



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Portales a Nueva Física en experimentos de neutrinos de reactores y aceleradores

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada
de la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

como requisito parcial para obtener el grado de

Doctora en Ciencias (Física Aplicada)

presenta

M. C. Marianne Guiot Lomelí

asesorada por

Dr. Gilberto Tavares Velasco (FCFM-BUAP)
Dra. Azucena Bolaños Carrera (ITESM-PUEBLA)

Puebla, Pue.
Julio 2024.

Título: Portales a Nueva Física en experimentos de neutrinos de reactores y aceleradores.
Estudiante: Marianne Guiot Lomelí.

COMITÉ

Dr. J. Jesús Toscano Chávez
Presidente

Dr. Arturo Fernández Téllez
Secretario

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán
Vocal

Dr. José Manuel Nieto Jalil
Vocal externo

Dr. Ricardo Sánchez Vélez
Vocal externo

Dr. Alan Ignacio Hernández Juárez
Suplente

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Asesor

Dra. Azucena Bolaños Carrera
Asesor

Índice general

Agradecimientos	v
Resumen	vii
Introducción	ix
1. Los neutrinos en el marco del ME	1
2. Problemas actuales en física de neutrinos	9
2.1. La naturaleza del neutrino	9
2.2. La masa del neutrino	10
2.2.1. Oscilación de neutrinos	10
2.3. Propiedades electromagnéticas del neutrino	12
2.3.1. Factores de forma electromagnéticos	13
2.3.2. Carga eléctrica	14
2.3.3. Momento Anapolar	15
2.3.4. Momento dipolar eléctrico	15
2.3.5. Momento dipolar magnético	16
2.3.6. Radio de carga	16
2.3.7. Cotas experimentales para las propiedades electromagnéticas del neutrino	17
3. Neutrinos de reactores y aceleradores	19
3.1. Neutrinos de reactores	19
3.1.1. TEXONO	20
3.1.2. Interacciones No-Estándares y el Modelo de No-Partículas	22
3.1.3. Modelo No-partículas	27
3.2. Neutrinos de aceleradores	30
3.2.1. DUNE	30
3.2.2. Dispersión Inelástica Profunda	31
3.2.3. Dispersión Elástica Coherente Neutrino-Núcleo ($CE\nu NS$)	32

4. Modelos de leptosquarks	37
4.1. Modelos con LQs de tipo escalar y vectorial	38
4.1.1. Interacciones de LQ escalares	40
4.1.2. Interacciones de LQs vectoriales	43
4.2. Contribución de los LQ	47
4.2.1. Contribuciones de los LQs escalares	50
4.2.2. Contribuciones de los LQs vectoriales	51
5. Análisis numérico de las contribuciones de los LQs	55
5.1. Restricciones en las masas de los LQs escalares y vectoriales	55
5.2. Escenarios realistas para los acoplamientos de LQ	56
5.2.1. La representación \tilde{R}_2	57
5.2.2. La representación U_1	57
5.3. El comportamiento de las contribuciones de LQ	59
Conclusiones y perspectivas	63
A. Resultados analíticos para los LQs	65
A.1. Resultados de la parametrización de Feynman	65
A.1.1. Contribución de los LQs escalares	66
A.1.2. Contribución de los LQs vectoriales	66
A.2. Funciones escalares de Passarino-Veltman	67
A.2.1. Contribuciones de los LQs escalares	69
A.2.2. Contribución de los LQs vectoriales	71
B. Contribuciones a observables de baja energía	73
B.1. La representación \tilde{R}_2	73
B.2. La representación U_1	74
Bibliografía	77

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi padre, Arturo, y a mis hermanos, Helvet y Cinthya, cuyo constante apoyo y aliento incondicional ha sido fundamentales para seguir preparándome en este viaje académico.

A mi mejor amigo, Gil, quien, entre otras cosas, ha sido una gran inspiración a lo largo de este camino de doctorado. Sus consejos, apoyo emocional y todo lo que hemos aprendido juntos desde hace varios años resultan invaluable para mi.

A las increíbles personas que he conocido en esta ciudad, a quienes tengo el honor de poder llamar mis amigos, me han enseñado que la vida es más que sólo ciencia, y que el equilibrio entre el trabajo y el descanso es esencial para la mente.

A mis asesores, la Dra. Azucena Bolaños y el Dr. Gilberto Tavares, su guía, apoyo y dedicación resultaron fundamentales para la realización de esta investigación, además del aprendizaje y la amistad que ambos me han brindado.

Al comité tutorial, el Dr. Jesús Toscano, el Dr. Arturo Fernández, la Dra. Olga Félix, el Dr. José Manuel Nieto, el Dr. Ricardo Sánchez y el Dr. Alan Hernández, sus comentarios y observaciones enriquecieron el contenido de este trabajo.

A la FCFM-BUAP por haberme recibido.

Agradezco el apoyo económico brindado por parte del Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías para la realización de este trabajo de tesis.

Resumen

En el presente trabajo se abordan las propiedades electromagnéticas de los neutrinos (NEPs) masivos de Dirac considerando las contribuciones a orden de un lazo en teoría de perturbaciones de leptoquarks (LQs) escalares y vectoriales, mediante un enfoque de lagrangiano efectivo. Nos enfocamos en la obtención de límites para los momentos dipolares eléctrico (MDE) y magnético (MDM) del neutrino, así como la contribución al radio de carga del neutrino (RCN) efectivo. El gran interés en estos temas se debe a la información de nueva física que nos brinda su estudio por su estrecha relación con respecto a la naturaleza de la masa del neutrino, misma que no ha sido entendida en su totalidad. Presentamos resultados analíticos para la masa no nula del neutrino, mismos que pueden ser útiles para inferir las NEPs de neutrinos pesados, y a partir de estas, obtener expresiones aproximadas para neutrinos ligeros. Para un análisis fenomenológico completo, nos enfocamos en las representaciones renormalizables de LQs escalares y vectoriales que no requieren simetrías adicionales para evitar la desintegración del protón a nivel de árbol, además abordamos las restricciones en el espacio de parámetros que concuerdan con los datos experimentales actuales. Encontramos que las representaciones escalar \tilde{R}_2 y vectorial U_1 podrían generar las contribuciones más significativas de LQs a las NEPs: con acoplamientos de LQs a neutrinos izquierdos y derechos del orden de $O(1)$ y una masa de LQs de 1.5-2 TeV, el MDM de un neutrino de Dirac cuya masa está en la escala de eV puede estar en el orden de 10^{-9} - $10^{-10} \mu_B$, mientras que su MDE podría alcanzar valores tan altos como 10^{-20} - 10^{-19} ecm. Por otro lado, el radio de carga efectivo puede alcanzar valores de hasta 10^{-35} cm², incluso si los LQs no se acoplan a neutrinos derechos. Bajo esta última situación, el MDE sería nulo, mientras que la contribución al MDM sería despreciable.

Introducción

Uno de los grandes enigmas en el estado actual del estudio de la Física de Partículas es el neutrino, ya que desde su descubrimiento ha dado lugar a numerosos retos y misterios que incluso con los avances actuales permanecen como problemas abiertos, mismos que, de ser resueltos, podrían ser pieza clave en la comprensión del funcionamiento del Universo, por lo cual resulta primordial estudiar y comprender sus propiedades. La oscilación de neutrinos puede ser considerada como la única señal clara de física más allá del Modelo Estándar (ME) [1], debido a que, por su evidencia experimental [2], se tiene certeza de que la masa del neutrino es distinta de cero, contrario a como se había considerado desde la postulación teórica de esta partícula [3]. Si bien este es considerado como un gran descubrimiento en los últimos años, también deja abiertos nuevos problemas, como la determinación de la naturaleza del neutrino, es decir, si es una partícula del tipo Dirac o Majorana [4]. Aunado a ello, se tienen otras incógnitas tales como el mecanismo de generación de su masa [5, 6], sus posibles decaimientos [7–9] y sus propiedades electromagnéticas [10, 11].

Se sabe que los neutrinos, al ser leptones, interactúan débilmente con la materia, por lo que su estudio se vuelve complicado. Tomando en cuenta que se proponen como partículas neutras, podría pensarse que el estudio de sus propiedades electromagnéticas no es posible, lo cual es certero a nivel de árbol. Sin embargo, es posible delimitar los valores de dichas propiedades si se realiza su análisis a nivel de uno o más lazos, considerando partículas cargadas dentro del mismo [12]. Dichas propiedades, principalmente el momento dipolar magnético, han sido estudiadas en el marco del Modelo Estándar Mínimamente Extendido [11], entre algunos otros, aunque los datos obtenidos en ellos discrepan de manera significativa con los datos experimentales, por tanto, su estudio bajo otro modelo aún es relevante. Otro problema abierto es el mecanismo de generación de masas de los neutrinos. El más aceptado hasta la fecha es el llamado mecanismo de See-Saw [5], pero se ha considerado la posibilidad, en algunos modelos de extensión, tal como en el modelo de leptokuarks (LQs) [13], de que los neutrinos adquieran masa mediante correcciones radiativas, es decir, a nivel de uno o más lazos.

A pesar de que el factor de forma de la carga eléctrica del neutrino desaparece para un fotón en capa de masa, su derivada no es nula, misma que, al evaluarse en $q^2 = 0$, es utilizada en la definición del radio de carga del neutrino (RCN). Debido

a que esta propiedad se define con el fotón fuera de capa de masa, se requiere una definición adecuada, la cual fue presentada por Bernabeu y otros autores [14], quienes definen un radio de carga del neutrino efectivo, el cual está libre de las patologías que se pueden originar cuando se estudia una función vértice con una partícula fuera de capa de masa. De esta manera, es posible definir una propiedad que puede ser observada experimentalmente, y se logra mediante el formalismo del Método de Campo de Fondo (BFM¹, por sus siglas en inglés) en la norma de Feynman-'t Hooft.

En el trabajo actual presentamos un cálculo de las contribuciones de los LQs escalares y vectoriales a las propiedades electromagnéticas del neutrino a nivel de un lazo, enfocándonos principalmente en la obtención del RCN. También es de nuestro interés el cálculo del momento dipolar magnético (MDM) del neutrino ya que, si bien ha sido calculado con anterioridad bajo el marco de LQs [15–17], también es cierto que existen actualizaciones respecto a los modelos, por lo que también pretendemos obtener un resultado relevante al analizarlo y, de igual manera, poder obtener información relacionada con el momento dipolar eléctrico (MDE) del neutrino.

Este trabajo será presentado como sigue. En el capítulo 1 se mencionarán generalidades de los neutrinos bajo el marco del ME. El capítulo 2 abordará algunos problemas actuales de la física del neutrino, haciendo énfasis en las propiedades electromagnéticas del neutrino, que son posibles de estudiar mediante teoría de perturbaciones a nivel de uno o más lazos, resaltando la relación de estas con la masa del neutrino y la importancia de nuestro análisis. En el capítulo 3 hablaremos de los neutrinos provenientes de reactores nucleares y aceleradores, así como de un trabajo que continúa en desarrollo relacionado con las Interacciones No-Estándar de neutrinos y el modelo *no-partículas*. En el capítulo 4 se tratarán a los LQs escalares y vectoriales existentes y sus representaciones; en este capítulo comenzaremos con el análisis de sus interacciones con los fermiones del ME y el fotón, donde estudiaremos sus contribuciones a los momentos dipolares y al radio de carga del neutrino, a primer orden en teoría de perturbaciones, mientras que en el capítulo 5 mostraremos nuestro análisis numérico de las contribuciones al vértice $\nu\nu\gamma$ donde, tomando en cuenta las constricciones experimentales existentes para los parámetros de los LQs, obtuvimos cotas para las propiedades electromagnéticas del neutrino antes mencionadas. Nuestras conclusiones y el trabajo a futuro son tratados en el último capítulo. Finalmente se dan dos apéndices donde mostramos los resultados analíticos obtenidos para las contribuciones de los LQs mediante las integrales de parametrización de Feynman y las funciones escalares de Passarino-Veltman, y las contribuciones de los LQs a observables de baja energía.

¹Background Field Method

Capítulo 1

Los neutrinos en el marco del Modelo Estándar

El surgimiento de la física de partículas ocurrió debido al interés del ser humano por conocer y explicar la composición de la materia. Aún cuando en la antigua Grecia surgió el concepto de *átomo*, no fue sino hasta alrededor de 1990 que este comenzó a tomar relevancia en el contexto científico y gracias al cual se dio inicio a la formulación de lo que hoy conocemos como Modelo Estándar (ME). Dicha teoría surgió con la finalidad de clasificar la gran cantidad de partículas que iban siendo descubiertas, partiendo de la aseveración de que la materia se conforma por *fermiones* y que estos interactúan por medio de *campos*, los cuales son mediados por partículas denominadas como *bosones*. Conocemos 4 interacciones fundamentales: la electromagnética que es mediada por el fotón, la interacción débil cuyos mediadores son las partículas W^+ , W^- y Z , la interacción fuerte que es mediada por los *gluones* y la interacción gravitacional cuyo mediador aún no se ha encontrado experimentalmente, que es el denominado *gravitón*. Esta última se excluye en el estudio de la Física de Partículas debido a que no tiene un efecto significativo sobre las partículas elementales. Un esquema del ME se muestra en la Fig. 1.1, en donde podemos ver que a cada leptón cargado ℓ (con $\ell = e, \mu, \tau$) se le asocia un neutrino (ν_ℓ). En el marco de la Teoría Cuántica de Campos (TCC), podemos representar al ME mediante el grupo de simetrías locales $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [18], describiendo así las interacciones fuerte, débil y electromagnética, respectivamente.

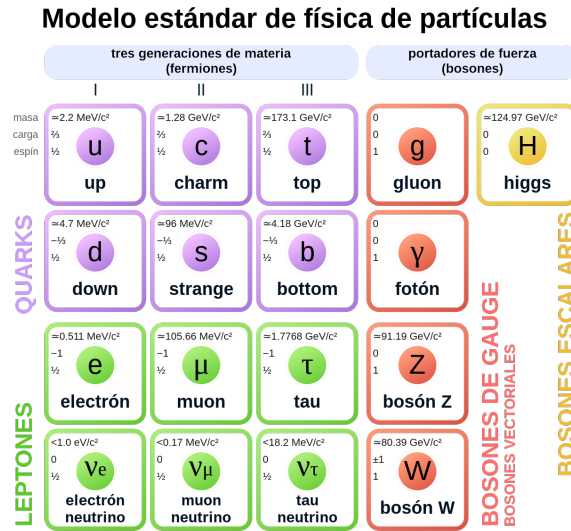
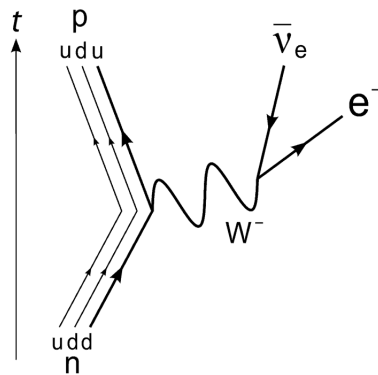


Figura 1.1: Modelo Estándar de la Física de Partículas.

La existencia del neutrino fue propuesta por Wolfgang Pauli en 1930 [3] y fue respaldada por Enrico Fermi, quien realizó la descripción matemática del espectro de energía del decaimiento β en 1934 [19]. Gracias a su formulación fue posible describir el proceso, ejemplificado en la Fig. 1.2, mediante el cual se emite un electrón con su (anti)neutrino correspondiente,

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (1.1)$$

siendo n el neutrón y p el protón. Entre las características que conocemos de esta intere-

Figura 1.2: Diagrama del proceso de decaimiento beta $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

sante partícula se encuentra el hecho de que es un fermión eléctricamente neutro y que interactúa débilmente con la materia, motivo por el cual fue dificultosa su observación

experimental, misma que se llevó a cabo hasta el año 1956 por Frederick Reines y Clyde Cowan [20, 21]. Ellos consideraron el decaimiento beta inverso, en donde un neutrino libre interactúa con la materia. Este proceso se expresa como

$$\bar{\nu} + N(n, p) \rightarrow e^+ + N(n + 1, p - 1). \quad (1.2)$$

De esta manera, tomaron el reactor nuclear de la planta de Savannah River como fuente de antineutrinos y observaron su interacción con un núcleo de hidrógeno [20, 21],

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+. \quad (1.3)$$

Esto sólo demostraba la existencia del neutrino, mas no que había más de un tipo de neutrino [22], hecho aceptado en 1963, ya que se encontró que $\nu_e \neq \nu_\mu$ [23], debido a que los neutrinos del electrón se acoplan débilmente con los electrones y los neutrinos del muón con los muones. Posteriormente, con la aparición del fermión tau (τ) se propuso y se encontró experimentalmente que también tiene un neutrino correspondiente, ν_τ [24].

En TCC, un fermión (partícula de espín 1/2) puede describirse mediante una función de onda de 4 componentes $\psi(x)$, correspondiente a partículas y antipartículas con dos posibles proyectores de espín $J_Z = \pm 1/2$, equivalente a las helicidades $\mathcal{H} = \pm 1$ [25]. La ecuación de Dirac es la ecuación de onda relativista para partículas de espín 1/2, dada por

$$\left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m \right) \psi = 0, \quad (1.4)$$

donde ψ denota un espinor de 4 componentes y las matrices γ son de 4×4 , conocidas como matrices de Dirac, de la forma

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{con } i = 1, 2, 3, \quad (1.5)$$

siendo σ_i las matrices de Pauli [26].

Podemos entonces describir a un fermión mediante una función de onda o espinor de dos componentes quirales como sigue:

$$\psi = \psi_L + \psi_R, \quad (1.6)$$

donde ψ_L representa la componente izquierda y ψ_R la componente quiral derecha, cada una de ellas se transforma como un doblete de isospín débil

$$\psi_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} : 2,$$

y como un singlete

$$\psi_R = l_R : 1,$$

respectivamente.

Es importante mencionar que ψ_L y ψ_R son eigenfunciones de la matriz γ^5 , cuyos eigenvalores son -1 y $+1$,

$$\gamma^5\psi_L = -\psi_L, \quad (1.7)$$

$$\gamma^5\psi_R = \psi_R, \quad (1.8)$$

por lo que los espinores de Weyl vienen dados por

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma^5}{2}\psi = P_L\psi, \quad (1.9)$$

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma^5}{2}\psi = P_R\psi, \quad (1.10)$$

considerando que γ^5 es la matriz de quiralidad

$$\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

y P_L, P_R son los operadores de proyección que obedecen las siguientes relaciones

$$P_L P_R = 0 \quad P_L + P_R = 1 \quad P_L^2 = P_L \quad P_R^2 = P_R. \quad (1.12)$$

Haciendo el álgebra de matrices correspondiente, la ecuación de Dirac aplicada en las funciones de onda ψ_L y ψ_R resultan como

$$\left(i\frac{\partial}{\partial x^0} - i\sigma_i\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \psi_R = m\gamma\psi_L, \quad (1.13)$$

$$\left(i\frac{\partial}{\partial x^0} + i\sigma_i\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \psi_L = m\gamma\nu\psi_R, \quad (1.14)$$

donde $i = 1, 2, 3$. Considerando que en el ME el neutrino se postula como partícula no masiva, es necesario considerar $m = 0$ en las ecuaciones anteriores, por tanto,

$$i\frac{\partial}{\partial x^0}\psi_R = i\sigma_i\frac{\partial}{\partial x_i}\psi_R, \quad (1.15)$$

$$i\frac{\partial}{\partial x^0}\psi_L = -i\sigma_i\frac{\partial}{\partial x_i}\psi_L. \quad (1.16)$$

Si además, $x_0 = t, \hbar = 1$ y pasándolo al espacio de momentos,

$$E\psi_{L,R} = \pm\sigma_i p_i \psi_{L,R}. \quad (1.17)$$

Los leptones se agrupan en 3 familias, como se muestra a continuación

$$\begin{pmatrix} \nu_{e,L} \\ e_L \end{pmatrix}, e_R, \quad \begin{pmatrix} \nu_{\mu,L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \mu_R, \quad \begin{pmatrix} \nu_{\tau,L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, \tau_R, \quad (1.18)$$

Leptón	$Q[e]$	L_e	L_μ	L_τ	L
e^-	-1	1	0	0	1
ν_e	0	1	0	0	1
μ^-	-1	0	1	0	1
ν_μ	0	0	1	0	1
τ^-	-1	0	0	1	1
ν_τ	0	0	0	1	1

Tabla 1.1: Carga electromagnética y número leptónico de los leptones L_i ($i = e, \mu, \tau$).

donde ν_{iL} no tiene carga eléctrica ni masa.

El lagrangiano para los campos libres de Dirac puede escribirse como

$$\mathcal{L}(x) = (\bar{\nu}_{eL}(x), \bar{e}_L(x)) (i\gamma^\mu \partial_\mu) \begin{pmatrix} \nu_{eL}(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix} + \bar{e}_R(x) i\gamma^\mu \partial_\mu e_R(x), \quad (1.19)$$

que es invariante respecto a transformaciones globales de $SU(2)$ sobre los campos ν_{eL} y e_L . Para una transformación local de $SU(2)$ invariante (isoespín débil) se necesitan introducir 3 campos de norma, $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$, donde, si además se introduce el campo

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1.20)$$

el lagrangiano resulta

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{2} \left\{ W_\mu^3 (\bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + \sqrt{2} W_\mu^+ \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L + \sqrt{2} W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_{eL} \right\}. \quad (1.21)$$

Además de la invariancia de $SU(2)$, se puede reconocer una invariancia adicional bajo otras dos transformaciones $U(1)$ (hipercarga débil) con números cuánticos y_L, y_R :

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL}(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix} \rightarrow e^{+iy_L x} \begin{pmatrix} \nu_{eL}(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix}, \quad (1.22)$$

$$e_R(x) \rightarrow e^{+iy_R x} e_R(x),$$

donde va a ser necesario definir

$$y_L = -\frac{1}{2}, \quad y_R = -1. \quad (1.23)$$

Entre la carga Q , la hipercarga Y y la tercer componente de isoespín débil I_3 se mantiene la relación de Gell-Mann-Nishijima,

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.24)$$

Para una descripción correcta de las interacciones electrodébiles es necesario considerar también los campos neutros Z_μ y A_μ , correspondientes al bosón de norma Z y al fotón γ , respectivamente. Por tanto, el lagrangiano resultante es

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^+ \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L + W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_{eL} \right) - \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu \left\{ \frac{1}{2} \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \right. \\ & \left. - \text{sen}^2 \theta_W (-\bar{e}_L \gamma^\mu e_L + y_R \bar{e}_R \gamma^\mu e_R) \right\} - \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} A_\mu (-\bar{e}_L \gamma^\mu e_L + y_R \bar{e}_R \gamma^\mu e_R), \end{aligned} \quad (1.25)$$

donde $\text{sen} \theta_W$ es el ángulo de Weinberg, considerado uno de los parámetros fundamentales en el ME. Por último, para reproducir el electromagnetismo, debe cumplirse que

$$\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = e, \quad (1.26)$$

dando como resultado

$$\mathcal{L} = -e \left\{ A_\mu J_{em} + \frac{1}{\sqrt{2} \text{sen} \theta_W} \left(W_\mu^+ \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L + W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_{eL} \right) + \frac{1}{\text{sen} \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu J_{NC}^\mu \right\}, \quad (1.27)$$

con las respectivas corrientes

$$\begin{aligned} J_{em}^\mu &= -\bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \bar{e}_R \gamma^\mu e_R = -\bar{e} \gamma^\mu e, \\ J_{NC}^\mu &= \frac{1}{2} \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \text{sen}^2 \theta_W J_{em}^\mu. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Cabe resaltar que las interacciones de los neutrinos pueden presentar algunos comportamientos particulares dependiendo del comportamiento de la energía y de los estados finales de las partículas. Existen, por ejemplo, las colisiones elásticas (que no pierden energía) coherentes (contra un núcleo completo) vía intercambio de una corriente débil neutra (a través de un bosón Z). También son viables las colisiones elásticas con un leptón cargado, ya sea mediante una corriente débil neutra o una corriente débil cargada (vía los bosones de norma W^\pm), dependiendo de los sabores de los neutrinos así como de los leptones involucrados.

Las interacciones más simples entre los neutrinos y las componentes fundamentales de la materia son las interacciones neutrino-electrón, donde a orden más bajo sólo involucran leptones libres, cuyas amplitudes de interacción se pueden calcular mediante las reglas de Feynman del Modelo Estándar. Podemos encontrar dos procesos diferentes en estas interacciones: la dispersión elástica neutrino-electrón $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ y la dispersión cuasielástica neutrino-electrón $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$, donde las diferencias radican en el sabor de los neutrinos involucrados y, por consecuencia, existirá también diferencia en las partículas virtuales en cada uno.

Este tipo de interacciones involucran neutrinos y antineutrinos de baja energía y electrones,

$$\begin{aligned}\nu_\alpha + e^- &\rightarrow \nu_\alpha + e^-, \\ \bar{\nu}_\alpha + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_\alpha + e^-, \end{aligned} \quad (1.29)$$

donde $\alpha = e, \mu, \tau$. Es importante tomar en cuenta que estas pueden ocurrir vía corriente débil neutra (CN), para todos los sabores de neutrinos, o vía corriente débil cargada (CC) sólo para el caso de los neutrinos del electrón. Como puede verse en la ecuación (1.29), los estados inicial y final son iguales, el único efecto real que tienen es la redistribución de la energía total y el impulso que sienten las partículas involucradas. Estas dispersiones son altamente utilizadas en los detectores Cherenkov, que pueden detectar neutrinos solares o neutrinos de reactores nucleares.

Como ya lo mencionamos, las interacciones pueden ocurrir vía CN y vía CC, por lo que al realizar un análisis para obtener las amplitudes y posteriormente las secciones eficaces de esta dispersión, se necesita considerar todos los casos posibles y vía ambas corrientes.

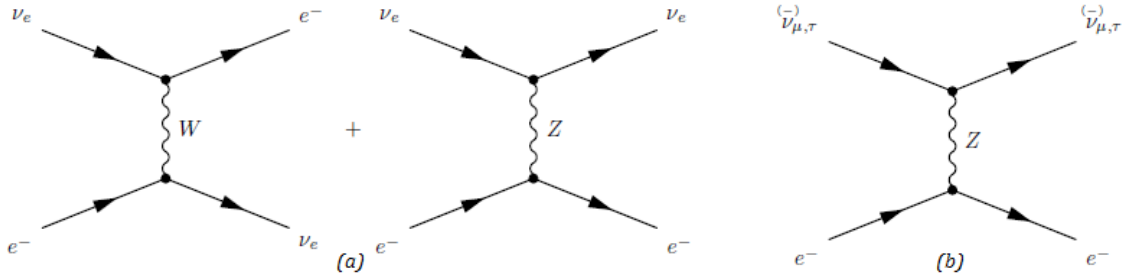


Figura 1.3: Diagramas de Feynman a nivel árbol para el proceso de dispersión elástica $\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-$. En el inciso (a) podemos ver los diagramas posibles para el caso de la dispersión en el que se consideran los neutrinos del electrón, mientras que en el inciso (b) sólo se tiene un diagrama cuando consideramos tanto los neutrinos del muón como los del tau.

Al realizar el análisis de los diagramas mostrados en la Fig. 1.3 podemos observar que el lagrangiano efectivo es

$$\mathcal{L}_{eff}(\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}[\bar{\nu}_e \gamma^\rho (1 - \gamma^5) \nu_e][\bar{e} \gamma_\rho ((1 + g_V^\ell) - (1 + g_A^\ell) \gamma^5) e], \quad (1.30)$$

para el inciso (a), mientras que el correspondiente al inciso (b), cuando se tienen neutrinos, resulta

$$\mathcal{L}_{eff}(\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}[\bar{\nu}_\alpha \gamma^\rho (1 - \gamma^5) \nu_\alpha][\bar{e} \gamma_\rho (g_V^\ell - g_A^\ell \gamma^5) e]. \quad (1.31)$$

Es de interés conocer y reproducir tanto la amplitudes como las secciones eficaces de estos procesos, considerando las reglas del Modelo Estándar, ya que, como es un

cálculo que puede encontrarse en la literatura, se considera un ejercicio apropiado para comparar los resultados obtenidos.

En este capítulo se dio una breve revisión de la historia del neutrino y el formalismo matemático bajo el marco del ME.

En el siguiente capítulo se explorará un área de investigación que resulta de gran relevancia para la Física de Partículas, y es la física del neutrino. Esta área de estudio resulta crucial para poder profundizar en nuestro conocimiento del Universo a escalas subatómicas.

Capítulo 2

Problemas actuales en física de neutrinos

Es posible considerar al ME como una base teórica con bastante aceptación, debido a la asertividad con la que, gracias a él, se predijo la existencia de algunas partículas. Sin embargo, para un estudio correcto de la física del neutrino es necesario recurrir a modelos de extensión que puedan proporcionar solución a la problemática alrededor de estas peculiares partículas. Debido a la dificultad que existe en su observación y estudio, inicialmente se les había postulado con masa nula y carga neutra, aunque recientes observaciones relacionadas con la oscilación de neutrinos implican que estos deben ser masivos [27]. El que los neutrinos tengan masa diferente de cero ha implicado incógnitas nuevas, ya que se desconoce la diferencia al cuadrado de estas, más no su valor específico, y tampoco se tiene conocimiento sobre su jerarquía. Adicionalmente, se han planteado diversos análisis, como las correcciones radiativas, para poder investigar sus propiedades electromagnéticas, mismas que toman relevancia por el panorama que estas pueden abrir relacionado a la naturaleza del neutrino.

2.1. La naturaleza del neutrino

Una propiedad auxiliar para distinguir las partículas de sus antipartículas es la carga eléctrica. Sin embargo debido a que el neutrino es eléctricamente neutro, existe una propuesta teórica de Ettore Majorana [28], donde se presume que los neutrinos podrían ser su propia antipartícula. Esta propuesta tiene como inconveniente la violación del número leptónico, pero al mismo tiempo es una justificación para explicar la diferencia de masas entre los neutrinos y las demás partículas existentes. Por otra parte, si el neutrino es un fermión de tipo Dirac no hay razón aparente para que la masa de los neutrinos sea tan pequeña y no hay nueva física inmediata [29, 30].

2.2. La masa del neutrino

2.2.1. Oscilación de neutrinos

A pesar de que en el Modelo Estándar los neutrinos son partículas no masivas, debido al fenómeno de oscilación de neutrinos (propuesto por Pontecorvo en 1957) y considerando los trabajos de Z. Maki, M. Nakawata y S. Sakata, donde se analiza la superposición de ν_e y ν_μ como estados mezclados de dos eigenestados de masa, fue posible desarrollar la teoría de oscilación de neutrinos, la cual implica que los neutrinos tienen masa, por lo que es necesario contemplar física más allá del Modelo Estándar. De varios análisis teóricos y resultados experimentales es sabido que

$$m_{\nu_f} \ll m_f. \quad (2.1)$$

Además sabemos que los neutrinos no tienen carga eléctrica y que debido a que en el ME no existen neutrinos derechos, no pueden interactuar con el campo magnético. Sin embargo, debido a la inclusión de neutrinos masivos, las interacciones de los neutrinos con el campo magnético pueden ser reconsideradas, incluyendo así la proyección quiral derecha y teniendo como consecuencia el surgimiento del momento magnético del neutrino.

De acuerdo al Modelo Estándar Electrodébil, los leptones se encuentran agrupados en tres sabores o familias,

$$\begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

y sus respectivas antipartículas. Además cada familia se caracteriza por un número cuántico individual denominado número leptónico, que es 1 para el caso de partícula y -1 para el caso de antipartículas. Los neutrinos ν_e, ν_μ , y ν_τ son definidos como eigenestados de la interacción débil o de sabor, y los neutrinos ν_1, ν_2 y ν_3 con masas m_1, m_2 y m_3 respectivamente corresponden a los eigenestados del hamiltoniano de la partícula libre, conocidos como eigenestados de masa. La oscilación de neutrinos es un fenómeno de interferencia cuántica que hace que los neutrinos de un sabor ν_ℓ cambien periódicamente a otro sabor de neutrino ν_β y viceversa, debido a la transición de amplitud entre ν_ℓ y ν_β , donde dicha transición hace que el eigenestado de sabor ya no tenga una masa fija y se convierta en una superposición de los eigenestados de masa,

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_i U_{\ell i}^* |\nu_i\rangle, \quad \ell, i = 1, 2, 3, \quad (2.3)$$

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

$$|\nu_i\rangle = \sum_\ell U_{\ell i} |\nu_\ell\rangle, \quad \ell, i = 1, 2, 3, \quad (2.4)$$

Oscilación de neutrinos en el vacío

Para la oscilación de neutrinos de dos sabores en el vacío, consideremos la matriz U de orden 2×2 de la siguiente forma:

$$U = \begin{pmatrix} U_{\alpha 1} & U_{\alpha 2} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

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

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{\alpha 1} & U_{\alpha 2} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

La probabilidad, para $\alpha \neq \beta$, se expresa como [29]:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_k U_{\alpha k} e^{i\Phi_k} U_{\beta k}^* \right|^2 = \sum_j \sum_k U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(\Phi_j - \Phi_k)}, \quad k = 1, 2, \quad (2.7)$$

donde Φ_k es la fase de oscilación del neutrino. Para el caso de dos sabores la matriz unitaria U es 2×2 y se puede parametrizar de la siguiente forma:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \text{sen} \theta \\ -\text{sen} \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

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

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \text{sen} \theta \\ -\text{sen} \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Desarrollando la ecuación (2.7)

$$\begin{aligned} (k=1, j=1) : & U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{-i(\Phi_1 - \Phi_1)} = |U_{\beta 1}|^2 |U_{\alpha 1}|^2, \\ (k=1, j=2) : & U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{-i(\Phi_2 - \Phi_1)}, \\ (k=2, j=1) : & U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} e^{-i(\Phi_1 - \Phi_2)}, \\ (k=2, j=2) : & U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} e^{-i(\Phi_2 - \Phi_2)} = |U_{\beta 2}|^2 |U_{\alpha 2}|^2, \end{aligned} \quad (2.10)$$

entonces la probabilidad de oscilación es:

$$\begin{aligned} (P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}) &= (|U_{\beta 1}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\beta 2}|^2 |U_{\alpha 2}|^2) + U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} (e^{i(\Phi_2 - \Phi_1)} + e^{-i(\Phi_2 - \Phi_1)}) \\ &= (|U_{\beta 1}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\beta 2}|^2 |U_{\alpha 2}|^2) + 2U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} (\cos \Phi_2 - \Phi_1) \\ &= (\text{sen}^2 \theta \cos^2 \theta + \cos^2 \theta \text{sen}^2 \theta) + 2(\cos \theta)(-\text{sen} \theta)(\text{sen} \theta)(\cos \theta) (\cos \Phi_2 - \Phi_1) \\ &= 2 \cos^2 \theta \text{sen}^2 \theta (1 - \cos(\Phi_2 - \Phi_1)) \\ &= \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left(\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{2} \right), \end{aligned} \quad (2.11)$$

donde $\Phi_{ij} = \Phi_i - \Phi_j = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}$, por lo cual se tiene,

$$\left(P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}\right) = \text{sen}^2(2\theta)\text{sen}^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right), \quad (2.12)$$

donde $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ es la diferencia de masas al cuadrado, L es la distancia entre la fuente y el detector y E es la energía del neutrino.

