y cómo se construyen las amplitudes de dispersión. En el capítulo 4 se procede a construir las amplitudes de dispersión para calcular las secciones eficaces de los eventos de interés, hacer los respectivos análisis para neutrinos de Dirac y de Majorana. Por último, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

El ME es una teoría de gauge basada en el grupo de simetría $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, donde los subíndices denotan el color, quiralidad izquierda y la hipercarga respectivamente; este modelo describe y explica cómo son las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes, desde el marco de una teoría cuántica de campos. El grupo de gauge determina cómo son las interacciones y el número de bosones vectoriales que corresponden a los generadores del grupo. Existen 8 gluones sin masa que corresponden a los generadores del $SU(3)_C$, que son los mediadores de la fuerza fuerte; 3 bosones masivos, el W^\pm y el Z , generadores del $SU(2)_L$, mediadores de la fuerza débil; por último el fotón, bosón sin masa, generador del $U(1)_Y$, mediador de la fuerza electromagnética [20].

Las partículas mediadoras mencionadas anteriormente son llamadas bosones y se caracterizan por tener espín entero. Adicionalmente, el ME incluye partículas con espín semientero llamadas fermiones, los cuales se organizan en 3 generaciones dadas por una jerarquía de masa, donde la generación 1 contiene los fermiones elementales menos masivos y la generación 3 contiene los más masivos. En la Tabla 1 se observa como se organizan los fermiones en el ME.

Partículas	Generación 1	Generación 2	Generación 3
Quarks	u, d	c, s	t, b
Leptones	e, ν_e	μ, ν_μ	τ, ν_τ

Tabla 1. Los fermiones elementales del ME se organizan en 3 generaciones, donde el grado de cada una indica una jerarquía ascendente de masa.

El neutrino en el ME es un fermión elemental sin carga y sin masa, que hace parte de la familia de los leptones, cuyas interacciones se describen a través del Lagrangiano electrodébil debido a que no tienen carga de color [20]. Para la primera generación de partículas, este Lagrangiano se puede escribir de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & i\bar{l}_L \not{D} l_L + i\bar{Q}_L \not{D} Q_L + \sum_f (i\bar{f}_R \not{D} f_R) - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
 & + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 - y^e (\bar{L}_L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger L_L) \\
 & - y^d (\bar{Q}_L \Phi d_R - y^u (\bar{Q}_L \Phi u_R + \bar{u}_R \Phi^\dagger Q_L),
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

en donde l_L y Q_L son dobletes de isospín izquierdos para leptones y quarks; f_R son singletes de isospín derechos para los fermiones; A y B son los campos vectoriales de la interacción débil y electromagnética referentes a $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente; Φ es el doblete de Higgs, con μ^2 (constantes de acoplamiento asociadas al parámetro de masa) y λ (constante de autointeracción), y las cantidades y^e , y^u y y^d , son los acoples de Yukawa entre el Higgs y fermiones. Finalmente $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$, donde D_μ es la derivada covariante definida como

$$D_\mu = \partial_\mu + ig A_\mu \cdot I_a + ig' B_\mu \frac{Y}{2}, \tag{1.2}$$

siendo $I_a = (I_1, I_2, I_3)$ los 3 generadores del grupo $SU(2)_L$, Y es la hipercarga, g y g' son las constantes de acoplamiento débil.

1.1. Quiralidad y Helicidad

La quiralidad describe cómo es el comportamiento de las partículas en un sistema de referencia dextrógiro (derecho) y levógiro (izquierdo). Un campo espinorial ψ se puede separar en un campo quiral izquierdo ψ_L y un campo quiral derecho ψ_R (también llamados espinores de Weyl):

$$\psi = \psi_L + \psi_R, \tag{1.3}$$

donde ψ_L y ψ_R se definen como

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma^5}{2} \psi, \tag{1.4}$$

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} \psi \tag{1.5}$$

y γ^5 , conocida como la matriz quiral, es el producto de las 4 matrices gamma de Dirac $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ [21].

Para partículas sin masa la quiralidad es equivalente a la helicidad h , que es el producto escalar entre el espín de una partícula y su momento lineal ($h = \mathbf{S} \cdot \mathbf{P}$). Para partículas que se propagan en la misma dirección del espín, $h = 1$ y se identifica como una

partícula derecha; en el caso que la propagación sea contraria a la dirección del espín, $h = -1$. Con antipartículas se invierte la helicidad en cada caso [20].

Por otro lado, para partículas masivas, el producto punto entre espín y momento lineal depende del marco de referencia, en consecuencia la quiralidad de partículas masivas se relaciona con el isospín. En el ME las partículas se arreglan en dobletes de isospín izquierdos

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \\ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L,$$

y singletes de isospín derecho,

$$u_R, \quad d_R, \quad c_R, \quad s_R, \quad t_R, \quad b_R, \\ e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R.$$

Los dobletes izquierdos pueden ser rotados por tres transformaciones debido al grupo $SU(2)_L$, a diferencia de los singletes derechos los cuales no pueden ser transformados debido a la no existencia del grupo de simetría $SU(2)_R$ [20].

1.2. Interacciones Electrodébiles $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

El grupo de simetría $U(1)_Y$ es llamado grupo de hipercarga y es generado por el operador de hipercarga Y , el cual conecta I_3 (tercer componente del isospín) con el operador de carga Q , a través de la relación de Gell-Mann-Nishijima [18]

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.6)$$

esta relación es necesaria para poder unificar las interacciones débiles con las electromagnéticas y generar el grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Las interacciones débiles con el grupo de simetría $SU(2)_L$ se separan en interacciones de CC y de CN, pero teniendo en cuenta que las secciones eficaces en esta investigación son entre leptones sin carga, las interacciones serán totalmente de CN, permitiendo omitir los términos cinéticos, la interacción con el campo electromagnético y con el campo de Higgs de la ecuación (1.1). Introduciendo la derivada covariante (ecuación (1.2)) en la ecuación (1.1) da como resultado el Lagrangiano electrodébil general para leptones del grupo 1

$$\mathcal{L}_l = -\frac{1}{2}[\bar{l}_L(g\mathcal{A} \cdot \tau_n - g'\mathcal{B})\bar{l}_L + g'\bar{l}_R\mathcal{B}l_R], \quad (1.7)$$

donde se define A^μ y B^μ como los campos vectoriales referentes a $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente, l_L y l_R son campos espinoriales de leptones izquierdos y derechos, respectivamente, g y g' son constantes de acople con la interacción débil y τ_n son las tres matrices de isospín (τ_1, τ_2, τ_3) que en su representación dos-dimensional las matrices τ_n son las matrices de Pauli. A este Lagrangiano, se le aplica la rotación

$$A^\mu = \sin \theta_W A_3^\mu + \cos \theta_W B^\mu, \quad (1.8)$$

$$Z^\mu = \cos \theta_W A_3^\mu - \sin \theta_W B^\mu, \quad (1.9)$$

a partir de las cuales se obtiene el Lagrangiano de CN del ME para la primera familia de partículas elementales:

$$\mathcal{L}_{CN} = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} [\bar{\nu}_{iL} \not{Z} \nu_{iL} - (1 - 2 \sin^2 \theta_W) \bar{l}_{iL} \not{Z} l_{iL} + (2 \sin^2 \theta_W) \bar{l}_{iR} \not{Z} l_{iR}] - g \sin \theta_W \bar{e} A e, \quad (1.10)$$

siendo $\theta_W \approx 28,726^\circ$ [22] el ángulo de mezcla débil de Weinberg dado por una relación entre las masas de los bosones W^\pm y Z ,

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z}. \quad (1.11)$$

De la ecuación (1.10), se pueden obtener las constantes de acople para los neutrinos y los leptones cargados [18]:

$$g_L^\nu = \frac{1}{2}, \quad (1.12)$$

$$g_L^l = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W, \quad (1.13)$$

$$g_R^l = \sin^2 \theta_W. \quad (1.14)$$

De manera general para los fermiones, las constantes de acople se definen como:

$$g_L^f = I_3^f - q^f \sin^2 \theta_W, \quad (1.15)$$

$$g_R^f = q^f \sin^2 \theta_W. \quad (1.16)$$

donde q^f es la carga del fermión. Cuando las constantes de acople toman un valor diferente de cero, se establece la existencia de partículas derechas e izquierdas, pero los neutrinos son partículas que son neutras, por lo cual $q^f = 0$, en consecuencia la constante de acople derecha débil de los neutrinos es $g_R^\nu = 0$, imponiendo la no existencia de neutrinos derechos en el ME.

El ME además de describir de manera muy acertada cómo son las interacciones de las partículas, contiene leyes que están muy bien establecidas en la física, como la conservación de la energía, de la carga y del momento angular entre otras. Sin embargo, existe un número cuántico empírico de conservación en el ME que permite tener información respecto a la posibilidad de observar un evento; aunque este número no implica una simetría formal arrojada por el modelo (como lo plantea el Teorema de Noether [23]), no se han observado procesos en los cuales se viole esta cantidad que se denomina número leptónico.

1.3. El Número Leptónico

El número leptónico o carga leptónica, es un número cuántico aditivo que se le asocia a las partículas del ME, siendo esta una cantidad que debe conservarse en cada evento. A los leptones se les asocia un valor de +1, a los antileptones se le asocia un valor de -1 y para el resto de partículas, como los quarks y bosones toma valor 0. Un proceso en el que en el cual se evidencia la conservación del número leptónico es el decaimiento beta:

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

$$0 \rightarrow 0 + 1 - 1.$$

El número leptónico antes del evento $L_i = 0$ y después es $L_f = 0 + 1 - 1 = 0$, por lo cual $\Delta L = L_f - L_i = 0$, de manera análoga a como se conserva la energía y la carga eléctrica en cada evento; sin embargo la conservación del número leptónico es un hecho empírico, en el cual no se ha observado por el momento algún proceso que lo viole. Si el número leptónico no se conserva, el proceso no hace parte del ME. Por ejemplo la naturaleza de los neutrinos, éstos en el ME son partículas con naturaleza de Dirac, los cuales no participan en procesos donde se viola la conservación del número leptónico, pero en el caso que los neutrinos tengan una naturaleza de Majorana, se tendría como consecuencia que el número leptónico sería violado en dos unidades en procesos tales como el doble decaimiento beta. La figura 1.1 muestra los diagramas Feynman del doble decaimiento beta sin neutrinos (para partículas de Majorana) y con neutrinos (para partículas de Dirac) permitido en el ME.

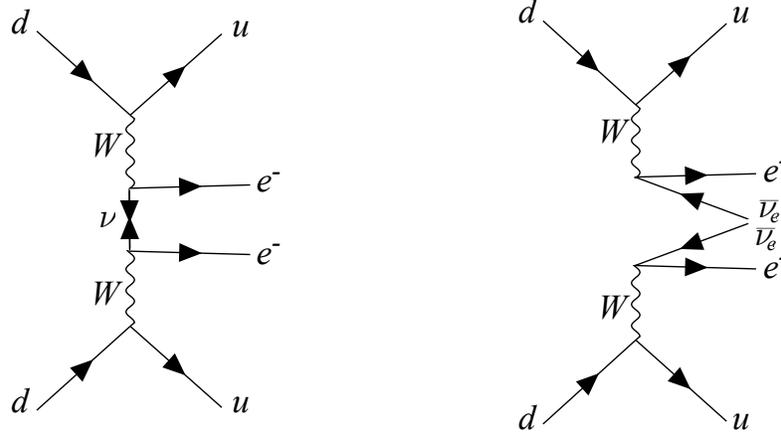


Figura 1.1: Diagramas de Feynman del doble decaimiento beta sin neutrinos (izquierda) y con neutrinos (derecha) para partículas de Majorana y Dirac respectivamente [24].

1.3.1. Número Leptónico en el Doble Decaimiento Beta con Neutrinos

Observar un doble decaimiento beta con neutrinos implica que los neutrinos son partículas de Dirac y que el número leptónico se conserva ($\Delta L = 0$)

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e.$$

$$0 \rightarrow 0 + 2 - 2.$$

El doble decaimiento beta con neutrinos es permitido en el ME.

1.3.2. Número Leptónico en el Doble Decaimiento Beta sin Neutrinos

Observar un doble decaimiento beta sin neutrinos implica que los neutrinos son partículas de Majorana debido a que los neutrinos al ser su misma antipartícula se aniquilan al ser emitidos violando el número leptónico en 2 unidades ($\Delta L = 2$).

$$2n \rightarrow 2p + 2e^-.$$

$$0 \rightarrow 0 + 2.$$

El doble decaimiento beta sin neutrinos no es permitido en el ME. En el caso de observar algún evento que viole uno de los principios del ME, se hace evidente la necesidad de una extensión que explique los resultados experimentales.

