

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”



Correcciones radiativas, violación de sabor y nuevos escalares TESIS

Para obtener el título de:

DOCTOR EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

PRESENTA:

M. en C. Eligio Cruz Albaro

Directores de tesis: Doctor en Física Jorge Isidro Aranda Sánchez

Doctor en Física Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Morelia, Michoacán, Noviembre 2020.

Agradecimientos:

Con admiración y gratitud a mis padres.

Le agradezco a Dios por darme luz en mi caminar y fortaleza en mi andar, sobre todo en aquellos momentos de debilidad.

Gracias al Dr. Jorge Isidro Aranda Sánchez y al Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta. Les agradezco por el apoyo brindado, por sus indicaciones y orientaciones necesarias para llevar a cabo este trabajo. Sus enseñanzas y conocimientos que me transmitieron a través de sus cursos y seminarios fueron tan indispensables para llegar a este punto.

A mi esposa por ser ella mi todo.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por haberme otorgado una beca.

Índice general

1. Modelo Estándar	5
1.1. Interacción electrodébil	5
1.2. El sector de Higgs	7
1.3. El sector de Yukawa	9
1.3.1. Sector de Yukawa para quarks	10
1.3.2. Sector de Yukawa para leptones	11
1.4. El sector de corrientes	12
1.4.1. Sector de corrientes para leptones	12
1.4.2. Sector de corrientes para quarks	14
1.5. El sector de Yang-Mills	14
2. Decaimientos de un mesón a un par de leptones en un modelo extendido	16
2.1. Estimación de la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ a través del proceso $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	18
2.2. Estimación de la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ usando la mezcla mesónica de kaones neutros	18
2.3. Análisis numérico	22
2.4. Conclusiones	25
3. Decaimientos de un pseudoescalar neutro en el modelo LTH	26
3.1. Decaimientos de $\Phi^P \rightarrow \gamma Z, ZZ, gg$ a nivel de un lazo	29
3.2. Sección eficaz de producción del bosón pseudoescalar	31
3.3. Análisis numérico y conclusiones	31
4. El modelo Bestest Little Higgs	34
4.1. El sector de Higgs	35
4.2. El sector de norma	37
4.3. El sector fermiónico	38
4.4. El sector de corrientes	40
4.5. Cálculo de las reglas de Feynman	41
5. La fenomenología de la partícula escalar σ	42
5.1. Decaimientos a nivel árbol del escalar σ	42
5.2. Decaimientos a orden de un lazo del escalar σ	43
5.3. Resultados numéricos	47
5.4. Conclusiones	50

6. Cálculo del momento dipolar débil del quark top en el escenario del BLH	52
6.1. Propiedades débiles del quark top	52
6.2. Cálculo de amplitudes	53
6.3. Resultados numéricos	55
6.4. Conclusiones	58
Bibliografía.	59
A. Apéndice A	63
A.1. Generadores de $SO(6)$ y $SU(2)$	63
A.2. Espinores de Weyl	63
A.3. Eigenestados de masa	65
B. Apéndice B	68
B.1. Reglas de Feynman	68
C. Apéndice C	80
C.1. Momento dipolar magnético débil del top mediado por un fotón	80

Resumen

Estimamos la intensidad de acoplamiento de un bosón de norma neutro masivo, conocido como Z' , con un quark bottom y un quark strange a través del proceso $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Con este parámetro se calcula el efecto que se produce en las fracciones de decaimiento de los procesos: $B_s^0 \rightarrow \tau e$ y $B_s^0 \rightarrow \tau \mu$. El estudio se lleva a cabo en el contexto de modelos extendidos donde se predice la existencia del bosón mencionado. Posteriormente, analizamos los decaimientos de un pseudoescalar neutro Φ^P y un escalar σ , generados en el escenario de los modelos: Littlest Higgs (LTH) y Bestest Little Higgs (BLH), respectivamente. Dichos modelos son una extensión del Modelo Estándar que buscan solucionar el problema de la jerarquía través de la generación de nuevas partículas con masas del orden de teraelectronvoltios. De manera particular, en el modelo LTH investigamos los decaimientos a nivel de un lazo de $\Phi^P \rightarrow \gamma Z, ZZ, gg$. Se obtienen también la sección eficaz y la fracción de decaimiento asociadas a cada proceso, las cuales estarán en función de la escala de energía f , que caracteriza la escala de energía de rompimiento de la simetría global de la teoría y cuyos valores están restringidos en el rango de 3 a 4 TeV. En cuanto al modelo BLH, en este escenario se determinan nuevos vértices y se estudia la fenomenología del escalar σ , tanto a nivel árbol como a nivel de un lazo. También llevamos a cabo un estudio de las propiedades débiles del quark top en el mismo marco del modelo BLH, específicamente, calculamos las contribuciones a nivel de un lazo a los momentos dipolares débiles del quark top; el eléctrico y magnético. Su análisis es importante pues podría revelar efectos de nueva física.

Palabras claves: bosón, norma, decaimientos, teraelectronvoltios, momento dipolar.