Una gran cantidad de experimentos se han enfocado en el estudio de la oscilación de neutrinos, entre los más relevantes se encuentran SuperKamiokande [31], KamLAND [32, 33], Homestake [34], GALLEX-GNO [35], SAGE [36], K2K [37] y MINOS [38].

Oscilación de neutrinos en la materia

La oscilación de neutrinos en el vacío es considerada una buena aproximación para los neutrinos procedentes, por ejemplo, de las estrellas como el Sol, debido a que el medio entre el Sol y la Tierra es vacío. Sin embargo, cuando los neutrinos se propagan en un medio denso, como el interior del Sol, las interacciones con dicho medio afectan sus propiedades. Las consecuencias de dichas interacciones son las dispersiones del tipo coherente o incoherente. Cuando se trata de una dispersión puramente incoherente e inelástica la sección de choque es muy pequeña proporcional a la constante de acoplamiento de Fermi al cuadrado $G_F^2 \sim 10^{-10} \text{GeV}^{-2}$, esto significa que de un haz de neutrino de 10^{10} con energías alrededor de $E \sim 1 \text{MeV}$ sólo uno será afectado o deflectado por la materia en la Tierra [39]. Pero si consideramos una dispersión elástica coherente hacia adelante, la sección de choque es proporcional a la constante de Fermi G_F , siendo ahora mucho más relevante que en anterior caso. El efecto del medio es descrito por un potencial efectivo que depende de la composición y la densidad del materia [40], que como efecto tiene una resonancia en la conversión del sabor [41]. Todo esto aumenta la probabilidad de oscilación en la materia.

Por otro lado, sólo el neutrino del electrón sufre esta dispersión mediante corriente cargada débil por la abundancia de electrones y los demás sabores de neutrinos interactúan mediante corriente neutra débil con protones, neutrones y electrones por la predominancia de materia en el Universo.

2.3. Propiedades electromagnéticas del neutrino

Como hemos mencionado, el neutrino es un fermión eléctricamente neutro cuya interacción con la materia es débil, por lo que el estudio de sus propiedades ha representado una serie de retos para la Física de Partículas. A la par, su estudio es de gran importancia para poder esclarecer algunas incógnitas que continúan abiertas y que la física más

allá del ME intenta explicar. De manera general, las propiedades electromagnéticas de los fermiones pueden expresarse en términos de su interacción con los fotones mediante un vértice de interacción efectivo. Es necesario analizar la estructura de Lorentz más general que describa el vértice de interacción, la cual contiene cuadvectores definidos en términos de los cuádrimomentos de los fermiones. Para el caso particular de los fermiones neutros, la contribución principal al vértice proviene del término a un lazo. La forma de esta interacción, en general, depende de la naturaleza del neutrino.

La importancia de estudiar las NEPs radica en que, si bien estas no se han encontrado de manera experimental, gracias al reciente descubrimiento de la oscilación de neutrinos, se deduce que estas propiedades no son triviales ya que tienen relación estrecha con su masa y la definición de su naturaleza [10]. Incluso desde que Pauli propuso la existencia del neutrino, se discutió sobre la posibilidad de que tuviera un momento magnético asociado [42].

2.3.1. Factores de forma electromagnéticos

Debido a que los neutrinos son fermiones que no tienen carga eléctrica, no es posible encontrar factores de forma electromagnéticos a nivel árbol, pero si se introducen correcciones radiativas a nivel de uno o más lazos, considerando partículas cargadas en estos lazos, es posible obtener dichos factores. Tomando esto en cuenta, existen diversos diagramas, particularmente a nivel de un lazo, que contribuyen al vértice electromagnético con neutrinos, esto en modelos de extensión al Modelo Estándar. Algunos de estos diagramas se muestran en la Fig. 2.1.

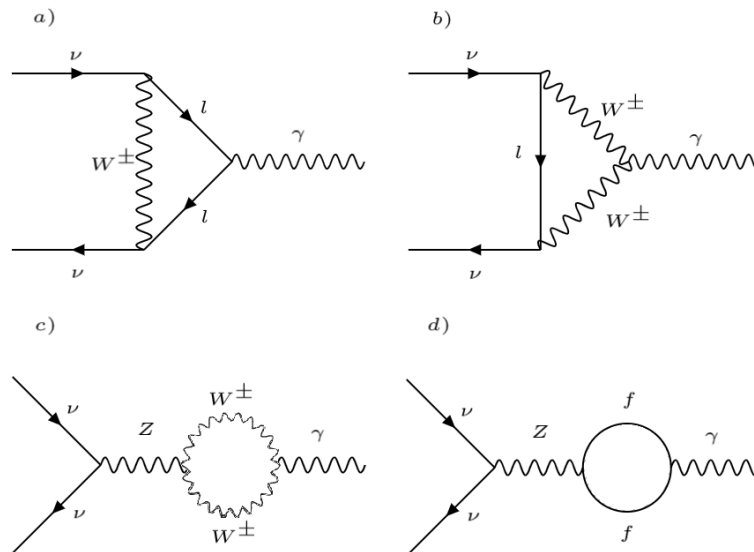


Figura 2.1: Diagramas a un lazo que permiten el MDM del neutrino [10].

Con esto en consideración, se puede escribir un término de interacción efectiva del vértice $\nu\nu\gamma$ de la forma

$$i\mathcal{L}_{\text{interacción}} = -A_\mu \bar{\psi} \Gamma^\mu \psi, \quad (2.13)$$

donde Γ^μ representa la función vértice consistente con la invarianza de Lorentz y la conservación de corriente electromagnética y puede escribirse como [11, 43, 44]:

$$\begin{aligned} \Gamma^\mu = ie & \left(\gamma^\mu \left(F_1^V(q^2) + F_1^A(q^2)\gamma^5 \right) + \frac{i}{2m_\nu} \sigma^{\mu\nu} q_\nu \left(F_2^V(q^2) + F_2^A(q^2)\gamma^5 \right) \right. \\ & \left. + q^\mu \left(F_3^V(q^2) + F_3^A(q^2)\gamma^5 \right) \right), \end{aligned}$$

donde q^2 es el momento transferido del fotón al cuadrado, F_1^V es el factor de forma de la carga eléctrica y F_1^A el factor de forma anapolar, mientras que los factores de forma que cambian quiralidad, F_2^V y F_2^A , determinarán tanto al momento dipolar magnético (MDM) estático que conserva CP, μ_ν , como al momento dipolar eléctrico (MDE) estático que viola CP, d_ν , de la siguiente manera:

$$\mu_\nu = e \frac{F_2^V(0)}{2m_\nu}, \quad (2.14)$$

y

$$d_\nu = -ie \frac{F_2^A(0)}{2m_\nu}. \quad (2.15)$$

Las NEPs resultan de gran relevancia para obtener información sobre la naturaleza del neutrino debido a que los factores de forma dipolares estáticos desaparecen para neutrinos de tipo Majorana, que sólo pueden tener factor de forma anapolar y dipolares de transición no nulos, por lo que la medición de un momento dipolar estático, sería clara evidencia de que los neutrinos son partículas de Dirac [45].

2.3.2. Carga eléctrica

El hecho de que la carga eléctrica de los neutrinos es nula es fácilmente demostrable en el marco del ME, ya que dicho valor está relacionado a los eigenvalores de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ de la forma

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.16)$$

donde Q es el valor de la carga, Y corresponde a la hipercarga y donde I_3 corresponde a la tercer componente del isoespín [11].

Ya que el ME no incluye neutrinos derechos ν_R , el valor de la carga del neutrino resulta cero (ya que $I_3 = 1/2$ y $Y = -1$). Mediante cálculos directos en distintos modelos de extensión se ha demostrado, al menos a nivel de un lazo, que la carga eléctrica de los

neutrinos no masivos no depende de la norma y esta sea cero. Sin embargo, para el caso de neutrinos masivos no resulta tan evidente que sean eléctricamente neutros sin importar el orden en teoría de perturbaciones en el cual sean estudiados, por lo que, para el caso de neutrinos masivos, no es posible asegurar que su carga eléctrica esté cuantizada. Los requerimientos para la cuantización de la carga pueden desaparecer en extensiones del Modelo Estándar de las Interacciones Electrodébiles en los que se incluyan neutrinos derechos ν_R .

Desde el punto de vista experimental, se han impuesto restricciones relacionadas a la carga eléctrica del neutrino, donde

$$q_\nu \leq 10^{-21} e, \quad (2.17)$$

que, a grandes rasgos, se obtiene asumiendo la conservación de la carga eléctrica en el decaimiento beta $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$.

2.3.3. Momento Anapolar

El factor de forma anapolar F_A es una cantidad adimensional que describe la respuesta del neutrino a las interacciones débiles sin violación de paridad y que cuenta con características inusuales. Dentro de ellas, y debido a su naturaleza, si se acopla a un campo electromagnético externo tiene un valor relevante únicamente en presencia de materia [46]. Si se considera el acoplamiento de un fotón a un fermión, el valor que toma este factor es cero si el fotón es real, es decir, en el caso en el que el fotón se encuentra en la capa de masa ($q^2 = 0$) y donde se cumple que $\epsilon_\mu q^\mu = 0$. Sin embargo, sí existe contribución de este término si el fotón está fuera de capa de masa.

No existe evidencia experimental directa para el factor anapolar, pero es posible de encontrar en procesos tales como la dispersión de electrones en donde se involucre el intercambio de un bosón de norma Z^0 o de un fotón.

2.3.4. Momento dipolar eléctrico

El momento dipolar eléctrico (MDE) del neutrino es una propiedad física que describe la distribución de carga eléctrica asimétrica dentro de esta partícula elemental. A diferencia de los leptones cargados, como el electrón, el neutrino no tiene carga eléctrica, pero se cree que puede tener un MDE debido a la posibilidad de que posea una estructura interna más compleja.

El MDE del neutrino d_ν , puede escribirse en términos del factor de forma anapolar F_2^A mediante

$$d_\nu = -ie \frac{F_2^A(0)}{2m_\nu}. \quad (2.18)$$

Un MDE no nulo indicaría una violación de las simetrías de inversión de carga y paridad, lo cual implicaría la existencia de física más allá del ME.

2.3.5. Momento dipolar magnético

Para el factor de forma correspondiente al momento dipolar magnético (MDM) del neutrino, es necesario considerar que este existe si la partícula es masiva, motivo por el que su cálculo cobra una relevancia significativa. Además, debido a esto, considerando que la masa de los neutrinos es muy pequeña, el valor del MDM también resulta pequeño. En términos del factor de forma de inversión de quiralidad F_2^V , puede escribirse como

$$\mu_\nu = e \frac{F_2^V(0)}{2m_\nu}. \quad (2.19)$$

Considerando a los neutrinos como partículas masivas de tipo Dirac en el proceso $\nu_\ell \rightarrow \nu_\ell + \gamma$, en el Modelo Estándar Mínimamente Extendido, en el cual se agregan neutrinos derechos al ME, se ha llegado a obtener que el MDM es [10, 45]

$$\mu_{\nu_\ell} = \frac{3eG_F m_{\nu_\ell}}{8\sqrt{2}\pi^2} \simeq 3.1 \times 10^{-19} \left(\frac{m_{\nu_\ell}}{1 \text{ eV}} \right) \mu_B, \quad (2.20)$$

donde $\mu_B = \frac{e}{2m_e}$ es el magnetón de Bohr, constante utilizada como unidad natural para el momento magnético y m_{ν_ℓ} es la masa del neutrino correspondiente. Sin embargo, este valor ha resultado con una gran discrepancia respecto a los límites experimentales, no sólo en el Modelo Estándar Mínimamente Extendido, sino considerando otros modelos, por lo que sigue siendo un valor extremadamente relevante.

2.3.6. Radio de carga

Aún cuando el factor de forma correspondiente a la carga eléctrica del neutrino resulte nulo, si el fotón está en capa de masa, $F_1^V(0) = 0$, su derivada no lo es. Por tanto tenemos una cantidad no estática, denominada radio de carga del neutrino (RCN) y que se define como

$$\langle r^2 \rangle_\nu = 6 \frac{dF_1^V(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0}. \quad (2.21)$$

Bajo el contexto del ME, el RCN no es considerado como una cantidad observable válida, ya que resulta dependiente del parámetro de norma; sin embargo, gracias al BFM [47] y particularmente a la técnica Pinch [14, 47] (PT) es posible cancelar los términos que dependen de la norma.

En el Modelo Estándar Mínimamente Extendido, el RCN se obtiene a partir del vértice $\bar{\nu}\nu\gamma$, considerando el BFM bajo la norma de Feynman-'t Hooft para el cálculo de

F_1^V , cuyas contribuciones a primer orden están dadas por los diagramas de la Fig. 2.2. Cabe mencionar que no existe contribución por parte de la autoenergía $Z - \gamma$, debido a que está asociada al factor de forma efectivo de carga electrodébil en lugar del factor de forma de carga eléctrica [14]. De esta manera, el RCN efectivo es [14, 48, 49]

$$\langle r^2 \rangle_{\nu_\ell} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} \left(3 - 2 \log \left(\frac{m_\ell^2}{m_W^2} \right) \right) \simeq \begin{cases} 4.1 \times 10^{-33} \text{ cm}^2 & \text{para } \nu_e, \\ 2.4 \times 10^{-33} \text{ cm}^2 & \text{para } \nu_\mu, \\ 1.5 \times 10^{-33} \text{ cm}^2 & \text{para } \nu_\tau. \end{cases} \quad (2.22)$$

con m_ℓ la masa del leptón cargado correspondiente y m_W la masa del bosón W .

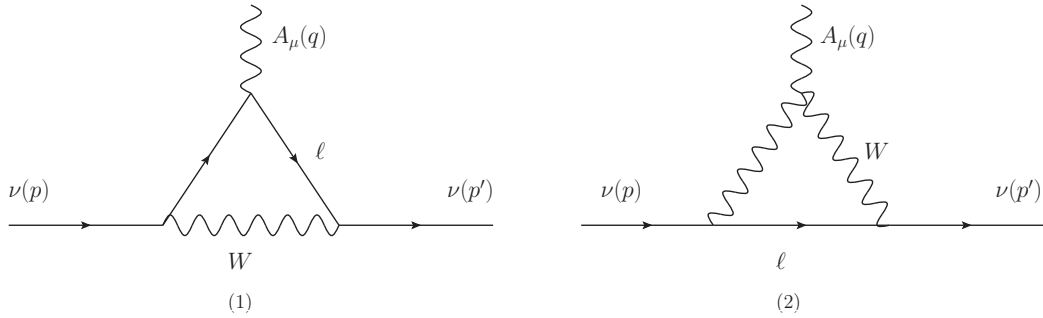


Figura 2.2: Diagramas de Feynman que contribuyen al RCN a nivel de un lazo en el ME.

En el marco de los modelos de las interacciones débiles y electromagnéticas se puede obtener la siguiente estimación para el valor del radio de carga del neutrino del electrón [50]:

$$\langle r_{\nu_e}^2 \rangle = 4 \times 10^{-33} \text{ cm}^2. \quad (2.23)$$

De igual manera es posible incorporar la contribución del radio de carga del neutrino dentro del valor para la sección eficaz del ME haciendo la sustitución para la constante g_V

$$g_V \rightarrow \frac{1}{2} + 2\text{sen}^2\theta_W + \frac{2}{3}m_W^2\langle r_{\nu_e}^2 \rangle\text{sen}^2\theta_W. \quad (2.24)$$

2.3.7. Cotas experimentales para las propiedades electromagnéticas del neutrino

Como se ha mencionado a lo largo de este capítulo, al ser de gran importancia para develar uno de los principales problemas abiertos que presenta la Física de Partículas, las NEPs han sido estudiadas por diversos experimentos. Respecto al MDM y el RCN, podemos enlistar algunas cotas encontradas en la Tabla 2.1, con un nivel de confianza del 90 %. Otros límites recientes como los obtenidos en [51], utilizando los datos del experimento COHERENT [52], no se muestran ya que son menos estrictos.

Sabor	$ \mu_\nu (\times 10^{-11} \mu_B)$	$\langle r_\nu^2 \rangle (\times 10^{-32} \text{cm}^2)$
ν_e	0.63 (XENONnT)	$[-45, 3.0]$ (XENONnT)
	3.9 (Borexino)	$[-0.82, 1.27]$ (Solar)
	2.9 (GEMMA)	$[-5.94, 8.28]$ (LSND)
		$[-4.2, 6.6]$ (TEXONO)
ν_μ	1.37 (XENONnT)	$[-45, 52]$ (XENONnT)
	5.8 (Borexino)	$[-9, 31]$ (Solar)
		1.2 (CHARM-II)
		$[-4.2, 0.48]$ (TEXONO)
ν_τ	1.24×10^4 (XENONnT)	$[-40, 45]$ (XENONnT)
	5.8×10^4 (Borexino)	$[-9, 31]$ (Solar)
	3.9×10^4 (DONUT)	

Tabla 2.1: Límites para el MDM y el RCN al 90% de nivel de confianza para cada sabor de neutrinos, obtenidos de varios experimentos: XENONnT [53], Borexino [54], GEMMA [55], DONUT [56], LSND [57], TEXONO [50] y Solares [58].

Respecto al MDE del neutrino, no existen actualmente límites experimentales. Sin embargo, se han obtenido límites indirectos y teóricos. Para el MDE de los neutrinos del electrón y del muón, los límites más estrictos son $d_{\nu_e, \nu_\mu} \lesssim 10^{-21}$ ecm [59], mientras que para el neutrino del tau se han obtenido límites del orden de $10^{-17} - 10^{-18}$ ecm bajo algunos escenarios de nueva física: mediante un enfoque independiente del modelo [60], se ha obtenido la cota de $d_{\nu_\tau} \lesssim \times 10^{-17}$ ecm, mediante lagrangianos efectivos propuestos en [61] se ha obtenido $d_{\nu_\tau} \lesssim \times 10^{-17}$ ecm, mientras que cuando se consideran modelos de multipletes vectoriales [62] se llega a $d_{\nu_\tau} \lesssim 10^{-18} - 10^{-20}$ ecm. Además, se encontró en [63] que el ILC y el CLIC permitirían probar valores de d_{ν_τ} hasta el orden de 10^{-19} ecm para energías de centro de masa de 500 a 3000 GeV.

En este capítulo nos enfocamos identificar y discutir algunos de los desafíos y preguntas vigentes en torno a la Física del neutrino. Este análisis sienta las bases para abordar el tema central de este trabajo, que es el estudio de las propiedades electromagnéticas del neutrino.

El siguiente capítulo se enfocará en dos fuentes fundamentales de neutrinos: los reactores y los aceleradores. En nuestro análisis hemos utilizado datos de experimentos con estas fuentes para realizar una comparativa con nuestros resultados, proporcionando así un marco de referencia esencial para nuestras conclusiones.

Capítulo 3

Neutrinos de reactores y aceleradores

3.1. Neutrinos de reactores

En la naturaleza existen diversas fuentes que producen neutrinos, es decir, en los que se originan procesos que dan pie al surgimiento de neutrinos por medio de algún decaimiento o de alguna dispersión. Este es un factor determinante para identificar las energías que pueden tener las partículas a estudiar. Dentro de las dificultades que presentan los estudios de neutrinos puede mencionarse que es necesario que estas fuentes de neutrinos sean potentes, motivo por el cual los reactores nucleares son relevantes para este propósito, debido a que en cada proceso de fisión conduce en promedio a seis desintegraciones beta sucesivas de los productos de fisión, proceso por el cual se genera un neutrino (o mejor dicho, antineutrino) de reactor nuclear. Por esta razón, un reactor estándar de 1 GWe, produce del orden de 10^{20} antineutrinos por segundo [64]. Diversos experimentos, como Double Chooz (Francia), RENO (Corea) y Daya Bay (China) han sido pioneros en la obtención de datos para poder determinar el espectro de antineutrinos del reactor de manera precisa [65], y así poder estudiar nuevos aspectos de la física de los neutrinos. Particularmente el enfoque que tienen los experimentos más recientes centrados en esta fuente de neutrinos recaen en la evidencia de oscilación de neutrinos [66], la jerarquía de masas de los neutrinos [67, 68] y la búsqueda de neutrinos estériles [69], por mencionar algunos problemas actuales de la física más allá del ME.

Como se mencionó en el Capítulo 1, el proceso relevante para (anti)neutrinos provenientes de reactores nucleares es la dispersión elástica neutrino-electrón,

$$\nu_e(\bar{\nu}_e) + e^- \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) + e^-, \quad (3.1)$$

donde la interacción se da con un electrón correspondiente a un medio (por ejemplo, un líquido centelleador) y un (anti)neutrino. Aquí, el electrón adquiere energía cinética,

E_c , debido al proceso de dispersión elástica. Gracias a esta E_c , el electrón se empieza a desplazar por el detector, excitando el líquido centelleador hasta dejar parte de su energía en el líquido, luego de lo cual es absorbido por algún átomo. Durante el proceso de desexcitación del líquido centelleador, se emite luz visible, misma que opaca toda luz direccional o luz Cherenkov.

Este proceso puede ocurrir vía corriente cargada (CC) si se considera un bosón de norma W^+ como partícula mediadora, vía corriente neutra (CN) mediante el bosón de norma Z^0 , o considerando su interferencia, como se muestra esquemáticamente en la Fig. 3.1.

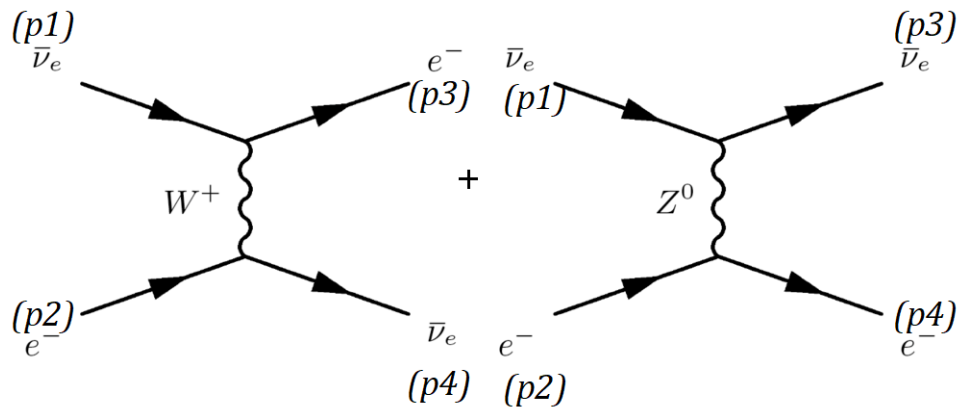


Figura 3.1: Interacciones de $\bar{\nu}_e$ con el electrón bajo el marco del ME.

3.1.1. TEXONO

El experimento TEXONO (Taiwan EXperiment On Neutrino) está centrado en el estudio de neutrinos de baja energía y de materia oscura. El detector se encuentra en el Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory (KSNL), en Taiwán y comenzó con la toma de datos en Julio de 2001.

Generalidades del experimento

Tal y como puede observarse en la Fig. 3.2, el laboratorio está equipado con una estructura de blindaje exterior de 50 toneladas que consta de paneles de centelleo de plástico de 2,5 cm de espesor con tubos fotomultiplicadores para veto de rayos cósmicos, seguido de una estructura de 15 cm de plomo, otra de 5 cm de acero inoxidable además de un recubrimiento de 25 cm de polietileno cargado con boro y por último una estructura externa de 5 cm de cobre.

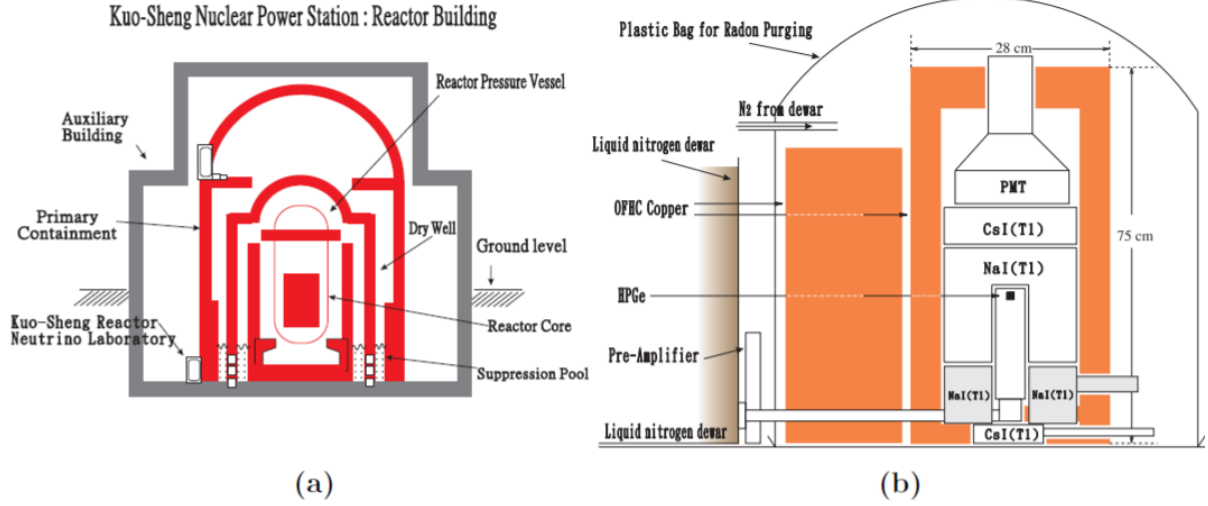


Figura 3.2: (a) Vista lateral esquemática del edificio del reactor de la central nuclear de Kuo-Sheng. La distancia entre el núcleo y el detector del reactor es de unos 28 m. (b) Esquema del detector HPGe.

El camino que consideran en este experimento [50] para estudiar la física más allá del ME, a groso modo, es mediante el estudio de las posibles interacciones electromagnéticas del neutrino en objetivos atómicos A , mediante la interacción

$$\bar{\nu}_e + A \rightarrow \nu_X + A^+ + e^-, \quad (3.2)$$

donde el objetivo puede ser tomado como electrones libres en T por encima de la escala de energía atómica.

La sección eficaz diferencial con el reactor resulta

$$\left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{\mu\nu} = \frac{\pi\alpha_{em}^2\mu_\nu^2}{m_e^2} \left[\frac{1 - T/E_\nu}{T} \right], \quad (3.3)$$

por encima de las regiones de energía atómica ($T > 10$ keV para el Ge).

Los datos experimentales que se han recopilado en TEXONO dan un límite para el momento magnético del neutrino del electrón de $\mu_{\bar{\nu}_e} < 7.4 \times 10^{-11} \mu_B$ [50].

Los espectros de neutrinos del reactor en función de la energía del neutrino debido a las componentes individuales se suman en función del tiempo dependiendo de las contribuciones relativas por fisión.

En las gráficas de la Fig. 3.3 pueden observarse el espectro de $\bar{\nu}_e$ del reactor total y los espectros de retroceso observables debido a las interacciones de los neutrinos con el objetivo de Germanio.

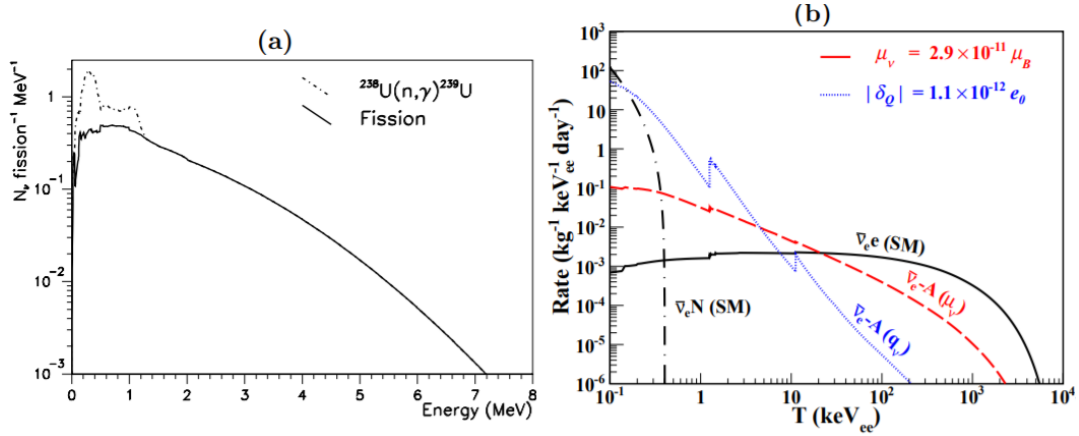


Figura 3.3: Gráficas del (a) espectro de antineutrinos del electrón del reactor y (b) los espectros de retroceso observables como consecuencia de las interacciones $\bar{\nu}_e$ con el Ge [50].

3.1.2. Interacciones No-Estándares y el Modelo de No-Partículas

Como se ha mencionado, las señales de nueva física más allá del ME han surgido de la evidencia experimental en torno al estudio de los neutrinos, es, por lo tanto, factible considerar que un enfoque fenomenológico importante en la búsqueda de nueva física en el sector de los neutrinos puede recaer en el estudio de las desviaciones de los parámetros de interacción de ellos con otras partículas del ME, lo cual conlleva al interés en las llamadas Interacciones No Estándar (NSI, por sus siglas en inglés) de neutrinos [70–73]. La posibilidad de la existencia de las NSI fue propuesta inicialmente por Wolfenstein [40], secundado por varios trabajos [74, 75] que precedieron a la evidencia experimental de las oscilaciones de neutrinos. La mayor relevancia en el estudio de estos acoplamientos radica en intentar obtener mayor información sobre la naturaleza del neutrino, ya que si se consideran que los neutrinos son de Majorana, no se tienen contribuciones cuando los neutrinos son del mismo sabor, por lo que se tiene un espacio de parámetros menor que para el caso de los neutrinos de Dirac [76].

Estas interacciones pueden ser representadas de manera general mediante el siguiente lagrangiano efectivo,

$$-\mathcal{L}_{\text{NSI}}^{\text{eff}} = \varepsilon_{\alpha\beta}^{fP} 2\sqrt{2}G_F (\bar{\nu}_\alpha \gamma_\rho L \nu_\beta) (\bar{f} \gamma^\rho P f), \quad (3.4)$$

donde G_F es la constante de Fermi, $\varepsilon_{\alpha\beta}^{fP}$ es el parámetro de intensidad para las NSI, f es un fermión de primera generación del ME (e, u o d), $P \{L, R = (1 \pm \gamma^5)/2\}$ denota el proyector quiral, y α y β indica el sabor del neutrino (e, μ o τ). Cabe mencionar que al lagrangiano de la ecuación (3.4), que brinda una descripción general de las NSI, es

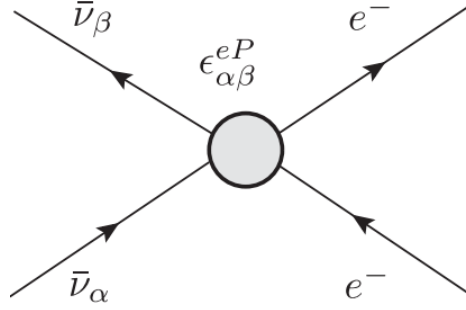


Figura 3.4: Interacciones No-Estándar de neutrinos, descritas generalmente por interacciones de cuatro fermiones con nuevos acoplamientos.

posible aplicarle otras aproximaciones dependiendo de si el neutrino está en la fuente (ϵ^S), en la propagación, i.e. tomando en cuenta los efectos de la materia (ϵ^m), o en la detección.

En este estudio partimos de la dispersión neutrino-electrón $\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e$, como se muestra en la Fig. 3.4, donde la información de mayor interés surge de considerar la sección eficaz diferencial del ME y la de NSI,

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{dT_e} \right)_{\text{ME+NSI}} &= \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left[(g_R + \varepsilon_{ee}^R)^2 + \sum_{\alpha \neq e} |\varepsilon_{\alpha e}^R|^2 + \left\{ (g_L + \varepsilon_{ee}^L)^2 + \sum_{\alpha \neq e} |\varepsilon_{\alpha e}^L|^2 \right\} \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. - \left\{ (g_L + \varepsilon_{ee}^L) (g_R + \varepsilon_{ee}^R) + \sum_{\alpha \neq e} |\varepsilon_{\alpha e}^L| |\varepsilon_{\alpha e}^R| \right\} m_e \frac{T_e}{E_\nu^2} \right], \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde m_e es la masa del electrón, T_e representa la energía de retroceso del electrón, y E_ν es la energía del antineutrino, y donde además $g_L = 1/2 + \sin^2\theta_W$ y $g_R = \sin^2\theta_W$ son los acoplamientos del ME.