Del número leptónico se pueden derivar otros tres números de conservación: el número electrónico, número muónico y el número tauónico, los cuales se comportan de una manera similar al número leptónico. Para las partículas con sabor electrónico como el electrón y el neutrino electrónico, el número electrónico vale $+1$, para el positrón y el antineutrino electrónico toma valor de -1 , para el resto de partículas vale 0 . De manera análoga funcionan los números muónico y tauónico para partículas y antipartículas con sus respectivos sabores.

Capítulo 2

Física más allá del Modelo Estándar

El ME explica de una manera muy acertada el comportamiento de las partículas y sus interacciones, pero falla en lo que se refiere a la masa de los neutrinos. Debido a que no existen neutrinos derechos, éstos en el ME no tienen masa, pero observaciones experimentales han demostrado lo contrario [25, 26, 27, 28], su masa es no nula, ya que éstos al propagarse experimentan una oscilación en su sabor. Los cálculos teóricos de este fenómeno muestran que la probabilidad de oscilación depende de la diferencia del cuadrado de las masas [29]. Por lo anteriormente mencionado, es necesario hacer una extensión al ME que permita incluir neutrinos masivos. Una de las posibles extensiones se presenta por el LRSM, el cual se describe a continuación.

2.1. Modelo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{\bar{Y}}$

Existen varias propuestas para extensiones al ME [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16], pero en este trabajo se utiliza el modelo minimal Left-Right Symmetric, con el grupo de simetría $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{\bar{Y}}$. Este modelo es elegido por varias razones, principalmente predice la existencia de neutrinos derechos, permitiendo que se de la interacción con el campo de Higgs y adquieran masa [30]; admite que se de la violación CP [31, 32]; estudia nuevos canales no Estándar mediante los cuales se puede dar el $0\nu\beta\beta$ [33, 34, 35]; predice la existencia de partículas fermionicas candidatas a materia oscura [36, 37, 38] y la simetría “simple” que conlleva incluyendo dobletes derechos, en vez de singletes, haciendo que las interacciones con partículas derechas sean similares a la de las partículas izquierdas. Debido a las nuevas interacciones con los dobletes derechos, se agregan nuevos bosones mediadores que pueden ser detectados en experimentos con detectores [39, 40].

El grupo de simetría $U(1)_{\bar{Y}}$ difiere del grupo ordinario de hipercarga $U(1)_Y$ del ME, ya que ahora existe un nuevo acople con el grupo $SU(2)_R$. Adicionalmente, el nuevo grupo de hipercarga también está asociado con la carga de la partículas, de manera que se

puede escribir Q en términos de otras cantidades [41]:

$$Q = I_{3L} + I_{3R} + \frac{\bar{Y}}{2}, \quad (2.1)$$

donde I_{3L} e I_{3R} son el tercer componente del isospín izquierdo y derecho respectivamente, dados por $I_{3L,R} = \frac{\tau_3}{2}$ y \bar{Y} es una nueva hipercarga que permite acoplar los grupos $SU(2)_R$ y $SU(2)_L$ con las interacciones electromagnéticas. El nuevo grupo de simetría $SU(2)_R$ puede considerarse como causante de nuevas interacciones débiles, pero con partículas derechas. Adicionalmente esta extensión al ME permite agrupar las partículas derechas en dobletes

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_R, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_R,$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_R, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_R, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_R,$$

permitiendo la existencia de neutrinos derechos y nuevos bosones que se llamarán W_R^\pm y Z' .

Para calcular el Lagrangiano de CN incluyendo las nuevas interacciones, se utiliza el siguiente Lagrangiano base para leptones

$$\mathcal{L}_l = \sum_{\psi=e,\mu,\tau,\nu} (\bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_{\mu L} \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_{\mu R} \psi_R), \quad (2.2)$$

donde $D_{\mu L,R}$ son las derivadas covariantes, definidas como

$$D_{\mu R} = \partial_\mu + ig \frac{\tau_n}{2} \cdot A_{R\mu} + ig'' \frac{\bar{Y}}{2} B_\mu, \quad (2.3)$$

$$D_{\mu L} = \partial_\mu + ig \frac{\tau_n}{2} \cdot A_{L\mu} + ig'' \frac{\bar{Y}}{2} B_\mu, \quad (2.4)$$

siendo $A_{R\mu}$ y $A_{L\mu}$ los campos vectoriales referentes a $SU(2)_R$ y $SU(2)_L$ respectivamente, g es la constante de acople débil del ME y g'' una constante similar a g' , con la diferencia que ésta acopla la nueva hipercarga \bar{Y} con las interacciones débiles izquierdas y derechas [41].

2.2. Lagrangianos de Corriente Cargada y Corriente Neutra

Introduciendo las ecuaciones (2.3) y (2.4) en la ecuación (2.2) y despreciando los términos cinéticos de las derivadas covariantes, se obtiene un nuevo Lagrangiano para leptones

que tiene una estructura similar a la de la ecuación (1.7),

$$\mathcal{L}_l = -\frac{1}{2}\overline{l}_L(g\mathcal{A}_L \cdot \sigma_n - g''\mathcal{B})l_L - \frac{1}{2}\overline{l}_R(g\mathcal{A}_R \cdot \sigma_n - g''\mathcal{B})l_R. \quad (2.5)$$

La ecuación (2.5) es el Lagrangiano Electrodébil, el cual se puede reescribir como la suma de dos Lagrangianos, uno de CC y otro de CN con interacciones derechas e izquierdas

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l = & -\frac{1}{2}\overline{l}_L \begin{pmatrix} g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B} & g(\mathcal{A}_{1L} - i\mathcal{A}_{2L}) \\ g(\mathcal{A}_{1L} + i\mathcal{A}_{2L}) & -g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B} \end{pmatrix} l_L \\ & -\frac{1}{2}\overline{l}_R \begin{pmatrix} g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B} & g(\mathcal{A}_{1R} - i\mathcal{A}_{2R}) \\ g(\mathcal{A}_{1R} + i\mathcal{A}_{2R}) & -g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B} \end{pmatrix} l_R. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Los términos de las diagonales ascendentes y descendentes (de izquierda a derecha) generan los Lagrangianos de CC y de CN respectivamente, de la misma manera como sucede en el ME, pero con la diferencia que ahora los singletes, son remplazados por dobletes derechos. Como consecuencia de lo anterior los Lagrangianos se escriben como

$$\mathcal{L}_l = \mathcal{L}_{L,R}^{CC} + \mathcal{L}_{L,R}^{CN}, \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CC} = & -\frac{1}{2}\overline{l}_L \begin{pmatrix} 0 & g(\mathcal{A}_{1L} - i\mathcal{A}_{2L}) \\ g(\mathcal{A}_{1L} + i\mathcal{A}_{2L}) & 0 \end{pmatrix} l_L \\ & -\frac{1}{2}\overline{l}_R \begin{pmatrix} 0 & g(\mathcal{A}_{1R} - i\mathcal{A}_{2R}) \\ g(\mathcal{A}_{1R} + i\mathcal{A}_{2R}) & 0 \end{pmatrix} l_R, \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CN} = & -\frac{1}{2}\overline{l}_L \begin{pmatrix} g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B} & 0 \\ 0 & -g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B} \end{pmatrix} l_L \\ & -\frac{1}{2}\overline{l}_R \begin{pmatrix} g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B} & 0 \\ 0 & -g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B} \end{pmatrix} l_R. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Partiendo del nuevo Lagrangiano de CC para la primera familia de partículas elementales, el cual incluye partículas derechas

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CC} = & -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{\nu_{eL}} & \overline{e_L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & g(\mathcal{A}_{1L} - i\mathcal{A}_{2L}) \\ g(\mathcal{A}_{1L} + i\mathcal{A}_{2L}) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \\ & -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{\nu_{eR}} & \overline{e_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & g(\mathcal{A}_{1R} - i\mathcal{A}_{2R}) \\ g(\mathcal{A}_{1R} + i\mathcal{A}_{2R}) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ e_R \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Desarrollando el producto de matrices, se obtiene la matriz 1×1 (escalar)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CC} = & -\frac{1}{2} [\overline{\nu_{eL}}g(\mathcal{A}_{1L} - i\mathcal{A}_{2L})e_L + \overline{e_L}g(\mathcal{A}_{1L} + i\mathcal{A}_{2L})\nu_{eL}] \\ & -\frac{1}{2} [\overline{\nu_{eR}}g(\mathcal{A}_{1R} - i\mathcal{A}_{2R})e_R + \overline{e_R}g(\mathcal{A}_{1R} + i\mathcal{A}_{2R})\nu_{eR}]. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ahora bien, se definen los campos para los bosones W_L y W_R como:

$$W_L^\mu = \frac{A_{1L}^\mu - iA_{2L}^\mu}{\sqrt{2}}, \quad (2.12)$$

$$W_R^\mu = \frac{A_{1R}^\mu - iA_{2R}^\mu}{\sqrt{2}}. \quad (2.13)$$

Por último, al introducir las ecuaciones (2.12), (2.13) y las definiciones de los campos quirales (ecuaciones (1.4) y (1.5)) en el Lagrangiano de CC, se obtiene

$$\mathcal{L}_{L,R}^{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} [\overline{\nu_e}(1 - \gamma_5)\gamma_\mu W_L^\mu e + \overline{\nu_e}(1 + \gamma_5)\gamma_\mu W_R^\mu e + H.c.]. \quad (2.14)$$

Este es el nuevo Lagrangiano de CC [42] que incluye interacciones con partículas derechas. De este Lagrangiano se puede observar la aparición de un bosón mediador W_L que es el bosón tradicional W^\pm del ME y una nueva partícula W_R , que será la encargada de las interacciones con partículas derechas, la cual hace parte del grupo de simetría $SU(2)_R$.

Para el Lagrangiano de CN de la primera familia de partículas, se procede de manera análoga, como se hizo para encontrar la ecuación (1.10), desarrollar el producto de matrices para obtener una matriz 1×1 y aplicar las nuevas rotaciones de B^μ , A_{3R}^μ y A_{3L}^μ [43], a $\mathcal{L}_{L,R}^{CN}$

$$B^\mu = \cos \theta_W \cos \theta' A^\mu - \sin \theta_W \cos \theta' Z^\mu + \sin \theta' Z'^\mu, \quad (2.15)$$

$$A_{3R}^\mu = -\cos\theta_W \sin\theta' A^\mu + \sin\theta_W \sin\theta' Z^\mu + \cos\theta' Z'^\mu, \quad (2.16)$$

$$A_{3L}^\mu = \sin\theta' A^\mu + \cos\theta_W Z^\mu. \quad (2.17)$$

donde θ' es un nuevo ángulo de rotación que surge debido a la aparición del campo $A_{R\mu}$. Adicionalmente, la relación entre los dos ángulos del modelo [43] está dada por:

$$-\sin\theta' = \tan\theta_W = \frac{g'}{g}, \quad (2.18)$$

$$\sin\theta' = -\frac{g''}{\sqrt{g^2 + g''^2}}, \quad (2.19)$$

$$g \sin\theta' = -g', \quad (2.20)$$

$$g'' = -g \tan\theta'. \quad (2.21)$$

Como resultado se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CN} = & -\frac{g}{\cos\theta_W} \left(\frac{1}{2} \bar{\nu}_{eL} \not{Z} \nu_{eL} + \frac{\sin^2\theta' \cos\theta_W}{2 \cos\theta'} \bar{\nu}_{eL} \not{Z}' \nu_{eL} - \left(\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W \right) \bar{e}_L \not{Z} e_L \right. \\ & + \frac{\sin^2\theta' \cos\theta_W}{2 \cos\theta'} \bar{e}_L \not{Z}' e_L + \frac{\cos\theta_W}{2 \cos\theta'} \bar{\nu}_{eR} \not{Z}' \nu_{eR} + \sin^2\theta_W \bar{e}_R \not{Z} e_R + \sin^2\theta_W \bar{e}_R \not{Z}' e_R \\ & \left. - g \sin\theta_W \bar{e} \not{A} e, \right. \end{aligned} \quad (2.22)$$

que es el nuevo Lagrangiano de CN que contiene interacciones izquierdas y derechas mediante los bosones Z del ME y el nuevo bosón Z' que es generador por el grupo $SU(2)_R$; siendo estas partículas neutras y con masas distintas (para el cálculo detallado véase el Apéndice B). En este Lagrangiano se puede apreciar la forma de las constantes de acople izquierdas ($g_{L,R}$) y derechas ($b_{L,R}$) de los neutrinos y los electrones, ya que este cálculo se realizó únicamente para el primer grupo de partículas. De manera general las constantes de acople para los leptones con los bosones Z y Z' son:

Leptones	g_L	g_R	b_L	b_R
e, μ, τ	$-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$	$\sin^2\theta_W$	$\frac{\sin^2\theta' \cos\theta_W}{2 \cos\theta'}$	$-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{\sin^2\theta' \cos\theta_W}{2 \cos\theta'}$	$\frac{\cos\theta_W}{2 \cos\theta'}$

Tabla 2. Constantes de acople para leptones en el LRSM.

Nótese que el último término de la ecuación (2.22), $-g \sin \theta_W \bar{e} \not{A} e$ es el mismo que aparece en el Lagrangiano de CN del ME (ecuación (1.10)). Este término hace referencia a la interacción del electrón con el campo electromagnético, por lo cual se puede escribir $-g \sin \theta_W = -e$, siendo $-e$ la carga del electrón (su constante de acople con el campo del fotón A^μ). Los Lagrangianos $\mathcal{L}_{L,R}^{CC}$ y $\mathcal{L}_{L,R}^{CN}$ cumplen totalmente con las condiciones para ser un modelo extendido del ME, ya que si se considera que no existen campos derechos, ambos Lagrangianos regresan a los Lagrangianos del ME, además que en la ecuación (2.22) se puede ver como se mantiene invariante la carga del electrón, la cual ya es bien conocida.

Capítulo 3

Secciones Eficaces

Desde un punto de vista clásico, la sección eficaz se puede definir como el área transversal efectiva en la que se da una colisión entre cuerpos [23]. Para la mecánica cuántica no se da una colisión, las partículas interactúan a través de campos generados a través de bosones. Cada proceso tiene una probabilidad asociada que depende de la energía de las partículas, ya que a mayores energías, las secciones eficaces son más grandes [21]. La probabilidad de que un proceso suceda está descrita por la amplitud de dispersión, la que se construye teniendo en cuenta la cinemática de las partículas del evento.

Una manera de construir una amplitud de dispersión \mathcal{M} (la cual es una cantidad escalar compleja) es a través de los diagramas de Feynman. Estos no son más que una manera pictórica de ver una ecuación. Los diagramas de Feynman son construidos teniendo en cuenta las reglas de Feynman [44, 45, 46] con el fin de calcular la sección eficaz diferencial

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{64\pi^2 s}, \quad (3.1)$$

donde s es la energía al cuadrado del Centro de Masa (CM).

La cinemática del proceso se puede estudiar de dos maneras, en el sistema de Laboratorio o en el sistema CM. El sistema CM tiene la característica de simetría en el sistema, garantiza que los cuadrimomentos de las partículas que interactúan son iguales en magnitud pero opuestos en dirección. Esta propiedad resulta útil en el estudio propuesto de las secciones eficaces para este trabajo, ya que si se consideran 2 haces de neutrinos idénticos en direcciones opuestas, la cinemática es acorde a la de sistema CM.

3.1. Reglas de Feynman

En esta investigación se estudian partículas con naturaleza de Dirac y de Majorana, y cada una de ellas tiene sus respectivas reglas de Feynman asociadas las cuales serán

mencionadas a continuación.

3.1.1. Reglas de Feynman para Partículas de Dirac

Siguiendo lo expuesto en [45], se describe el proceso para la escritura y uso de los diagramas y reglas de Feynman para partículas de Dirac:

- 1) Dibujar líneas (llamadas lineas externas) para cada partícula entrante y saliente.
- 2) Dejar el final de cada línea libre y unir el otro extremo al vértice en donde las tres líneas se unen. De esta manera dibujar todos los posibles diagramas que son topológicamente equivalentes.
- 3) En cada línea entrante, dibujar una flecha apuntando hacia el vértice. En cada línea saliente, dibujar una flecha apuntando hacia afuera del vértice. En cada línea interna, dibujar una flecha con una dirección arbitraria.
- 4) Asignar a cada línea un cuadrimomento, el cual le pertenece a la partícula que interactúa.
- 5) Considerar el cuadrimomento como un flujo sobre las flechas, el cual tiene que conservarse en cada vértice.
- 6) El valor de cada diagrama consiste en los siguientes factores: Para cada línea externa, 1;
Para cada línea interna con momento k , $-i/(k^2 + m^2 - i\epsilon)$;
Para cada vértice hay un acople de la forma $iZ_g g$.
- 7) Un diagrama con N bucles cerrados tendrá, N momentos que no están fijados por la regla 5. Integrar sobre los cuadrimomentos l_i con respecto $d^4l_i/(2\pi)^4$.
- 8) Un diagrama con un lazos puede tener factores de simetría sobrantes si hay intercambios de propagadores internos y vértices que mantienen el diagrama invariante, en este caso dividir los valores del diagrama por los factores de simetría asociados con los intercambios de los propagadores internos y los vértices.
- 9) El valor de $i\mathcal{M}$ está dado por la suma sobre todos los valores posibles de éstos diagramas.

3.1.2. Reglas de Feynman para Partículas de Majorana

Siguiendo lo expuesto en [46], se describe el proceso para la escritura y uso de los diagramas y reglas de Feynman para partículas de Majorana:

Capítulo 4

Cálculo de Secciones Eficaces

El primer paso para construir las amplitudes de dispersión de los procesos a estudiar es escribir los respectivos diagramas de Feynman, los cuales se construyen con las reglas mencionadas en el capítulo anterior. En cada uno de estos diagramas se elige la dirección del tiempo de manera vertical, de abajo hacia arriba y p_1, p_2, q_1, q_2 son los cuadrimomentos de los neutrinos en cada evento y la métrica es $(+, -, -, -)$. Se calculan las secciones eficaces para el caso de neutrinos muónicos, que no presentan interacción de CC.

En los siguientes cálculos aparecen diferentes combinaciones de las constantes de acoplamiento de los neutrinos con los bosones Z y Z' , por lo tanto para facilitar la lectura en la Tabla 3 se definen las nuevas constantes.

Los cálculos de las secciones eficaces se realizan en el sistema CM, donde la cinemática del proceso es:

$$\begin{aligned} p_1 &= (E_\nu, 0, 0, p), \\ q_1 &= (E_\nu, 0, 0, -p), \\ p_2 &= (E_\nu, -p \sin \theta, 0, -p \cos \theta), \\ q_2 &= (E_\nu, p \sin \theta, 0, p \cos \theta), \end{aligned} \tag{4.1}$$

con los productos de los cuadrimomentos

$$\begin{aligned} (p_1 \cdot q_1) &= 2E_\nu^2 - m^2, \\ (p_2 \cdot q_2) &= 2E_\nu^2 - m^2, \\ (p_1 \cdot q_2) &= E_\nu^2 - (E_\nu^2 - m^2) \cos \theta, \\ (p_2 \cdot q_1) &= E_\nu^2 - (E_\nu^2 - m^2) \cos \theta, \\ (q_1 \cdot q_2) &= E_\nu^2 + (E_\nu^2 - m^2) \cos \theta, \\ (p_1 \cdot p_2) &= E_\nu^2 + (E_\nu^2 - m^2) \cos \theta. \end{aligned} \tag{4.2}$$

$g_V = g_L + g_R$	$G = g_L^2 + g_R^2$
$b_V = b_L + b_R$	$S = b_L^2 + b_R^2$
$g_A = g_L - g_R$	$J = g_L g_R$
$b_V = b_L - b_R$	$B = b_L b_R$
$A = \frac{g}{2C_W M_Z}$	$H = b_V g_V + b_A g_A$
$T = \frac{g}{2C_W M_{Z'}}$	$R = b_V g_A + b_A g_V$
$\gamma = A^2(G^2 + 4J^2) + 2AT(H^2 + R^2) + T(S^2 + 4B^2)$ $\beta = A^2(G^2 - 4J^2) + 2AT(H^2 - R^2) + T(S^2 - 4B^2)$ $\rho = A^2 G^2 + 2AH^2 T + S^2 T^2$	

Tabla 3. Definiciones de las constantes usadas en los cálculos de las secciones eficaces.

En el LRSM el neutrino es una partícula masiva, en consecuencia la energía al cuadrado de centro de masa y el momento son:

$$s = (p_1 + q_1)^2 = 4E_\nu^2, \quad (4.3)$$

$$p^2 = E_\nu^2 - m^2. \quad (4.4)$$

En la siguiente sección se procede al cálculo de la sección eficaz.

4.1. Sección Eficaz $\nu_\mu + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \nu_\mu$ para Neutrinos de Dirac

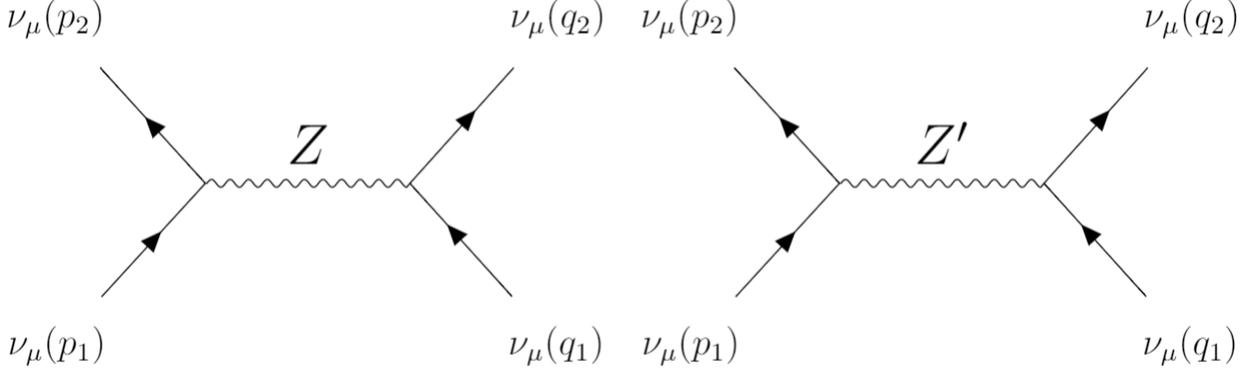


Figura 4.1: Diagramas de Feynman de la dispersión elástica neutrino-neutrino.

De acuerdo con las Reglas de Feynman explicadas en la sección 3.1.1, la amplitud de dispersión \mathcal{M} para neutrinos de Dirac es

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} = & \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) + g_R \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
 & \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1) + g_R \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)] \\
 & + \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) + b_R \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_{Z'}^2} \right) \\
 & \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1) + b_R \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)], \tag{4.5}
 \end{aligned}$$

donde $C_W = \cos \theta_W$, θ_W es el ángulo de Weinberg, $u(p)$ es un espinor. La amplitud de dispersión puede escribirse como una suma de amplitudes de dispersión provenientes de las interacciones con los bosones Z y Z' , $\mathcal{M} = \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_{Z'}$. De la ecuación (4.5) se encuentra $|\overline{\mathcal{M}}|^2$:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 16[\gamma(p_1 \cdot q_1)(p_2 \cdot q_2) + \beta(p_1 \cdot q_2)(p_2 \cdot q_1) + \rho(2m^4 - m^2 \{(p_1 \cdot p_2) + (q_1 \cdot q_2)\})]. \tag{4.6}$$

Finalmente, se calcula la sección eficaz reemplazando la ecuación (4.6) en la ecuación (3.1) y se realiza la integral de ángulo sólido

$$\sigma_D(E_\nu, m, M_{Z'}) = \frac{4E_\nu^4(\beta + 3\gamma) - 2E_\nu^2 m^2(\beta + 6\gamma + 3\rho) + m^4(\beta + 3\gamma + 6\rho)}{12\pi E_\nu^2}. \tag{4.7}$$

La ecuación (4.7) es la sección eficaz para neutrinos de Dirac, la cual depende de la masa del nuevo bosón, además de la energía y la masa del neutrino (para el cálculo detallado véase el Apéndice C).

4.2. Sección Eficaz $\nu_\mu + \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \nu_\mu$ para Neutrinos de Majorana

De acuerdo con las Reglas de Feynman explicadas en la sección 3.1.2, se procede a construir la amplitud de dispersión para neutrinos de Majorana, considerando que el campo de éste no necesita neutrinos derechos ($\phi = \phi_L + \phi_L^c$) y que el neutrino es su misma antipartícula

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} = & \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) - g_L \bar{v}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1) - g_L \bar{v}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_1)] \\
& + \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) - b_L \bar{v}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_{Z'}^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1) - b_L \bar{v}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_1)],
\end{aligned} \tag{4.8}$$

debido a que el neutrino es el mismo antineutrino se tiene que [47]

$$\bar{v}_f \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_i = \bar{u}_f \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u_i, \tag{4.9}$$

causando un cambio en la ecuación (4.8),

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} = & \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) - g_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1) - g_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)] \\
& + \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) - b_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_{Z'}^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1) - b_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)],
\end{aligned} \tag{4.10}$$

lo cual es análogo a decir que para neutrinos de Majorana, $g_R = -g_L$ y $b_R = -b_L$. A continuación se procede a calcular $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ de manera análoga al caso anterior dando como resultado

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 256(Ag_L^2 + Tb_L^2)^2 [m^2 \{(p_1 \cdot p_2) + (q_1 \cdot q_2)\} + (p_1 \cdot q_2)(p_2 \cdot q_1) + (p_1 \cdot p_2)(q_1 \cdot q_2) + 2m^4]. \quad (4.11)$$

Por lo tanto, la sección eficaz de este proceso es

$$\sigma_M(E_\nu, m, M_{Z'}) = \frac{8(Ag_L^2 + Tb_L^2)^2 (8E_\nu^4 - 4E_\nu^2 m^2 + 5m^4)}{3\pi E_\nu^2}. \quad (4.12)$$

La ecuación (4.12) es la sección eficaz para neutrinos de Majorana.