En experimentos de dispersión, la información más relevante proviene de calcular

$$\left\langle \frac{d\sigma}{dT} \right\rangle = \int_{E_\nu^{\min}(T)}^{\infty} \frac{d\phi(\bar{\nu}_e)}{dE_\nu} \frac{d\sigma(E_\nu)}{dT} dE_\nu, \quad (3.6)$$

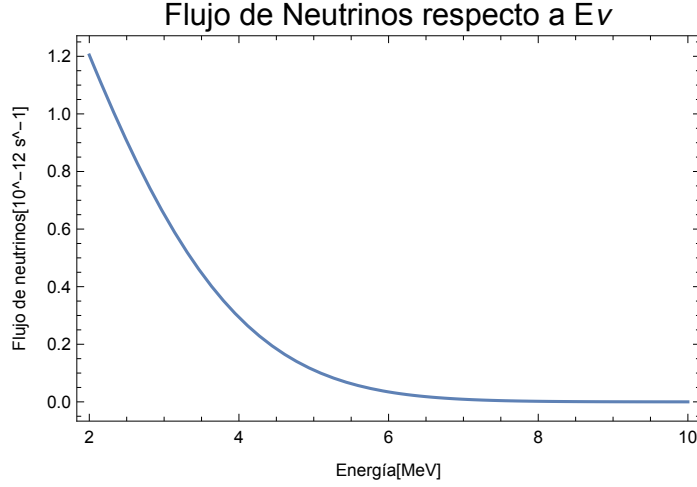
en donde $d\phi(\bar{\nu}_e)/dE_\nu$ indica el espectro de antineutrinos del reactor, que para efectos prácticos puede aproximarse a un polinomio mediante la expresión

$$d\phi(\bar{\nu}_e)/dE_\nu = \exp[a_0 + a_1 E_\nu + a_2 E_\nu^2], \quad (3.7)$$

donde los valores de los coeficientes a_0 , a_1 y a_2 se ajustan de acuerdo al elemento considerado, como puede observarse en la Tabla 3.1 y cuyo comportamiento puede modelarse como se aprecia en la gráfica de la Fig. 3.5 Con esta información es posible entonces

a_i	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Pu
a_0	0.87	0.896	0.976	0.793
a_1	-0.16	-0.239	-0.162	-0.08
a_2	-0.091	-0.981	-0.079	-0.1085

Tabla 3.1: Ajuste de los parámetros del espectro de antineutrinos [77].

Figura 3.5: Gráfica del espectro de antineutrinos $\bar{\nu}_e$, considerando la aproximación mostrada en la ecuación (3.7), en un rango de E_ν de 2 a 10 MeV.

calcular el número de eventos esperados de manera teórica, por medio de la ecuación

$$R_X = \rho_e \int_T \int_{E_\nu} \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_X \frac{d\phi(\bar{\nu}_e)}{dE_\nu} dE_\nu dT, \quad (3.8)$$

donde X es el canal de interacción ($X = ME, NSI, UP$), ρ_e es la densidad del número de electrones por kg del objetivo, y $d\phi(\bar{\nu}_e)/dE_\nu$ corresponde al espectro de antineutrinos del reactor. Es relevante comparar estos resultados con el número de eventos observados por el experimento, considerando además el número de eventos esperados para el ME.

No hay que perder de vista el objetivo del estudio de este proceso, que es realizar un ajuste de χ^2 , que es un método de estimación de variables cualitativas [78] para evaluar la probabilidad de una discrepancia igual o mayor que la que exista entre los datos y los valores esperados, cuya exactitud dependerá de que los valores esperados no sean muy pequeños y, en menor medida, de que el contraste entre ellos no sea muy elevado. En la estimación mínima de χ^2 se encuentran los valores de los parámetros que hacen que la estadística de prueba sea lo más pequeña posible. Así, para obtener el valor mínimo posible se recurre a la ecuación

$$\chi^2 = \sum_{i=1} \left[\frac{R_{\text{expt}}(i) - [R_{SM}(i) + R_{NSI}(i)]}{\Delta_{\text{stat}}(i)} \right]^2, \quad (3.9)$$

Haciendo uso de herramientas computacionales, como Mathematica, es posible obtener cotas sobre los valores permitidos para los parámetros, gracias al ajuste estadístico. En la Tabla 3.2 se muestran los resultados obtenidos por la colaboración TEXONO [77] y se comparan con los que obtuvimos con nuestro análisis.

Parámetros NSI	Mejor Fit [77]	Límites N.C 90 % [77]	Mejor Fit obtenido	Límites N.C 90 %
NU	$\epsilon_{ee}^{eL} = 0.03 \pm 0.26$ $\epsilon_{ee}^{eR} = 0.02 \pm 0.04$	$-1.53 < \epsilon_{ee}^{eL} < 0.38$ $-0.07 < \epsilon_{ee}^{eR} < 0.08$	$\epsilon_{ee}^{eL} = 0.003 \pm 0.27$ $\epsilon_{ee}^{eR} = 0.006 \pm 0.03$	$-1.41 < \epsilon_{ee}^{eL} < 0.35$ $-0.05 < \epsilon_{ee}^{eR} < 0.05$
FC	$(\epsilon_{e\mu}^{eL^2}) = (\epsilon_{e\tau}^{eL^2}) = 0.05 \pm 0.27$ $(\epsilon_{e\mu}^{eR^2}) = (\epsilon_{e\tau}^{eR^2}) = 0.008 \pm 0.015$	$ \epsilon_{e\mu}^{eL} < 0.84$ $ \epsilon_{e\tau}^{eL} < 0.84$ $ \epsilon_{e\mu}^{eR} < 0.19$ $ \epsilon_{e\tau}^{eR} < 0.19$	$\epsilon_{e\mu}^{eL} = \epsilon_{e\tau}^{eL} = 0.121 \pm 1.09$ $\epsilon_{e\mu}^{eR} = \epsilon_{e\tau}^{eR} = 0.049 \pm 0.35$	$ \epsilon_{e\mu}^{eL} < 0.70$ $ \epsilon_{e\tau}^{eL} < 0.70$ $ \epsilon_{e\mu}^{eR} < 0.16$ $ \epsilon_{e\tau}^{eR} < 0.16$

Tabla 3.2: Constricciones de los parámetros de los acoplamientos de las NSI [77] comparados con los resultados obtenidos por nosotros. Para la obtención de los parámetros de las NSI, el error y los límites del nivel de confianza al 90 % se recurrió a programas propios realizados en Mathematica y Python.

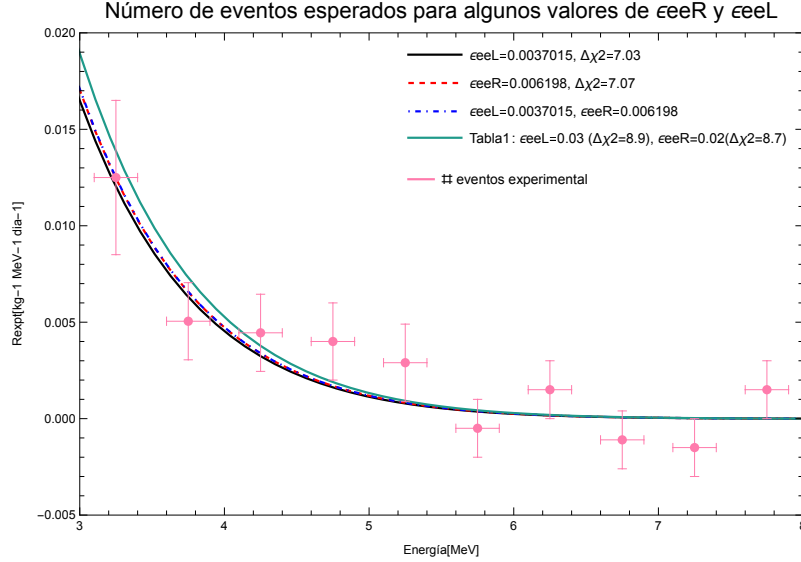


Figura 3.6: Número de eventos esperados para nuestros resultados del ajuste estadístico con $\epsilon_{ee}^{eL} = 0.0037$, $\epsilon_{ee}^{eR} = 0.0061$ (línea azul punteada) y para los resultados del artículo con $\epsilon_{ee}^{eL} = 0.03$, $\epsilon_{ee}^{eR} = 0.02$ (línea turquesa).

Es posible tener una idea más clara de la implicación de los resultados que obtuvimos, y se graficaron para poder realizar una comparativa con lo reportado por la colaboración, tal como puede observarse en las Fig. 3.6 y 3.7. De estas gráficas se puede analizar el comportamiento del número de eventos esperados al considerar todos los

parámetros nulos, excepto $\varepsilon_{ee}^{eL} = 0.0037$ (representado por una línea negra), con un valor de $\Delta\chi^2 = 7.03$. Considerando ahora $\varepsilon_{ee}^{eR} = 0.0061$ (representado por la línea roja punteada) cuyo $\Delta\chi^2 = 7.07$, así como el comportamiento al considerar al mismo tiempo $\varepsilon_{ee}^{eL} = 0.0037, \varepsilon_{ee}^{eR} = 0.0061$, mientras que para los resultados reportados por el artículo son aquellos que consideran $\varepsilon_{ee}^{eL} = 0.03$ ($\Delta\chi^2 = 8.9$), $\varepsilon_{ee}^{eR} = 0.02$ ($\Delta\chi^2 = 8.7$) (línea turquesa) para la Fig. 3.6. Similarmente, para la Fig. 3.7 se muestran todos los parámetros de las interacciones no estándar nulos, exceptuando a $\varepsilon_{e\mu,\tau}^{eL} = 0.1215$ ($\Delta\chi^2 = 7.07$) y $\varepsilon_{e\mu,\tau}^{eR} = 0.0485$ ($\Delta\chi^2 = 7.04$) de manera individual mediante la línea negra y la línea punteada roja respectivamente, a ambos términos al mismo tiempo mediante la línea azul punteada y con los valores de $\varepsilon_{e\mu,\tau}^{eL} = 0.22$ ($\Delta\chi^2 = 8.9$) y $\varepsilon_{e\mu,\tau}^{eR} = 0.109$ ($\Delta\chi^2 = 8.7$) para el caso de los resultados del artículo (línea turquesa).

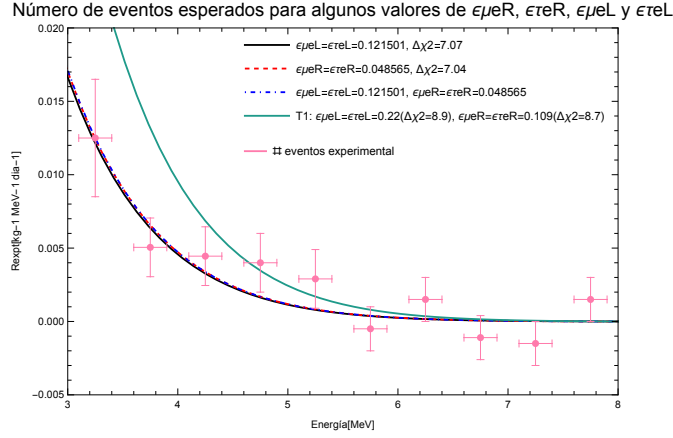


Figura 3.7: Número de eventos esperados para nuestros resultados del ajuste estadístico con $\varepsilon_{e\mu,\tau}^{eL} = 0.1215, \varepsilon_{e\mu,\tau}^{eR} = 0.0485$ (línea azul punteada) y para los resultados del artículo con $\varepsilon_{e\mu,\tau}^{eL} = 0.22, \varepsilon_{e\mu,\tau}^{eR} = 0.109$ (línea turquesa).

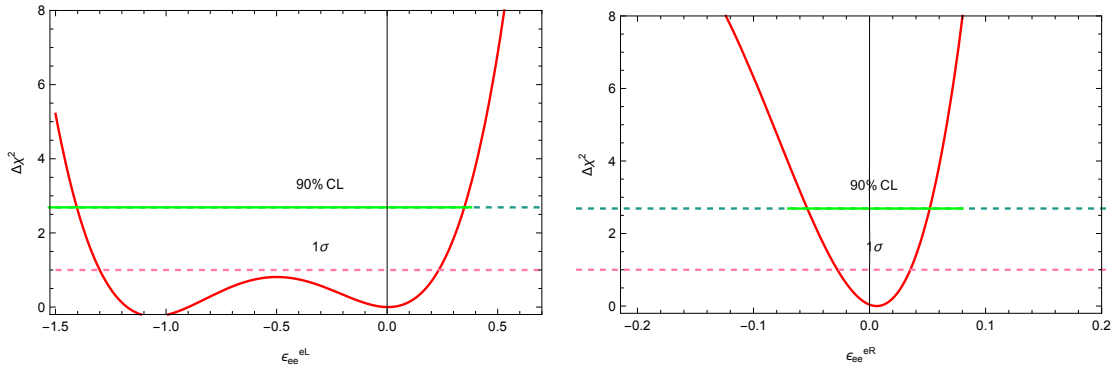


Figura 3.8: Constricciones para las interacciones no-estándar de neutrinos, para neutrinos del electrón. La línea verde representa los límites encontrados por el experimento TEXONO con un nivel de confianza del 90%, indicados en la Tabla 3.2.

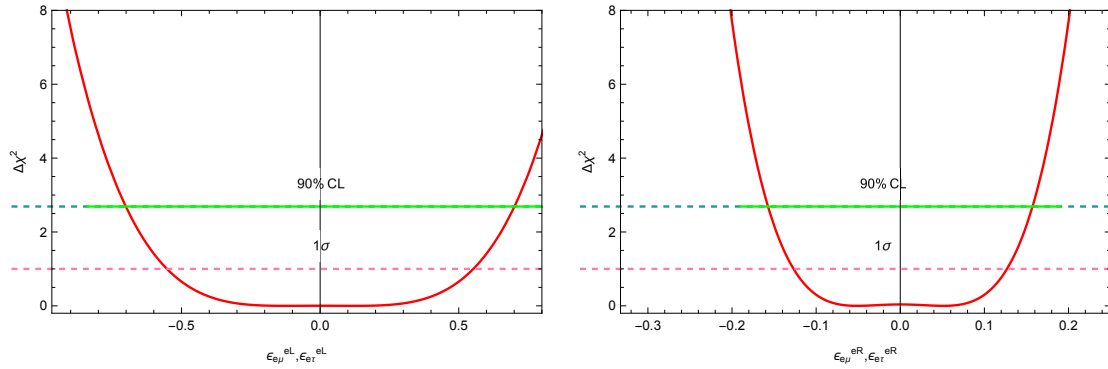


Figura 3.9: Constricciones para las interacciones no-estándar de neutrinos, para neutrinos del muón y neutrinos del tau. La línea verde representa los límites encontrados por el experimento TEXONO con un nivel de confianza del 90 %, indicados en la Tabla 3.2.

También fue posible obtener las gráficas de las constricciones de los parámetros de las NSI para cada uno de los sabores de neutrinos, mismas que se muestran en las Fig. 3.8 y 3.9, donde en esta última podemos ver que las contribuciones para los sabores μ y τ son iguales.

Las perspectivas de trabajo de esta sección involucran la realización de este análisis estadístico utilizando otro modelo de interés del cual sea posible minimizar sus parámetros al comparar algunos datos con experimentos de neutrinos provenientes de reactores y aceleradores, de manera que pueda ampliarse el análisis de las propiedades de los neutrinos y las aportaciones a nueva física más allá del ME. De igual manera, estamos trabajando en la optimización de nuestros programas en Mathematica y Python para este análisis, de manera que podamos obtener resultados más certeros y de una manera más rápida.

3.1.3. Modelo No-partículas

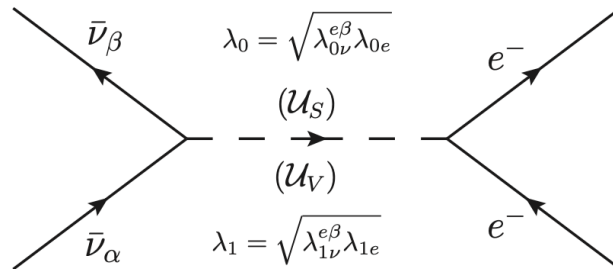


Figura 3.10: Interacciones neutrino-electrón vía intercambio de una no-partícula virtual de tipo escalar (cuando se toma λ_0) y de tipo vectorial (al tomar λ_1).

Para realizar un análisis similar, considerado ahora campos de un sector escalar invariante por debajo de una escala energía Λ_U , se toma el modelo de no-partículas para analizar el proceso $\nu_\alpha + e \rightarrow \nu_\beta + e$, mediante el intercambio de estos nuevos operadores de no-partículas de tipo escalar (S) y de tipo vectorial (V), cada uno con una dimensión de escala no entera, denotadas por d_S y d_V , cuyas interacciones podemos ver en la Fig. 3.10 y se describen mediante los lagrangianos [79, 80]

$$\begin{aligned} L_{J=0} &= \frac{\lambda_{0e}}{\Lambda_U^{d_S-1}} \bar{e}e \mathcal{O}_U + \frac{\lambda_{0\nu}^{\alpha\beta}}{\Lambda_U^{d_S-1}} \bar{\nu}_\alpha \nu_\beta \mathcal{O}_U, \\ L_{J=1} &= \frac{\lambda_{1e}}{\Lambda_U^{d_V-1}} \bar{e} \gamma_\mu e \mathcal{O}_U^\mu + \frac{\lambda_{1\nu}^{\alpha\beta}}{\Lambda_U^{d_V-1}} \bar{\nu}_\alpha \gamma_\mu \nu_\beta \mathcal{O}_U^\mu, \end{aligned} \quad (3.10)$$

donde λ_{Je} y $\lambda_{J\nu}^{\alpha\beta}$ son las constantes de acoplamiento correspondientes con $J = 0, 1$, denotando si la interacción es escalar o vectorial, respectivamente, y se ejemplifica en la Fig. 3.10, por lo cual sección eficaz diferencial resulta como

$$\left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{\mathcal{U}_S} = \frac{f_0^2(d_S)}{\Lambda_U^{4d_S-4}} \frac{2^{2d_S-6}}{\pi E_\nu^2} (m_e T)^{2d_S-3} (T + 2m_e), \quad (3.11)$$

donde

$$f_0(d_S) = \frac{\lambda_{0\nu}^{\alpha\beta} \lambda_{0e}}{2 \text{sen}(d_S \pi)} A_0(d_S), \quad (3.12)$$

es una función dependiente de la dimensión, y se define que $\lambda_0 \equiv \sqrt{\lambda_{0\nu}^{\alpha\beta} \lambda_{0e}}$ y la constante de normalización $A_0(d_S)$ tiene la forma

$$A_0(d_S) = \frac{16\pi^{5/2}}{(2\pi)^{2d_S}} \frac{\Gamma(d_S + 1/2)}{\Gamma(d_S - 1) \Gamma(2d_S)}, \quad (3.13)$$

en términos de funciones Γ .

Cuando las partículas intermedias son no-partículas de tipo escalar, mientras que para las no-partículas de tipo vectorial se considera la sección eficaz diferencial

$$\left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{\mathcal{U}_V} = \frac{1}{\pi} \frac{f_1^2(d_V)}{\Lambda_U^{4d_V-4}} 2^{2d_V-5} m_e^{2d_V-3} T^{2d_V-4} \left[1 + \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right], \quad (3.14)$$

donde $f_1(d_V)$ resulta similar a la ecuación (3.12) y $A_0(d_S)$ ahora sería $A_1(d_V)$. Además, para este tipo de interacciones es necesario considerar el caso en el que pueda existir la interferencia de estos campos vectoriales con los campos del ME, situación donde se toma la sección eficaz diferencial dada por

$$\left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{\mathcal{U}_V-\mathcal{M}\mathcal{E}} = \frac{\sqrt{2} G_F}{\pi} \frac{f_1(d_V)}{\Lambda_U^{2d_V-2}} (2m_e T)^{d_V-2} m_e \left[g_R - (g_L + 1) \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - \frac{(g_L + g_R + 1) m_e T}{2 E_\nu^2} \right], \quad (3.15)$$

con

$$\begin{aligned} g_L &= \frac{1}{2}(g_V + g_A) = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W, \\ g_R &= \frac{1}{2}(g_V - g_A) = \sin^2\theta_W, \end{aligned} \quad (3.16)$$

donde g_L y g_R son las constantes quirales, mientras que g_V y g_A son las constantes de acoplamiento vectorial y axial del ME.

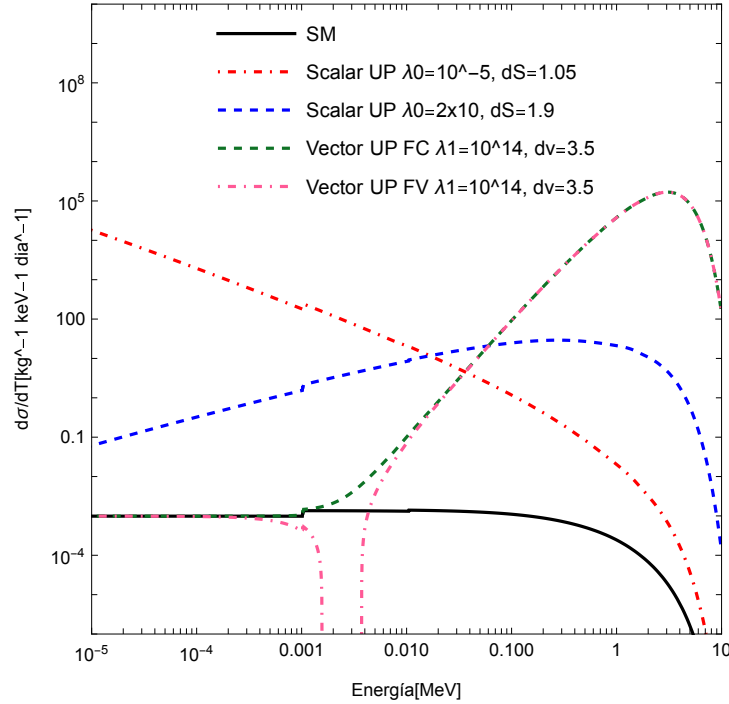


Figura 3.11: Sección eficaz diferencial respecto a la energía de retroceso del neutrino, E_ν considerando acoplamientos a no-partículas de tipo escalar y vectorial (con y sin interferencia).

En la Fig. 3.11 podemos notar una estructura dentada y una discrepancia con las gráficas obtenidas por la colaboración TEXONO [77] a energías menores a $E_\nu < 2$ MeV, ya que se pueden presentar efectos del Momento Magnético del Neutrino y por lo que debe realizarse una corrección en la sección eficaz tomando en cuenta la energía atómica de enlace, donde se deben considerar ecuaciones de dispersión cuyos valores van a depender del elemento objetivo del reactor. Una vez realizadas dichas correcciones, es posible obtener el número de eventos esperado tomando determinados valores para el parámetro λ_J y para la dimensión, un ejemplo de ello se puede apreciar en la Fig. 3.12, donde se grafica el número de eventos esperados en función de la energía, considerando $\lambda_0 = 3 \times 10^{-6}$, $d_S = 1.01$ (línea azul) y $\lambda_0 = 4 \times 10^{-6}$, $d_S = 1.01$ (línea roja).

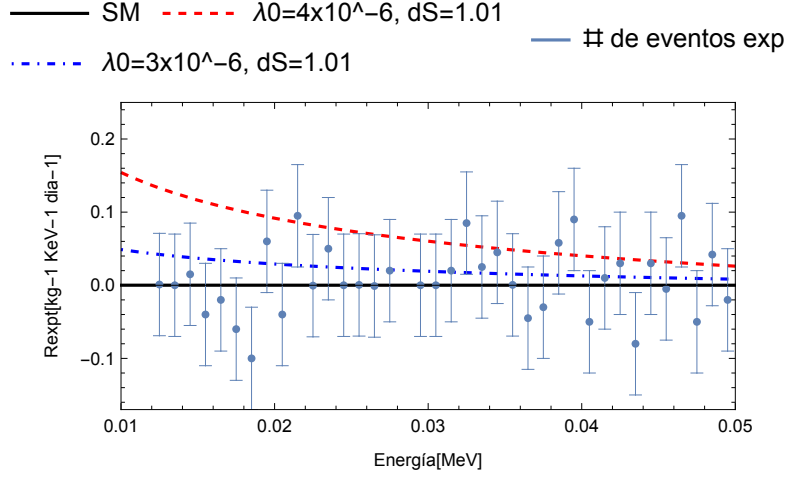


Figura 3.12: Número de eventos obtenidos por el detector TEXONO y las contribuciones esperadas del ME y de no-partículas considerando algunos valores permitidos para los parámetros λ_0 y para $d = 1.01$.

3.2. Neutrinos de aceleradores

A partir de la postulación de la existencia de los neutrinos del muón, ν_μ , una gran cantidad de experimentos cuyo objetivo era identificar si este se trataba de una partícula idéntica al neutrino ya propuesto (que actualmente conocemos como neutrino del electrón ν_e) o no, estudiaron ampliamente procesos que podrían involucrar a los neutrinos. El interés recaía en el análisis de muones, sin embargo, al no contar con una fuente de estas partículas, se observó que fuentes ricas en neutrinos podrían ser los aceleradores de partículas, debido a que estos trabajan con piones, que, mediante decaimientos, pueden dar como resultado muones y por consiguiente neutrinos. Algunos de los procesos de interés son

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, & \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, & \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, & \mu^- + N &\rightarrow \nu_\mu. \end{aligned} \quad (3.17)$$

3.2.1. DUNE

El Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) es un experimento en construcción que constará de dos detectores: uno cercano en Fermilab y uno lejano en las Instalaciones de Investigación Subterránea de Stanford (SURF) [81], como puede verse en el esquema mostrado en la Fig. 3.13.

Se espera que los 2 primeros módulos estén listos para el año 2024, que el haz de neutrinos esté operando de manera adecuada para 2026 y que el módulo final se

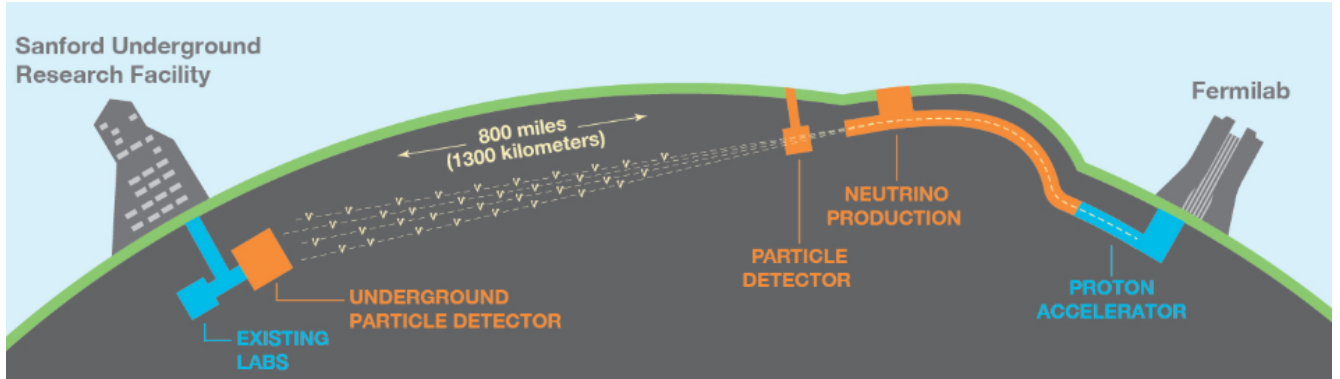


Figura 3.13: Experimento DUNE.

encuentre en funcionamiento para el 2027. Sus objetivos primordiales [81] son el medir con mayor precisión los parámetros de oscilación de neutrinos (principalmente $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ y $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$), medir la fase δ_{CP} , determinar la jerarquía de masas de los neutrinos así como la búsqueda del posible decaimiento del protón y sus principales modos de decaimiento, la detección y medición del flujo de neutrinos provenientes del colapso de núcleos de supernovas, el estudio de las transiciones de sabor incluidas en teorías Más Allá del ME, obtener información detallada respecto a la oscilación de neutrinos atmosféricos y la precisión del ángulo de Weinberg en $\sin^2\theta_W$.

Generalidades experimentales

El detector estará a 1475 m debajo de SURF y constará de un detector tipo cámara de proyección temporal, conteniendo cuatro módulos con argón líquido, tal como se puede observar en el esquema de la figura 3.14.

Una sección del experimento incluye un detector cercano, cuyo objetivo es mejorar la sensibilidad de las mediciones de oscilación de neutrinos, que constará de un rastreador de grano fino, un sistema de medición del haz y un sistema de adquisición de datos.

3.2.2. Dispersión Inelástica Profunda

La dispersión inelástica profunda de CC para la interacción débil, $\nu_l/\bar{\nu}_l(k) + N(p) \rightarrow l^-/l^+(k') + X(p')$; $l = e, \mu$, ocurre, como puede verse en la Fig. 3.15, mediante el intercambio de los bosones débiles (W^+/W^-) cuando un haz de (anti)neutrinos interactúa con un nucleón objetivo, N , y da como resultado un jet de hadrones X en el estado final [82].

Por otra parte, la dispersión inelástica profunda de CN, descrita por el proceso

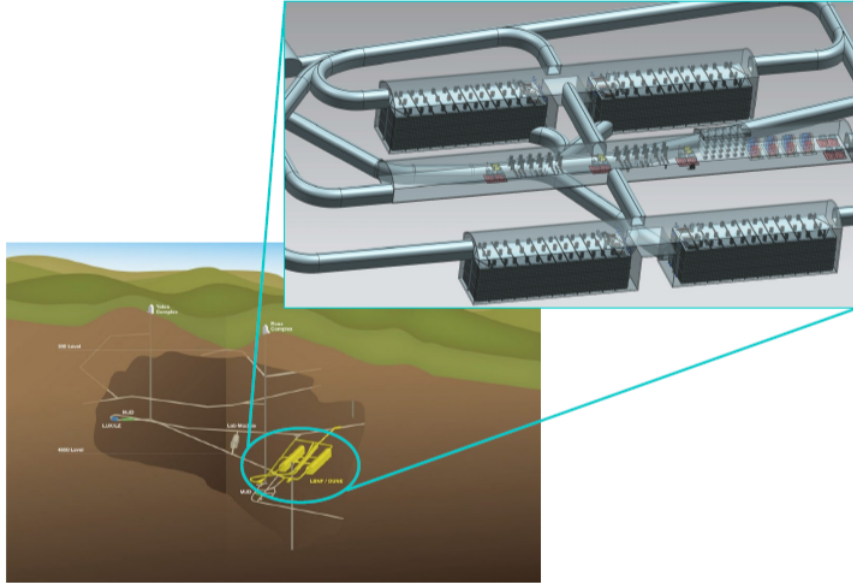


Figura 3.14: Detector lejano compuesto de cuatro módulos de 10 kt de argón líquido cada uno.

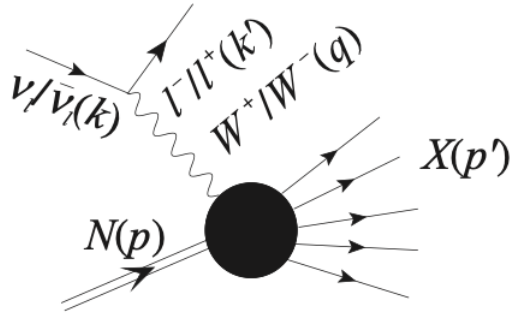


Figura 3.15: Diagrama de Feynman para el proceso de dispersión inelástica profunda con (anti)neutrinos, vía CC.

$\nu_l/\bar{\nu}_l(k) + N(p) \rightarrow \nu_l/\bar{\nu}_l(k') + X(p')$; $l = e, \mu$, es mediada por un bosón neutro Z^0 , como se ilustra en la Fig. 3.16.

3.2.3. Dispersión Elástica Coherente Neutrino-Núcleo ($CE\nu NS$)

La dispersión elástica coherente neutrino-núcleo ocurre cuando la longitud de onda del neutrino es del orden del tamaño del núcleo ($\sim E_\nu < 50$ MeV) y ocurre cuando el momento transferido es menor o cercano al radio del núcleo objetivo, por lo que el

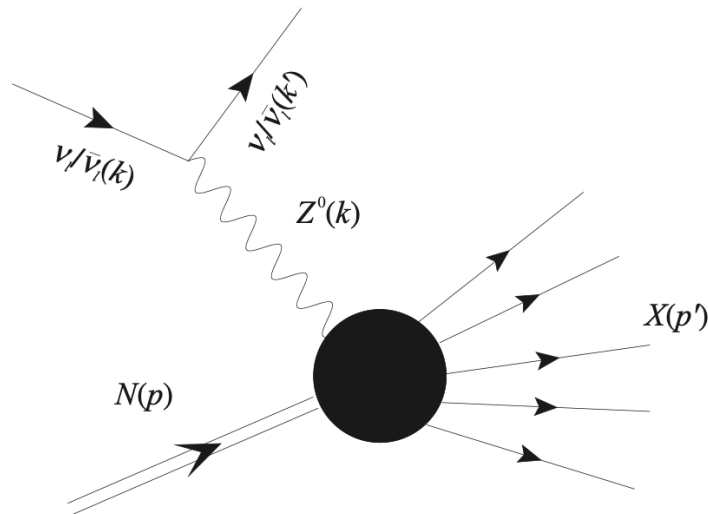


Figura 3.16: Diagrama de Feynman para el proceso de dispersión inelástica profunda con (anti)neutrinos, vía CN.

núcleo retrocede, sin que su estructura se vea comprometida. Durante este proceso, los neutrinos de baja energía intercambian un bosón Z neutro con el núcleo en su conjunto, lo que trae como consecuencia un aumento en la sección eficaz de dispersión (y resulta proporcional al cuadrado del número de neutrones en el núcleo), como puede observarse en la Fig. 3.17.