En el capítulo 3 se explicó la razón por la cual es necesario un modelo que sea una extensión del ME que describa como es la masa de los neutrinos, imponiendo la necesidad de incluir nuevos bosones mediadores. Diversos estudios referentes a la masa del Z' estiman que es del orden de los TeV [48, 49, 50] ya que no se ha observado, por lo tanto, para los siguientes análisis se considera que $M_{Z'} = 1$ TeV y para la masa del neutrino $m_{\nu_\mu} = 0,19$ MeV [51].

La figura 4.2 muestra la sección eficaz para la dispersión elástica entre neutrinos en función de la energía. Se observa como la sección eficaz de este proceso es diferente para partículas de Majorana y de Dirac, por lo tanto sería posible determinar la naturaleza de los neutrinos mediante estas secciones eficaces. Sin embargo, a pesar de que si existe una diferencia entre las secciones eficaces, estas conllevan un gran reto experimental debido al orden de magnitud; si se consideran neutrinos con una energía de 10 GeV, la diferencia de $\sigma_M - \sigma_D$ es de $2,81 \times 10^{-10}$ fm². Ambas gráficas presentan un comportamiento creciente de manera parabólica, esto debido a que las secciones eficaces son más grandes a medida que la energía incrementa. En consecuencia, para realizar mediciones donde la separación de las secciones eficaces es mayor, es necesario estudiar las regiones de altas energías.

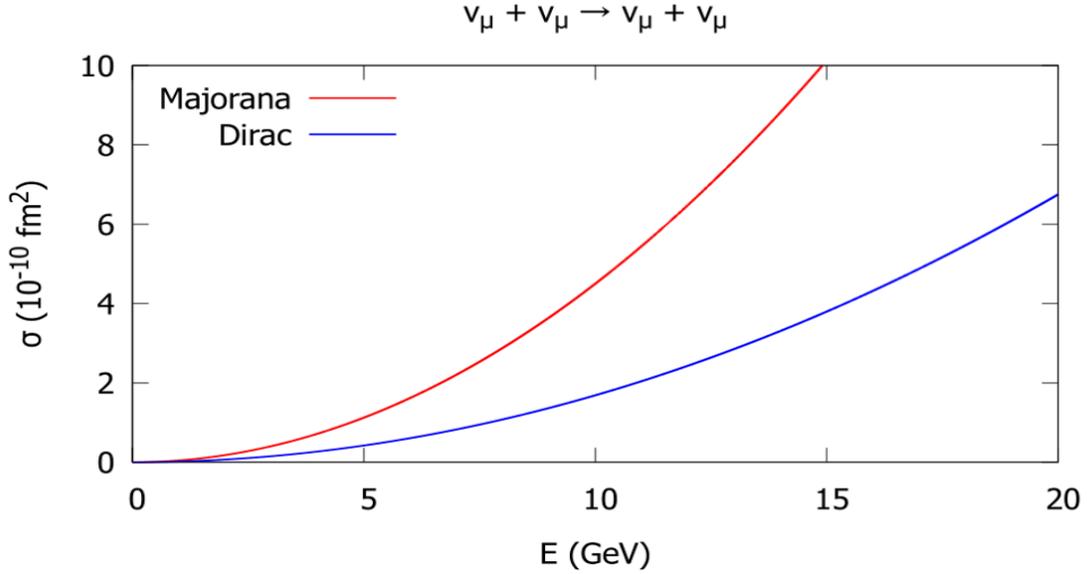


Figura 4.2: Secciones eficaces de la dispersión neutrino-neutrino para las naturalezas de Dirac y Majorana. De estas se puede observar el comportamiento creciente de la sección eficaz como función de la energía de los neutrinos en el sistema CM.

Las secciones eficaces calculadas hasta el momento tienen E_ν en el denominador, por lo tanto, al estudiar las regiones de bajas energías se observa cómo la sección eficaz aumenta al punto que puede ser infinita (lo cual no es posible), esto implica la existencia de una restricción energética para los cálculos. La energía de CM tiene una contribución de la masa y del momento lineal de las partículas, por lo tanto si se consideran neutrinos masivos que no sean ultrarelativistas se tiene que

$$s(E_\nu) = s(p \rightarrow 0, m_{\nu_\mu}) = 4E_\nu^2(p \rightarrow 0, m_{\nu_\mu}) = 4m_{\nu_\mu}^2. \quad (4.13)$$

La ecuación (4.13) establece que para neutrinos masivos con $p \ll m_{\nu_\mu}$, su energía mínima es la energía en reposo; lo que hace imposible estudiar neutrinos por debajo de $E_\nu = m_{\nu_\mu}c^2$. Por otro lado, neutrinos de muy bajas energías que no tengan masa, remueven la asíntota en el origen del eje de coordenadas. En consecuencia, las secciones eficaces calculadas tienen sentido físico para energías mayores a la energía en reposo de los neutrinos.

4.3. Sección Eficaz $\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu$ para Antineutrinos de Dirac

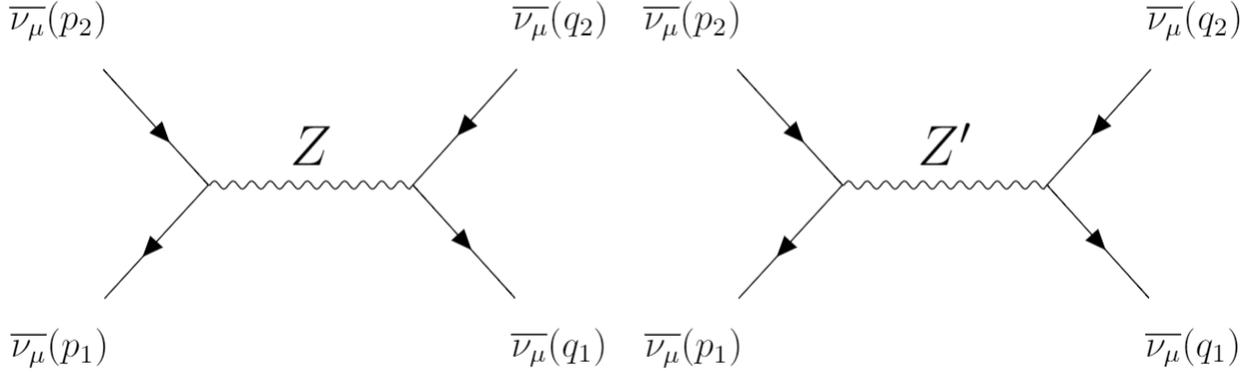


Figura 4.3: Diagramas de Feynman de la dispersión elástica antineutrino-antineutrino.

La amplitud de dispersión \mathcal{M} para antineutrinos de Dirac es

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} = & \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{v}(q_1) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(q_2) + g_R \bar{v}(q_1) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) v(q_2)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_2) + g_R \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) v(p_2)] \\
& + \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{v}(q_1) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(q_2) + b_R \bar{v}(q_1) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) v(q_2)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_{Z'}^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_2) + b_R \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) v(p_2)]. \tag{4.14}
\end{aligned}$$

La amplitud de dispersión de este proceso tiene la misma forma que la ecuación (4.8), con la diferencia en los espinores, ya que se consideran antipartículas. Se observa que los diagramas de Feynman de la figura 4.3, son una rotación de los diagramas de la figura 4.1, además de usar la misma cinemática, por lo que al desarrollar el cálculo de la sección eficaz de este proceso, el resultado será igual al de la ecuación (4.7)

$$\sigma_D(E_\nu, m, M_{Z'}) = \frac{4E_\nu^4(\beta + 3\gamma) - 2E_\nu^2 m^2(\beta + 6\gamma + 3\rho) + m^4(\beta + 3\gamma + 6\rho)}{12\pi E_\nu^2}. \tag{4.15}$$

De este resultado se observa que la sección eficaz de neutrinos es idéntica a la de antineutrinos, pareciendo este resultado una prueba de la violación CP, sin embargo, no lo es. El LRSM admite la violación CP [52], lo que realmente significa es que las

secciones eficaces son idénticas independientemente del tipo de partícula. Visto de una manera clásica es análogo a comparar en un caso el choque entre dos automóviles de una marca con otro choque de dos automóviles de una marca distinta que tienen las mismas dimensiones, pesos y velocidades, las secciones eficaces serían idénticas pero no significa que todos los vehículos son iguales.

4.4. Sección Eficaz $\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu$ para Antineutrinos de Majorana

La amplitud de dispersión para la sección eficaz de antineutrinos de Majorana es

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} = & \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{v}(q_1) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(q_2) - g_L \bar{v}(q_1) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) v(q_2)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_2) - g_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) v(p_2)] \\
& + \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{v}(q_1) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(q_2) - b_L \bar{v}(q_1) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) v(q_2)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_2) - b_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) v(p_2)].
\end{aligned} \tag{4.16}$$

El cálculo de la sección eficaz es análogo al de la sección 4.2, por lo que el resultado es

$$\sigma_M(E_\nu, m, M_{Z'}) = \frac{8(Ag_L^2 + Tb_L^2)^2 (8E_\nu^4 - 4E_\nu^2 m^2 + 5m^4)}{3\pi E_\nu^2}. \tag{4.17}$$

Como se mencionó en la sección anterior, los diagramas de Feynman de este proceso son una rotación de los diagramas para la dispersión de neutrinos con la misma cinemática, causando que la sección eficaz será igual a la ecuación (4.12). En consecuencia, el análisis de este proceso es análogo al presentado en la sección 4.2.

4.5. Sección Eficaz $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ para Neutrinos de Dirac

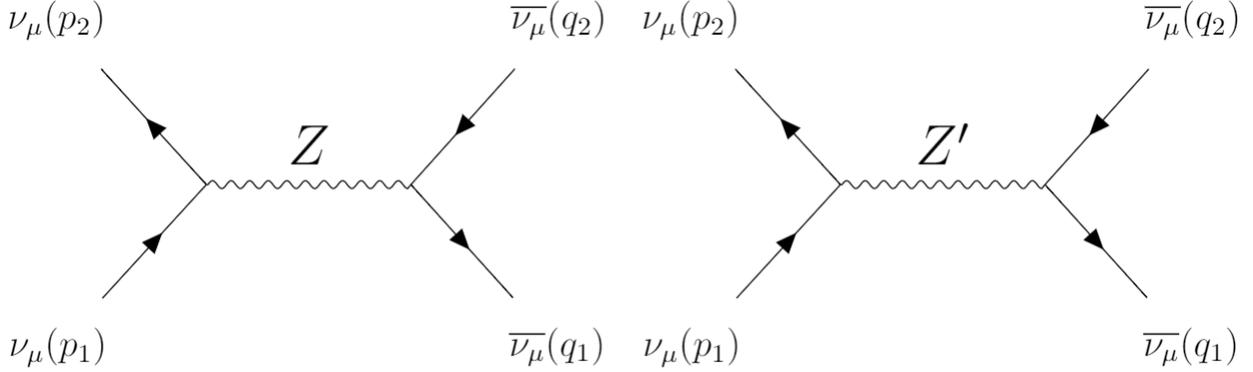


Figura 4.4: Diagramas de Feynman de aniquilación-creación neutrino-antineutrino.

La amplitud de dispersión \mathcal{M} de este proceso es

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} = & \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) + g_R \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
 & \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_2) + g_R \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) v(p_2)] \\
 & + \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) + b_R \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) v(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
 & \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_2) + b_R \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) v(p_2)].
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

De la ecuación (4.18) se obtiene que

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = 16[\gamma(p_1 \cdot q_2)(p_2 \cdot q_1) + \beta m^2((p_1 \cdot q_1) + (p_2 \cdot q_2)) + \rho(2m^4 - m^2 \{(q_1 \cdot q_2) + (p_1 \cdot p_2)\})], \tag{4.19}$$

por lo tanto la sección eficaz es

$$\sigma_D(E_\nu, m, M_{Z'}) = \frac{4E_\nu^4(3\beta + \gamma) - 2E_\nu^2 m^2(6\beta + \gamma + 3\rho) + m^4(3\beta + \gamma + 6\rho)}{12\pi E_\nu^2}. \tag{4.20}$$

Nótese que la ecuación (4.20) es diferente de las secciones eficaces para neutrinos de Dirac calculados anteriormente, esto debido a que el proceso que se estudia es una aniquilación y creación de pares, lo cual es diferente a un proceso de dispersión elástica entre partículas o antipartículas. Por lo cual ya no existe un caso clásico que sea análogo a este proceso debido al tipo de interacción.