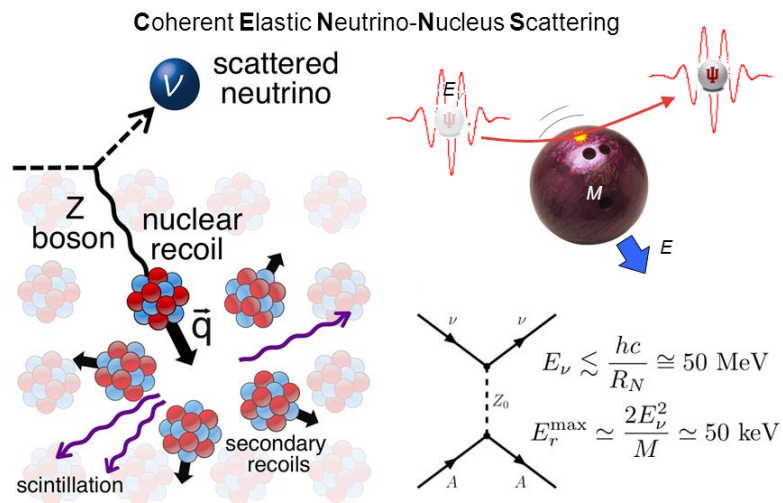


Figura 3.17: Esquematación y diagrama de la Dispersión Elástica Coherente Neutrino-Núcleo, donde se observa que los neutrinos chocan con el núcleo, mediante un intercambio de Z^0 , seguido de un núcleo de retroceso.

Si el núcleo objetivo tiene espín 0, la forma general de la sección eficaz diferencial respecto a la energía de retroceso nuclear se escribe como

$$\frac{d\sigma_{ME}}{dE_r} = \sigma_0^{ME} \left(1 - \frac{E_r}{E_\nu} - \frac{M_N E_r}{2E_\nu^2} \right), \quad (3.18)$$

con $\sigma_0^{ME} = \frac{G_F^2 Q_{ME}^2 M}{4\pi} |F(q^2)|^2$, donde Q_{ME} caracteriza los procesos de dispersión coherente de manera que $Q_{SM} = N - (1 - 4\sin^2\theta_W) Z$ es la carga nuclear bajo el formalismo del ME, Z y N son números de neutrones y protones del núcleo, T_N es la energía de retroceso nuclear, E_ν la energía del neutrino y M_N la masa en reposo del núcleo.

La primer evidencia experimental de este proceso corrió a cargo de la colaboración COHERENT [83], donde cabe mencionar la dificultad de su observación debido a que la energía de retroceso de los núcleos es muy baja (cada colisión entre un neutrino y un núcleo de Cs (o I) produce 1.17 fotoelectrones por keV).

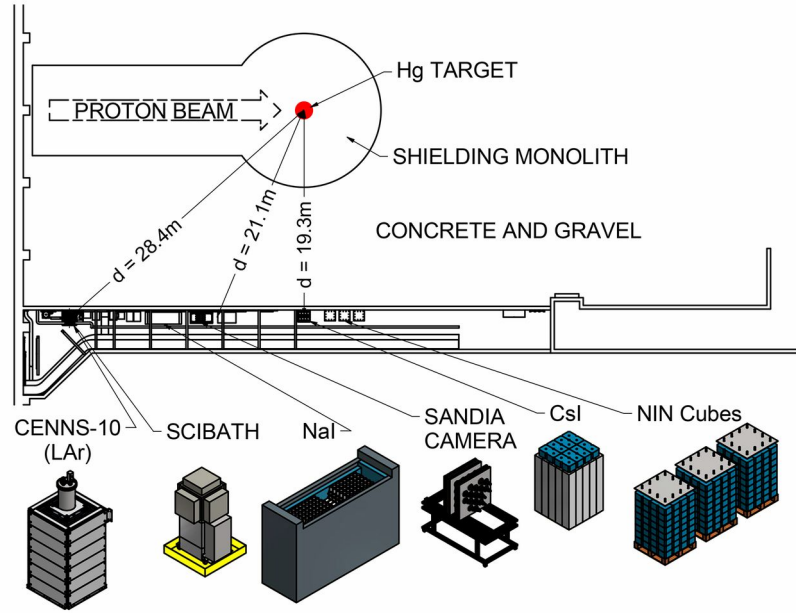


Figura 3.18: Arreglo experimental del SNS, donde pueden observarse los distintos detectores que se utilizan para estudiar la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo [83].

Es necesario tomar en consideración el espectro completo de neutrinos resultantes del decaimiento del pión ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ y, a su vez, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$), quedando como $\phi_T = \phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_e} + \phi_{\bar{\nu}_\mu}$, donde cada uno de estos flujos pueden observarse en las gráficas

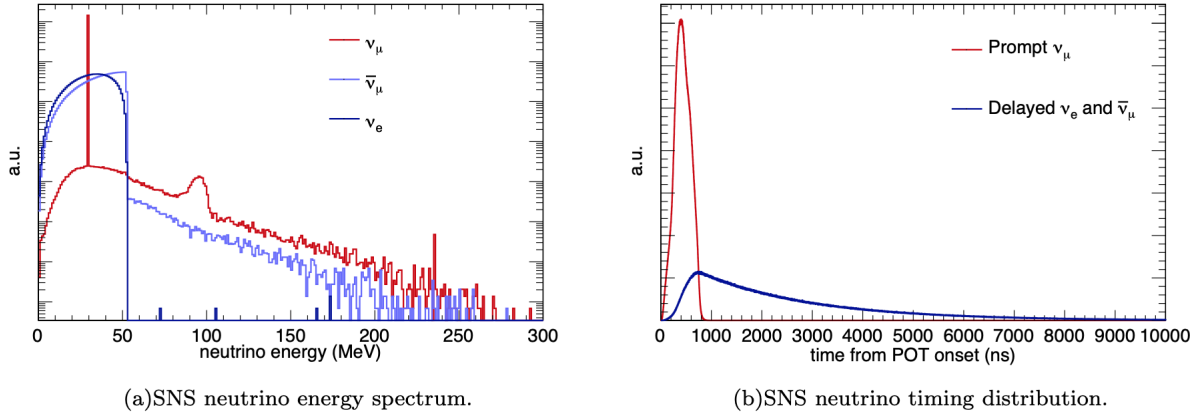


Figura 3.19: a) Espectro esperado de ν en SNS, en unidades arbitrarias. La integral es 4.3×10^7 neutrinos/cm²/s a 20m; b) estructura temporal de los neutrinos instantáneos y retardados.

de la Fig. 3.19 y se muestran en las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned}
 \phi_{\nu_\mu}(E_\nu) &= \eta \delta \left(E_\nu - \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} \right), \\
 \phi_{\nu_e}(E_\nu) &= \eta \frac{192E_\nu^2}{m_\mu^3} \left(\frac{1}{2} - \frac{E_\nu}{m_\mu} \right), \\
 \phi_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu) &= \eta \frac{64E_\nu^2}{m_\mu^3} \left(\frac{3}{4} - \frac{E_\nu}{m_\mu} \right),
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

para $E_\nu \leq m_\mu/2 \simeq 52.8\text{MeV}$, donde $\eta = rN_{\text{OT}}/4\pi L^2$ es una constante de normalización, r ($= 0.08$) es la fracción de neutrinos producidos por cada protón en el objetivo, N_{POT} representa el número total de protones en el objetivo (2.1×10^{23} POT por año), y L es la distancia al detector.

Para un análisis bajo las Interacciones Generales de Neutrinos (GNI), la sección eficaz diferencial mostrada en la ecuación (3.18) tendría algunos cambios [84], quedando como

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d\sigma}{dE_r} \right)^f &= \frac{G_F^2}{4\pi} M_N N^2 F^2 (Q^2) \left[\xi_S^{f2} \frac{E_r}{E_r^{\text{máx}}} + (\xi_V^f + A_{\text{ME}})^2 \left(1 - \frac{E_r}{E_r^{\text{máx}}} - \frac{E_r}{E_\nu} \right) \pm 2\xi_V^f \xi_A^f \frac{E_r}{E_\nu} \right. \\
 &\quad \left. + \xi_A^{f2} \left(1 + \frac{E_r}{E_r^{\text{máx}}} - \frac{E_r}{E_\nu} \right) + \xi_T^{f2} \left(1 - \frac{E_r}{2E_r^{\text{máx}}} - \frac{E_r}{E_\nu} \right) \mp R \frac{E_r}{E_\nu} + \mathcal{O} \left(\frac{E_r^2}{E_\nu^2} \right) \right],
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

donde el índice f denota el material objetivo, $A_{\text{ME}} = 1 - (1 - 4\text{sen}^2\theta_w) Z/N$ es la con-

tribución del ME, E_r es la energía de retroceso del núcleo con $E_r^{\text{máx}} = 2E_\nu^2/M_N$, y

$$\begin{aligned}\xi_S^{f2} &= \frac{1}{N^2} (C_S^2 + D_P^2), & \xi_V^f &= \frac{1}{N} (C_V - D_A), \\ \xi_A^f &= \frac{1}{N} (C_A - D_V), & \xi_T^{f2} &= \frac{8}{N^2} (C_T^2 + D_T^2), \\ R &= \frac{2}{N^2} (C_S C_T - C_P C_T + D_S D_T - D_P D_T).\end{aligned}\quad (3.21)$$

A diferencia del análisis de datos de TEXONO, mostrado en el capítulo anterior, debido a que existen dos experimentos con núcleos diferentes en el SNS, existen dos ecuaciones para cada análisis estadístico de χ^2 [85],

$$\chi_{\text{CSI}}^2 = \sum_{i=2}^8 \left[\frac{N_{\text{meas}}^i - (1 + \alpha)N_{\text{th}}^i (\xi_a^f) - (1 + \beta)B_{\text{on}}^i}{\sigma_{\text{stat}}^i} \right]^2 \left(\frac{\alpha}{\sigma_\alpha} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\sigma_\beta} \right)^2 \quad (3.22)$$

y

$$\begin{aligned}\chi_{\text{LAR}}^2 &= \sum_{i=1}^3 \left(\frac{N_{\text{meas}}^i - (1 + \alpha)N_{\text{th}}^i (\xi_a^f) - (1 + \beta)B_{\text{PBRN}}^i - (1 + \gamma)B_{\text{LBRN}}^i}{\sigma_{\text{stat}}^i} \right)^2 \\ &+ \left(\frac{\alpha}{\sigma_\alpha} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\sigma_\beta} \right)^2 + \left(\frac{\gamma}{\sigma_\gamma} \right)^2,\end{aligned}\quad (3.23)$$

donde N_{meas}^i es el número de eventos medidos, N_{th}^i es el número de eventos predichos por el escenario de GNI (determinado por los parámetros ξ_a^f), σ_{stat}^i es la incertidumbre estadística de los datos experimentales, y α y β son los parámetros que consideran las incertidumbres de las tasas de señal y en el fondo. Por su parte, B_{on}^i indica el haz de fondo, mientras que los subíndices PBRN (LBRN) son las siglas en inglés para el fondo de neutrones con el haz inmediato (tardío).

Es importante reconocer la variedad de líneas de investigación que continúan siendo de gran interés de trabajo para la ampliación del panorama relacionado a la física del neutrino, principalmente considerando los experimentos próximos a iniciar, o bien, que continúan con la toma de datos relacionados a los neutrinos provenientes de reactores y de aceleradores. Es posible, entonces, realizar análisis enriquecedores para las NEPs a partir de las interacciones no estándares de neutrinos, así como de las no-partículas y de las dispersiones inelástica profunda y elástica coherente neutrino-núcleo. Por tanto, y como perspectiva de trabajo, continuaremos el análisis estadístico de estos modelos.

Capítulo 4

Modelos de leptoquarks

En el ME de las interacciones fuertes y electrodébiles, se considera a los quarks y leptones como entidades independientes. Sin embargo, este sólo es coherente gracias a la cancelación entre las contribuciones de quarks y leptones a las anomalías de triángulo de las corrientes de norma, lo cual sugiere la existencia de que en una teoría más fundamental, los leptones y quarks deben estar interrelacionados. Por lo tanto, en extensiones del ME, es de esperar la existencia de nuevas partículas que medien las transiciones entre quarks y leptones. Estas partículas (hipotéticas) conocidas como leptoquarks (LQs), son inherentes a modelos de unificación. El primero de estos grupos fue propuesto en 1974 por Pati y Salam [86], quienes plantearon su teoría bajo el grupo de norma $SU(4)_R \times SU(4)_L \times SU(4)$, en el que leptones y quarks se introducen mediante multipletes del grupo de norma. En este tipo de teorías, el número leptónico es considerado como un número de color y donde los bosones de norma tienen, de manera simultánea, número bariónico y número leptónico. Gracias a estas propiedades, han sido considerados candidatos para explicar anomalías detectadas en mediciones experimentales en los colisionadores de partículas y debido a que pueden interactuar simultáneamente con quarks y leptones y así, generar una amplia fenomenología; sin embargo, también pueden acoplarse a pares de quarks, pudiendo dar contribuciones peligrosas para el decaimiento del protón a nivel de árbol, por lo que requieren simetrías adicionales para prohibir este tipo de acoplamientos.

Aunque hubo un gran interés respecto a los LQs en la década de 1990 debido a una aparente anomalía en la dispersión de e^+p [87, 88], este disminuyó cuando no se encontraron más desviaciones del ME en análisis posteriores [89]. Sin embargo, han resultado nuevamente interesantes de estudiar debido a que tanto los LQs escalares como los vectoriales podrían explicar las anomalías de violación de la universalidad leptónica (LFUV) en los decaimientos semi-leptónicos de hadrones B [90], así como resolver la discrepancia en el momento magnético del muón [91]. Además, los LQs pueden generar masas de neutrinos pequeñas de manera radiativa [92–97].

Debido a que existe una gran variedad de modelos [86, 98–100] que involucran la existencia de estas partículas, nos enfocaremos a su estudio de manera efectiva, es decir, de manera independiente al modelo. Principalmente nos enfocaremos en los LQs de tipo escalar que puedan acoplarse a neutrinos y al fotón, ya que nos interesan calcular las correcciones a nivel de un lazo para el vértice $\nu\nu\gamma$ y obtener, de ellas, las NEPs. Sabemos que dicho vértice sólo es posible bajo el acoplamiento de partículas cargadas dentro del lazo y, a su vez, que existen LQs escalares y vectoriales que podrían ser de utilidad para nuestro análisis.

De acuerdo a la convención, los quarks tienen número bariónico $B = 1/3$ y los leptones número leptónico $L = 1$. Así, los LQs tienen un número fermiónico bien definido que está dado por $F = 3B + L$. Si $|F| = 2$ los LQs decaen a pares quark-leptón, y si $F = 0$, decaen a pares antiquark-leptón. Respecto a los otros números cuánticos, tanto el espín, la carga eléctrica (fraccionaria) como el isoespín débil va a variar para los LQs en dependencia del modelo utilizado. Existen LQs de primera, segunda o tercera generación de acuerdo a la generación de leptones y quarks a los que se acoplen y de un solo tipo de LQ es posible producir hasta 3×3 interacciones diferentes, aunque las evidencias experimentales apuntan a que sólo un canal de interacción es viable.

4.1. Modelos con LQs de tipo escalar y vectorial

Como se mencionó con anterioridad, debido a que existe una gran cantidad de modelos [92–94, 94–97] que predicen la existencia de los LQs y que además, presentan simetrías que pueden resultar complejas de estudiar en algunos acoplamientos, resulta conveniente el estudio de sus efectos mediante un lagrangiano efectivo, asegurando, de esta manera, independencia del modelo. Adicional a las simetrías fundamentales del ME, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, es indispensable contar con simetrías que eviten acoplamientos diquark que podrían provocar la desintegración rápida del protón a nivel de árbol, lo que conlleva a las masas de los LQs hasta escalas de ultra alta energía. Este enfoque fue seguido por los autores de la Ref. [101], donde se encontraron todas las representaciones de LQ de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ con acoplamientos renormalizables a los fermiones del ME que respetan la conservación tanto del número bariónico como del número leptónico. De esta manera, se consideran únicamente 5 representaciones de LQs escalares y 5 representaciones de LQs vectoriales de este tipo, mismas que se anexan en la Tabla 4.1, donde además se incluyen las representaciones \bar{S}_1 y \bar{U}_1 , que surgen al considerar neutrinos derechos [102, 103]. Recientemente, modelos que contienen uno o más de estos multipletes de LQs han resultado de gran interés ya que, además de proporcionar un marco renormalizable, pueden explicar las anomalías LFUV en las desintegraciones de mesones B.

Otro enfoque que puede seguirse es el de las referencias [104, 105], donde se ana-

Rep.	S	F	NC	Carga eléctrica de LQ ($ e $)	Simetrías adicionales requeridas
S_3	0	-2	$(\mathbf{3}, \mathbf{3}, 1/3)$	$1/3 (L), 4/3, -2/3 (L)$	Sí
R_2	0	0	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, 7/6)$	$5/3, 2/3 (L)$	No
\tilde{R}_2	0	0	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, 1/6)$	$2/3 (R), -1/3 (LR)$	No
S_1	0	-2	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, 1/3)$	$1/3 (LR)$	Sí
\tilde{S}_1	0	-2	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -2/3)$	$-2/3 (R)$	Sí
U_3	1	0	$(\mathbf{3}, \mathbf{3}, 2/3)$	$2/3 (L), -1/3 (L), 5/3$	No
V_2	1	-2	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2}, 5/6)$	$1/3 (L), 4/3$	Sí
\tilde{V}_2	1	-2	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2}, -1/6)$	$1/3 (R), -2/3 (LR)$	Sí
U_1	1	0	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, 2/3)$	$2/3 (LR)$	No
\tilde{U}_1	1	0	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -1/3)$	$-1/3 (R)$	Sí

Tabla 4.1: Representaciones de LQs con acoplamientos renormalizables a los fermiones del ME y a neutrinos derechos, respetando tanto la conservación del número bariónico y leptónico [101–103]. El espín del LQ está representado por S , el número de fermiones por $F = 3B + L$. Mostramos también los números cuánticos bajo los grupos de norma del ME $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ (NC), la carga eléctrica de los componentes de LQs de cada representación e indicamos entre paréntesis si se acoplan a neutrinos izquierdos (L), neutrinos derechos (R) o a ambos (LR) [103]. En la última columna se indica si las representaciones que proporcionan modelos de LQs renormalizables necesitan que se les añadan simetrías adicionales para prohibir la desintegración del protón [104, 105] en teoría de perturbaciones.

lizaron todos los modelos efectivos de LQs basados en representaciones de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ con acoplamientos renormalizables a fermiones bilineales cuando no se considera ninguna simetría global para prohibir la violación del número bariónico, en cuyo caso la desintegración del protón podría inducirse a través de acoplamientos diquark o auto-interacciones de LQ triples y cuádruples. Se encontró que sólo hay dos modelos escalares [104] y dos modelos vectoriales [105] de esta clase, donde la desintegración del protón se prohíbe naturalmente a nivel de árbol sin necesidad de imponer ninguna simetría global, por lo que siguen siendo viables fenomenológicamente a la escala de TeV. Las respectivas representaciones de LQs se muestran en la Tabla 4.2 junto con las cargas eléctricas correspondientes de los LQs.

En este estudio exploramos un modelo efectivo que incorpora la presencia de neutrinos de Dirac derechos y multipletes de LQs, tanto escalares como vectoriales, como una extensión del Modelo Estándar. Nos centramos específicamente en las representaciones presentadas en la Tabla 4.2, con el objetivo de calcular las NEPs. Además, para realizar el análisis numérico, nos enfocamos en las regiones del espacio de parámetros que son consistentes con los datos experimentales disponibles.

LQ	Q_{S_i}
R_2	5/3, 2/3
\tilde{R}_2	2/3, -1/3
U_1	2/3
U_3	5/3, 2/3, -1/3

Tabla 4.2: Representaciones de LQ renormalizables que no presentan desintegración del protón a nivel de árbol, junto con sus cargas eléctricas, en unidades de $|e|$ [101, 104, 105].

4.1.1. Interacciones de LQ escalares

Los LQs con acoplamientos que violan el número bariónico o leptónico deben tener una masa considerable para evitar la rápida descomposición del protón o grandes masas para los neutrinos de Majorana. Sin embargo, en teorías que conservan el número bariónico y leptónico, las masas y acoplamientos de los LQs solo están sujetos a restricciones más laxas. En particular, en el caso en que exista uno o más LQs para cada generación quark-leptón, es posible que los acoplamientos diagonales de sabor sean tan grandes como los acoplamientos calibrados, siempre y cuando la masa de los LQs sea del orden de 100 GeV.

En el contexto de las representaciones de los LQs escalares, R_2 y \tilde{R}_2 pueden interactuar con leptones y quarks a través de acoplamientos de Yukawa. Estos acoplamientos dependen de las cargas LQs y los superíndices de los términos de Yukawa, como se muestra a continuación [101, 103]

$$\mathcal{L}_{F=0}^{S=0} = -R_2^T Y_{2ij}^{RL} \bar{u}_R^i \tau_2 L_L^j + R_2^\dagger Y_{2ij}^{LR} \bar{e}_R^i Q_L^j + \tilde{R}_2^T \left(-\tilde{Y}_{2ij}^{RL} \bar{d}_R^i \tau_2 L_L^j + \tilde{Y}_{2ij}^{LR} \bar{Q}_L^i \nu_R^j \right), \quad (4.1)$$

donde L_L^i y Q_L^i son dobletes de $SU(2)_L$ de leptones y quarks, respectivamente, mientras que e_R^i y q_R^i son singletes de $SU(2)$, con i, j los índices de familia y los superíndices izquierdo L y derecho R de los elementos de la matriz de Yukawa Y que representan la quiralidad del multiplete correspondiente.

Escribiendo los LQs en términos de sus componentes y rotamos los eigenestados de masa de los fermiones vía las transformaciones $e_L^i = e_L^i$, $d_L^i = d_L^i$, $u_L^i = V_{ik} e_L^k$, $\nu_L^i = U_{ik} \nu_L^k$, donde V y U son las matrices de mezcla de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) y de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), respectivamente, las interacciones de los LQs con los fermiones del ME resultan como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=0}^{S=0} = & -R_2^{5/3} Y_{2ij}^{RL} \bar{u}_R^i e_L^j + R_2^{5/3*} V_{jk}^* Y_{2ij}^{LR} \bar{e}_R^i u_L^j + R_2^{2/3} U_{kj} Y_{2ik}^{RL} \bar{u}_R^i \nu_L^j + R_2^{2/3*} Y_{2ij}^{LR} \bar{d}_L^i e_L^j \\ & + \tilde{R}_2^{2/3} \left(-\tilde{Y}_{2ij}^{RL} \bar{d}_R^i e_L^j + V_{ik} \tilde{Y}_{2kj}^{LR} \bar{u}_L^i \nu_R^j \right) + \tilde{R}_2^{-1/3} \left(U_{kj} \tilde{Y}_{2ik}^{RL} \bar{d}_R^i \nu_L^j + \tilde{Y}_{2ij}^{LR} \bar{d}_L^i \nu_R^j \right) + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

En realidad, vamos a considerar tres tipos de LQ escalares: $R_2^{2/3}$, $\tilde{R}_2^{2/3}$ y $\tilde{R}_2^{-1/3}$. Cada uno de estos LQs tiene acoplamientos diferentes con neutrinos izquierdos y derechos, como se muestra en la Tabla 4.3.

LQ	$\bar{q}^i \nu^j$	$\bar{q}^i \nu^j$
$R_2^{2/3}$	$U_{kj} Y_{2ik}^{RL}$	\dots
$\tilde{R}_2^{2/3}$	\dots	$V_{ik} \tilde{Y}_{2kj}^{LR}$
$\tilde{R}_2^{-1/3}$	$U_{kj} \tilde{Y}_{2ik}^{RL}$	\tilde{Y}_{2ij}^{LR}

Tabla 4.3: Acoplamientos no-nulos de los LQs escalares que surgen de las representaciones de la Tabla 4.1 para neutrinos izquierdos y derechos. Se colocan tres puntos para indicar los acoplamientos nulos en algunas de las representaciones.

En el actual trabajo nos enfocaremos principalmente en aquellas representaciones de LQs que puedan acoplarse de manera simultánea, tanto a neutrinos izquierdos como a neutrinos derechos, debido a que la contribución resultante en estos casos es mayor que en aquellas representaciones que únicamente se acoplan a neutrinos izquierdos o derechos. Por tanto, nos limitaremos a mostrar el lagrangiano de Yukawa de dimensión 4 para la representación relevante en nuestro cálculo, es decir, \tilde{R}_2 , que puede escribirse como [101, 103]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\tilde{R}_2} &\supset -\tilde{Y}_{2ij}^{RL} \bar{d}_R^i \tilde{R}_2^T \tau_2 L_L^j + \tilde{Y}_{2ij}^{LR} \bar{Q}_L^i \tilde{R}_2 \nu_R^j + \text{H.c.}, \\ &\supset \tilde{R}_2^{2/3} V_{ik} \tilde{Y}_{2kj}^{\overline{LR}} \bar{u}_L^i \nu_R^j + \tilde{R}_2^{-1/3} \left(U_{kj} \tilde{Y}_{2ik}^{RL} \bar{d}_R^i \nu_L^j + \tilde{Y}_{2ij}^{\overline{LR}} \bar{d}_L^i \nu_R^j \right) + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

donde L_L^i y Q_L^i son dobletes de $SU(2)_L$, mientras que ν_R^i y q_R^i son singletes bajo $SU(2)$, siendo i y j los subíndices que corresponden a cada familia. El superíndice izquierdo (derecho) de las matrices de Yukawa Y indica la quiralidad del multiplete correspondiente de quarks (leptones). Se reescriben los LQs en términos de sus componentes y realizamos las siguientes transformaciones $e_L^{i'} = e_L^i$, $d_L^{i'} = d_L^i$, $u_L^{i'} = V_{ik} u_L^k$, $\nu_L^{i'} = U_{ik} \nu_L^k$ para rotar a los eigenestados de masa de los fermiones.

Para tener mayor claridad, en la Tabla 4.4 mostramos las interacciones de LQs con un par neutrino-quark de todos los LQs escalares y vectoriales que surgen de todas las representaciones de la Tabla 4.1.

Para nuestros cálculos utilizamos un lagrangiano genérico que describe la interacción de un LQ escalar Φ^k de carga $Q_k = k$, en unidades de $|e|$, con quarks y neutrinos. Esta lagrangiana incluye las constantes de acoplamiento ζ_{Lij}^0 y ζ_{Rij}^0 , que determinan la fuerza de la interacción entre el LQ y los fermiones, y tiene la forma

$$\mathcal{L}^{\Phi^k q^i \nu^\alpha} = \bar{q}^i \left(\zeta_{L i\alpha}^0 P_L + \zeta_{R i\alpha}^0 P_R \right) \nu^\alpha \Phi^k + \text{H.c.}, \quad (4.4)$$

Representación	Interacciones con neutrinos
S_3	$-(Y_3^{LLU})_{ij} \bar{d}_L^C \nu_L^j S_3^{1/3} + \sqrt{2}(V^T Y_3^{LLU})_{ij} \bar{u}_L^C \nu_L^j S_3^{-2/3} + \text{H.c.}$
R_2	$(Y_2^{RLU})_{ij} \bar{u}_R^i \nu_R^j R_2^{2/3} + \text{H.c.}$
\tilde{R}_2	$(\tilde{Y}_2^{RLU})_{ij} \bar{d}_R^i \nu_R^j \tilde{R}_2^{-1/3} + \tilde{Y}_{2ij}^{\overline{LR}} \bar{d}_L^i \nu_R^j \tilde{R}_2^{-1/3} + (V \tilde{Y}_2^{\overline{LR}})_{ij} \bar{u}_L^i \nu_R^j \tilde{R}_2^{2/3} + \text{H.c.}$
S_1	$(Y_1^{LLU})_{ij} \bar{d}_L^C \nu_L^j S_1^{1/3} + Y_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{d}_R^C \nu_R^j S_1^{1/3} + \text{H.c.}$
\bar{S}_1	$\bar{Y}_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{u}_R^C \nu_R^j \bar{S}_1^{-2/3} + \text{H.c.}$
U_3	$(V X_3^{LLU})_{ij} \bar{u}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j U_{3\mu}^{2/3} + \sqrt{2}(X_3^{LLU})_{ij} \bar{d}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j U_{3\mu}^{-1/3} + \text{H.c.}$
V_2	$-(X_2^{RLU})_{ij} \bar{d}_R^C \gamma^\mu \nu_L^j V_{2\mu}^{1/3} + \text{H.c.}$
\tilde{V}_2	$-(\tilde{X}_2^{RLU})_{ij} \bar{u}_R^C \gamma^\mu \nu_L^j \tilde{V}_{2\mu}^{-2/3} + (V^T \tilde{X}_2^{\overline{LR}})_{ij} \bar{u}_L^C \gamma^\mu \nu_R^j \tilde{V}_{2\mu}^{-2/3} - \tilde{X}_{2ij}^{\overline{LR}} \bar{d}_L^C \gamma^\mu \nu_R^j \tilde{V}_{2\mu}^{1/3} + \text{H.c.},$
U_1	$(V X_1^{LLU})_{ij} \bar{u}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j U_{1\mu}^{2/3} + X_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{u}_R^i \gamma^\mu \nu_R^j U_{1\mu}^{2/3}$
\tilde{U}_1	$X_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{d}_R^i \gamma^\mu \nu_R^j \tilde{U}_{1\mu}^{-1/3} + \text{H.c.}$

Tabla 4.4: Interacciones de los LQs escalares y vectoriales que surgen de las representaciones de la Tabla 4.1 con un quark y neutrinos tanto izquierdos como derechos.

donde el quark q^i es de tipo up (down) para el LQ escalar $\Phi^{2/3}$ ($\Phi^{-1/3}$), mientras que $P_{L,R}$ son los proyectores quirales izquierdo y derecho, y el superíndice en ζ_{Lij}^0 y ζ_{Rij}^0 que se toma de la ecuación (4.2) corresponde al espín del LQ.

Es importante mencionar que las representaciones de LQ escalares S_3 , S_1 y \bar{S}_1 tienen interacciones con campos de quarks conjugados, que si bien de momento no serán tomadas en cuenta para nuestro cálculo, es significativo para futuros trabajos considerar la lagrangiana

$$\mathcal{L}^{\Phi^k q^C, i \nu^\alpha} = \bar{q}^{C,i} \left(\tilde{\zeta}_{L i \alpha}^0 P_L + \tilde{\zeta}_{R i \alpha}^0 P_R \right) \nu^\alpha \Phi^{k*} + \text{H.c.}, \quad (4.5)$$

por lo que la ecuación (4.4) no puede considerarse como general.

Interacciones electromagnéticas de los LQs escalares

En cuanto a los acoplamientos de los LQs escalares al fotón, se obtienen directamente de la lagrangiana cinética, y dependen de las cargas eléctricas del LQ escalar. De esta manera, y realizando una generalización, podemos escribir la interacción de un LQ escalar Φ como

$$\mathcal{L}_{\text{kin}}^{\text{LQ}} = \frac{1}{2} (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi, \quad (4.6)$$

donde la derivada covariante de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ del multiplete escalar viene dada por

$$D_\mu = \partial_\mu + ig I^l W_\mu^l + ig' Y_\Phi B_\mu, \quad (4.7)$$

donde l va de 1 a 3 e I^l son matrices en la representación de $SU(2)$ de Φ : $I^l = 0$ para singletes de $SU(2)$, $I^l = \tau^l$ ($l = 1, 2, 3$), con τ^l siendo las matrices de Pauli, para dobletes

escalares de LQ de $SU(2)$, y $(I^l)_{ij} = -i\epsilon_{ijl}$ ($i, j, l = 1, 2, 3$) para tripletes escalares de LQ de $SU(2)$. Como es habitual, B_μ y W_μ^i son los campos de norma abelianos y no abelianos. Después de rotar los eigenestados de masa, obtenemos los acoplamientos del LQ Φ^k con el fotón, que pueden escribirse como

$$\mathcal{L}^{A\Phi^k\Phi^{k\dagger}} = ieQ_k A^\mu \left(\Phi^{k\dagger} \partial_\mu \Phi^k - \Phi^k \partial_\mu \Phi^{k\dagger} \right), \quad (4.8)$$

donde Q_k es la componente de la carga eléctrica del LQ escalar, donde el quark q^i es de tipo up (down) para el LQ vectorial $V^{2/3}$ ($V^{-1/3}$).

Para nuestro cálculo es necesario considerar las reglas de Feynman bajo el marco del ME, así como las pertenecientes a los acoplamientos mostrados en la Fig. 4.1 [106]. De igual manera, si se requieren de las reglas de Feynman para los LQs de la Tabla 4.1, puede consultarse la referencia previamente citada.

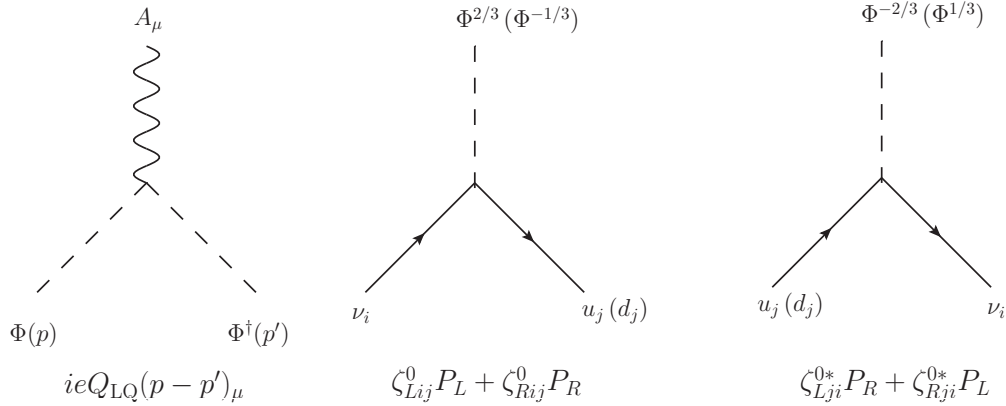


Figura 4.1: Reglas de Feynman genéricas para las interacciones de un LQ escalar Φ_i^k que serán utilizadas en nuestro cálculo. Aquí k representa la carga eléctrica del LQ en unidades de $|e|$. No se muestran las reglas de Feynman habituales para los propagadores de partículas y las interacciones del ME.

4.1.2. Interacciones de LQs vectoriales

Para las representaciones de los LQs vectoriales U_1 y U_3 , sus interacciones con los fermiones del ME se derivan del lagrangiano

$$\mathcal{L}_{F=0}^{S=1} = \left(X_{1ij}^{LL} \bar{Q}_L^i \gamma^\mu L_L^j + X_{1ij}^{RR} \bar{d}_R^i \gamma^\mu e_R^j + X_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{u}_R^i \gamma^\mu \nu_R^j \right) U_{1\mu} + X_{3ij}^{LL} \bar{Q}_L^i \gamma^\mu \vec{U}_{3\mu} L_L^j + \text{H.c.}, \quad (4.9)$$

donde las constantes de acoplamiento pueden tomarse como cantidades complejas en general, pero fijadas a la norma. El triplete de $SU(2)$ correspondiente al LQ está dado

por $\vec{U}_{3\mu} = \tau^i U_{3\mu}^i$, con τ^i las matrices de Pauli, y puede escribirse explícitamente en términos de los eigenestados de masa como

$$\vec{U}_{3\mu} = \begin{pmatrix} U_{3\mu}^3 & U_{3\mu}^1 - iU_{3\mu}^2 \\ U_{3\mu}^1 + iU_{3\mu}^2 & -U_{3\mu}^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{3\mu}^{2/3} & \sqrt{2}U_{3\mu}^{5/3} \\ \sqrt{2}U_{3\mu}^{-1/3} & -U_{3\mu}^{2/3} \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Tras la rotación de los eigenestados de masa obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=0}^{S=1} &= U_{1\mu}^{2/3} \left(V_{im} U_{kj} X_{1mk}^{LL} \bar{u}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j + X_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{u}_R^i \gamma^\mu \nu_R^j + X_{1ij}^{LL} \bar{d}_L^i \gamma^\mu e_L^j + X_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{d}_R^i \gamma^\mu e_R^j \right) \\ &+ U_{3\mu}^{2/3} \left(-X_{3ij}^{LL} \bar{d}_L^i \gamma^\mu e_L^j + U^{kj} V_{im} X_{3mk}^{LL} \bar{u}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j \right) + U_{3\mu}^{-1/3} \sqrt{2} U_{kj} X_{3ik}^{LL} \bar{d}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j \\ &+ U_{3\mu}^{5/3} \sqrt{2} V_{kj} X_{3kj}^{LL} \bar{u}_L^i \gamma^\mu e_L^j + \text{H.c.} \end{aligned} \quad (4.11)$$

En la Tabla 4.5 es posible observar los acoplamientos no-nulos de los LQs vectoriales a neutrinos. Puede observarse que solo $U_1^{2/3}$ puede tener acoplamientos simultáneos a neutrinos izquierdos y derechos, similar a lo que ocurriría con los LQs escalares.

LQ	$\bar{q}^i \nu^j$	$\bar{q}^i \nu^j$
$U_1^{2/3}$	$V_{im} U_{kj} X_{1mk}^{LL}$	$X_{1ij}^{\overline{RR}}$
$U_3^{2/3}$	$U_{kj} V_{im} X_{3mk}^{LL}$...
$U_3^{-1/3}$	$\sqrt{2} U_{kj} X_{3ik}^{LL}$...

Tabla 4.5: Acoplamientos no-nulos de los LQs vectoriales que surgen de las representaciones de LQ de la Tabla 4.2 a neutrinos izquierdos y derechos. El tipo de quark y la quiralidad del fermión son evidentes acorde a la carga del LQ y los superíndices de los acoplamientos.

De manera similar al caso de los LQs escalares, nos vamos a centrar en las representaciones de LQs vectoriales que se acoplen de manera simultánea a neutrinos izquierdos y derechos, por lo que sólo mostraremos el lagrangiano de Yukawa correspondiente a U_1 ,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{U_1} &\supset \left(X_{1ij}^{LL} \bar{Q}_L^i \gamma^\mu L_L^j + X_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{u}_R^i \gamma^\mu \nu_R^j \right) U_{1\mu} + \text{H.c.}, \\ &\supset U_{1\mu}^{2/3} \left(V_{im} U_{kj} X_{1mk}^{LL} \bar{u}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j + X_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{u}_R^i \gamma^\mu \nu_R^j \right) + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

tomando en cuenta la rotación a los eigenestados de masa.

Nuevamente, consideraremos una interacción genérica de un LQ vectorial que ahora llamaremos V^k con carga eléctrica $Q_k = k$, en unidades de $|e|$, con quarks y neutrinos, dada por la siguiente ecuación:

$$\mathcal{L}_{V^k}^{V^k q^i \nu^\alpha} = V_\mu^k \bar{q}^i \gamma^\mu \left(\zeta_{L i\alpha}^1 P_L + \zeta_{R i\alpha}^1 P_R \right) \nu^\alpha + \text{H.c.}, \quad (4.13)$$

donde q^i es un quark de tipo up (down) para $V^{2/3}$ ($V^{-1/3}$) y donde el superíndice de las constantes de acoplamiento ζ_{Lij}^1 se toma de la ecuación (4.11). Este lagrangiano será de utilidad para obtener las contribuciones de las NEPs de todas las representaciones de LQ vectoriales de la Tabla 4.1 incluyendo las de V_2 y \tilde{V}_2 , que conducen a interacciones de la forma

$$\mathcal{L}^{V_\mu^k q^{C,i} \nu^\alpha} = \bar{q}^{C,i} \gamma^\mu \left(\tilde{\zeta}_{Li\alpha}^1 P_L + \tilde{\zeta}_{Ri\alpha}^1 P_R \right) \nu^\alpha V_\mu^{k\dagger} + \text{H.c.} \quad (4.14)$$

Sin embargo, para el presente trabajo, estas dos últimas contribuciones no son tomadas en cuenta, debido a que requieren de simetrías adicionales para prohibir el decaimiento del protón.

Interacciones electromagnéticas de los LQs vectoriales

Siguiendo el enfoque independiente del modelo, consideramos el lagrangiano renormalizable $SU(2) \times U(1)$ invariante para el LQ vectorial V_μ [103, 107, 108] (la interacción fuerte es irrelevante para nuestro análisis):

$$\mathcal{L}^{V_\mu} = -\frac{1}{2} V_{\mu\nu}^\dagger V^{\mu\nu} - ig' V^{\dagger\mu} B_{\mu\nu} V^\nu - ig V^{\dagger\mu} \vec{W}_{\mu\nu} V^\nu, \quad (4.15)$$

donde $V_{\mu\nu} = D_\mu V_\nu - D_\nu V_\mu$, con la derivada covariante de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ dada en la ecuación (4.7), y donde $\vec{W}_{\mu\nu} = I^k W_{\mu\nu}^k$, con las matrices I^k definidas anteriormente.

Finalmente, después de que la simetría de norma se ha roto hacia el grupo $U(1)_{\text{em}}$ y todos los campos de norma han sido rotados a sus eigenestados de masa, llegamos al siguiente lagrangiano de interacción entre un par de LQs V_μ^k con el fotón [109]

$$\mathcal{L}^{AV^{k\dagger}V^k} = -\frac{1}{2} V_{\mu\nu}^{k\dagger} V^{k\mu\nu} - iQ_k e V_\mu^{k\dagger} F^{\mu\nu} V_\nu^k, \quad (4.16)$$

donde $F_{\mu\nu}$ es el tensor de fuerza electromagnética y

$$V_{\mu\nu}^k \equiv D_\mu^{\text{em}} V_\nu^k - D_\nu^{\text{em}} V_\mu^k = (\partial_\mu + iQ_k e A_\mu) V_\nu^k - (\partial_\nu + iQ_k e A_\nu) V_\mu^k. \quad (4.17)$$

Las reglas de Feynman genéricas en la norma unitaria para un LQ vectorial se presentan en la Fig. 4.2 y son de utilidad para calcular el momento dipolar estático del neutrino.

Para la obtención del RCN efectivo es necesario realizar algunas suposiciones, debido a que el cálculo debe realizarse a través del BFM para obtener un resultado independiente de la norma. Respecto a las interacciones de los LQs con los bosones de norma del ME [108], una vez que la simetría de norma se rompe espontáneamente en $SU(2)_L \times U(1)_Y$, las funciones vértice para los acoplamientos trilineales y cuadrilineales

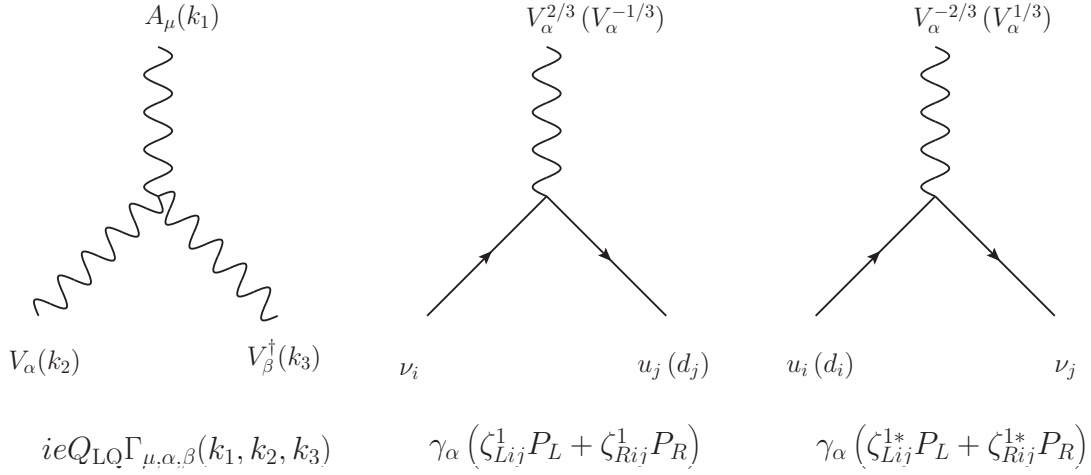


Figura 4.2: Reglas de Feynman genéricas para un LQ vectorial V_μ^k en la norma unitaria necesarias para el cálculo de los momentos dipolares estáticos de neutrinos, donde k representa la carga eléctrica del LQ en unidades de $|e|$, y la función vértice $AV^{k\dagger}V^k$ es $\Gamma_{\mu,\alpha,\beta}^{\text{UG}}(k_1, k_2, k_3) = (k_3 - k_2)_\mu g_{\alpha\beta} + (k_1 - k_3)_\alpha g_{\beta\mu} + (k_2 - k_1)_\beta g_{\mu\alpha}$. Las reglas de Feynman habituales para los propagadores de partículas y las interacciones del Modelo Estándar no se muestran.

de los bosones de norma comparten la misma estructura de Lorentz, lo que proviene del hecho de que todos obedecen la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$. De hecho, los acoplamientos de cualquier bosón de norma cargado y de su pseudo-bosón de Goldstone asociado deben ser invariantes de norma electromagnética. De esta manera, la función vértice para el acoplamiento de un fotón con un par de bosones de norma cargados AVV^\dagger es idéntica para cualquier bosón de norma cargado excepto por el factor de carga eléctrica, y lo mismo ocurre para la función vértice del acoplamiento $AG_V G_V^\dagger$, donde G_V es el pseudo-bosón de Goldstone asociado. Por lo tanto, las reglas de Feynman para los acoplamientos AVV^\dagger y $AG_V G_V^\dagger$, con un LQ vectorial V y su pseudo-bosón de norma asociado G_V , deben ser análogas a las presentadas en [110] y [108].

Sin embargo, para las interacciones del LQ y su pseudo-bosón de Goldstone con los fermiones del ME necesitamos conocer más detalles del modelo de LQ, ya que las constantes de acoplamiento de la ecuación (4.13) se fijan a las constantes de acoplamiento vectoriales. Para obtener una estimación de la magnitud de las contribuciones de los LQs al RCN efectivo, supondremos un LQ vectorial con acoplamientos izquierdos, de acuerdo a lo planteado en el modelo de [111, 112]. Las reglas de Feynman correspondientes se presentan en la Fig. 4.6, donde también incluimos las reglas de Feynman para el acoplamiento de un pseudo-bosón de Goldstone a un par neutrino-quark, con las constantes de acoplamiento dadas en la Tabla 4.6.

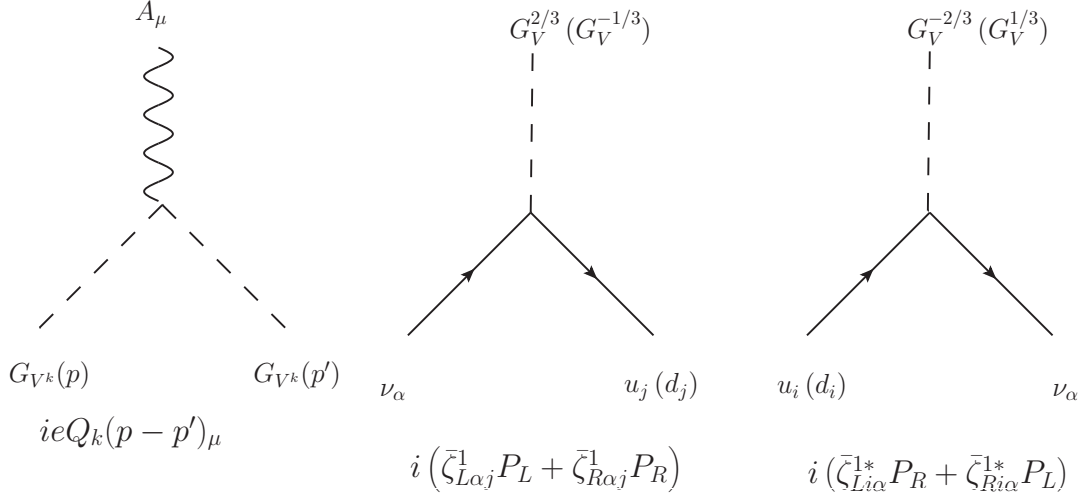


Figura 4.3: Reglas de Feynman en la norma de Feynman-'t Hooft del BFM, que, junto con las de la Fig. 4.2, son necesarias para el cálculo de la contribución de un LQ vectorial al RCN efectivo. En esta norma, la función vértice AVV^\dagger de la Fig. 4.2 está dada por $\Gamma_{\mu,\alpha,\beta}^{\text{BFM}}(k_1, k_2, k_3) = (k_3 - k_2)_\mu g_{\alpha\beta} + (k_1 - k_3 - k_2)_\alpha g_{\beta\mu} + (k_2 - k_1 + k_3)_\beta g_{\mu\alpha}$. Así, inspirados en el modelo de la Ref. [111, 112], suponemos un modelo de LQ renormalizables simple donde las constantes de acoplamiento de un LQ vectoriales y sus pseudo-bosones de Goldstone asociados a un par neutrino-quark se dan como en la Tabla 4.6.

Vértice	Acoplamientos izquierdos	Acoplamientos derechos
$V^k \bar{q}^i \nu^\alpha$	$\zeta_{L i \alpha}^1 = \frac{g_4}{\sqrt{2}} \beta_{i \alpha}$	$\zeta_{R i \alpha}^1 = 0$
$G_V^k \bar{q}^i \nu^\alpha$	$\bar{\zeta}_{L i \alpha}^1 = \frac{g_4}{\sqrt{2}} \frac{m_{q_i}}{m_{\text{LQ}}} \beta_{i \alpha}$	$\bar{\zeta}_{R i \alpha}^1 = \frac{g_4}{\sqrt{2}} \frac{m_{\nu_\alpha}}{m_{\text{LQ}}} \beta_{i \alpha}$

Tabla 4.6: Constantes de acoplamiento vectoriales izquierdas y derechas para las interacciones de un LQ vectoriales y su pseudo-bosón de Goldstone asociado con un par neutrino-quark, inspiradas en el modelo de Ref. [111]. Aquí, g_4 representa una constante de acoplamiento vectorial.

4.2. Contribución de los LQs a las NEPs

Dentro de los objetivos principales de este trabajo se encuentra el estudio de las NEPs bajo el esquema de teorías efectivas de LQ, donde nos enfocaremos en el uso de LQs de tipo escalar y vectorial que puedan acoplarse a neutrinos, para poder analizar el vértice $\nu\nu\gamma$ a nivel de un lazo. Nuestro cálculo analítico se realizó considerando neutrinos de Dirac masivos y neutrinos derechos que puedan interactuar con LQs pero que no interactúen a través de la fuerza débil. También es importante mencionar que no consideramos un mecanismo específico de generación de masas del neutrino. Con ayuda

de las paqueterías de FeynCalc [113, 114] y Package-X [115] en Mathematica, realizamos una evaluación independiente mediante el esquema de reducción de Passarino-Veltman, lo que nos permitió verificar nuestros resultados analíticos. De esta manera, obtuvimos resultados en términos de integrales de parámetros de Feynman y funciones escalares de Passarino-Veltman para una masa no-nula del neutrino, que pueden ser útiles para obtener las propiedades electromagnéticas de los neutrinos masivos. También se obtuvieron resultados aproximados de primer orden en la masa del neutrino, que pueden proporcionar una buena estimación de dichas propiedades.

En primer lugar, escribimos la forma más general de la contribución al MDM del neutrino ν_α proveniente de un LQ escalar (Φ) o vectorial (V) de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \mu_{\nu_\alpha}^s = \frac{N_c Q_{LQ} m_e}{16\pi^2 m_{LQ}} \sum_i \left(\left(\frac{m_{\nu_\alpha}}{m_{LQ}} \right) (|\zeta_{Li\alpha}^s|^2 + |\zeta_{Ri\alpha}^s|^2) f^s(x_{q_i}) \right. \\ \left. + \left(\frac{m_{q_i}}{m_{LQ}} \right) \text{Re} (\zeta_{Li\alpha}^s \zeta_{Ri\alpha}^{s*}) g^s(x_{q_i}) \right) \mu_B, \end{aligned} \quad (4.18)$$

donde el superíndice s representa el espín del LQ, mientras que Q_{LQ} y m_{LQ} denotan su carga eléctrica y masa. De igual manera vamos a definir $x_{q_i} = m_{q_i}^2/m_{LQ}^2$, con q_i el quark interno de tipo up (down) para $Q_{LQ} = 2/3$ ($Q_{LQ} = -1/3$). También

$$f^s(x) = \sum_j f_j^s(x), \quad (4.19)$$

$$g^s(x) = \sum_j g_j^s(x), \quad (4.20)$$

donde el superíndice j representa la contribución parcial de cada diagrama de Feynman que será tomado en cuenta en el análisis. Las constantes de acoplamiento de LQs, $\zeta_{Li\alpha}^s$ y $\zeta_{Ri\alpha}^s$, pueden obtenerse a partir de las ecuaciones (4.2) y (4.11) para los LQs escalares y vectoriales, respectivamente.

En cuanto a la contribución de un LQ de espín s al MDE del neutrino, requiere acoplamientos complejos del LQ y se puede escribir como:

$$d_{\nu_\alpha}^s = -\frac{e N_c Q_{LQ}}{32\pi^2 m_{LQ}} \sum_i \left(\frac{m_{q_i}}{m_{LQ}} \right) \text{Im} (\zeta_{Li\alpha}^s \zeta_{Ri\alpha}^{s*}) g^s(x_{q_i}), \quad (4.21)$$

donde la función $g^s(x)$ y sus contribuciones parciales $g_i^s(x_{q_i})$ son las mismas de la ecuación (4.18).

Es importante destacar que ambos momentos dipolares estáticos se pueden obtener de manera precisa al establecer $q^2 = 0$ desde el inicio del cálculo cuando se utiliza la técnica de integración de parámetros de Feynman, pero se requiere un procedimiento de límite cuidadoso cuando el resultado se obtiene mediante el método de reducción de Passarino-Veltman.

Para el análisis del RCN efectivo, siguiendo las Ref. [14, 48], obtenemos las contribuciones de los LQs escalares y vectoriales al vértice $\hat{\Gamma}_{A\bar{\nu}\nu}^\mu$ para q^2 no nulo, a partir del cual se puede extraer el factor de forma efectivo adimensional $\hat{F}_1^V(q^2)$ como el coeficiente de $ie\gamma^\mu(1-\gamma^5)$: se da en términos del factor de forma dimensional $\hat{F}_{\nu_\alpha}(q^2)$ de la siguiente manera:

$$\hat{F}^V(q^2) = q^2 \hat{F}_{\nu_\alpha}(q^2). \quad (4.22)$$

El RCN efectivo se da así por $\langle r^2 \rangle_{\nu_\alpha} = 6\hat{F}_{\nu_\alpha}(0)$. Mientras que la contribución del LQ escalar a $\hat{F}^V(q^2)$ es independiente de la norma y se calculó directamente, la contribución del LQ vectorial se obtuvo a través del BFM en la norma de Feynman-'t Hooft. La contribución del LQ al RCN efectivo se puede escribir como:

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle_{\nu_\alpha}^s = \frac{N_c Q_{LQ}}{16\pi^2 m_{LQ}^2} \sum_i \left((|\zeta_{Li\alpha}^s|^2 + |\zeta_{Ri\alpha}^s|^2) \hat{f}^s(x_{q_i}) \right. \\ \left. + \left(\frac{m_{q_i} m_{\nu_\alpha}}{m_{LQ}^2} \right) \text{Re}(\zeta_{Li\alpha}^s \zeta_{Ri\alpha}^{s*}) \hat{g}^s(x_{q_i}) \right), \end{aligned} \quad (4.23)$$

donde las funciones $\hat{f}^s(x)$ y $\hat{g}^s(x)$ obedecen relaciones similares a las ecuaciones (4.19) y (4.20).

Hemos obtenido resultados para las funciones $r_k^s(x)$ ($r = f, g, \hat{f}, \hat{g}$) para masas del neutrino distintas de cero en términos tanto de integrales de parámetros de Feynman como de funciones escalares de Passarino-Veltman, que presentamos en el Apéndice A y pueden ser útiles para obtener las propiedades electromagnéticas de neutrinos de Dirac pesados. De igual manera, se obtuvieron resultados aproximados de la masa del neutrino, que proporcionan una buena estimación de las propiedades electromagnéticas de los neutrinos ligeros y que serán presentados a continuación.

Cuando estudiamos los acoplamientos de LQ a neutrinos derechos, podemos notar que existe un término de inversión de quiralidad $\zeta_{Lij}^0 \zeta_{Rij}^{0*}$, que es proporcional a la masa del quark virtual para los momentos dipolares, pero que en el caso del RCN es proporcional a la masa del neutrino. Un término de este tipo podría aumentar el MDM y resulta necesario para tener un MDE distinto de cero, mientras que contribuye de manera insignificante al RCN.

La ecuación (4.23) está dominada por el término $(|\zeta_{Lij}^s|^2 + |\zeta_{Rij}^s|^2)$, que conserva quiralidad, y por lo tanto, no se cancela incluso cuando los neutrinos son no-masivos y no hay acoplamientos de LQ a neutrinos derechos. En consecuencia, se espera que la contribución más significativa a los momentos dipolares de los neutrinos provenga de los LQs con una carga de 2/3, en los cuales podríamos tener una contribución de un quark top virtual siempre que haya un término que invierta la quiralidad. Sin embargo, de las cuatro representaciones de LQ que proporcionan modelos renormalizables sin decaimiento del protón según se muestra en la Tabla 4.2, sólo U_1 cumple con esos requisitos. Aunque la

representación \tilde{R}_2 produce un LQ con carga $-1/3$ que puede tener acoplamientos tanto a neutrinos izquierdos como derechos, su contribución dominante a los momentos dipolares de los neutrinos provendría del quark bottom.

4.2.1. Contribuciones de los LQs escalares

En los modelos que consideramos con LQs escalares, se obtienen las principales contribuciones a los momentos dipolares de los neutrinos a partir de los diagramas de Feynman mostrados en la Fig. 4.4. Estos diagramas son independientes de la norma y generan MDM y MDE de los neutrinos que son finitos en el ultravioleta. En cuanto a la contribución del factor de forma de la carga del neutrino $F_1^V(q^2)$ es divergente en el ultravioleta, pero su derivada es finita, al igual que la contribución al RCN efectivo.

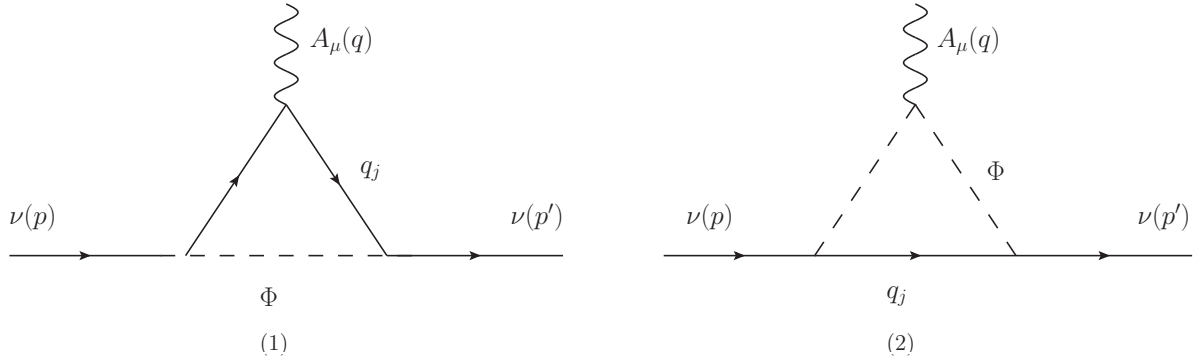


Figura 4.4: Diagramas de Feynman con correcciones a nivel de un lazo correspondientes a las contribuciones para los momentos dipolares y el RCN, considerando el acoplamiento con LQs escalares.

Las contribuciones de un LQ escalar al MDM del neutrino se expresan mediante las funciones $f_i^0(x)$ y $g_i^0(x)$ según las ecuaciones (4.18), (4.19) y (4.20) y se pueden aproximar en el caso de neutrinos ligeros como

$$f_1^0(x) = -\frac{1}{6(x-1)^4} (((x-6)x+3)x+6x \log(x)+2), \quad (4.24)$$

$$f_2^0(x) = -\frac{1}{6(x-1)^4} ((x-1)(x(2x+5)-1)-6x^2 \log(x)), \quad (4.25)$$

y

$$g_1^0(x) = -\frac{1}{(x-1)^3} (x^2 - 4x + 2 \log(x) + 3), \quad (4.26)$$

$$g_2^0(x) = -\frac{1}{(x-1)^3} (x^2 - 2x \log(x) - 1). \quad (4.27)$$

Las últimas funciones también son útiles para calcular la contribución de un LQ escalar al EDM del neutrino de la ecuación (4.21).

Respecto a las contribuciones de un LQ escalar al RCN, en el límite para neutrinos ligeros, las funciones $\hat{f}^0(x)$ y $\hat{g}^0(x)$ de la ecuación (4.23) tienen la siguiente forma:

$$\hat{f}_1^0(x) = \frac{1}{12(x-1)^4} (6(2-3x)\log(x) - (x-1)(x(7x-29)+16)), \quad (4.28)$$

$$\hat{f}_2^0(x) = -\frac{1}{12(x-1)^4} ((x-1)(x(11x-7)+2) - 6x^3\log(x)), \quad (4.29)$$

y

$$\hat{g}_1^0(x) = -\frac{1}{3(x-1)^5} ((x-1)((x-8)x-17) + 6(3x+1)\log(x)), \quad (4.30)$$

$$\hat{g}_2^0(x) = \frac{1}{3(x-1)^5} (((9-17x)x+9)x + 6(x+3)x^2\log(x) - 1). \quad (4.31)$$

4.2.2. Contribuciones de los LQs vectoriales

Comenzamos calculando la contribución de un LQ vectorial a los momentos dipolares estáticos de los neutrinos, utilizando la norma unitaria y los diagramas de Feynman correspondientes, que corresponden a los mostrados en las Fig. 4.5 (1) y 4.5 (2). Las reglas de Feynman de la Fig. 4.2 nos van a permitir determinar las interacciones del LQ vectorial con los fermiones, y consideramos un escenario tipo Yang-Mills para los acoplamientos electromagnéticos con LQs de tipo vectorial.

Los resultados de las funciones $f_k^1(x)$ y $g_k^1(x)$ para neutrinos ligeros son

$$f_1^1(x) = \frac{1}{6(x-1)^4} (18x^2\log(x) - (x-1)(x(x(5x-9)+30)-8)), \quad (4.32)$$

$$f_2^1(x) = -\frac{1}{6(x-1)^4} (18x^3\log(x) + (x-1)(x(x(4x-45)+33)-10)), \quad (4.33)$$

$$g_1^1(x) = \frac{1}{(x-1)^3} (x^3 + 3x - 6x\log(x) - 4), \quad (4.34)$$

$$g_2^1(x) = \frac{1}{(x-1)^3} ((x-1)((x-11)x+4) + 6x^2\log(x)). \quad (4.35)$$

En relación al cálculo del RCN, la contribución del LQ vectorial al factor de forma $\hat{F}^V(q^2)$ debe obtenerse a través del BFM en la norma de Feynman-'t Hooft. Esto implica calcular dos diagramas de Feynman adicionales en los que el LQ vectorial es reemplazado por su pseudo-bosón de Goldstone asociado, como se muestra en la fila inferior de la Fig. 4.5. Sin embargo, estas últimas contribuciones están suprimidas por un factor de m_{q_i}/m_{LQ} e incluso para el quark top darán una contribución subdominante. Además, suponemos un

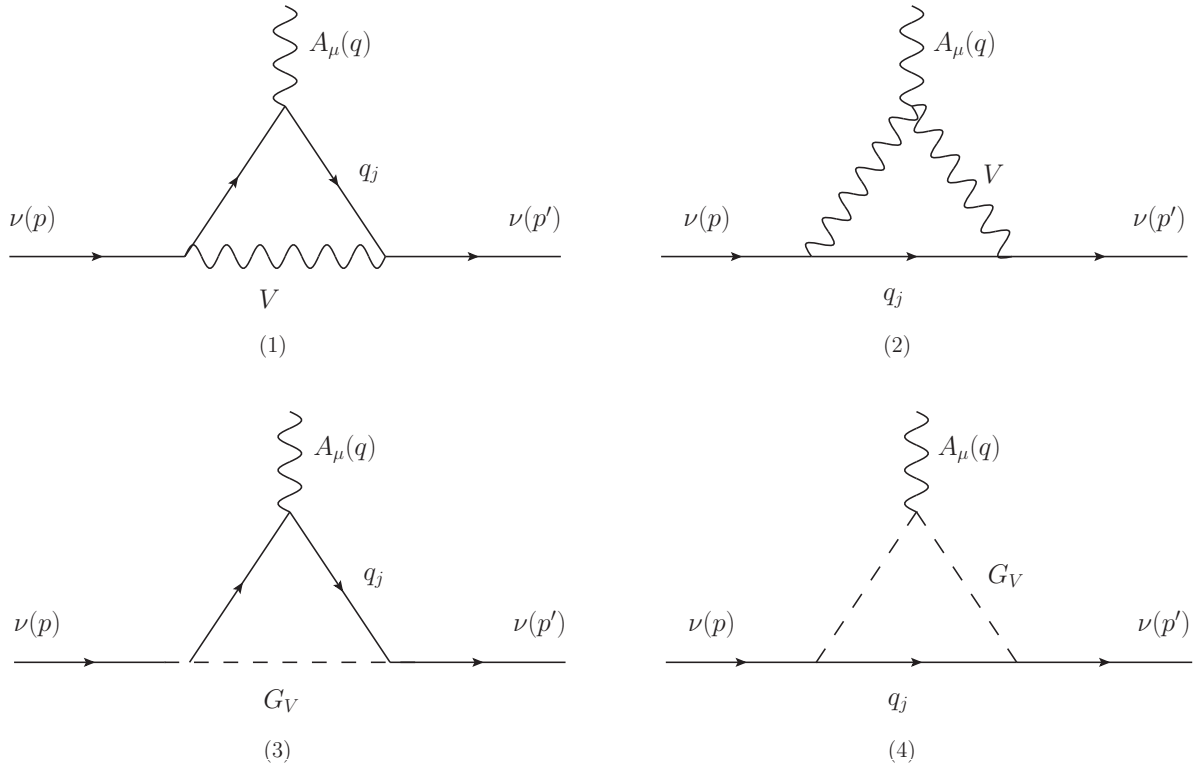


Figura 4.5: Diagramas de Feynman que contribuyen a las NEPs con acoplamientos de LQs vectoriales V_μ^k en el BFM. Los diagramas (1) y (2) corresponden a la norma unitaria, mientras que (3) y (4) consideran la norma de Feynman-'t Hooft y G_V representa el pseudo-bosón de Goldstone asociado a V .

escenario tipo de Yang-Mills para los acoplamientos electromagnéticos del LQ vectorial, y las constantes de acoplamiento a los fermiones del Modelo Estándar se fijan a las constantes de acoplamiento vectoriales.