4.6. Sección Eficaz $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ para Neutrinos de Majorana

La amplitud de dispersión \mathcal{M} de este proceso es

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) - g_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\ & \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_2) - g_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) v(p_2)] \\ & + \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) - b_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) v(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\ & \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_2) - b_L \bar{v}(p_1) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) v(p_2)]. \end{aligned} \quad (4.21)$$

De la ecuación (4.21) se obtiene que

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 256(Ag_L^2 + Tb_L^2)^2 [m^2 \{(p_1 \cdot p_2) + (q_1 \cdot q_2)\} + (p_1 \cdot q_2)(p_2 \cdot q_1) + (p_1 \cdot p_2)(q_1 \cdot q_2) + 2m^4], \quad (4.22)$$

de manera que la sección eficaz respectiva es

$$\sigma_M(E_\nu, m, M_{Z'}) = \frac{8(Ag_L^2 + Tb_L^2)^2 (8E_\nu^4 - 4E_\nu^2 m^2 + 5m^4)}{3\pi E_\nu^2}. \quad (4.23)$$

Este resultado es idéntico a las ecuaciones (4.12) y (4.17), corroborando que para neutrinos de Majorana es irrelevante si son neutrinos o antineutrinos, no existe una distinción entre ellos, siendo esta la principal característica de una partícula con esta naturaleza. Adicionalmente como sucede en el doble decaimiento beta sin neutrinos, los neutrinos emitidos son aniquilados espontáneamente; por lo tanto en cada uno de los procesos estudiados anteriormente que involucran la naturaleza de Majorana, se pueden considerar como una aniquilación y creación de pares.

En la figura 4.5 se pueden ver las secciones eficaces para las naturalezas de Dirac y Majorana referentes a este proceso, las cuales presentan un comportamiento muy parecido a las mostradas en la figura 4.2.

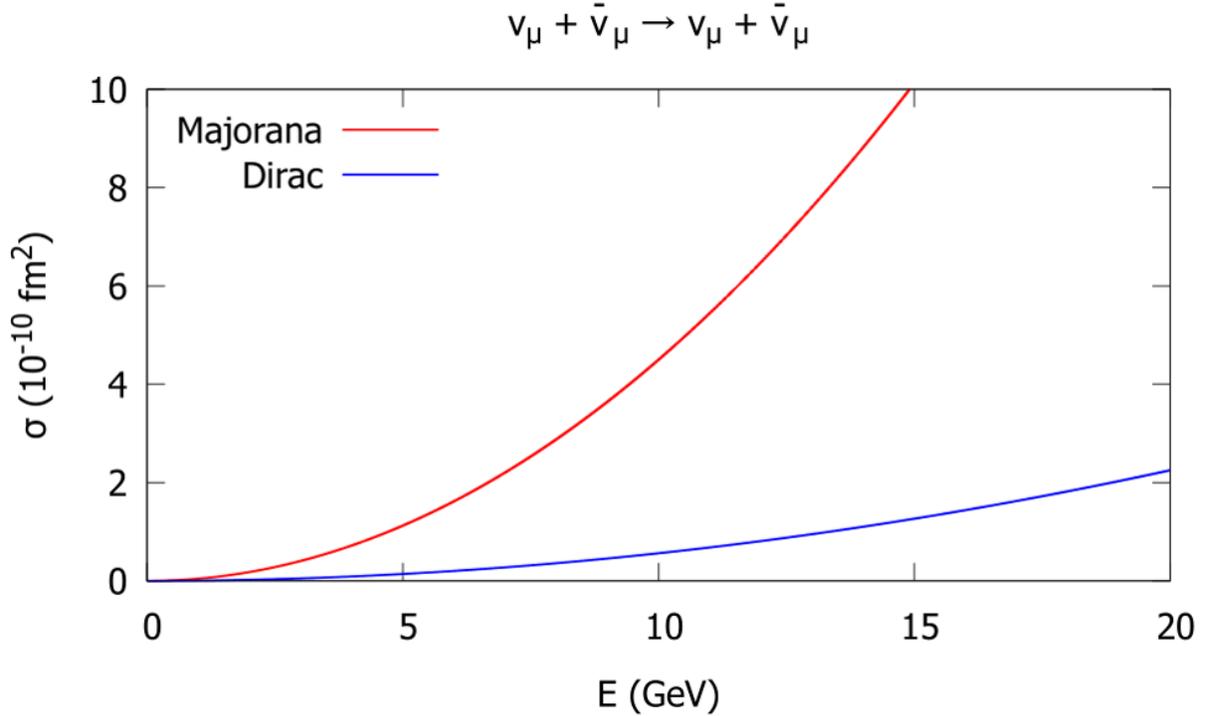


Figura 4.5: Secciones eficaces de la aniquilación neutrino-antineutrino para las naturalezas de Dirac y Majorana. De estas se puede observar el comportamiento creciente de la sección eficaz como función de la energía de los neutrinos en el sistema CM, pero con una diferencia mayor entre estas.

Sin embargo, se puede observar que para este caso $\sigma_M - \sigma_D$ es de $3,94 \times 10^{-10} \text{ fm}^2$, siendo este valor mayor a la diferencia entre las secciones eficaces para la dispersión entre neutrinos. Lo anterior permite concluir que este proceso de aniquilación y creación de pares, en la medida que se puedan alcanzar mayores energías, el $\Delta\sigma$ incrementa facilitando diferenciar las secciones eficaces de ambas naturalezas más que la dispersión entre neutrinos.

4.7. Análisis de la Masa del Z' y del ν

Todas las secciones eficaces estudiadas hasta el momento son interacciones de CN, en donde a través de los diagramas de Feynman se puede observar que existe una contribución dada por el bosón Z y otra dada por el Z' , permitiendo que cada amplitud

de dispersión se pueda escribir de la forma $\mathcal{M} = \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_{Z'}$. Adicionalmente, para \mathcal{M}_Z y $\mathcal{M}_{Z'}$ se observa que ambos términos son inversamente proporcionales M_Z y $M_{Z'}$ respectivamente, lo que significa que para valores muy grandes de la masa del nuevo bosón, la contribución derecha es cada vez menor. Si se escribe la amplitud de dispersión Estándar coincide en una muy buena aproximación con la amplitud de dispersión para neutrinos de Dirac en el LRSM con $M_{Z'}$ muy grande.

Las figuras 4.6 y 4.7 muestran como se aproxima cada vez más la sección eficaz de la dispersión y aniquilación respectivamente para neutrinos de Dirac a la del ME considerando distintos valores de $M_{Z'}$.

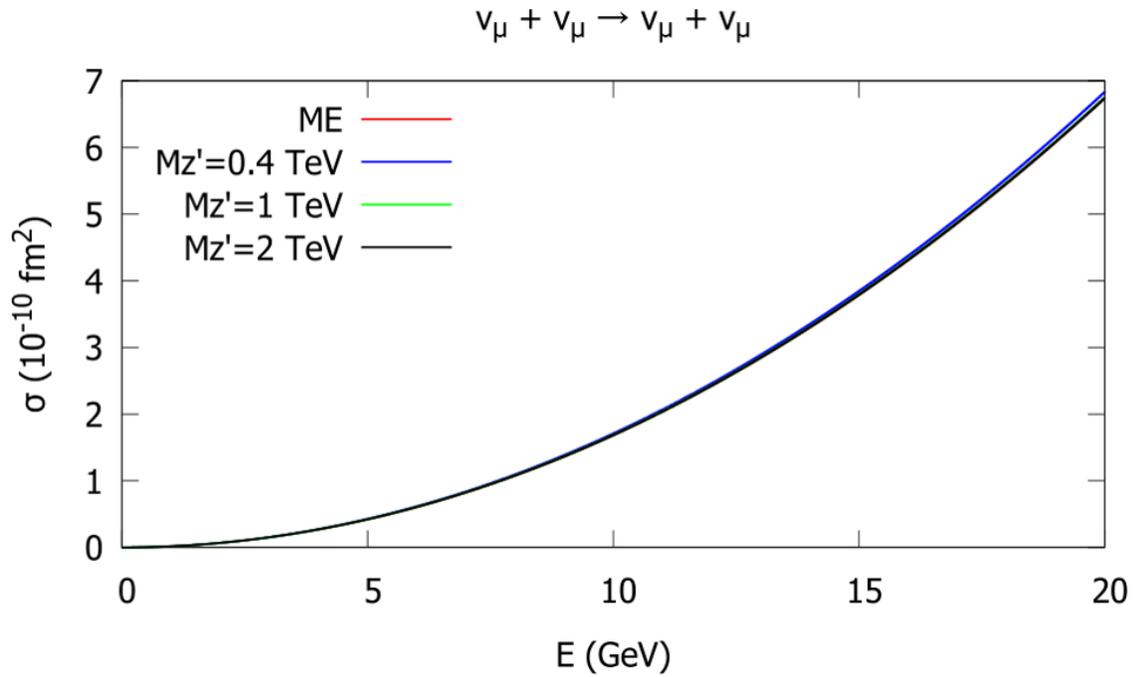


Figura 4.6: Sección eficaz neutrino-neutrino para distintos valores de la masa del Z' , se observa cómo se aproxima cada vez más el LRSM al ME a medida que se consideran valores más grandes de $M_{Z'}$.

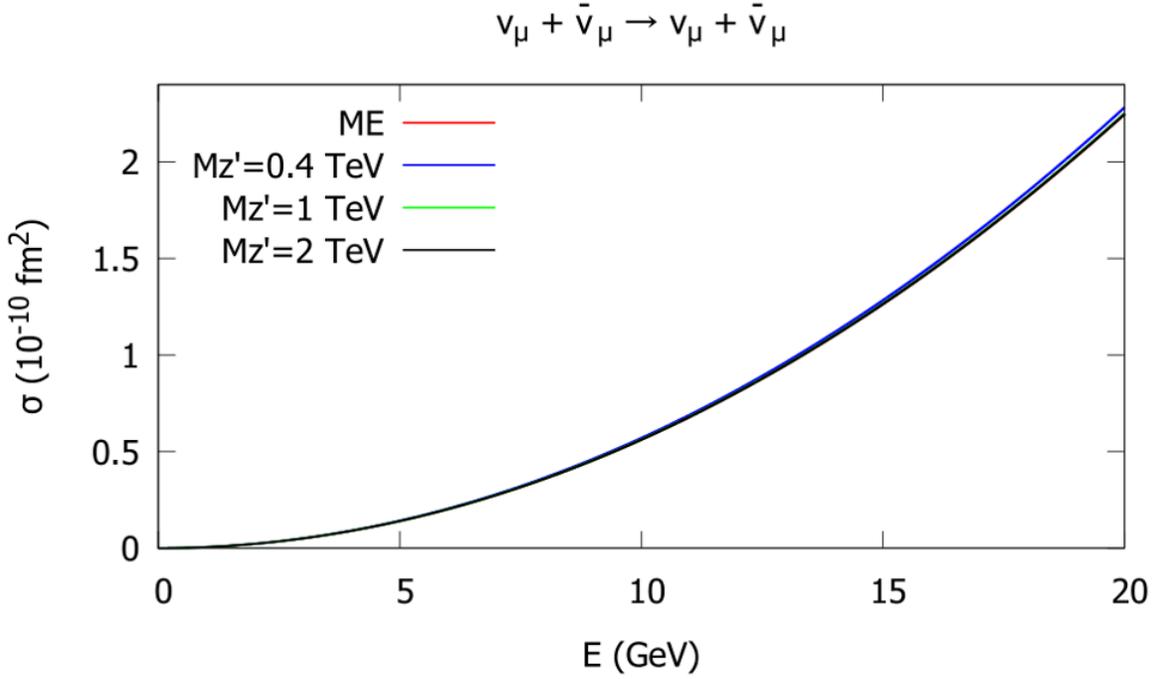


Figura 4.7: De manera análoga a la dispersión entre neutrinos, la sección eficaz neutrino-antineutrino muestra cómo se aproxima cada vez más el LRSM al ME a medida que se consideran valores más grandes de $M_{Z'}$.

Estos resultados muestran que determinar la masa del Z' mediante este medio es muy complejo ya que la separación entre las secciones eficaces del ME y el LRSM para neutrinos de Dirac es muy pequeña y exige una muy buena resolución en las mediciones de un experimento.

Por otro lado resulta aún más complejo estudiar la masa de los neutrinos mediante secciones eficaces. Las ecuaciones (4.7), (4.12), (4.15), (4.17), (4.20) y (4.23) contienen la energía y la masa del neutrino elevadas a potencias en el numerador, y considerando que se busca estudiar neutrinos a muy altas energías para incrementar la sección eficaz, la contribución de la masa del neutrino es casi nula en esta. La única manera de tener una contribución apreciable en la sección eficaz para las energía estudiadas en este trabajo, es que su masa esté en el orden de los GeV, lo cual no es posible. Por lo tanto, mediante procesos de dispersión y aniquilación entre neutrinos en el LRSM estudiar su masa conlleva un gran reto experimental.

4.8. Sección Eficaz $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$

Debido a este gran reto experimental causado por la interacción tan débil entre neutrinos, se puede estudiar las dispersiones entre neutrinos y otras partículas cuyas interac-

ciones faciliten las mediciones. Un ejemplo muy bien conocido en el ME es la dispersión elástica entre neutrinos y electrones, por ende, estudiar esta interacción en el LRSM también puede ayudar a determinar si existe diferencia entre las secciones eficaces para neutrinos de Dirac y Majorana.

En la figura 4.8 se aprecian las secciones eficaces del proceso neutrino-electrón en el ME y en LRSM para naturalezas de Dirac y Majorana. El LRSM muestra que para este proceso la sección eficaz para partículas de Majorana es inferior a la de Dirac e igualmente inferior a las del ME; además de la similitud entre la interacción para partículas de Dirac en el LRSM y el ME (lo que es consistente con los cálculos anteriores). Por otro lado, la diferencia entre las secciones eficaces de ambas naturalezas es menos notorio para este proceso si consideramos energías de 10 GeV, lo que demuestra de entre los cálculos realizados hasta el momento, es más óptimo estudiar la aniquilación y creación de pares entre neutrinos para determinar su naturaleza.

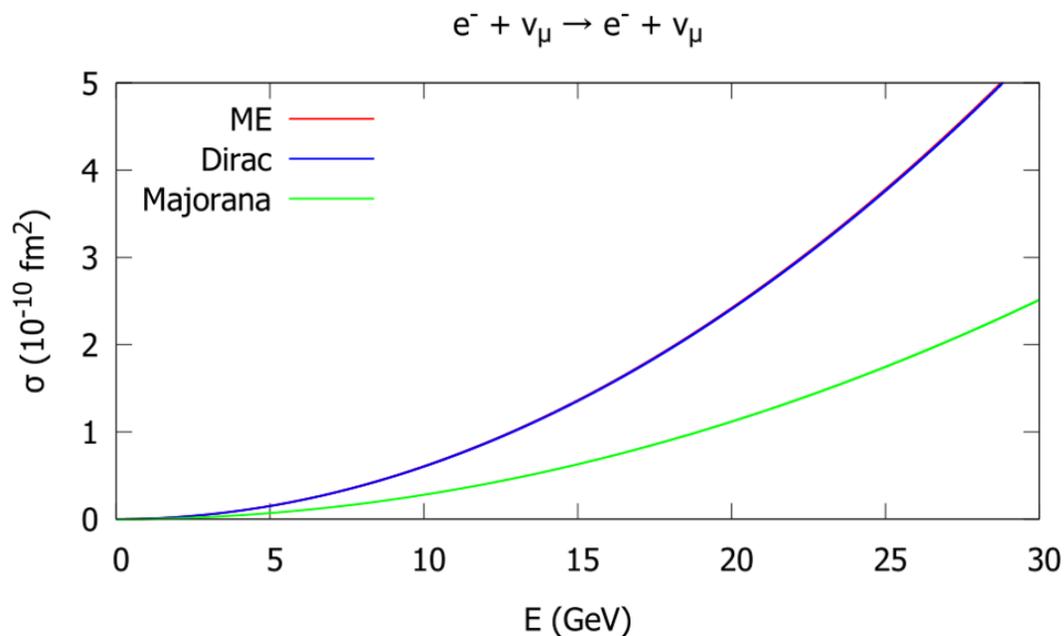


Figura 4.8: En el proceso de dispersión neutrino-electrón se observa que las secciones eficaces preservan el mismo comportamiento que las secciones eficaces calculadas anteriormente, además de la similitud entre las dispersiones del ME y neutrinos de Dirac.

Este trabajo plantea una alternativa para determinar la naturaleza de los neutrinos, sin embargo es importante resaltar la importancia de la dinámica del sistema planteado. Los experimentos de secciones eficaces normalmente consisten en partículas incidiendo en un blanco que está en reposo con un detector para estudiar la interacción. Pero existe una manera de incrementar la sección eficaz modificando el sistema. Si se consideran haces de partículas propagándose en direcciones opuestas incidiendo en un detector, la

energía del CM recibe una contribución de las masas en reposo y de la energía cinética de estas, incrementando en varios ordenes de magnitud la sección eficaz. Esto puede ser mostrado en la figura 4.9 con la sección eficaz neutrino-electrón que predice el ME, donde la energía cinética del neutrino es mucho mayor a la del electrón.

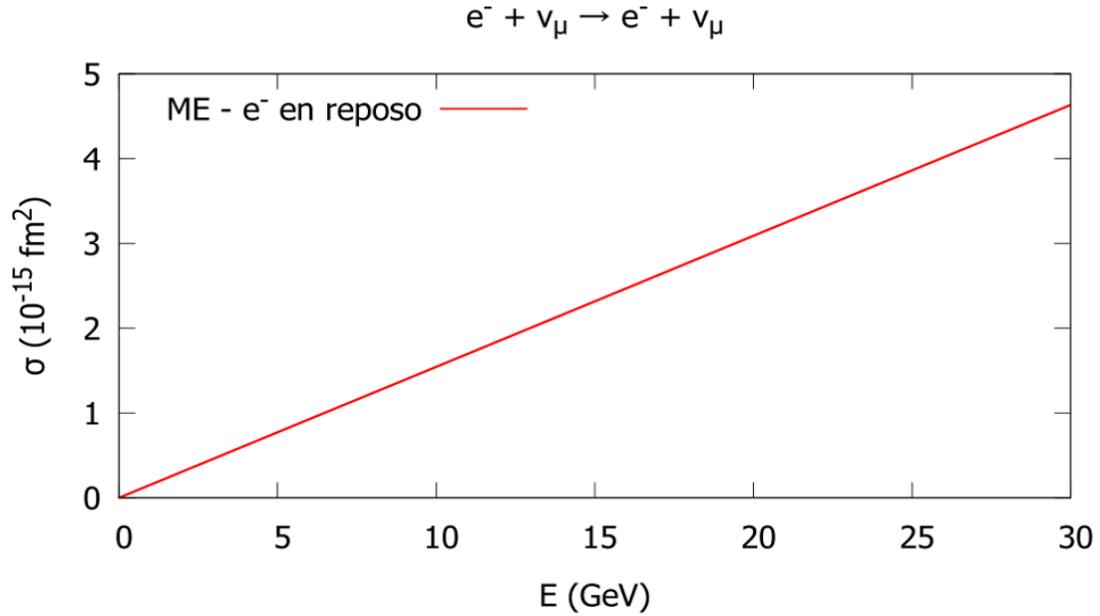


Figura 4.9: Sección eficaz neutrino-electrón en el ME.

De la sección eficaz en el ME entre neutrino-electrón calculada en [18], [20], [21] y [53] se observa la diferencia en los ordenes de magnitud de la sección eficaz en comparación con las de la figura 4.8. Esto debido a lo mencionado antes, al incrementar el valor de la energía de CM considerando un sistema simétrico donde ambas partículas viajan e interactúan en un punto intermedio, la sección eficaz incrementará de manera considerable facilitando la medición de los experimentos.

Capítulo 5

Conclusiones

Los neutrinos son partículas muy enigmáticas que se han caracterizado por su comportamiento tan extraordinario, siendo esta la posible ventana a una mejor comprensión de la naturaleza. Teniendo en cuenta que el ME no es suficiente para describir su comportamiento y es incapaz de incluir neutrinos masivos, se afirma el hecho de que existe física más allá que no ha sido probada y que puede dar respuesta a preguntas que no han sido contestadas. En consecuencia, para este trabajo se ha estudiado un Lagrangiano que es una extensión del ME con nuevas interacciones simétricas a través de nuevos bosones, permitiendo considerar los procesos de dispersión y aniquilación de interés, lo que nos permite concluir que si se puede determinar la naturaleza de los neutrinos a través de secciones eficaces en el LRSM.

Nuevas simetrías como las que plantea el LRSM permiten obtener mas información respecto a la masa de los neutrinos, sin embargo, es una tarea muy ardua desde el punto de vista experimental debido a la débil interacción que experimentan, lo cual fuerza el desarrollo de nuevos modelos y métodos experimentales adicionales para alcanzar una mejor comprensión de estos. El LRSM estudia de una manera muy elegante la física de neutrinos, pero es un modelo que aún no está comprobado que funcione debido a que los bosones W_R y Z' no han sido observados.

El LRSM es una extensión que cumple lo establecido por el ME, donde cantidades muy bien definidas y medidas como lo es la carga del electrón y las constantes de acoplamiento de los leptones estudiados se mantienen invariantes. Debido a esto se establece que diferenciar la sección eficaz de neutrinos de Dirac en el LRSM con los neutrinos Estándar es muy complejo, ya que al considerar valores muy elevados de $M_{Z'}$, estas coinciden de una manera muy bien aproximada.

Se pudo verificar que el sistema CM es muy útil para incrementar las secciones eficaces debido a la contribución energética por parte de la masa en reposo y la energía cinética, pero es importante usar procesos que faciliten diferenciar la naturaleza de los neutrinos, por lo tanto de entre los procesos estudiados el más óptimo para determi-

nar la naturaleza del neutrino es la aniquilación y creación de pares entre neutrinos y antineutrinos.

Apéndice A

Matrices de Pauli, Gamma y Teoremas de Trazas

A.1. Matrices de Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \sigma_3^2 = 1 \quad (\text{A.4})$$

A.2. Matrices Gamma

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

$$\gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

$$\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \quad (\text{A.10})$$

$$(\gamma^5)^2 = 1 \quad (\text{A.11})$$

$$\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$\gamma^0\gamma^0 = 1 \quad (\text{A.13})$$

$$\gamma_\mu\gamma^\nu = 4 \quad (\text{A.14})$$

$$\gamma_\mu\gamma^\nu\gamma^\mu = -2\gamma^\nu \quad (\text{A.15})$$

$$\gamma_\mu\gamma^\nu\gamma\gamma^\mu = 4g^{\nu\lambda} \quad (\text{A.16})$$

$$\gamma_\mu\gamma^\nu\gamma\gamma^\sigma\gamma^\mu = -2\gamma^\sigma\gamma\gamma^\nu \quad (\text{A.17})$$

$$a_\mu\gamma^\mu = \not{a} \quad (\text{A.18})$$

$$\gamma^0\gamma^{\mu\dagger}\gamma^0 = \overline{\gamma^\mu} \quad (\text{A.19})$$

$$\bar{u}(p) = u^\dagger(p)\gamma^0 \quad (\text{A.20})$$

A.3. Trazas

$$\text{Tr}(\text{número impar de matrices } \gamma^\mu) = 0 \quad (\text{A.21})$$

$$\text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu) = 4g^{\mu\nu} \quad (\text{A.22})$$

$$\text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma) = 4(g^{\mu\nu} g^{\lambda\sigma} - g^{\mu\lambda} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\lambda}) \quad (\text{A.23})$$

$$\text{Tr}(\gamma^5) = 0 \quad (\text{A.24})$$

$$\text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu) = 0 \quad (\text{A.25})$$

$$\text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu) = 0 \quad (\text{A.26})$$

$$\text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\sigma) = 4i\epsilon^{\mu\nu\sigma} \quad (\text{A.27})$$

$$\text{Tr}(a\cancel{b}) = 4a \cdot b \quad (\text{A.28})$$

$$\text{Tr}(\gamma^5 a\cancel{b}) = 0 \quad (\text{A.29})$$

$$\text{Tr}(\gamma^5 \cancel{a}\cancel{b}\cancel{c}\cancel{d}) = 4i\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} a_\mu b_\nu c_\lambda d_\sigma \quad (\text{A.30})$$

$$\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\tau} = -2(\delta_\rho^\lambda \delta_\tau^\sigma - \delta_\tau^\lambda \delta_\rho^\sigma) \quad (\text{A.31})$$

$$(\text{A.32})$$

Apéndice B

Lagrangiano de CN del LRSM

En este apéndice se calcula detalladamente el Lagrangiano de CN (2.22) del LRSM. Partiendo del Lagrangiano que contiene las interacciones para leptones con los campos A^μ y B^μ

$$\mathcal{L}_l = -\frac{1}{2}\overline{l_L}(g\mathcal{A}_L \cdot \tau_n - g''\mathcal{B})l_L - \frac{1}{2}\overline{l_R}(g\mathcal{A}_R \cdot \tau_n - g''\mathcal{B})l_R, \quad (\text{B.1})$$