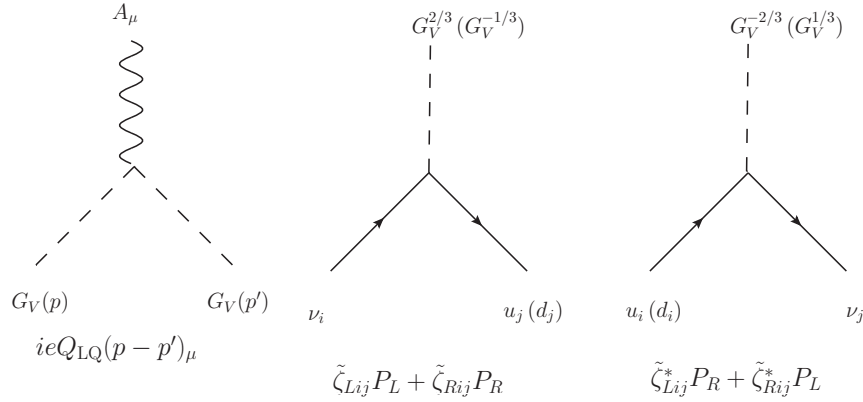


Figura 4.6: Reglas de Feynman adicionales en la norma de Feynman-'t Hooft requeridas junto con las de la Fig. 4.2 para calcular la contribución de un LQ vectorial al RCN efectivo. Es necesario considerar que en el BFM, $\Gamma_{\mu,\alpha,\beta}^{\text{BFM}}(k_1, k_2, k_3) = (k_3 - k_2)_\mu g_{\alpha\beta} + (k_1 - k_3 - k_2)_\alpha g_{\beta\mu} + (k_2 - k_1 + k_3)_\beta g_{\mu\alpha}$. en la norma de Feynman-'t Hooft. Además, las constantes de acoplamiento izquierdas y derechas del LQ vectorial y su pseudo-bosón de Goldstone asociado a los fermiones deben fijarse a las constantes de acoplamiento de norma. Por lo tanto, inspirados en el modelo de la Ref. [111,112], suponemos un modelo de LQ vectoriales renormalizable simple donde las constantes de acoplamiento de un LQ vectorial y sus pseudo-bosones de Goldstone asociados a un par neutrino-quark se dan como en la Tabla 4.6

Las reglas de Feynman correspondientes son similares a las de un campo de Yang-Mills masivo y su pseudo-bosón de Goldstone asociado, como se muestra en la Fig. 4.6. El RCN resultante, que no presenta divergencias ultravioleta, se puede expresar según la ecuación (4.23), donde solamente existe contribución de las funciones $\hat{f}_j(x)$, dadas por

$$\hat{f}_1^1(x) = \frac{1}{6(x_q - 1)^4} \left((x-1)(x(25x-29)-2) - 6(6x^2-9x+2)\log(x) \right), \quad (4.36)$$

$$\hat{f}_2^1(x) = \frac{1}{6(x-1)^4} \left(6x^2(5x-6)\log(x) - (x-1)(x(43x-65)+16) \right), \quad (4.37)$$

$$\hat{f}_3^1(x) = \frac{x}{12(x-1)^4} \left(6(2-3x)\log(x) - (x-1)(x(7x-29)+16) \right), \quad (4.38)$$

$$\hat{f}_4^1(x) = \frac{x}{12(x-1)^4} \left(6x^3\log(x) - (x-1)(x(11x-7)+2) \right), \quad (4.39)$$

donde el subíndice representa la contribución de cada diagrama de Feynman de la Fig. 4.5.

Para un LQ muy pesado, es decir $x_q \ll 1$, la expresión aproximada para el cuadrado

del RCN efectivo puede aproximarse a

$$\langle r^2 \rangle_{\nu_\alpha}^1 \simeq \frac{N_c Q_{\text{LQ}}}{16\pi^2 m_{\text{LQ}}^2} \sum_i |\zeta_{Li\alpha}^1|^2 (3 - 2 \log(x_{q_i})), \quad (4.40)$$

Es importante destacar que esta expresión se reduce al RCN del ME, mostrado en la ecuación (2.22), si realizamos las transformaciones $|\zeta_{Li\alpha}^1|^2 \rightarrow \frac{g^2}{2} = 2\sqrt{2}m_W^2 G_F$, $m_{\text{LQ}} \rightarrow m_W$, $m_{q_i} \rightarrow m_e$, $Q_{\text{LQ}} \rightarrow 1$, y $N_c \rightarrow 1$.

Los LQs que surgen de las representaciones S_1 y \tilde{V}_2 implican reglas de Feynman de tipo Majorana, por lo que requieren un tratamiento especial [116, 117]. Sin embargo, las contribuciones correspondientes a las NEPs son idénticas a las obtenidas para las representaciones \tilde{R}_2 y U_1 . Por lo tanto, los resultados anteriores son válidos para todas las representaciones de LQs de la Tabla 4.1. Una situación similar se discutió en [118, 119] para la contribución de LQs escalares a los decaimientos $f_i \rightarrow f_j \gamma$ y $t \rightarrow c \gamma \gamma$.

En este capítulo abordamos las generalidades de los modelos de LQs de tipo escalar y vectorial que pueden dar contribuciones a las NEPs, donde hicimos una recopilación de las representaciones de LQs que pueden acoplarse a neutrinos y analizamos sus interacciones.

El siguiente capítulo mencionaremos las restricciones en las masas de los LQs escalares y vectoriales de acuerdo a los resultados experimentales más recientes. De esta manera podemos plantear los escenarios realistas para las constantes de acoplamiento de los LQs, que se incluimos en nuestro análisis numérico para evaluar las contribuciones a las NEPs.

Capítulo 5

Análisis numérico de las contribuciones de LQs al vértice $\nu\nu\gamma$

Para poder realizar el análisis numérico de las contribuciones de los LQs a las NEPs, necesitamos mencionar las restricciones actuales de la masa y las constantes de acoplamiento de los LQs respecto a los límites experimentales que se han obtenido con el LHC. Debido a las complicaciones que pueden presentarse al analizar algún modelo de LQ destinado a resolver las anomalías de LFUV en los decaimientos de mesones B y la anomalía $(g - 2)_\mu$, nos limitaremos a considerar un modelo de LQ con una sola representación para poder evaluar sus posibles contribuciones a las NEPs.

5.1. Restricciones en las masas de los LQs escalares y vectoriales

Los límites actuales en las masas de los LQs de tipo escalar y vectorial se han ido determinando a través de experimentos de búsqueda directa realizados por las colaboraciones ATLAS y CMS [120–130], donde consideran los datos de colisiones de protones a una energía de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Estas restricciones dependen del modelo, así como de la carga del LQ correspondiente. También hay que tomar en cuenta que existen parámetros que restringen fuertemente la diferencia de masas de un multiplete de $SU(2)$ [131], motivo por el que las restricciones en la masa de un tipo específico de LQ, deben ser consideradas para la masa de los LQs que provienen de la misma representación.

Por ejemplo, para un LQ escalar con carga $5/3$, los límites actuales [123] se encuentran alrededor de 900 GeV, mientras que para un LQ escalar con carga $2/3$ [128, 129] que decae en el par $b\mu$ (be), los límites inferiores son aproximadamente 1440 (1460) GeV. Por otro lado, los límites en la masa de un LQ escalar con carga $-1/3$ que decae en $t\mu$ (te)

se sitúan alrededor de 1380 (1370) GeV. En el caso de los LQs vectoriales, los límites son más restrictivos. Para un LQ vectorial con carga $-1/3$ [128] que decae en $t\mu$ (te), el límite inferior es de 1980 GeV (1900 GeV) en el escenario de Yang-Mills, mientras que en el escenario de acoplamiento mínimo, este límite es de 1710 GeV (1620 GeV). En la Tabla 5.1 se resumen los límites actuales en las masas de los LQs escalares y vectoriales.

Carga del LQ	Escenario	Masa LQ escalar (GeV)	Masa LQ vectorial (GeV)
2/3	I	900-1450	1400-1950
2/3	II	1250-1450	1460-1960
-1/3	I	1300	1475-1810
-1/3	II	1370-1380	1620-1980

Tabla 5.1: Límites inferiores actuales en la masa de los LQs escalares y vectoriales, a partir de búsquedas directas realizadas por las colaboraciones ATLAS y CMS [120–130]. En el escenario I, no se impone la condición de una solución a las anomalías LFUV en los decaimientos de mesones B , mientras que en escenario II sí se requiere tal solución.

Usando como referencia los datos mostrados en la Tabla 5.1, para nuestro análisis numérico consideramos masas para los LQs entre 1.2 y 2 TeV.

5.2. Escenarios realistas para las constantes de acoplamiento de LQ

Para poder obtener una estimación realista de las NEPs, es necesario considerar escenarios para los acoplamientos de LQ que resulten consistentes con las restricciones actuales para las observables experimentales. Por tanto, nos vamos a centrar en aquellos escenarios que permitan los valores más grandes posibles para las constantes de acoplamiento de los LQs, debido a que estos pueden proporcionar las mayores contribuciones a los momentos dipolares y al radio de carga del neutrino.

Es importante tener en consideración que para evitar efectos peligrosos sobre algunas observables del sector electrodébil, podrán ser necesarias algunas restricciones sobre las masas y acoplamientos de los LQs. Respecto a los acoplamientos de LQ con fermiones, supondremos el escenario más general, en el que los LQs pueden acoplarse a fermiones de todas las generaciones, aunque en particular, sus acoplamientos con fermiones de primera generación están fuertemente restringidos por procesos de baja energía, tales como la violación de la paridad atómica [132–134], los decaimientos de Kaones con cambio de sabor [135, 136], así como las mezclas [134, 137, 138], entre otros. Por ello, supondremos una simetría adicional para prohibir este tipo de acoplamientos, mientras que no existen problemas para los acoplamientos con fermiones de la segunda y tercera generación.

Un análisis de los límites sobre las constantes de acoplamiento de todas las representaciones LQ de la Tabla 4.1 está fuera del alcance de este trabajo. Para nuestro análisis, nos enfocaremos en las representaciones escalar \tilde{R}_2 y vectorial U_1 , ya que son las que nos pueden proporcionar los mayores valores posibles para las NEPs.

5.2.1. La representación \tilde{R}_2

Es posible obtener restricciones sobre los acoplamientos de la representación \tilde{R}_2 con neutrinos izquierdos y derechos a partir de la diferencia de masas $B_s - \bar{B}_s$ y los decaimientos $b \rightarrow s\mu^- \mu^+$, $B \rightarrow K\nu\nu$, $\tau \rightarrow \mu\gamma$, $\tau \rightarrow \mu\phi$, así como los decaimientos de mesones semileptónicos como $B \rightarrow \tau\nu$, $D_s \rightarrow \tau\nu$, etc. Las expresiones analíticas para la contribución de $\tilde{R}_2^{2/3}$ a estas cantidades observables se pueden consultar en [139], y también se muestran en el Apéndice B. En nuestro análisis, suponemos que la matriz de mezcla PMNS es aproximadamente diagonal, por lo que los acoplamientos ζ_L^0 y ζ_R^0 de la ecuación (4.4) pueden identificarse con los acoplamientos de Yukawa \tilde{Y}_2^{RL} y $\tilde{Y}_2^{\overline{RR}}$, respectivamente, de la Tabla 4.4. También supondremos los siguientes ansatz para evitar restricciones de la violación de paridad:

$$\zeta_L^0 \simeq \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \zeta_{L2\mu}^0 & \zeta_{L2\tau}^0 \\ 0 & \zeta_{L3\mu}^0 & \zeta_{L3\tau}^0 \end{pmatrix}, \quad \zeta_R^0 \simeq \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \zeta_{R2\mu}^0 & \zeta_{R2\tau}^0 \\ 0 & \zeta_{R3\mu}^0 & \zeta_{R3\tau}^0 \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

De manera aleatoria, exploramos conjuntos de valores de los elementos de las matrices $\zeta_{L,R}^0$ no nulos y encontramos aquellos conjuntos que cumplen con los límites experimentales de la diferencia de masas $B_s - \bar{B}_s$, así como los decaimientos $b \rightarrow s\mu^- \mu^+$ y $B \rightarrow K\nu\nu$, junto con los límites $\zeta_{L3\alpha}^0, \zeta_{R3\alpha}^0 \leq 1$. En la Fig. 5.1 mostramos los valores permitidos de los acoplamientos de LQs en $\zeta_{L2\mu}^0 \zeta_{L2\tau}^0 \zeta_{R2\mu}^0 \zeta_{R2\tau}^0$ vs $\zeta_{L3\mu}^0 \zeta_{L3\tau}^0 \zeta_{R3\mu}^0 \zeta_{R3\tau}^0$ para masas de LQs alrededor de 1.2 y 1.5 TeV, con lo que podemos concluir que las constantes de acoplamiento son del orden de la unidad.

5.2.2. La representación U_1

Vamos a considerar un LQ vectorial U_1 que sólo se acopla a los fermiones de la segunda y tercera generación, en el escenario en el que no hay neutrinos derechos o las constantes de acoplamiento correspondientes son despreciables, como en el modelo de Ref. [112]. Para los acoplamientos de LQs a fermiones, utilizaremos $\zeta_{Li\alpha}^1 = g_4 \beta_{i\alpha} / \sqrt{2}$ y $\zeta_{Li\alpha}^1 = 0$ con $g_4 \sim 3$ [112]. Consideramos $\zeta_{L2\mu}^1, \zeta_{L2\tau}^1 \leq 0.1$ para que los acoplamientos $\zeta_{L3\alpha}^1$ alcancen sus valores permitidos más grandes. Y de manera similar, exploramos conjuntos de valores aleatorios de $\zeta_{Li\alpha}^1$ y seleccionamos aquellos consistentes con los límites experimentales en los decaimientos $b \rightarrow s\mu^- \mu^+$, $B \rightarrow K\tau^- \tau^+$, $B^+ \rightarrow K^+ \tau^\pm \mu^\mp$ y $\tau \rightarrow \mu\phi$. Mostramos las expresiones correspondientes en el Apéndice B.

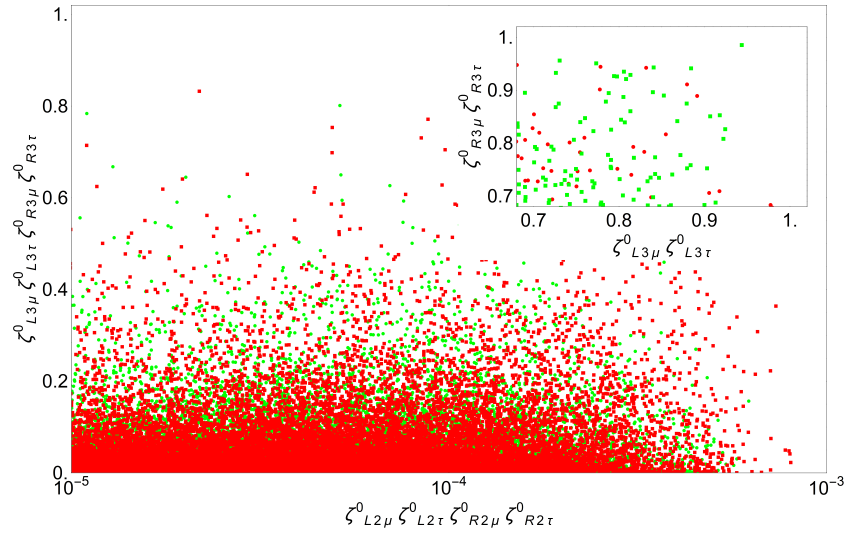


Figura 5.1: Valores permitidos de los acoplamiento de Yukawa para la representación \tilde{R}_2 en el plano $\zeta_{L2\mu}^0 \zeta_{L2\tau}^0 \zeta_{R2\mu}^0 \zeta_{R2\tau}^0$ vs $\zeta_{L3\mu}^0 \zeta_{L3\tau}^0 \zeta_{R3\mu}^0 \zeta_{R3\tau}^0$ para $m_{LQ} = 1.2$ TeV (puntos verdes) y $m_{LQ} = 1.5$ TeV (puntos rojos). Usamos los límites experimentales en la diferencia de masa $B_s - \bar{B}_s$, así como en los decaimientos $b \rightarrow s\mu^- \mu^+$, $B \rightarrow K\nu\nu$, $\tau \rightarrow \mu\gamma$ y $\tau \rightarrow \mu\phi$. Los acoplamiento $\zeta_{L2\alpha}^0$ y $\zeta_{R2\alpha}^0$ ($\alpha = \mu, \tau$) se tomaron por debajo de 0.1 para permitir valores grandes de los acoplamiento $\zeta_{L3\alpha}^0$ y $\zeta_{R3\alpha}^0$, para los cuales imponemos el límite $\zeta_{L3\alpha}^0, \zeta_{R3\alpha}^0 \leq 1$.

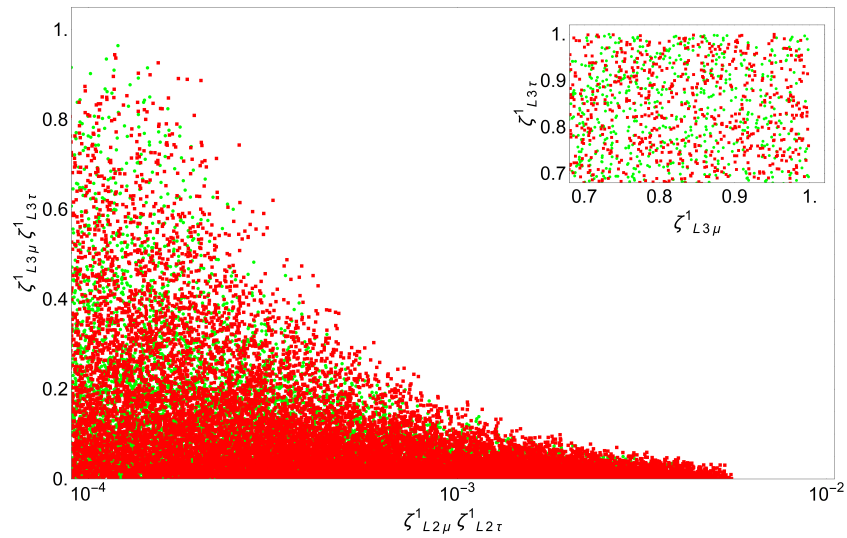


Figura 5.2: Valores permitidos de los acoplamiento de Yukawa para la representación U_1 en el plano $\zeta_{L2\mu}^1 \zeta_{L2\tau}^1$ vs $\zeta_{L3\mu}^1 \zeta_{L3\tau}^1$ para $m_{LQ} = 1.5$ TeV (puntos verdes) y $m_{LQ} = 1.7$ TeV (puntos rojos). Usamos los límites experimentales en los decaimientos $b \rightarrow s\mu^- \mu^+$, $\tau \rightarrow \mu\phi$. Los acoplamiento $\zeta_{L2\alpha}^1$ ($\alpha = \mu, \tau$) se tomaron como inferiores a 0.1 para encontrar los valores permitidos más grandes de los acoplamiento $\zeta_{L3\alpha}^1$, para los cuales imponemos el límite de $\zeta_{L3\alpha}^1 \leq 1$. Consideramos que o bien no hay neutrinos derechos o las constantes de acoplamiento correspondientes son demasiado pequeñas.

Podemos ver en la Fig. 5.2 los valores permitidos para los acoplamientos de LQ vectoriales en el plano $\zeta_{L2\mu}^1 \zeta_{L2\tau}^1$ vs $\zeta_{L3\mu}^1 \zeta_{L3\tau}^1$ para $m_{LQ} = 1.5$ TeV y $m_{LQ} = 1.7$ TeV. De esta manera observamos que, análogo al caso anterior, nuestras constantes pueden resultar del orden de la unidad.

En general, se puede asumir que los acoplamientos de LQs a los quarks de la segunda familia son despreciables, lo que permite acoplamientos grandes a los quarks de la tercera generación.

5.3. El comportamiento de las contribuciones de LQ a las propiedades electromagnéticas del neutrino

En general, el comportamiento de las contribuciones de los LQs a los momentos dipolares y el radio de carga del neutrino, puede inferirse de las ecuaciones (4.18), (4.21) y (4.23), que muestran la presencia de términos que cambian la quiralidad (CF) y términos que conservan la quiralidad (CC). El MDM y RCN tienen la siguiente estructura:

$$\mu_{\nu_\alpha}^s = a_{CC}^s (|\zeta_{L3\alpha}^s|^2 + |\zeta_{R3\alpha}^s|^2) + a_{CF}^s \text{Re}(\zeta_{L3\alpha}^s \zeta^{s*} R3\alpha) \equiv [a_{CC}, a_{CF}]_\alpha^s, \quad (5.2)$$

$$\langle r^2 \rangle_{\nu_\alpha}^s = b_{CC}^s (|\zeta_{L3\alpha}^s|^2 + |\zeta_{R3\alpha}^s|^2) + b_{CF}^s \text{Re}(\zeta_{L3\alpha}^s \zeta^{s*} R3\alpha) \equiv [b_{CC}, b_{CF}]_\alpha^s, \quad (5.3)$$

mientras que para el MDE tenemos:

$$d_{\nu_\alpha}^s = \tilde{a}_{CF}^s, \text{Im}(\zeta_{L3\alpha}^s \zeta^{s*} R3\alpha) \equiv [\tilde{a}_{CF}]_\alpha^s. \quad (5.4)$$

Podemos ver que a_{CF}^s y \tilde{a}_{CF}^s y b_{CC}^s son proporcionales a la masa virtual del quark, y que a_{CC}^s y b_{CF}^s son proporcionales a la masa del neutrino. Por lo que para el caso de los momentos dipolares, las mayores contribuciones podrían surgir de la representación U_1 mediante un LQ de carga $2/3$ y el quark top_2 , siempre y cuando se consideren neutrinos derechos. Aunque la representación escalar \tilde{R}_2 también produce un LQ de carga $-1/3$ que puede tener acoplamientos a ambos neutrinos, sus contribuciones dominantes a los momentos dipolares de neutrinos surgirían a un lazo con el quark bottom.

Por otro lado, el RCN sería no-nulo, aún en ausencia de neutrinos derechos, ya que recibe su contribución dominante del término b_{CC}^s , mientras que el término b_{CF}^s produce una contribución despreciable. Por lo tanto, el RCN no sería muy sensible tanto a la masa del quark virtual como a la masa del neutrino, lo que significa que podría aumentar si hay contribuciones de varios LQs y quarks.

Para ejemplificar de mejor manera las características de las NEPs, consideramos que los LQs escalares y vectoriales que pueden acoplarse a las tres generaciones de neutrinos del ME ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$), pero sólo a los quarks de la tercera generación. Vamos

a utilizar los límites para las masas efectivas de neutrinos de acuerdo a lo reportado en el PDG [140]:

$$m_{\nu_e}^{\text{eff}} < 0.8 \times 10^{-9} \text{ GeV}, \quad (5.5)$$

$$m_{\nu_\mu}^{\text{eff}} < 1.9 \times 10^{-3} \text{ GeV}, \quad (5.6)$$

$$m_{\nu_\tau}^{\text{eff}} < 1.82 \times 10^{-2} \text{ GeV}, \quad (5.7)$$

donde el límite de la masa del neutrino del electrón se obtuvo al 90 % de nivel de confianza [141], mientras que los límites de las masas de los neutrinos tau y muón se obtuvieron al 95 % de nivel de confianza [142, 143].

En la Tabla 5.2 mostramos las contribuciones parciales de los LQs escalares y vectoriales de carga $2/3$ y $-1/3$ a las propiedades electromagnéticas del neutrino del tau para tres valores de la masa del LQ (tomando en cuenta la notación de corchetes de las ecuaciones (5.2)-(5.4)).

Espín	Carga del LQ [e]	m_{LQ} [TeV]	μ_{ν_τ} [μ_B]	d_{ν_τ} [ecm]	$\langle r^2 \rangle_{\nu_\tau}$ [cm^2]
0	2/3	1.2	$[3.64 \times 10^{-14}, 4.71 \times 10^{-9}]$	$[-9.13 \times 10^{-20}]$	$[-8.67 \times 10^{-36}, 4.73 \times 10^{-42}]$
	-1/3	1.2	$[-2.04 \times 10^{-14}, -2.05 \times 10^{-10}]$	$[3.98 \times 10^{-21}]$	$[1.66 \times 10^{-35}, -6.51 \times 10^{-44}]$
	2/3	1.5	$[2.4 \times 10^{-14}, 3.42 \times 10^{-9}]$	$[-6.63 \times 10^{-20}]$	$[-6.42 \times 10^{-36}, 1.98 \times 10^{-42}]$
	-1/3	1.5	$[-1.31 \times 10^{-14}, -1.37 \times 10^{-10}]$	$[2.66 \times 10^{-21}]$	$[1.11 \times 10^{-35}, -2.67 \times 10^{-44}]$
	2/3	2.0	$[1.39 \times 10^{-14}, 2.23 \times 10^{-9}]$	$[-4.32 \times 10^{-20}]$	$[-4.27 \times 10^{-36}, 6.4 \times 10^{-43}]$
	-1/3	2.0	$[-7.35 \times 10^{-15}, -8.13 \times 10^{-11}]$	$[1.58 \times 10^{-21}]$	$[6.61 \times 10^{-36}, -8.44 \times 10^{-45}]$
1	2/3	1.2	$[2.43 \times 10^{-13}, -6.21 \times 10^{-9}]$	$[1.2 \times 10^{-19}]$	$[3.68 \times 10^{-35}, 0]$
	-1/3	1.2	$[-1.22 \times 10^{-13}, 8.07 \times 10^{-11}]$	$[-1.56 \times 10^{-21}]$	$[-4.35 \times 10^{-35}, 0]$
	2/3	1.5	$[1.56 \times 10^{-13}, -3.99 \times 10^{-9}]$	$[7.74 \times 10^{-20}]$	$[2.55 \times 10^{-35}, 0]$
	-1/3	1.5	$[-7.84 \times 10^{-14}, 5.17 \times 10^{-11}]$	$[-1. \times 10^{-21}]$	$[-2.88 \times 10^{-35}, 0]$
	2/3	2.0	$[8.78 \times 10^{-14}, -2.25 \times 10^{-9}]$	$[4.37 \times 10^{-20}]$	$[1.58 \times 10^{-35}, 0]$
	-1/3	2.0	$[-4.41 \times 10^{-14}, 2.91 \times 10^{-11}]$	$[-5.63 \times 10^{-22}]$	$[-1.69 \times 10^{-35}, 0]$

Tabla 5.2: Contribuciones de los LQs escalares y vectoriales de cargas $2/3$ y $-1/3$ a las NEPs. Suponemos que la contribución dominante proviene de los quarks de tercera generación.

Primero analizamos las contribuciones de un LQ escalar de carga $2/3$. Observamos que la contribución respectiva al MDM del neutrino del tau puede alcanzar valores tan grandes como $10^{-9} \mu_B$, siempre y cuando haya acoplamientos a neutrinos derechos, de esta manera, tendríamos un MDE del orden de 10^{-20} ecm como máximo. Este último se anula en el escenario sin neutrinos derechos, mientras que la contribución respectiva al MDM del neutrino tau disminuye hasta un orden de $10^{-14} \mu_B$. Por otro lado, la contribución de un LQ escalar de carga $2/3$ al RCN podría ser del orden de 10^{-35} cm^2 independientemente de la presencia o no de neutrinos derechos.

En cuanto a las contribuciones de un LQ escalar de carga $-1/3$ a los momentos dipolares de neutrinos, serían aproximadamente un orden de magnitud más pequeñas

que las de un LQ escalar de carga 2/3, mientras que el tamaño del RCN permanecería igual, debido a que no resulta tan dependiente de la carga y masa del LQ.

Se puede observar que las contribuciones de los LQs vectoriales a las NEPs tienen un orden de magnitud similar que las contribuciones de los LQs escalares para valores similares de las masas.

Ahora nos enfocamos de manera más específica en los escenarios presentados por las representaciones escalares y vectoriales detalladas en la Tabla 4.1, considerando la presencia de neutrinos derechos, lo cual resultaría en las contribuciones más significativas al MDM y en un MDE diferente de cero. En la Tabla 5.3, exhibimos las estimaciones de estas contribuciones provenientes de dichas representaciones para las NEPs, suponiendo una masa del LQ de aproximadamente 1.5 TeV.

Las representaciones escalares \tilde{R}_2 y S_1 , así como las representaciones vectoriales U_1 y \tilde{V}_2 , son las únicas que generan un LQ capaz de acoplarse simultáneamente tanto a neutrinos izquierdos como derechos. En consecuencia, podrían ofrecer las contribuciones más significativas al MDM del neutrino, que en el escenario más favorable podría alcanzar el orden de 10^{-10} - 10^{-9} . Estas mismas representaciones también podrían dar paso un MDE del orden de 10^{-19} - 10^{-20} ecm, siempre y cuando existan acoplamientos complejos de LQ. En contraste, las demás representaciones de LQ no pueden acoplarse a neutrinos derechos, lo que implica que su contribución al MDM del neutrino del tau sería del orden de 10^{-14} . Además, las contribuciones al MDM de los neutrinos del muón y del electrón serían aproximadamente dos y siete órdenes de magnitud más pequeñas, respectivamente.

En relación con el RCN, este resulta insensible a la masa del neutrino y a si los LQs se acoplan o no a neutrinos derechos. Por lo tanto, todas las representaciones de LQ podrían generar una contribución del orden de 10^{-35} cm² para los tres sabores de neutrinos, independientemente de la carga del LQ y del quark correspondiente.

Representación	μ_{ν_α} [μ_B]	d_{ν_α} [ecm]	$\langle r^2 \rangle_{\nu_\alpha}$ [cm ²]
S_3, R_2	$10^{-21} \times \zeta_{L3\alpha}^0 ^2$	—	$10^{-35} \times \zeta_{L3\alpha}^0 ^2$
\tilde{R}_2, S_1	$10^{-10} \times \text{Re}(\zeta_{L3\alpha}^0 \zeta_{R3\alpha}^{0*})$	$10^{-21} \times \text{Im}(\zeta_{L3\alpha}^0 \zeta_{R3\alpha}^{0*})$	$10^{-35} \times (\zeta_{L3\alpha}^0 ^2 + \zeta_{R3\alpha}^0 ^2)$
\bar{S}_1	$10^{-21} \times \zeta_{R3\alpha}^0 ^2$	—	$10^{-35} \times \zeta_{R3\alpha}^0 ^2$
U_3, V_2	$10^{-20} \times \zeta_{L3\alpha}^1 ^2$	—	$10^{-35} \times \zeta_{L3\alpha}^1 ^2$
U_1, \tilde{V}_2	$10^{-9} \times \text{Re}(\zeta_{L3\alpha}^1 \zeta_{R3\alpha}^{1*})$	$10^{-19} \times \text{Im}(\zeta_{L3\alpha}^1 \zeta_{R3\alpha}^{1*})$	$10^{-35} \times (\zeta_{L3\alpha}^1 ^2 + \zeta_{R3\alpha}^1 ^2)$
\bar{U}_1	$10^{-20} \times \zeta_{R3\alpha}^1 ^2$	—	$10^{-35} \times \zeta_{R3\alpha}^1 ^2$

Tabla 5.3: Estimación de las contribuciones de las representaciones de LQ mostradas en la Tabla 4.1 a las propiedades electromagnéticas del neutrino de Dirac ligero ν_α con una masa de 1 eV y un LQ con una masa de 1.5 TeV. Suponemos que en el lazo está un quark de tercera generación. Las constantes de acoplamiento son las asociadas con la representación específica del LQ y el sabor del neutrino.

Por último, consideramos un LQ escalar de carga $-1/3$ y un LQ vectorial de carga

2/3, como los que surgen de las representaciones \tilde{R}_2 y U_1 , en el escenario con neutrinos derechos. Todas las características del comportamiento de las NEPs descritas anteriormente se ilustran mejor en la Fig. 5.3, donde mostramos las curvas de las contribuciones de los LQs a las propiedades electromagnéticas del neutrino del tau como funciones de la masa y las constantes de acoplamiento del LQ indicadas.