se reemplazan las matrices τ_n , obteniendo

$$\mathcal{L}_l = -\frac{1}{2}\overline{l_L}(g(\mathcal{A}_{1L}, \mathcal{A}_{2L}, \mathcal{A}_{3L}) \cdot (\tau_1, \tau_2, \tau_3) - g''\mathcal{B})l_L - \frac{1}{2}\overline{l_R}(g(\mathcal{A}_{1R}, \mathcal{A}_{2R}, \mathcal{A}_{3R}) \cdot (\tau_1, \tau_2, \tau_3) - g''\mathcal{B})l_R, \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2}\overline{l_L}(g\mathcal{A}_{1L} \cdot \tau_1 + g\mathcal{A}_{2L} \cdot \tau_2 + g\mathcal{A}_{3L} \cdot \tau_3 - g''\mathcal{B})l_L \\ & - \frac{1}{2}\overline{l_R}((g\mathcal{A}_{1R} \cdot \tau_1 + g\mathcal{A}_{2R} \cdot \tau_2 + g\mathcal{A}_{3R} \cdot \tau_3 - g''\mathcal{B})l_R, \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2}\overline{l_L}(g\mathcal{A}_{1L} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + g\mathcal{A}_{2L} \cdot \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + g\mathcal{A}_{3L} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - g''\mathcal{B})l_L \\ & - \frac{1}{2}\overline{l_R}((g\mathcal{A}_{1R} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + g\mathcal{A}_{2R} \cdot \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + g\mathcal{A}_{3R} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - g''\mathcal{B})l_R, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l = & -\frac{1}{2}\overline{l_L} \begin{pmatrix} g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B} & g(\mathcal{A}_{1L} - i\mathcal{A}_{2L}) \\ g(\mathcal{A}_{1L} + i\mathcal{A}_{2L}) & -g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B} \end{pmatrix} l_L \\ & - \frac{1}{2}\overline{l_R} \begin{pmatrix} g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B} & g(\mathcal{A}_{1R} - i\mathcal{A}_{2R}) \\ g(\mathcal{A}_{1R} + i\mathcal{A}_{2R}) & -g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B} \end{pmatrix} l_R. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Separando los términos de las diagonales se obtienen los Lagrangianos de CC y CN

$$\mathcal{L}_l = \mathcal{L}_{L,R}^{CC} + \mathcal{L}_{L,R}^{CN}, \quad (\text{B.6})$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CC} = & -\frac{1}{2}\overline{l_L} \begin{pmatrix} 0 & g(\mathcal{A}_{1L} - i\mathcal{A}_{2L}) \\ g(\mathcal{A}_{1L} + i\mathcal{A}_{2L}) & 0 \end{pmatrix} l_L \\ & -\frac{1}{2}\overline{l_R} \begin{pmatrix} 0 & g(\mathcal{A}_{1R} - i\mathcal{A}_{2R}) \\ g(\mathcal{A}_{1R} + i\mathcal{A}_{2R}) & 0 \end{pmatrix} l_R, \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CN} = & -\frac{1}{2}\overline{l_L} \begin{pmatrix} g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B} & 0 \\ 0 & -g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B} \end{pmatrix} l_L \\ & -\frac{1}{2}\overline{l_R} \begin{pmatrix} g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B} & 0 \\ 0 & -g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B} \end{pmatrix} l_R. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Desarrollando el producto de matrices de la ecuación (B.8) para la primera familia de leptones, se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CN} = & -\frac{1}{2}(\overline{\nu_L}(g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B})\nu_L + \overline{e_L}(-g\mathcal{A}_{3L} - g''\mathcal{B})e_L \\ & \overline{\nu_R}(g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B})\nu_R + \overline{e_R}(-g\mathcal{A}_{3R} - g''\mathcal{B})e_R). \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Al reemplazar las ecuaciones (2.15),(2.16) y (2.17) en la ecuación (B.9) el Lagrangiano se reescribe de la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L,R}^{CN} = & -\frac{1}{2}(\overline{\nu_L}[g(\sin\theta'\mathcal{A} + \cos\theta_W\mathcal{Z}) - g''(\cos\theta_W\cos\theta'\mathcal{A} - \sin\theta_W\cos\theta'\mathcal{Z} + \sin\theta'\mathcal{Z}')] \nu_L \\ & + \overline{e_L}[-g(\sin\theta'\mathcal{A} + \cos\theta_W\mathcal{Z}) - g''(\cos\theta_W\cos\theta'\mathcal{A} - \sin\theta_W\cos\theta'\mathcal{Z} + \sin\theta'\mathcal{Z}')] e_L \\ & + \overline{\nu_R}[g(-\cos\theta_W\sin\theta'\mathcal{A} + \sin\theta_W\sin\theta'\mathcal{Z} + \cos\theta'\mathcal{Z}') \\ & - g''(\cos\theta_W\cos\theta'\mathcal{A} - \sin\theta_W\cos\theta'\mathcal{Z} + \sin\theta'\mathcal{Z}')] \nu_R \\ & + \overline{e_R}[-g(-\cos\theta_W\sin\theta'\mathcal{A} + \sin\theta_W\sin\theta'\mathcal{Z} + \cos\theta'\mathcal{Z}') \\ & - g''(\cos\theta_W\cos\theta'\mathcal{A} - \sin\theta_W\cos\theta'\mathcal{Z} + \sin\theta'\mathcal{Z}')] e_R). \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Simplificando los términos semejantes y teniendo en cuenta las ecuaciones (2.18), (2.19), (2.20) y (2.21) el Lagrangiano se de CN para el LRSM es

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{L,R}^{CN} = & -\frac{g}{\cos \theta_W} \left(\frac{1}{2} \bar{\nu}_{eL} \not{Z} \nu_{eL} + \frac{\sin^2 \theta' \cos \theta_W}{2 \cos \theta'} \bar{\nu}_{eL} \not{Z}' \nu_{eL} - \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) \bar{e}_L \not{Z} e_L \right. \\
 & + \frac{\sin^2 \theta' \cos \theta_W}{2 \cos \theta'} \bar{e}_L \not{Z}' e_L + \frac{\cos \theta_W}{2 \cos \theta'} \bar{\nu}_{eR} \not{Z}' \nu_{eR} + \sin^2 \theta_W \bar{e}_R \not{Z} e_R + \sin^2 \theta_W \bar{e}_R \not{Z}' e_R \left. \right) \\
 & - g \sin \theta_W \bar{e} \not{A} e.
 \end{aligned} \tag{B.11}$$

Apéndice C

Cálculo de la Sección Eficaz para Neutrinos de Dirac

En este apéndice se desarrolla el cálculo detallado de la sección 4.1 teniendo en cuenta las constantes definidas en la Tabla 3 y las propiedades definidas en el apéndice A.

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} = & \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) + g_R \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_Z^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [g_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1) + g_R \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)] \\
& + \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(q_1) + b_R \bar{u}(q_2) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u(q_1)] \left(\frac{ig_{\mu\alpha}}{M_{Z'}^2} \right) \\
& \times \frac{ig}{C_W} \frac{1}{2} [b_L \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1) + b_R \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)],
\end{aligned} \tag{C.1}$$

Manipulando algebraicamente \mathcal{M} se puede simplificarla a la siguiente forma

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} = & - \frac{ig^2}{4C_W^2 M_Z^2} [\bar{u}(q_2) \gamma^\mu g_V u(q_1) - \bar{u}(q_2) \gamma^\mu g_A \gamma_5 u(q_1)] [\bar{u}(p_2) \gamma_\mu g_V u(p_1) - \bar{u}(p_2) \gamma_\mu g_A \gamma_5 u(p_1)] \\
& - \frac{ig^2}{4C_W^2 M_{Z'}^2} [\bar{u}(q_2) \gamma^\mu b_V u(q_1) - \bar{u}(q_2) \gamma^\mu b_A \gamma_5 u(q_1)] [\bar{u}(p_2) \gamma_\mu b_V u(p_1) - \bar{u}(p_2) \gamma_\mu b_A \gamma_5 u(p_1)],
\end{aligned} \tag{C.2}$$

\mathcal{M} es un cantidad compleja, del cual se puede calcular $|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_{Z'}|^2$. Por otro lado, la amplitud de dispersión es una matriz 1×1 (escalar) proveniente del producto de varias matrices, por lo cual su complejo conjugado coincide con su transpuesto conjugado

$$|\mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_{Z'}|^2 = (\mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_{Z'}) (\mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_{Z'})^\dagger = |\mathcal{M}_Z|^2 + |\mathcal{M}_{Z'}|^2 + \mathcal{M}_Z \mathcal{M}_{Z'}^\dagger + \mathcal{M}_{Z'} \mathcal{M}_Z^\dagger. \tag{C.3}$$

En el siguiente paso, se procede a calcular la amplitud de dispersión promedio $\overline{|\mathcal{M}|^2}$, a través de la suma de espines finales e iniciales

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{1}{2} \sum_{S_i, S_f} |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{S_i, S_f} \left[|\mathcal{M}_Z|^2 + |\mathcal{M}_{Z'}|^2 + \mathcal{M}_Z M_{Z'}^\dagger + \mathcal{M}_{Z'} \mathcal{M}_Z^\dagger \right]. \quad (\text{C.4})$$

Utilizando la propiedad del producto de matrices $(AB)^\dagger = B^\dagger A^\dagger$, de las matrices gamma $1 = \gamma^0 \gamma^0$ y $\bar{u}(p) = u^\dagger(p) \gamma^0$, $|\mathcal{M}_Z|^2$ se puede escribir como

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_Z|^2 &= \left(\frac{g^2}{4C_W^2 M_Z^2} \right)^2 [\bar{u}(q_2) \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma_5) u(q_1) \bar{u}(p_2) \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5) u(p_1)] \\ &\quad \times [u^\dagger(p_1) \gamma^0 \gamma^0 (g_V - g_A \gamma_5) \gamma_\mu^\dagger \gamma^{0\dagger} u(p_2) u^\dagger(q_1) \gamma^0 \gamma^0 (g_V - g_A \gamma_5) \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 u(q_2)]. \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

Procediendo con la suma de espines en $|\mathcal{M}_Z|^2$

$$\begin{aligned} \sum |\mathcal{M}_Z|^2 &= \left(\frac{g^2}{4C_W^2 M_Z^2} \right)^2 [\bar{u}_a(q_2) \gamma_{ab}^\mu (g_V - g_A \gamma_5)_{bc} u_c(q_1) \bar{u}_d(p_2) \gamma_{\mu de} (g_V - g_A \gamma_5)_{ef} u_f(p_1)] \\ &\quad \times [\bar{u}_g(p_1) \gamma_{gh}^0 (g_V - g_A \gamma_5)_{hi} \gamma_{\mu ij}^\dagger \gamma_{jk}^0 u_k(p_2) \bar{u}_l(q_1) \gamma_{lm}^0 (g_V - g_A \gamma_5)_{mn} \gamma_{no}^{\mu\dagger} \gamma_{op}^0 u_p(q_2)]. \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

La suma de los espines se puede reducir a una traza reorganizando el producto de matrices utilizando las leyes de anticonmutación y aplicando la relación

$$\sum_{S_i} u_\beta(p_i, S_i) \bar{u}_\lambda(p_i, S_i) = (\not{p}_i + m)_{\beta\lambda} \quad (\text{C.7})$$

a la ecuación (C.6), donde \not{p}_i es el cuadrimomento y m es la masa de la partícula asociada.

$$\begin{aligned} \sum |\mathcal{M}_Z|^2 &= \left(\frac{g^2}{4C_W^2 M_Z^2} \right)^2 [(\not{q}_2 + m)_{pa} (\gamma^\mu (g_V - g_A \gamma_5))_{ac} (\not{q}_1 + m)_d (\gamma^0 (g_V - g_A \gamma_5) \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0)_{lp}] \\ &\quad \times [(\not{p}_2 + m)_{kd} (\gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5))_{df} (\not{p}_1 + m)_{fg} (\gamma^0 (g_V - g_A \gamma_5) \gamma_\mu^\dagger \gamma^0)_{gk}] \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

Simplificando $\sum |\mathcal{M}_Z|^2$ como el producto de trazas

$$\begin{aligned} \sum |\mathcal{M}_Z|^2 &= \left(\frac{g^2}{4C_W^2 M_Z^2} \right)^2 Tr \left((\not{q}_2 + m) \gamma^\mu \{g_V - g_A \gamma_5\} (\not{q}_1 + m) \gamma^0 \{g_V - g_A \gamma_5\} \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 \right) \\ &\quad \times Tr \left((\not{p}_2 + m) \gamma_\mu \{g_V - g_A \gamma_5\} (\not{p}_1 + m) \gamma^0 \{g_V - g_A \gamma_5\} \gamma_\mu^\dagger \gamma^0 \right). \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Simplificando el producto de las trazas se observa que se reduce a la siguiente forma

$$\begin{aligned} \sum |\mathcal{M}_Z|^2 = & A^2 [GTr((\not{q}_2 + m)\gamma^\mu(\not{q}_1 + m)\gamma^\alpha) - 2JTr(\not{q}_2 + m)\gamma^\mu\gamma_5(\not{q}_1 + m)\gamma^\alpha] \\ & \times [GTr((\not{p}_2 + m)\gamma_\mu(\not{p}_1 + m)\gamma_\alpha) - 2JTr((\not{p}_2 + m)\gamma_\mu\gamma_5(\not{p}_1 + m)\gamma_\alpha)]. \end{aligned} \quad (C.10)$$

El mismo procedimiento se realiza para $\sum |\mathcal{M}_{Z'}|^2$, el cual es análogo al anterior, solo cambiando las constantes de acople

$$\begin{aligned} \sum |\mathcal{M}_{Z'}|^2 = & T^2 [STr((\not{q}_2 + m)\gamma^\mu(\not{q}_1 + m)\gamma^\alpha) - 2BTr(\not{q}_2 + m)\gamma^\mu\gamma_5(\not{q}_1 + m)\gamma^\alpha] \\ & \times [STr((\not{p}_2 + m)\gamma_\mu(\not{p}_1 + m)\gamma_\alpha) - 2BTr((\not{p}_2 + m)\gamma_\mu\gamma_5(\not{p}_1 + m)\gamma_\alpha)]. \end{aligned} \quad (C.11)$$

El procedimiento análogo se realiza para $\sum \mathcal{M}_Z \mathcal{M}_{Z'}^\dagger = \sum \mathcal{M}_{Z'} \mathcal{M}_Z^\dagger$ los cuales coinciden

$$\begin{aligned} \sum \mathcal{M}_Z \mathcal{M}_{Z'}^\dagger = & AT [HTr((\not{q}_2 + m)\gamma^\mu(\not{q}_1 + m)\gamma^\alpha) - RTr((\not{q}_2 + m)\gamma^\mu\gamma_5(\not{q}_1 + m)\gamma^\alpha)] \\ & \times [HTr((\not{p}_2 + m)\gamma_\mu(\not{p}_1 + m)\gamma_\alpha) - RTr((\not{p}_2 + m)\gamma_\mu\gamma_5(\not{p}_1 + m)\gamma_\alpha)]. \end{aligned} \quad (C.12)$$

Las trazas de las ecuaciones (C.10)-(C.12) fueron calculadas con el paquete FeynCalc de Mathematica. Luego se remplazan en la ecuación (C.4) para calcular $|\overline{\mathcal{M}}|^2$,

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 16[\gamma(p_1 \cdot q_1)(p_2 \cdot q_2) + \beta(p_1 \cdot q_2)(p_2 \cdot q_1) + \rho(2m^4 - m^2 \{(p_1 \cdot p_2) + (q_1 \cdot q_2)\})]. \quad (C.13)$$

Utilizando la cinemática descrita por las ecuaciones (4.1) y (4.2) y la energía del CM (4.3), finalmente se procede a calcular la sección eficaz realizando la integral de ángulo sólido

$$\sigma_D(E_\nu, m, M_{Z'}) = \frac{4E_\nu^4(\beta + 3\gamma) - 2E_\nu^2 m^2(\beta + 6\gamma + 3\rho) + m^4(\beta + 3\gamma + 6\rho)}{12\pi E_\nu^2}. \quad (C.14)$$

Siendo esta la sección eficaz para neutrinos de Dirac, la cual depende de la masa del nuevo bosón, además de la energía y la masa del neutrino.

Bibliografía

- [1] S. Bilenky, “Neutrino. History of a unique particle,” *Eur. Phys. J. H* **38** (2013) .
- [2] P. Hernandez, “Neutrino physics,” in *5th CERN - Latin American School of High-Energy Physics*. 10, (2010).
- [3] S. Weinberg, *The Quantum theory of fields. Vol. 1: Foundations*. Cambridge University Press, 6, (2005).
- [4] **KamLAND-Zen** Collaboration, A. Gando *et al.*, “Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of ^{136}Xe from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in ^{76}Ge ,” *Phys. Rev. Lett.* **110** no. 6, (2013) .
- [5] **EXO-200** Collaboration, S. Al Kharusi *et al.*, “Measurement of the Spectral Shape of the beta-decay of ^{137}Xe to the Ground State of ^{137}Cs in EXO-200 and Comparison with Theory,” *Phys. Rev. Lett.* **124** no. 23, (2020) .
- [6] A. Pocar, “The nEXO detector: design overview,” *J. Phys. Conf. Ser.* **1468** no. 1, (2020) .
- [7] V. Lozza, “Background analysis for the SNO+ experiment,” *J. Phys. Conf. Ser.* **1468** no. 1, (2020) .
- [8] **LEGEND** Collaboration, N. Abgrall *et al.*, “The Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double Beta Decay (LEGEND),” *AIP Conf. Proc.* **1894** no. 1, (2017) .
- [9] L. Cardani, “Neutrinoless Double Beta Decay Overview,” *SciPost Phys. Proc.* **1** (2019) .
- [10] H. N. Long, “Right-handed neutrino currents in the $SU(3)_L \times U(1)_N$ electroweak theory,” in *2nd Rencontres du Vietnam: Consisting of 2 parallel conferences: Astrophysics Meeting: From the Sun and Beyond / Particle Physics Meeting: Physics at the Frontiers of the Standard Model*. 10, (1995).
- [11] K. Huitu, N. Koivunen, and T. J. Kärkkäinen, “Natural neutrino sector in a 331-model with Froggatt-Nielsen mechanism,” *JHEP* **02** (2020) .

- [12] M. Tully and G. C. Joshi, “Generating neutrino mass in the 331 model,” *Phys. Rev. D* **64** (2001) .
- [13] D. Borah and S. Patra, “Universal seesaw and $0\nu\beta\beta$ in new 3331 left-right symmetric model,” *Phys. Lett. B* **771** (2017) .
- [14] C. Hati, S. Patra, M. Reig, J. W. F. Valle, and C. Vaquera-Araujo, “Towards gauge coupling unification in left-right symmetric $SU(3)_c \times SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_X$ theories,” *Phys. Rev. D* **96** no. 1, (2017) .
- [15] D. Borah and A. Dasgupta, “Naturally Light Dirac Neutrino in Left-Right Symmetric Model,” *JCAP* **06** (2017) .
- [16] M. Czakon, M. Zralek, and J. Gluza, “Left-right symmetry and heavy particle quantum effects,” *Nucl. Phys. B* **573** (2000) .
- [17] M. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, and T. Schwetz, “Global Analyses of Neutrino Oscillation Experiments,” *Nucl. Phys. B* **908** (2016) .
- [18] D. J. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. (1987).
- [19] **NOvA** Collaboration, M. Acero *et al.*, “First Measurement of Neutrino Oscillation Parameters using Neutrinos and Antineutrinos by NOvA,” *Phys. Rev. Lett.* **123** no. 15, (2019) .
- [20] C. Giunti and C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 4, (2007).
- [21] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions: Second Edition*. Princeton University Press, USA, 9, (2013).
- [22] **CMS** Collaboration, A. M. Sirunyan *et al.*, “Measurement of the weak mixing angle using the forward-backward asymmetry of Drell-Yan events in pp collisions at 8 TeV,” *Eur. Phys. J. C* **78** no. 9, (2018) .
- [23] H. Goldstein, *Classical Mechanics*. Addison-Wesley, (1980).
- [24] **APPEC Committee** Collaboration, A. Giuliani, J. Gomez Cadenas, S. Pascoli, E. Previtali, R. Saakyan, K. Schäffner, and S. Schönert, “Double Beta Decay APPEC Committee Report (2019),”.
- [25] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) .
- [26] **SNO** Collaboration, Q. Ahmad *et al.*, “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** (2001) .

- [27] SNO Collaboration, Q. Ahmad *et al.*, “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) .
- [28] B. Schwarzschild, “Cosmic ray showers provide strong evidence of neutrino flavor oscillation,” *Phys. Today* **51N8** (1998) .
- [29] G. Barenboim, P. B. Denton, S. J. Parke, and C. A. Ternes, “Neutrino Oscillation Probabilities through the Looking Glass,” *Phys. Lett. B* **791** (2019) .
- [30] S. Senapati, S. Patra, P. Pritimita, and C. Majumdar, “A comparative study of $0\nu\beta\beta$ decay in symmetric and asymmetric left-right model,” *Nucl. Phys. B* **954** (2020) .
- [31] Y. Zhang, H. An, X. Ji, and R. N. Mohapatra, “General CP Violation in Minimal Left-Right Symmetric Model and Constraints on the Right-Handed Scale,” *Nucl. Phys. B* **802** (2008) .
- [32] G. Senjanovic, “Spontaneous Breakdown of Parity in a Class of Gauge Theories,” other thesis, 1979.
- [33] P. Pritimita, N. Dash, and S. Patra, “Neutrinoless Double Beta Decay in LRSM with Natural Type-II seesaw Dominance,” *JHEP* **10** (2016) .
- [34] P. S. Bhupal Dev, S. Goswami, and M. Mitra, “TeV Scale Left-Right Symmetry and Large Mixing Effects in Neutrinoless Double Beta Decay,” *Phys. Rev. D* **91** no. 11, (2015) .
- [35] V. Tello, M. Nemevsek, F. Nesti, G. Senjanovic, and F. Vissani, “Left-Right Symmetry: from LHC to Neutrinoless Double Beta Decay,” *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) .
- [36] S. Patra and S. Rao, “Singlet fermion Dark Matter within Left-Right Model,” *Phys. Lett. B* **759** (2016) .
- [37] C. Garcia-Cely and J. Heeck, “Phenomenology of left-right symmetric dark matter,” *JCAP* **03** (2016) .
- [38] S. Patra, “Dark matter, lepton and baryon number, and left-right symmetric theories,” *Phys. Rev. D* **93** no. 9, (2016) .
- [39] M. Nemevsek, F. Nesti, G. Senjanovic, and Y. Zhang, “First Limits on Left-Right Symmetry Scale from LHC Data,” *Phys. Rev. D* **83** (2011) .
- [40] S. Das, F. Deppisch, O. Kittel, and J. Valle, “Heavy Neutrinos and Lepton Flavour Violation in Left-Right Symmetric Models at the LHC,” *Phys. Rev. D* **86** (2012) .

- [41] P. Langacker and S. Sankar, “Bounds on the Mass of W(R) and the W(L)-W(R) Mixing Angle ξ in General $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ Models,” *Phys. Rev. D* **40** (1989) .
- [42] M. Czakon, M. Zralek, and J. Gluza, “Left-right symmetry and heavy particle quantum effects,” *Nucl. Phys. B* **573** (2000) .
- [43] E. Corrigan, “LEFT-RIGHT-SYMMETRIC MODEL BUILDING,” Master’s thesis, Lund U., (2015).
- [44] A. Damanik, “Feynman Amplitude for Dirac and Majorana Neutrinos,” *Electron. J. Theor. Phys.* **13** no. 35, (2016) .
- [45] M. Srednicki, *Quantum field theory*. Cambridge University Press, 1, (2007).
- [46] J. Welter, *Phenomenology of neutrino magnetic moments*. PhD thesis, Heidelberg U., (2017).
- [47] W. Rodejohann, X.-J. Xu, and C. E. Yaguna, “Distinguishing between Dirac and Majorana neutrinos in the presence of general interactions,” *JHEP* **05** (2017) .
- [48] O. Miranda, D. Papoulias, M. Tórtola, and J. Valle, “Probing new neutral gauge bosons with $CE\nu NS$ and neutrino-electron scattering,” *Phys. Rev. D* **101** no. 7, (2020) .
- [49] S. Profumo and F. S. Queiroz, “Constraining the Z' mass in 331 models using direct dark matter detection,” *Eur. Phys. J. C* **74** no. 7, (2014) .
- [50] I. Bobovnikov, P. Osland, and A. Pankov, “Improved constraints on the mixing and mass of Z' bosons from resonant diboson searches at the LHC at $\sqrt{s} = 13$ TeV and predictions for Run II,” *Phys. Rev. D* **98** no. 9, (2018) .
- [51] **Particle Data Group** Collaboration, M. Tanabashi *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Phys. Rev. D* **98** no. 3, (2018) .
- [52] Y. Zhang, H. An, X. Ji, and R. N. Mohapatra, “General CP Violation in Minimal Left-Right Symmetric Model and Constraints on the Right-Handed Scale,” *Nucl. Phys. B* **802** (2008) .
- [53] M. A. Acero, “Procesos de dispersión de dos partículas.” Universidad Nacional de Colombia, (2003).