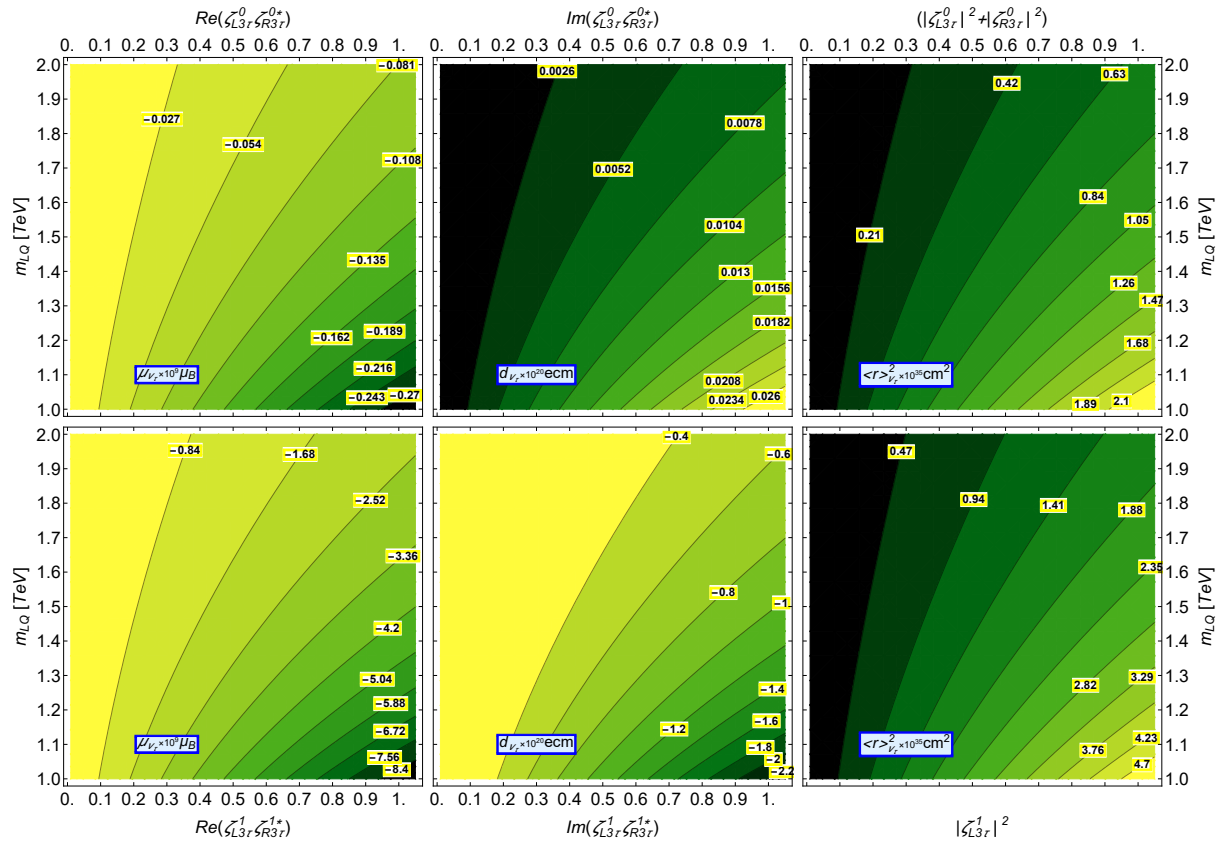


Figura 5.3: Gráficas de contorno para las contribuciones de un LQ escalar de carga $-1/3$ (fila superior) y un LQ vector de carga $2/3$ (fila inferior) a las propiedades electromagnéticas de un neutrino Dirac ligero ν_α con una masa de 1 eV en el plano de la masa del LQ con respecto de las constantes de acoplamiento del LQ. Suponemos que los LQs pueden acoplarse tanto a neutrinos izquierdos como derechos. Se despreció el término de cambio de quiralidad CC (CF) para μ_{ν_α} , mientras que para $\langle r^2 \rangle_{\nu_\alpha}$ suponemos neutrinos izquierdos, ya que es independiente de la presencia de neutrinos derechos. También suponemos que la única contribución proviene de quarks virtuales de la tercera generación.

Conclusiones y perspectivas

Las estimaciones que logramos obtener de las contribuciones de los LQs a las NEPs, como se presentaron en el capítulo anterior, pueden ser contrastadas con los límites experimentales indicados en la Tabla 2.1.

Podemos observar que las contribuciones al MDM están ligeramente por debajo de las cotas experimentales, mientras que para el RCN son dos órdenes de magnitud más pequeñas. En contraste, nuestra predicción para el MDE es consistente con los límites indirectos existentes. Es importante señalar que la contribución más significativa proviene de las representaciones escalares y vectoriales de LQs que se acoplan simultáneamente a neutrinos izquierdos y derechos. En este cálculo, solo consideramos relevantes las contribuciones de las representaciones \tilde{R}_2 y U_1 . Cabe mencionar la importancia de evaluar un posible aumento en las propiedades electromagnéticas al considerar modelos específicos de LQs.

En este trabajo se presentó el cálculo de las contribuciones de LQs escalares y vectoriales, a orden de un lazo en teoría de perturbaciones, a las propiedades electromagnéticas estáticas de los neutrinos masivos de Dirac, enfocándonos en los momentos dipolares magnético y eléctrico, así como en el RCN efectivo definido en [144], que es una observable física válida. No hacemos suposiciones sobre el mecanismo de generación de masa de neutrinos y utilizamos el enfoque del lagrangiano efectivo de Buchmuller, Ruckl y Wyler para las representaciones escalares y vectoriales de LQs, que tienen acoplamientos renormalizables con los fermiones. Se proporcionan resultados analíticos en términos de las integrales de parámetros de Feynman y las funciones escalares de Passarino-Veltman, considerando neutrinos de Dirac con masa no-nula. A partir de estos resultados generales, se obtienen expresiones simples para el límite de neutrinos ligeros. Es importante mencionar que para la contribución de los LQs vectoriales al RCN efectivo consideramos un escenario de Yang-Mills y el cálculo fue realizado a través del BFM, bajo la norma de Feynman-'t Hooft.

En la evaluación numérica nos enfocamos en modelos de LQs escalares y vectoriales que son renormalizables y no requieren simetrías adicionales para evitar el decaimiento del protón a nivel de árbol, siendo aún viables fenomenológicamente en la escala de TeV. Consideramos los límites experimentales para las constantes de acoplamiento de los LQs

y las cotas para sus masas según las mediciones directas.

Podemos concluir que las representaciones \tilde{R}_2 y U_1 podrían contribuir al MDM del neutrino del tau hasta un máximo de $10^{-9} \mu_B$ para una masa del LQ de 1.5 TeV, mientras que un MDE de neutrino del orden de $10^{-20} - 10^{-19}$ ecm se induciría siempre que los acoplamientos LQ tengan una fase compleja. Cuando no se tienen neutrinos derechos, el MDE se anula y las contribuciones de los LQs correspondientes al MDM serían del orden de 10^{-14} para el neutrino del tau, mientras que las contribuciones correspondientes al MDM de los neutrinos del muón y electrón serían aproximadamente dos y siete órdenes de magnitud más pequeñas. En cuanto a la contribución de los LQs al RCN, puede alcanzar valores de hasta 10^{-35} cm^2 , y esto resulta independiente del sabor del neutrino e incluso en ausencia de neutrinos derechos.

Como perspectiva del trabajo de tesis, relacionado con el análisis mencionado en el Capítulo 3, queda por concluir un artículo para obtener cotas de los parámetros de un modelo de extensión a partir de datos de neutrinos provenientes de reactores nucleares en el experimento TEXONO, debido a que se tienen las rutinas numéricas para realizar el cálculo.

Apéndice A

Resultados analíticos para las contribuciones de los LQs

En este apéndice presentamos las funciones $f_k^s(x)$, $g_k^s(x)$, $\hat{f}_k^s(x)$, y $\hat{g}_k^s(x)$ ($k = 1, 2$ y $s = 0, 1$) de las ecuaciones (4.18), (4.21), y (4.23), en términos de las integrales de parametrización de Feynman y las funciones escalares de Passarino-Veltman para LQ de tipo escalar y vectorial y una masa del neutrino no-nula.

A.1. Resultados de la parametrización de Feynman

En términos de las integrales de parametrización de Feynman, las funciones $f_k^s(x)$, $g_k^s(x)$, $\hat{f}_k^s(x)$, y $\hat{g}_k^s(x)$ pueden expresarse de la forma

$$r_k^s(x) = \int_0^1 \frac{R_k^s(x, y)}{((1-y)(x - yx_{\nu_\alpha}) + y)^a} dy, \quad (\text{A.1})$$

donde $a = 1$ para $r_k^s(x) = f_k^s(x)$ y $g_k^s(x)$, mientras que $a = 2$ para $r_k^s(x) = \hat{f}_k^s(x)$ y $\hat{g}_k^s(x)$. Las funciones $R_k^s(x, y)$ se proporcionan tanto para los LQs escalares ($s = 0$) como para los LQs vectoriales ($s = 1$). Es importante señalar que la dependencia de las funciones $r_k^s(x)$ y $R_k^s(x)$ respecto a x_{ν_α} no se expresa de manera explícita. En este contexto, $x_{\nu_\alpha} = m_{\nu_\alpha}^2/m_{\text{LQ}}^2$, donde m_{LQ} representa la masa del LQ.

A.1.1. Contribución de los LQs escalares

Para la contribución de los LQs de tipo escalar a los momentos dipolares del neutrino, obtenemos las siguientes expresiones para $F_k^s(x, y)$ y $G_i^s(x, y)$:

$$F_k^0(x, y) = \frac{1}{2}(1-y)y h_k(y), \quad (\text{A.2})$$

$$G_k^0(x, y) = \frac{1}{3}(1-y) h_k(y). \quad (\text{A.3})$$

donde

$$h_k(y) = \begin{cases} 1-y & k=1, \\ y & k=2. \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

En lo que respecta a la contribución de los LQs escalares al RCN, las funciones $\hat{F}_k^0(x, y)$ y $\hat{G}_k^0(x, y)$ pueden expresarse como:

$$\hat{F}_1^0(x, y) = \frac{1}{2}(y-1)^3 \left(3(x+y^2x_{\nu_\alpha}) - 2y(x+x_{\nu_\alpha}-1) \right), \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{F}_2^0(x, y) = \frac{1}{2}y^3 \left((1-y)(x+yx_{\nu_\alpha}) + y \right), \quad (\text{A.6})$$

y

$$\hat{G}_1^0(x, y) = 2y(y-1)^3, \quad (\text{A.7})$$

$$\hat{G}_2^0(x, y) = -2(y-1)y^3. \quad (\text{A.8})$$

La integración de las funciones $r_k^0(x)$ es directa cuando despreciamos x_{ν_α} y produce los resultados de las ecuaciones (4.24), (4.25), (4.26), (4.27), (4.28), (4.29), (4.30), y (4.31).

A.1.2. Contribución de los LQs vectoriales

En lo que respecta a la contribución de los LQs vectoriales al MDM y al MDE del neutrino, las funciones $F_k^1(x, y)$ y $G_k^1(x, y)$ se expresan de la siguiente manera:

$$F_k^1(x, y) = (y(y(x+x_{\nu_\alpha}+2) - 3x - x_{\nu_\alpha} + 2) + 2x) h_k(y), \quad (\text{A.9})$$

$$G_k^1(x, y) = -2(y((2y-3)x_{\nu_\alpha} + 4 - x) + x + x_{\nu_\alpha}) h_k(y), \quad (\text{A.10})$$

donde la función $h_k(y)$ se proporciona en la Ecuación (A.4). Por otro lado, las funciones $\hat{F}_k^1(x, y)$ asociadas con las contribuciones de los diagramas de Feynman de la Figura 4.5 pueden expresarse como:

$$\begin{aligned} \hat{F}_1^1(x, y) = (y-1) \left(y \left(y \left(-2y(x+x_{\nu_\alpha}-1) + x + 3y^2x_{\nu_\alpha} + x_{\nu_\alpha} + 2 \right) \right. \right. \\ \left. \left. - 2(x+x_{\nu_\alpha}-1) + 3x \right), \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

$$\hat{F}_2^1(x, y) = y^2 (y (7x + 6(x_{\nu_\alpha} - 1) - y (x + (y + 5)x_{\nu_\alpha} - 1) + x_{\nu_\alpha}) - 6x), \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned} \hat{F}_3^1(x, y) = \frac{1}{2}(y - 1)^3 & \left(3y^2 x_{\nu_\alpha} (x + x_{\nu_\alpha}) - 2y (x (4x_{\nu_\alpha} - 1) + x^2 + (x_{\nu_\alpha} - 1) x_{\nu_\alpha}) \right. \\ & \left. + 3x (x + x_{\nu_\alpha}) \right), \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

y

$$\hat{F}_4^1(x, y) = \frac{y^3}{2} \left(-y^2 x_{\nu_\alpha} (x + x_{\nu_\alpha}) + y (4x x_{\nu_\alpha} - x^2 + x + x_{\nu_\alpha}^2 + x_{\nu_\alpha}) + x (x - 3x_{\nu_\alpha}) \right). \quad (\text{A.14})$$

Notamos que para los acoplamientos de LQs de la tabla 4.6 no hay contribuciones a la ecuación (4.23) de las funciones $\hat{G}_k^1(x, y)$.

A.2. Resultados utilizando las funciones escalares de Passarino-Veltman

También presentamos los resultados para las funciones $r_k^s(x)$ en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman. En este caso, escribimos

$$r_k^s(x) = \frac{R_k^s(x)}{(1-x)^a x_{\nu_\alpha}^b \lambda^c(x, x_{\nu_\alpha})}, \quad (\text{A.15})$$

donde $\lambda(u, v) = 1 + u^2 + v^2 - 2(u + v + uv)$, mientras que las tríadas (a, b, c) son $(4, 2, 0)$ para $f_k^s(x)$, $(3, 1, 0)$ para $g_k^s(x)$, y $(1, 2, 2)$ para $\hat{f}_k^s(x)$ y $\hat{g}_k^s(x)$. Es importante señalar que las funciones $R^s k(x)$ no son las mismas que las de la Ecuación (A.1), pero utilizamos la misma notación por simplicidad. También introducimos las siguientes funciones adimensionales finitas en el ultravioleta $\Delta_i(x)$,

$$\Delta_1(x) = B_0(0, x m_{\text{LQ}}^2, x m_{\text{LQ}}^2) - B_0(0, m_{\text{LQ}}^2, m_{\text{LQ}}^2) = -\log(x), \quad (\text{A.16})$$

$$\Delta_2(x) = B_0(x_{\nu_\alpha} m_{\text{LQ}}^2, x m_{\text{LQ}}^2, m_{\text{LQ}}^2) - B_0(0, x m_{\text{LQ}}^2, m_{\text{LQ}}^2), \quad (\text{A.17})$$

donde los argumentos de las funciones escalares de Passarino-Veltman de dos puntos, B_0 , se dan en la notación habitual [113]. Nótese que las siguientes dos funciones escalares de tres puntos aparecen a lo largo del cálculo,

$$C_1(x) = m_{\text{LQ}}^2 C_0(m_{\nu_\alpha}^2, m_{\nu_\alpha}^2, 0, m_{\text{LQ}}^2, x m_{\text{LQ}}^2, m_{\text{LQ}}^2), \quad (\text{A.18})$$

$$C_2(x) = m_{\text{LQ}}^2 C_0(m_{\nu_\alpha}^2, m_{\nu_\alpha}^2, 0, x m_{\text{LQ}}^2, m_{\text{LQ}}^2, x m_{\text{LQ}}^2), \quad (\text{A.19})$$

pero se pueden escribir en términos de funciones escalares de dos puntos [145] de la siguiente manera:

$$C_1(x) = \frac{1}{(x-1)\lambda(x, x_{\nu_\alpha})} \left((x-1)(x_{\nu_\alpha} + x - 1) - x(x_{\nu_\alpha} - x + 1)\Delta_1(x) - (x-1)(x_{\nu_\alpha} + x - 1)\Delta_2(x) \right), \quad (\text{A.20})$$

$$C_2(x) = \frac{1}{(x-1)\lambda(x, x_{\nu_\alpha})} \left((x-1)(x_{\nu_\alpha} - x + 1) - (x_{\nu_\alpha} + x - 1)\Delta_1(x) - (x-1)(x_{\nu_\alpha} - x + 1)\Delta_2(x) \right). \quad (\text{A.21})$$

También es importante destacar que este cálculo requiere derivadas de las funciones escalares de dos y tres puntos, que denotamos como

$$C'_1(x) = m_{\text{LQ}}^4 C'_0(m_{\nu_\alpha}^2, m_{\nu_\alpha}^2, q^2, m_{\text{LQ}}^2, xm_{\text{LQ}}^2, m_{\text{LQ}}^2)|_{q^2=0}, \quad (\text{A.22})$$

$$C'_2(x) = m_{\text{LQ}}^4 C'_0(m_{\nu_\alpha}^2, m_{\nu_\alpha}^2, q^2, xm_{\text{LQ}}^2, m_{\text{LQ}}^2, xm_{\text{LQ}}^2)|_{q^2=0}, \quad (\text{A.23})$$

donde la prima representa la derivada con respecto a q^2 . Nuevamente, las funciones $C'_i(x)$ se pueden descomponer en términos de funciones escalares de dos puntos de la siguiente manera [145]:

$$C'_1(x) = \frac{1}{6(x-1)x_{\nu_\alpha}\lambda^2(x, x_{\nu_\alpha})} \left((x-1)x_{\nu_\alpha} \left(x^2(3x_{\nu_\alpha} - 1) - 3x(x_{\nu_\alpha}^2 - 1) + (x_{\nu_\alpha} - 1)^3 - x^3 \right) + xx_{\nu_\alpha} \left(4x(x_{\nu_\alpha} + 1) - (x_{\nu_\alpha} - 1)^2 - 3x^2 \right) \Delta_1(x) - (x-1)(x_{\nu_\alpha} + x - 1)(\lambda(x, x_{\nu_\alpha}) - 2xx_{\nu_\alpha}) \Delta_2(x) \right), \quad (\text{A.24})$$

$$C'_2(x) = \frac{1}{6(x-1)x_{\nu_\alpha}\lambda^2(x, x_{\nu_\alpha})} \left((x-1)x_{\nu_\alpha} \left(3x^2(x_{\nu_\alpha} + 1) - 3xx_{\nu_\alpha}^2 - (x_{\nu_\alpha} - 1)^3 - x^3 - x \right) + xx_{\nu_\alpha} \left(2x(x_{\nu_\alpha} + 2) - x_{\nu_\alpha}^2 + 4x_{\nu_\alpha} + x^2 - 3 \right) \Delta_1(x) - (x-1)x(x_{\nu_\alpha} - x + 1)(\lambda(x, x_{\nu_\alpha}) - 2x_{\nu_\alpha}) \Delta_2(x) \right). \quad (\text{A.25})$$

También necesitamos la siguiente derivada de la función escalar de dos puntos

$$B'_0(q^2, m_a^2, m_a^2) = \frac{1}{6m_a^2}. \quad (\text{A.26})$$

A continuación, mostraremos las funciones $R_k^s(x)$ para las contribuciones de los LQs escalares y vectoriales.

A.2.1. Contribuciones de los LQs escalares

Para las contribuciones de los LQs escalares a los momentos dipolares estáticos del neutrino, tenemos las funciones $F_k^0(x)$ y $G_k^0(x)$ como siguen:

$$\begin{aligned}
F_1^0(x) = & -\frac{1}{2} \left(-(x-1)x_{\nu_\alpha} \left(2(3x+1)x_{\nu_\alpha} + (x+1)(x-1)^2 \right) \right. \\
& - 2xx_{\nu_\alpha} \left((x+3)x_{\nu_\alpha} + (x-1)^2 \right) \Delta_1(x) \\
& \left. + 2(x-1) \left((x-1)^2 x_{\nu_\alpha} + (3x+1)x_{\nu_\alpha}^2 + (x-1)^4 \right) \Delta_2(x) \right), \quad (\text{A.27})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_2^0(x) = & -\frac{1}{2} \left((x-1)x_{\nu_\alpha} \left(2x(x+3)x_{\nu_\alpha} + (x+1)(x-1)^2 \right) \right. \\
& + 2xx_{\nu_\alpha} \left(x(x+3x_{\nu_\alpha}-2) + x_{\nu_\alpha} + 1 \right) \Delta_1(x) \\
& \left. - \left(2x(x-1)^3 x_{\nu_\alpha} + 2x(x+3)(x-1)x_{\nu_\alpha}^2 + 2(x-1)^5 \right) \Delta_2(x) \right), \quad (\text{A.28})
\end{aligned}$$

y

$$G_1^0(x) = -2 \left(-2(x-1)x_{\nu_\alpha} - (x+1)x_{\nu_\alpha} \Delta_1(x) + (x-1) \left((x-1)^2 + 2x_{\nu_\alpha} \right) \Delta_2(x) \right), \quad (\text{A.29})$$

$$G_2^0(x) = -2 \left((x^2-1)x_{\nu_\alpha} + 2xx_{\nu_\alpha} \Delta_1(x) - (x-1) \left(x(x+x_{\nu_\alpha}-2) + x_{\nu_\alpha} + 1 \right) \Delta_2(x) \right). \quad (\text{A.30})$$

Cuando x_{ν_α} es pequeña, obtenemos la siguiente expansión hasta el orden $O(x_{\nu_\alpha}^2)$:

$$\begin{aligned}
\Delta_2(x) = & \frac{1}{6(x-1)^5} \left(3(x-1)^2 \left(x^2 - 2x \log(x) - 1 \right) x_{\nu_\alpha} \right. \\
& \left. + (x(x(x+9) - 6(1+x) \log(x) - 9) - 1) x_{\nu_\alpha}^2 \right) + O(x_{\nu_\alpha}^4), \quad (\text{A.31})
\end{aligned}$$

las cuales se sustituyen en las funciones $r_k^0(x)$, y dan paso a los resultados presentados en las Ecuaciones (4.24), (4.25), (4.26), y (4.27) a primer orden en la masa del neutrino.

En lo que respecta a las contribuciones de LQ escalares al RCN, obtenemos las

siguientes funciones $\hat{F}_k^0(x)$ y $\hat{G}_k^0(x)$:

$$\begin{aligned}
\hat{F}_1^0(x) = & \frac{1}{4} \left((x-1)(x-1-x_{\nu_\alpha})x_{\nu_\alpha} \left(x_{\nu_\alpha}^3 - 7(x+1)x_{\nu_\alpha}^2 + (x(11x+26)+11)x_{\nu_\alpha} \right. \right. \\
& - 5(x-1)^2(x+1) \left. \right) - 2x_{\nu_\alpha} \left(5x^4 - 15x^3(x_{\nu_\alpha}+1) + x^2(x_{\nu_\alpha}(17x_{\nu_\alpha}+4)+15) \right. \\
& + x \left(x_{\nu_\alpha} \left(13 - 9x_{\nu_\alpha}^2 + x_{\nu_\alpha} \right) - 5 \right) + 2(x_{\nu_\alpha}-1)^3 x_{\nu_\alpha} \left. \right) \Delta_1(x) + 2(x-1) \\
& \times \left(\left(1 - 26x^2 + x \right) x_{\nu_\alpha}^3 - (20x+13)(x-1)^3 x_{\nu_\alpha} \right. \\
& \left. + (x(32x+5)+11)(x-1)x_{\nu_\alpha}^2 - 2x_{\nu_\alpha}^5 + (11x+4)x_{\nu_\alpha}^4 + 5(x-1)^5 \right) \Delta_2(x) \Big), \tag{A.32}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{F}_2^0(x) = & \frac{1}{4} \left((x-1)(x-1-x_{\nu_\alpha})x_{\nu_\alpha} \left(x_{\nu_\alpha}^3 - 7(x+1)x_{\nu_\alpha}^2 + (x(11x+26)+11)x_{\nu_\alpha} \right. \right. \\
& - 5(x-1)^2(x+1) \left. \right) - 2x_{\nu_\alpha} \left(5x^4 - 15x^3(x_{\nu_\alpha}+1) + x^2(x_{\nu_\alpha}(17x_{\nu_\alpha}+4) \right. \\
& + 15) + x \left(x_{\nu_\alpha} \left(13 - 9x_{\nu_\alpha}^2 + x_{\nu_\alpha} \right) - 5 \right) + 2(x_{\nu_\alpha}-1)^3 x_{\nu_\alpha} \left. \right) \Delta_1(x) + 2(x-1) \\
& \times \left(\left(1 - 26x^2 + x \right) x_{\nu_\alpha}^3 - (20x+13)(x-1)^3 x_{\nu_\alpha} + (x(32x+5)+11) \right. \\
& \left. \times (x-1)x_{\nu_\alpha}^2 - 2x_{\nu_\alpha}^5 + (11x+4)x_{\nu_\alpha}^4 + 5(x-1)^5 \right) \Delta_2(x) \Big), \tag{A.33}
\end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
\hat{G}_1^0(x) = & 2(x-1)(x_{\nu_\alpha}-x-1)x_{\nu_\alpha} \left(x_{\nu_\alpha}^2 - 2(x+2)x_{\nu_\alpha} + (x-1)^2 \right) + 2x_{\nu_\alpha} \\
& \times \left(x_{\nu_\alpha}^3 - 2(2x+1)x_{\nu_\alpha}^2 + x(5x+6)x_{\nu_\alpha} + x_{\nu_\alpha} - 2(x-1)^2 x \right) \Delta_1(x) + 2(x-1) \\
& \times \left(3(3x^2+1)x_{\nu_\alpha}^2 - (7x+5)(x-1)^2 x_{\nu_\alpha} + x_{\nu_\alpha}^4 - (5x+1)x_{\nu_\alpha}^3 + 2(x-1)^4 \right) \Delta_2(x), \tag{A.34}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{G}_2^0(x) = & -2(x-1)(-x_{\nu_\alpha}+x+1)x_{\nu_\alpha} \left(x_{\nu_\alpha}^2 - 2(x+2)x_{\nu_\alpha} + (x-1)^2 \right) + 2x_{\nu_\alpha} \\
& \times \left(x_{\nu_\alpha}^3 - 2(2x+1)x_{\nu_\alpha}^2 + x(5x+6)x_{\nu_\alpha} + x_{\nu_\alpha} - 2(x-1)^2 x \right) \Delta_1(x) + 2(x-1) \\
& \times \left(3(3x^2+1)x_{\nu_\alpha}^2 - (7x+5)(x-1)^2 x_{\nu_\alpha} + x_{\nu_\alpha}^4 - (5x+1)x_{\nu_\alpha}^3 + 2(x-1)^4 \right) \Delta_2(x). \tag{A.35}
\end{aligned}$$

A.2.2. Contribución de los LQs vectoriales

En cuanto a la contribución de los LQs vectoriales al MDM y EDM del neutrino, las funciones $F_k^1(x)$ y $G_k^1(x)$ se expresan de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
F_1^1(x) &= \frac{1}{4} \left((x-1)x_{\nu_\alpha} \left((x(x(x+5)+21)-3)x_{\nu_\alpha} + (x+1)(x+2)(x-1)^2 \right) \right. \\
&\quad + 2xx_{\nu_\alpha} \left(x(11x_{\nu_\alpha}-3) + x_{\nu_\alpha} + x^3 + 2 \right) \Delta_1(x) \\
&\quad + \left(2((x-5)x+1)(x-1)^3x_{\nu_\alpha} - 2(x(4x+9)-1)(x-1)x_{\nu_\alpha}^2 \right. \\
&\quad \quad \left. - 2(x+2)(x-1)^5 \right) \Delta_2(x) \Big), \tag{A.36}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_2^1(x) &= \frac{1}{4} \left(- (x-1)x_{\nu_\alpha} \left(x(x((25-x)x_{\nu_\alpha} + x(1+x)-3) - x_{\nu_\alpha} - 1) + x_{\nu_\alpha} + 2 \right) \right. \\
&\quad - 2xx_{\nu_\alpha} \left(x((4x+9)x_{\nu_\alpha} + x^2 - 3) - x_{\nu_\alpha} + 2 \right) \Delta_1(x) \\
&\quad + \left(6(2x-1)(x-1)^3x_{\nu_\alpha} + 2x(11x+1)(x-1)x_{\nu_\alpha}^2 + 2(x+2)(x-1)^5 \right) \Delta_2(x) \Big), \tag{A.37}
\end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
G_1^1(x) &= \left(3 - x(1+x+x^2) \right) x_{\nu_\alpha} - (x+5)xx_{\nu_\alpha} \Delta_1(x) \\
&\quad + (x-1) \left(x \left((6-x)x_{\nu_\alpha} + x^2 - 3 \right) + x_{\nu_\alpha} + 2 \right) \Delta_2(x), \tag{A.38}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_2^1(x) &= (x-1)(7x-1)x_{\nu_\alpha} + 2(2x+1)xx_{\nu_\alpha} \Delta_1(x) \\
&\quad - (x-1) \left(x(7x_{\nu_\alpha} - 3) - x_{\nu_\alpha} + x^3 + 2 \right) \Delta_2(x), \tag{A.39}
\end{aligned}$$

donde las funciones $\Delta_i(x)$ fueron definidas anteriormente, pero con $m_{\text{LQ}} = m_V$ en su lugar.

La contribución de los LQs de norma al RCN se obtiene únicamente a través de las funciones $\hat{F}_k^1(x)$, dadas nuestras suposiciones sobre las constantes de acoplamiento, y puede expresarse como:

$$\begin{aligned}
\hat{F}_1^1(x) &= \frac{1}{2} \left((x-1)x_{\nu_\alpha} \left(2x^3(2x_{\nu_\alpha}+5) + 2x^2x_{\nu_\alpha}(9x_{\nu_\alpha}+11) - 2x \left(x_{\nu_\alpha} (14x_{\nu_\alpha}^2 + x_{\nu_\alpha} + 4) + 5 \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + (x_{\nu_\alpha} - 1)^2 (x_{\nu_\alpha} (11x_{\nu_\alpha} - 8) + 5) - 5x^4 \right) \right. \\
&\quad - 2x_{\nu_\alpha} (x_{\nu_\alpha} + x - 1) \left(2x_{\nu_\alpha}^3 + (x-4)x_{\nu_\alpha}^2 - 2x(4x+9)x_{\nu_\alpha} + 2x_{\nu_\alpha} + 5(x-1)^2x \right) \Delta_1(x) \\
&\quad + 2(x-1) \left((14x+19)(1-x)^3x_{\nu_\alpha} + (x(14x+5)+29)(x-1)x_{\nu_\alpha}^2 \right. \\
&\quad \quad \left. - 2x_{\nu_\alpha}^5 + (5x-2)x_{\nu_\alpha}^4 + ((13-8x)x+19)x_{\nu_\alpha}^3 + 5(x-1)^5 \right) \Delta_2(x) \Big), \tag{A.40}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{F}_2^1(x) = & \frac{1}{2} \left((x-1)x_{\nu_\alpha} \left(10x^3(x_{\nu_\alpha}-1) - 48x^2x_{\nu_\alpha}(x_{\nu_\alpha}+1) + 2x(x_{\nu_\alpha}-1)^2(19x_{\nu_\alpha}+5) \right. \right. \\
& - 5(x_{\nu_\alpha}-1)^4 + 5x^4 \left. \right) + 2xx_{\nu_\alpha} \left(7x_{\nu_\alpha}^2 - 12(x+1)x_{\nu_\alpha} + 5(x-1)^2 \right) \\
& \quad \times \left(x(x_{\nu_\alpha}+1) - (x_{\nu_\alpha}-1)^2 \right) \Delta_1(x) \\
& - 2(x-1) \left(\left(-5x^3 + 63x - 58 \right) x_{\nu_\alpha}^2 - 3(2x+9)(x-1)^3x_{\nu_\alpha} + 7x_{\nu_\alpha}^5 \right. \\
& \quad \left. - 3(4x+11)x_{\nu_\alpha}^4 + (x(11x-1) + 62)x_{\nu_\alpha}^3 + 5(x-1)^5 \right) \Delta_2(x) \Big), \tag{A.41}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{F}_3^1(x) = & \frac{1}{4} \left(2x_{\nu_\alpha} \left(2x_{\nu_\alpha}^3 + (x-4)x_{\nu_\alpha}^2 - 2x(4x+9)x_{\nu_\alpha} + 2x_{\nu_\alpha} + 5(x-1)^2x \right) \right. \\
& \quad \times \left(x(2x_{\nu_\alpha}+1) - (x_{\nu_\alpha}-1)x_{\nu_\alpha} - x^2 \right) \Delta_1(x) \\
& + 2(x-1) \left(- \left(x(30x^2 + 26x + 5) + 11 \right) x_{\nu_\alpha}^3 - 2x_{\nu_\alpha}^6 + (5x+4)x_{\nu_\alpha}^5 + (x(5x+9) + 1)x_{\nu_\alpha}^4 \right. \\
& + (x-1)(x(8x(5x+3) - 3) - 13)x_{\nu_\alpha}^2 - (x-1)^3(x(23x+15) - 5)x_{\nu_\alpha} + 5(x-1)^5x \left. \right) \Delta_2(x) \\
& - (x-1)x_{\nu_\alpha} \left(x_{\nu_\alpha}^5 + (x-6)x_{\nu_\alpha}^4 - 2(x(7x+10) - 2)x_{\nu_\alpha}^3 + 2(x(x(13x+24) + 32) + 3)x_{\nu_\alpha}^2 \right. \\
& \left. - (x-1)(x(x(19x+31) + 3) - 5)x_{\nu_\alpha} + 5(x-1)^3x(x+1) \right) \Big), \tag{A.42}
\end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
\hat{F}_4^1(x) = & \frac{1}{4} \left((x-1)x_{\nu_\alpha} \left(-x^4(17x_{\nu_\alpha}+10) + 2x^3x_{\nu_\alpha}(13x_{\nu_\alpha}-1) \right. \right. \\
& \quad \left. + 2x^2(-13x_{\nu_\alpha}^3 + 7x_{\nu_\alpha}^2 + x_{\nu_\alpha} + 5) \right. \\
& + x(x_{\nu_\alpha}-1)^2(x_{\nu_\alpha}+1)(17x_{\nu_\alpha}-5) - 5(x_{\nu_\alpha}-1)^4x_{\nu_\alpha} + 5x^5 \left. \right) \\
& - 2xx_{\nu_\alpha} \left(x_{\nu_\alpha}^5 - 4(x+2)x_{\nu_\alpha}^4 + 3(x(2x+5) + 6)x_{\nu_\alpha}^3 - (x(x(4x+11) - 7) + 16)x_{\nu_\alpha}^2 \right. \\
& + (x(x(x+1)(x+8) - 23) + 5)x_{\nu_\alpha} - 5(x-1)^3x \left. \right) \Delta_1(x) \\
& 2(x-1) \left(\left(x(6x^2 + x - 17) + 34 \right) x_{\nu_\alpha}^3 - 3 \left(x \left(x(5x^2 + x + 6) - 19 \right) + 7 \right) x_{\nu_\alpha}^2 \right. \\
& - x_{\nu_\alpha}^6 + 3(x+3)x_{\nu_\alpha}^5 - (x(3x+10) + 26)x_{\nu_\alpha}^4 + (x-1)^3(x(15x+23) - 5)x_{\nu_\alpha} \\
& \left. - 5(x-1)^5x \right) \Delta_2(x) \Big). \tag{A.43}
\end{aligned}$$

Apéndice B

Contribuciones de LQs a observables de baja energía

En este apéndice mostramos las expresiones analíticas de mayor relevancia de las contribuciones de LQs a observables de baja energía, utilizadas para los límites en las constantes de acoplamiento $\zeta_{L i\alpha}^s$ y $\zeta_{R i\alpha}^s$ de las ecuaciones (4.4) y (4.13) en lo que respecta a las representaciones de LQs \tilde{R}_2 y U_1 . El índice i ($i = 1, 2$) corresponde a la familia del quark, mientras que el índice α ($\alpha = \mu, \tau$) corresponde a la familia del leptón. También hemos asumido que los acoplamientos a los fermiones de la primera generación se anulan. Los resultados que se presentan a continuación fueron recopilados de [139, 146] para la contribución de los LQ escalares y en [147] para la contribución de los LQ vectoriales.

B.1. La representación \tilde{R}_2

La contribución de \tilde{R}_2 a los coeficientes de Wilson relevantes para el decaimiento $b \rightarrow s\ell_1\ell_2$ en términos de las constantes de acoplamiento de la Ecuación (4.4) es

$$\left(C_9^{\ell_1\ell_2}\right)' = -\left(C_{10}^{\ell_1\ell_2}\right)' = -\frac{\pi v^2}{2V_{tb}V_{ts}^*\alpha_{\text{em}}} \frac{\zeta_{L 3\ell_1}^0 \zeta_{L 3\ell_2}^0}{m_{\text{LQ}}^2}. \quad (\text{B.1})$$

Para la diferencia de masas $B_s - \bar{B}_s$ tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m_{B_s}^{\text{Theor.}}}{\Delta m_{B_s}^{\text{SM}}} &= 1 + \frac{\eta_1}{16G_F^2 m_W^2 |V_{tb}V_{ts}^*|^2 \eta_B S_0(x_t) m_{\text{LQ}}^2} \left(\left(\zeta_{L 3\alpha}^0 \zeta_{L 2\alpha}^{0*}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\zeta_{R 3\alpha}^0 \zeta_{R 2\alpha}^{0*}\right)^2 \right. \\ &\quad \left. - \eta_{41} \frac{3}{2} \left(\zeta_{L 3\alpha}^0 \zeta_{L 2\alpha}^{0*}\right) \left(\zeta_{R 3\alpha'}^0 \zeta_{R 2\alpha'}^{0*}\right) \left(\frac{m_{B_s}}{m_b + m_s}\right)^2 \frac{B_4(m_b)}{B_1(m_b)} \right), \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

donde los índices repetidos α y α' suman sobre μ y τ , $x_t = m_t^2/m_W^2$, y la función $S_0(x)$ es la función Inami-Lim definida como:

$$S_0(x) = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{9}{1-x} - \frac{6}{(1-x)^2} - \frac{6x^2}{(1-x)^3} \log(x) \right). \quad (\text{B.3})$$

Además, utilizamos $\eta_1 = 0.81(1)$, $\eta_{41} = 4.4(1)$ [146], así como $B_1(m_b) = 3.4$ y $B_4(m_b) = 4.5$ [148].

La contribución correspondiente al decaimiento $B \rightarrow K\nu\nu$ puede escribirse como:

$$R_{\nu\nu} = \frac{\text{BR}(B \rightarrow K\nu\nu)^{\text{Theor.}}}{\text{BR}(B \rightarrow K\nu\nu)^{\text{SM}}} = 1 - \frac{1}{6C_L^{\text{SM}}} \text{Re} \left(\frac{\zeta_{L3\alpha}^0 \zeta_{L3\alpha}^{0*}}{Nm_{LQ}^2} \right) + \frac{1}{48C_L^{\text{SM}2}} \frac{\zeta_{L3\alpha}^0 \zeta_{L3\alpha}^{0*} \zeta_{L3\alpha'}^0 \zeta_{L3\alpha'}^{0*}}{|N|^2 m_{LQ}^4}, \quad (\text{B.4})$$

donde nuevamente los índices repetidos α y α' suman sobre μ y τ , mientras que

$$N = \frac{G_F V_{tb} V_{ts}^* \alpha_{\text{em}}}{\sqrt{2}\pi} \quad (\text{B.5})$$

y $C_L^{\text{SM}} = -6.38(10)$ [149]. La contribución de los LQ escalares los decaimientos de LFV $\tau \rightarrow \mu\gamma$ y $\tau \rightarrow \phi\gamma$ pueden escribirse como [139]:

$$\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma) = \frac{\alpha_{\text{em}}(m_\tau^2 - m_\mu^2)^3}{4m_\tau^3 \Gamma_\tau} \left| \zeta_{L3\mu}^0 \zeta_{L3\tau}^{0*} \frac{N_c m_b^2 m_\tau}{96\pi^2 m_{LQ}^4} \left(\frac{5}{2} + \log \left(\frac{m_b^2}{m_{LQ}^2} \right) \right) \right|^2, \quad (\text{B.6})$$

y

$$\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\phi) = \frac{f_\phi^2 m_\phi^4}{256\pi m_\tau^3 \Gamma_\tau} \left| \frac{\zeta_{L2\tau}^0 \zeta_{L2\mu}^{0*}}{m_{LQ}^2} \right|^2 \left(-1 + \frac{m_\mu^2 + m_\tau^2}{2m_\phi^2} + \frac{(m_\mu^2 - m_\tau^2)^2}{2m_\phi^4} \right) \lambda^{1/2}(m_\phi^2, m_\tau^2, m_\mu^2), \quad (\text{B.7})$$

donde la función triángulo $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + xz + yz)$ y la constante de decaimiento de ϕ es $f_\phi = 241(8)$ MeV.

B.2. La representación U_1

Consideramos el modelo de la Referencia [111] donde las constantes de acoplamiento de LQ de la Ecuación (4.13) están dadas por $\zeta_{L1\alpha}^1 = g_4/\sqrt{2}\beta_{L1\alpha}$ y $\zeta_{R1\alpha}^1 = 0$, con $g_4 = 2m_{LQ}\sqrt{C_U}/v$. A continuación enlostaremos las contribuciones de U_1 a algunas observables que pueden restringir los acoplamientos de LQ y ajustar los parámetros del modelo. La contribución de U_1 a los decaimientos $B \rightarrow D\tau\nu$ y $B \rightarrow D^*\tau\nu$ es

$$R_D = \frac{\text{BR}(B \rightarrow D\tau\nu)}{\text{BR}(B \rightarrow D\tau\nu)_{\text{SM}}} \simeq R_{D^*} \simeq R_D^{\text{SM}} \left(1 + 2C_U \text{Re} \left(1 + \frac{V_{cs}}{V_{cb}} \beta_{L2\tau} \right) \right). \quad (\text{B.8})$$

Para el decaimiento $b \rightarrow s\ell^-\ell^+$ tenemos

$$C_9^{\ell\ell} = -C_{10}^{\ell\ell} = -\frac{2\pi}{V_{tb}V_{ts}^*\alpha_{\text{em}}}C_U\beta_{L2\ell}\beta_{L3\ell}^*. \quad (\text{B.9})$$

Las siguientes contribuciones de los decaimientos del mesón B puede ser de utilidad para restringir las constantes de acoplamiento de U_1

$$\text{BR}(B \rightarrow K\tau^-\tau^+) \simeq 1.5 \times 10^{-7} + 1.4 \times 10^{-3}C_U \text{Re}(\beta_{L2\tau}) + 3.5C_U^2 |\beta_{L2\tau}|^2, \quad (\text{B.10})$$

$$\text{BR}(B^+ \rightarrow K^+\tau^+\mu^-) = 8.3C_U^2 |\beta_{L2\mu}|^2, \quad (\text{B.11})$$

$$\text{BR}(B^+ \rightarrow K^+\tau^-\mu^+) = 8.3C_U^2 |\beta_{L3\mu}\beta_{L2\tau}^*|^2, \quad (\text{B.12})$$

Mientras que la contribución de U_1 al decaimiento del tau $\tau \rightarrow \mu\phi$ está dada por

$$\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\phi) = \frac{f_\phi^2 G_F^2}{16\pi\Gamma_\tau} m_\tau^3 \left(1 - \frac{m_\phi^2}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_\phi^2}{m_\tau^2}\right) C_U^2 |\beta_{L2\tau}\beta_{L2\mu}^*|^2. \quad (\text{B.13})$$

Las masas y el tiempo de vida de los mesones B , así como sus restricciones experimentales y mediciones de su decaimiento fueron tomados de las Referencias [140] y [150].

Bibliografía

- [1] B. Pontecorvo. Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 53:1717–1725, 1967.
- [2] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998.
- [3] W. Pauli. Rapports du septieme conseil de physique solvay. *Brussels (Gauthier Villars, Paris, 1934)*, pages 4–10, 1933.
- [4] B. Kayser. Majorana Neutrinos and their Electromagnetic Properties. *Phys. Rev. D*, 26:1662, 1982.
- [5] E. K. Akhmedov, G. C. Branco, and M. N. Rebelo. Seesaw mechanism and structure of neutrino mass matrix. *Physics Letters B*, 478(1-3):215–223, 2000.
- [6] O. G. Miranda and J. W. F. Valle. Neutrino oscillations and the seesaw origin of neutrino mass. *Nucl. Phys. B*, 908:436–455, 2016.
- [7] S. Zhou. Neutrino Decays and Neutrino Electron Elastic Scattering in Unparticle Physics. *Phys. Lett. B*, 659:336–340, 2008.
- [8] A. de Gouvêa, M. Sen, and J. Weill. Visible neutrino decays and the impact of the daughter-neutrino mass. *Phys. Rev. D*, 106(1):013005, 2022.
- [9] L. Duarte, I. Romero, J. Peressutti, and O. A. Sampayo. Effective Majorana neutrino decay. *Eur. Phys. J. C*, 76(8):453, 2016.
- [10] R. E. Shrock. Electromagnetic Properties and Decays of Dirac and Majorana Neutrinos in a General Class of Gauge Theories. *Nucl. Phys. B*, 206:359–379, 1982.
- [11] C. Brogini, C. Giunti, and A. Studenikin. Electromagnetic Properties of Neutrinos. *Adv. High Energy Phys.*, 2012:459526, 2012.
- [12] J. N. Bahcall, M. Kamionkowski, and A. Sirlin. Solar neutrinos: Radiative corrections in neutrino - electron scattering experiments. *Phys. Rev. D*, 51:6146–6158, 1995.

- [13] K. S. Babu and J. Julio. Two-Loop Neutrino Mass Generation through Leptoquarks. *Nucl. Phys. B*, 841:130–156, 2010.
- [14] J. Bernabeu, L. G. Cabral-Rosetti, J. Papavassiliou, and J. Vidal. On the charge radius of the neutrino. *Phys. Rev. D*, 62:113012, 2000.
- [15] J. L. Hewett and T. G. Rizzo. Don 't stop thinking about leptoquarks: Constructing new models. *Phys. Rev. D*, 58:055005, 1998.
- [16] C. K. Chua and W. Y. P. Hwang. The Neutrino magnetic moment induced by leptoquarks. *Phys. Rev. D*, 60:073002, 1999.
- [17] A. V. Povarov. Scalar-leptoquark contributions to the neutrino magnetic moment. *Phys. Atom. Nucl.*, 70:871–878, 2007.
- [18] K. J. Barnes. *Group Theory for the Standard Model of Particle Physics and Beyond*. Taylor & Francis, 2010.
- [19] E. Fermi. Trends to a Theory of beta Radiation. (In Italian). *Nuovo Cim.*, 11:1–19, 1934.
- [20] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the free neutrino: A Confirmation. *Science*, 124:103–104, 1956.
- [21] F. Reines and C. L. Cowan. The neutrino. *Nature*, 178:446–449, 1956.
- [22] J. K. Bienlein et al. Spark chamber study of high-energy neutrino interactions. *Phys. Lett.*, 13:80–86, 1964.
- [23] B. Pontecorvo. Electron and Muon Neutrinos. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 37:1751–1757, 1959.
- [24] R. Rameika. The DONUT experiment: First direct evidence of nu/tau. In *28th SLAC Summer Institute on Particle Physics: Neutrinos from the Lab, the Sun, and the Cosmos*, page ch16, 8 2000.
- [25] K. Zuber. *Neutrino Physics*. Taylor & Francis, Boca Raton, 2020.
- [26] J. D. Bjorken, S. D. Drell, and J. E. Mansfield. Relativistic Quantum Mechanics. *Physics Today*, 18(3):81–82, 03 1965.
- [27] S. M. Bilenky and B. Pontecorvo. Lepton Mixing and Neutrino Oscillations. *Phys. Rept.*, 41:225–261, 1978.
- [28] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys.*, 28:870–880, 1962.
- [29] C. Giunti and C. W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 2007.

- [30] M. Fukugita and A. Suzuki, editors. *Physics and astrophysics of neutrinos*. 1994.
- [31] Y. Fukuda et al. Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande's first 300 days. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1158–1162, 1998. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 81, 4279 (1998)].
- [32] S. Abe et al. Measurement of the 8B Solar Neutrino Flux with the KamLAND Liquid Scintillator Detector. *Phys. Rev. C*, 84:035804, 2011.
- [33] A. Gando et al. ${}^7\text{Be}$ Solar Neutrino Measurement with KamLAND. *Phys. Rev. C*, 92(5):055808, 2015.
- [34] R. Davis Jr., D. S. Harmer, and K. C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20:1205–1209, 1968.
- [35] W. Hampel et al. GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV. *Phys. Lett. B*, 447:127–133, 1999.
- [36] J. N. Abdurashitov et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002–2007 data-taking period. *Phys. Rev. C*, 80:015807, 2009.
- [37] M. H. Ahn et al. Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment. *Phys. Rev. D*, 74:072003, 2006.
- [38] P. Adamson et al. Combined analysis of ν_μ disappearance and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 112:191801, 2014.
- [39] M. C. Gonzalez and Yosef Nir. Neutrino Masses and Mixing: Evidence and Implications. *Rev. Mod. Phys.*, 75:345–402, 2003.
- [40] L. Wolfenstein. Neutrino Oscillations in Matter. *Phys. Rev. D*, 17:2369–2374, 1978.
- [41] L. Wolfenstein. Neutrino Oscillations and Stellar Collapse. *Phys. Rev. D*, 20:2634–2635, 1979.
- [42] J. E. Kim. History of Neutrino Magnetic Moment. In *19th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics*, 11 2019.
- [43] C. Giunti and A. Studenikin. Neutrino electromagnetic properties. *Phys. Atom. Nucl.*, 72:2089–2125, 2009.
- [44] C. Giunti and A. Studenikin. Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. *Rev. Mod. Phys.*, 87:531, 2015.
- [45] K. Fujikawa and R. Shrock. The Magnetic Moment of a Massive Neutrino and Neutrino Spin Rotation. *Phys. Rev. Lett.*, 45:963, 1980.

- [46] M. Nowakowski, E. A. Paschos, and J. M. Rodriguez. All electromagnetic form-factors. *Eur. J. Phys.*, 26:545–560, 2005.
- [47] R. Martinez, J. A. Rodriguez, and M. Vargas. El background field method y la técnica pinch. *MOMENTO*, (16):43–58, 1998.
- [48] J. Bernabeu, J. Papavassiliou, and J. Vidal. The Neutrino charge radius is a physical observable. *Nucl. Phys. B*, 680:450–478, 2004.
- [49] J. Papavassiliou, J. Bernabeu, D. Binosi, and J. Vidal. The Effective neutrino charge radius. *Eur. Phys. J. C*, 33:S865–S867, 2004.
- [50] M. Deniz et al. Measurement of $\text{Nu}(e)\text{-bar}$ -Electron Scattering Cross-Section with a CsI(Tl) Scintillating Crystal Array at the Kuo-Sheng Nuclear Power Reactor. *Phys. Rev. D*, 81:072001, 2010.
- [51] A. N. Khan. Neutrino millicharge and other electromagnetic interactions with COHERENT-2021 data. *Nucl. Phys. B*, 986:116064, 2023.
- [52] D. Akimov et al. Measurement of the Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering Cross Section on CsI by COHERENT. *Phys. Rev. Lett.*, 129(8):081801, 2022.
- [53] A. N. Khan. Light new physics and neutrino electromagnetic interactions in XENONnT. *Phys. Lett. B*, 837:137650, 2023.
- [54] M. Agostini et al. Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data. *Phys. Rev. D*, 96(9):091103, 2017.
- [55] A. G. Beda, V. B. Brudanin, V. G. Egorov, D. V. Medvedev, V. S. Pogosov, M. V. Shirchenko, and A. S. Starostin. The results of search for the neutrino magnetic moment in GEMMA experiment. *Adv. High Energy Phys.*, 2012:350150, 2012.
- [56] R. Schwienhorst et al. A New upper limit for the tau - neutrino magnetic moment. *Phys. Lett. B*, 513:23–29, 2001.
- [57] L. B. Auerbach et al. Measurement of electron - neutrino - electron elastic scattering. *Phys. Rev. D*, 63:112001, 2001.
- [58] A. N. Khan. $\text{sen}^2\theta_W$ Estimate and Neutrino Electromagnetic Properties from Low-Energy Solar Data. *J. Phys. G*, 46(3):035005, 2019.
- [59] F. del Aguila and M. Sher. The Electric dipole moment of the tau. *Phys. Lett. B*, 252:116–118, 1990.
- [60] K. Akama, T. Hattori, and K. Katsuura. Naturalness bounds on dipole moments from new physics. *Phys. Rev. Lett.*, 88:201601, 2002.
- [61] R. Escribano and E. Masso. Improved bounds on the electromagnetic dipole moments of the τ lepton. *Phys. Lett. B*, 395:369–372, 1997.

- [62] T. Ibrahim and P. Nath. Large Tau and Tau Neutrino Electric Dipole Moments in Models with Vector Like Multiplets. *Phys. Rev. D*, 81(3):033007, 2010. [Erratum: *Phys.Rev.D* 89, 119902 (2014)].
- [63] A. Llamas, A. Gutierrez, and M. A. Hernandez. Probing the electromagnetic dipole moments of the tau-neutrino in the $U(1)_{B-L}$ model at the ILC and CLIC energies. *Phys. Rev. D*, 95(11):116008, 2017.
- [64] M. Estienne et al. Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes. *Phys. Rev. Lett.*, 123(2):022502, 2019.
- [65] X. Qian and J. C. Peng. Physics with Reactor Neutrinos. *Rept. Prog. Phys.*, 82(3):036201, 2019.
- [66] C. Bemporad, G. Gratta, and P. Vogel. Reactor Based Neutrino Oscillation Experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 74:297, 2002.
- [67] L. Zhan, Y. Wang, J. Cao, and L. Wen. Experimental Requirements to Determine the Neutrino Mass Hierarchy Using Reactor Neutrinos. *Phys. Rev. D*, 79:073007, 2009.
- [68] Y. F. Li, J. Cao, Y. Wang, and L. Zhan. Unambiguous Determination of the Neutrino Mass Hierarchy Using Reactor Neutrinos. *Phys. Rev. D*, 88:013008, 2013.
- [69] J. Kopp, M. Maltoni, and T. Schwetz. Are There Sterile Neutrinos at the eV Scale? *Phys. Rev. Lett.*, 107:091801, 2011.
- [70] B. W. Lee and Robert E. Shrock. Natural Suppression of Symmetry Violation in Gauge Theories: Muon - Lepton and Electron Lepton Number Nonconservation. *Phys. Rev. D*, 16:1444, 1977.
- [71] S. A. Grossman. A Theory of nonlocal mixing length convection. 3. Comparing theory and numerical experiment. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 279:305, 1996.
- [72] J. Barranco, A. Bolanos, E. A. Garces, O. G. Miranda, and T. I. Rashba. Tensorial NSI and Unparticle physics in neutrino scattering. *Int. J. Mod. Phys. A*, 27:1250147, 2012.
- [73] S. Bergmann, Y. Grossman, and E. Nardi. Neutrino propagation in matter with general interactions. *Phys. Rev. D*, 60:093008, 1999.
- [74] J. W. F. Valle. Resonant Oscillations of Massless Neutrinos in Matter. *Phys. Lett. B*, 199:432–436, 1987.
- [75] E. Roulet. MSW effect with flavor changing neutrino interactions. *Phys. Rev. D*, 44:R935–R938, 1991.
- [76] A. N. Khan, W. Rodejohann, and X. J. Xu. Borexino and general neutrino interactions. *Phys. Rev. D*, 101(5):055047, 2020.

- [77] M. Deniz et al. Constraints on Non-Standard Neutrino Interactions and Unparticle Physics with Neutrino-Electron Scattering at the Kuo-Sheng Nuclear Power Reactor. *Phys. Rev. D*, 82:033004, 2010.
- [78] Berkson, J. Minimum Chi-Square, not Maximum Likelihood! *The Annals of Statistics*, 8(3):457 – 487, 1980.
- [79] K. Cheung, W. Y. Keung, and T. C. Yuan. Collider Phenomenology of Unparticle Physics. *Phys. Rev. D*, 76:055003, 2007.
- [80] J. Barranco, A. Bolanos, O. G. Miranda, C. A. Moura, and T. I. Rashba. Unparticle physics and neutrino phenomenology. *Phys. Rev. D*, 79:073011, 2009.
- [81] J. Strait et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 3: Long-Baseline Neutrino Facility for DUNE June 24, 2015. 1 2016.
- [82] M. S. Athar and S. K. Singh. *The Physics of Neutrino Interactions*. Cambridge University Press, 5 2020.
- [83] D. Akimov et al. Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering. *Science*, 357(6356):1123–1126, 2017.
- [84] D. Aristizabal Sierra, Valentina De Romeri, and N. Rojas. COHERENT analysis of neutrino generalized interactions. *Phys. Rev. D*, 98:075018, 2018.
- [85] L. J. Flores, Newton Nath, and Eduardo Peinado. CE ν NS as a probe of flavored generalized neutrino interactions. *Phys. Rev. D*, 105(5):055010, 2022.
- [86] J. C. Pati and A. Salam. Lepton Number as the Fourth Color. *Phys. Rev. D*, 10:275–289, 1974. [Erratum: *Phys.Rev.D* 11, 703–703 (1975)].
- [87] C. Adloff et al. Observation of events at very high Q^2 in ep collisions at HERA. *Z. Phys. C*, 74:191–206, 1997.
- [88] J. Breitweg et al. Comparison of ZEUS data with standard model predictions for $e^+p \rightarrow e^+X$ scattering at high x and Q^2 . *Z. Phys. C*, 74:207–220, 1997.
- [89] J. Breitweg et al. Measurement of high Q^2 neutral current e^+p deep inelastic scattering cross-sections at HERA. *Eur. Phys. J. C*, 11:427–445, 1999.
- [90] H. M. Lee. Leptoquark option for B-meson anomalies and leptonic signatures. *Phys. Rev. D*, 104(1):015007, 2021.
- [91] King-man Cheung. Muon anomalous magnetic moment and leptoquark solutions. *Phys. Rev. D*, 64:033001, 2001.
- [92] D. Aristizabal Sierra, M. Hirsch, and S. G. Kovalenko. Leptoquarks: Neutrino masses and accelerator phenomenology. *Phys. Rev. D*, 77:055011, 2008.

- [93] S. Saad. Combined explanations of $(g - 2)_\mu$, $R_{D^{(*)}}$, $R_{K^{(*)}}$ anomalies in a two-loop radiative neutrino mass model. *Phys. Rev. D*, 102(1):015019, 2020.
- [94] K. S. Babu, P. S. Bhupal Dev, Sudip Jana, and Anil Thapa. Unified framework for B -anomalies, muon $g - 2$ and neutrino masses. *JHEP*, 03:179, 2021.
- [95] D. Zhang. Radiative neutrino masses, lepton flavor mixing and muon $g - 2$ in a leptoquark model. *JHEP*, 07:069, 2021.
- [96] Y. Cai, J. Gargalionis, M. A. Schmidt, and R. R. Volkas. Reconsidering the One Leptoquark solution: flavor anomalies and neutrino mass. *JHEP*, 10:047, 2017.
- [97] O. Popov and G. A. White. One Leptoquark to unify them? Neutrino masses and unification in the light of $(g - 2)_\mu$, $R_{D^{(*)}}$ and R_K anomalies. *Nucl. Phys. B*, 923:324–338, 2017.
- [98] H. Georgi and S. L. Glashow. Unity of All Elementary Particle Forces. *Phys. Rev. Lett.*, 32:438–441, 1974.
- [99] H. Fritzsch and P. Minkowski. Unified Interactions of Leptons and Hadrons. *Annals Phys.*, 93:193–266, 1975.
- [100] K. D. Lane and M. V. Ramana. Walking technicolor signatures at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, 44:2678–2700, 1991.
- [101] W. Buchmuller, R. Ruckl, and D. Wyler. Leptoquarks in Lepton - Quark Collisions. *Phys. Lett. B*, 191:442–448, 1987. [Erratum: *Phys.Lett.B* 448, 320–320 (1999)].
- [102] A. J. Davies and X. G. He. Tree Level Scalar Fermion Interactions Consistent With the Symmetries of the Standard Model. *Phys. Rev. D*, 43:225–235, 1991.
- [103] I. Doršner, S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik, and N. Košnik. Physics of leptoquarks in precision experiments and at particle colliders. *Phys. Rept.*, 641:1–68, 2016.
- [104] J. M. Arnold, B. Fornal, and M. B. Wise. Phenomenology of scalar leptoquarks. *Phys. Rev. D*, 88:035009, 2013.
- [105] N. Assad, B. Fornal, and B. Grinstein. Baryon Number and Lepton Universality Violation in Leptoquark and Diquark Models. *Phys. Lett. B*, 777:324–331, 2018.
- [106] Andreas Crivellin and Luc Schnell. Complete Lagrangian and set of Feynman rules for scalar leptoquarks. *Comput. Phys. Commun.*, 271:108188, 2022.
- [107] E. Gabrielli, L. Marzola, M. Raidal, and H. Veermäe. Dark matter and spin-1 milli-charged particles. *JHEP*, 08:150, 2015.

- [108] J. Montano, G. Tavares, J. J. Toscano, and F. Ramirez. Su(L)(2) x U(Y)(1)-invariant description of the bilepton contribution to the WWV vertex in the minimal 331 model. *Phys. Rev. D*, 72:055023, 2005.
- [109] S. Ferrara, M. Porrati, and V. L. Telegdi. $g = 2$ as the natural value of the tree-level gyromagnetic ratio of elementary particles. *Phys. Rev. D*, 46:3529–3537, 1992.
- [110] A. Denner, G. Weiglein, and S. Dittmaier. Application of the background field method to the electroweak standard model. *Nucl. Phys. B*, 440:95–128, 1995.
- [111] L. Di Luzio, A. Greljo, and M. Nardecchia. Gauge leptoquark as the origin of B-physics anomalies. *Phys. Rev. D*, 96(11):115011, 2017.
- [112] L. Di Luzio, J. Fuentes, A. Greljo, M. Nardecchia, and S. Renner. Maximal Flavour Violation: a Cabibbo mechanism for leptoquarks. *JHEP*, 11:081, 2018.
- [113] R. Mertig, M. Bohm, and Ansgar Denner. FEYN CALC: Computer algebraic calculation of Feynman amplitudes. *Comput. Phys. Commun.*, 64:345–359, 1991.
- [114] V. Shtabovenko, R. Mertig, and F. Orellana. FeynCalc 9.3: New features and improvements. *Comput. Phys. Commun.*, 256:107478, 2020.
- [115] H. H. Patel. Package-X: A Mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals. *Comput. Phys. Commun.*, 197:276–290, 2015.
- [116] A. Denner, H. Eck, O. Hahn, and J. Kublbeck. Compact Feynman rules for Majorana fermions. *Phys. Lett. B*, 291:278–280, 1992.
- [117] A. Denner, H. Eck, O. Hahn, and J. Kublbeck. Feynman rules for fermion number violating interactions. *Nucl. Phys. B*, 387:467–481, 1992.
- [118] A. Bolaños, R. Sánchez-Vélez, and G. Tavares-Velasco. Flavor changing neutral current decays $t \rightarrow cX$ ($X = \gamma, g, Z, H$) and $t \rightarrow c\bar{\ell}\ell$ ($\ell = \mu, \tau$) via scalar leptoquarks. *Eur. Phys. J. C*, 79(8):700, 2019.
- [119] A. Bolaños, R. Sánchez, and G. Tavares. Rare decay $tc\gamma\gamma$ via scalar leptoquark doublets. *Phys. Rev. D*, 107(9):095018, 2023.
- [120] A. M. Sirunyan et al. Search for pair production of first-generation scalar leptoquarks at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Phys. Rev. D*, 99(5):052002, 2019.
- [121] A. M. Sirunyan et al. Search for pair production of second-generation leptoquarks at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Phys. Rev. D*, 99(3):032014, 2019.
- [122] A. M. Sirunyan et al. Search for leptoquarks coupled to third-generation quarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 121(24):241802, 2018.
- [123] A. M. Sirunyan et al. Search for third-generation scalar leptoquarks decaying to a top quark and a τ lepton at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 78:707, 2018.

- [124] G. Aad et al. Search for pairs of scalar leptoquarks decaying into quarks and electrons or muons in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector. *JHEP*, 10:112, 2020.
- [125] G. Aad et al. Search for pair production of scalar leptoquarks decaying into first- or second-generation leptons and top quarks in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 81(4):313, 2021.
- [126] G. Aad et al. Search for new phenomena in pp collisions in final states with tau leptons, b-jets, and missing transverse momentum with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 104(11):112005, 2021.
- [127] The search for a third-generation leptoquark coupling to a τ lepton and a b quark through single, pair and nonresonant production at $\sqrt{s} = 13$ TeV. 2022.
- [128] G. Aad et al. Search for pair-produced scalar and vector leptoquarks decaying into third-generation quarks and first- or second-generation leptons in pp collisions with the ATLAS detector. *JHEP*, 2306:188, 2023.
- [129] A. Tumasyan et al. Inclusive nonresonant multilepton probes of new phenomena at $\sqrt{s}=13$ TeV. *Phys. Rev. D*, 105(11):112007, 2022.
- [130] A. M. Sirunyan et al. Search for singly and pair-produced leptoquarks coupling to third-generation fermions in proton-proton collisions at $s=13$ TeV. *Phys. Lett. B*, 819:136446, 2021.
- [131] A. Crivellin, D. Müller, and F. Saturnino. Leptoquarks in oblique corrections and Higgs signal strength: status and prospects. *JHEP*, 11:094, 2020.
- [132] P. Langacker. Parity violation in muonic atoms and cesium. *Phys. Lett. B*, 256:277–283, 1991.
- [133] M. Leurer. A Comprehensive study of leptoquark bounds. *Phys. Rev. D*, 49:333–342, 1994.
- [134] S. Davidson, D. C. Bailey, and B. A. Campbell. Model independent constraints on leptoquarks from rare processes. *Z. Phys. C*, 61:613–644, 1994.
- [135] O. U. Shanker. Flavor Violation, Scalar Particles and Leptoquarks. *Nucl. Phys. B*, 206:253–272, 1982.
- [136] G. Valencia and S. Willenbrock. Quark - lepton unification and rare meson decays. *Phys. Rev. D*, 50:6843–6848, 1994.
- [137] O. U. Shanker. $\pi\ell 2$, $K\ell 3$ and $K^0 - \bar{K}^0$ Constraints on Leptoquarks and Supersymmetric Particles. *Nucl. Phys. B*, 204:375–386, 1982.
- [138] M. Leurer. New bounds on leptoquarks. *Phys. Rev. Lett.*, 71:1324–1327, 1993.

- [139] D. Bečirević, N. Košnik, O. Sumensari, and R. Zukanovich. Palatable Leptoquark Scenarios for Lepton Flavor Violation in Exclusive $b \rightarrow s\ell_1\ell_2$ modes. *JHEP*, 11:035, 2016.
- [140] R. L. Workman et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022:083C01, 2022.
- [141] M. Aker et al. Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity. *Nature Phys.*, 18(2):160–166, 2022.
- [142] K. Assamagan et al. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev. D*, 53:6065–6077, 1996.
- [143] R. Barate et al. An Upper limit on the tau-neutrino mass from three-prong and five-prong tau decays. *Eur. Phys. J. C*, 2:395–406, 1998.
- [144] J. Bernabeu, J. Papavassiliou, and J. Vidal. On the observability of the neutrino charge radius. *Phys. Rev. Lett.*, 89:101802, 2002. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 89, 229902 (2002)].
- [145] G. Devaraj and R. G. Stuart. Reduction of one loop tensor form-factors to scalar integrals: A General scheme. *Nucl. Phys. B*, 519:483–513, 1998.
- [146] D. Bečirević, S. Fajfer, N. Košnik, and O. Sumensari. Leptoquark model to explain the B -physics anomalies, R_K and R_D . *Phys. Rev. D*, 94(11):115021, 2016.
- [147] C. Cornella, J. Fuentes, and G. Isidori. Revisiting the vector leptoquark explanation of the B -physics anomalies. *JHEP*, 07:168, 2019.
- [148] S. Aoki et al. Review of lattice results concerning low-energy particle physics. *Eur. Phys. J. C*, 77(2):112, 2017.
- [149] J. Brod, M. Gorbahn, and E. Stamou. Two-Loop Electroweak Corrections for the $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ Decays. *Phys. Rev. D*, 83:034030, 2011.
- [150] Y. Sara Amhis et al. Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of 2021. *Phys. Rev. D*, 107(5):052008, 2023.