Abstract

We estimate the strength of the coupling of a neutral massive gauge boson, identified as Z' , with a bottom quark and a strange quark through the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ process. With this parameter the effect on the branching ratios of the processes is calculated: $B_s^0 \rightarrow \tau e$ and $B_s^0 \rightarrow \tau \mu$. The study is carried out in the context of extended models where the existence of the mentioned boson is predicted. Subsequently, we analyzed the decays of a Φ^P neutral pseudoscalar and a σ scalar generated in the scenario of the models: Littlest Higgs (LTH) and Bestest Little Higgs (BLH), respectively. These models are an extension of the Standard Model that seek to solve the hierarchy problem through the generation of new particles with masses of the order of tera-electronvolts. In particular, in the LTH model we investigated the $\Phi^P \rightarrow \gamma Z, ZZ, gg$ decays induced at the one-loop level. The cross section and the branching ratio associated to each process are also obtained which will be a function of the energy scale f , which characterizes the global symmetry breaking energy scale of the theory and whose values are restricted in the range of 3 to 4 TeV. As for the BLH model, in this scenario new vertices are determined and the phenomenology of the σ scalar is studied, both at tree level and one-loop level. We also carry out a study of the weak properties of the top quark in the same framework of the BLH, particularly, we calculate the contributions at the one-loop level to the weak dipole moments of the top quark; the electric and magnetic. Its analysis is important because it could reveal new physics effects.

Keywords: boson, gauge, decays, tera-electronvolts, dipole moment.

Introducción

Algunas de las motivaciones para estudiar fenómenos que van más allá del Modelo Estándar (ME), consiste en los procesos que involucran corrientes neutras que cambian sabor (CNCS) y que están altamente suprimidos en el ME. Por ejemplo, el decaimiento de un mesón a un par de leptones de diferente sabor. La fenomenología de las CNCS es interesante por que este proceso no existe a nivel árbol en el ME pero puede surgir en modelos extendidos, haciéndolo relevante para búsquedas indirectas de nueva física. Otra motivación para trabajar en modelos extendidos es que algunas de estas teorías ofrecen una solución nueva y atractiva al problema de la jerarquía, esto reside en que la masa del bosón de Higgs en el ME recibe correcciones radiativas divergentes de tres fuentes: de bosones de norma débiles, del quark top y por la interacción cuártica del higgs. Estas correcciones radiativas da lugar a correcciones más grandes cuando la teoría se encuentra en la escala de teraelectronvoltios (TeV). Por lo tanto, cualquier modelo que esté diseñado para describir física a energías del LHC (Large Hadron Collider) sin recurrir al ajuste fino debe incorporar necesariamente estructuras adicionales en los sectores de norma, del quark top y del higgs para resolver el problema mencionado. Las estructuras adicionales se traducen en nuevas partículas, nuevos acoplamientos, nuevos vértices, nuevos parámetros, entre otras cosas.

Actualmente se han propuesto varios modelos que buscan resolver el problema de la jerarquía de masa, y están basados en un complejo sistema de simetrías y mecanismos de rompimiento de simetría. Estos modelos son conocidos como los modelos Little Higgs (LH) [1] e implementan la idea de que los bosones de Higgs son bosones de Goldstone. Se construyen incrustando al ME dentro de un grupo más grande con una simetría ampliada. Desde el punto de vista fenomenológico, el efecto de esta simetría ampliada es generar nuevas partículas que induzcan nuevas correcciones radiativas a la masa del bosón de Higgs, y de esta manera cancelan las divergencias cuadráticas inducidas por las partículas del ME. En particular, el LTH es el modelo más simple, pues no introduce nuevos grados de libertad por debajo de la escala de energía de TeVs. Además, predice un espectro reducido de nuevas partículas [2], lo que no sucede con cualquier otro modelo tipo Little Higgs. En cuanto al LTH [3] se refiere, las nuevas partículas que surgen se agrupan de la siguiente manera: cuatro bosones de norma, A_H , Z_H y $W_H^\pm$, con los mismos números cuánticos que los bosones del ME, un quark exótico con la misma carga que el quark top del ME y un nuevo triplete escalar pesado, que promueve la aparición de seis estados físicos: 2 escalares doblemente cargados $\Phi^{\pm\pm}$, 2 escalares simplemente cargados $\Phi^\pm$, un escalar neutro Φ^0 y un pseudoescalar neutro Φ^P .

Aunque las teorías del tipo LH proporcionan una forma interesante de abordar el problema de la jerarquía a través del mecanismo de rompimiento colectivo de la simetría, típicamente estos modelos presentan dos grandes obstáculos: primero, el espacio de parámetros de los LH están bastante limitados por datos electrodébiles de precisión [4, 5], y segundo, el mecanismo para generar un acoplamiento cuártico de Higgs genera violaciones grandes en la simetría de custodia. Este último se debe a que para implementar el mecanismo de rompimiento colectivo de la simetría en el sector de norma y en el sector fermiónico es muy sencillo, sin embargo es más difícil generar dicho mecanismo en el sector cuártico de Higgs ya que se necesita implementar escalares adicionales con ciertos números cuánticos específicos para subsanar estos defectos de los LH. Un modelo propuesto recientemente, conocido como el BLH [6], resuelve los problemas listados anteriormente y lo hace incorporando dos simetrías globales distintas que se rompen en subgrupos diagonales a distintas escalas, permitiendo así que los nuevos bosones

y fermiones obtengan sus masas a escalas diferentes. El modelo BLH se caracteriza también por implementar una simetría de custodia $SU(2)$. Además, posee un espacio de parámetros relativamente grande lo que potencialmente podría reproducir más fácilmente los resultados del CMS o ATLAS [7]. Estas peculiaridades establecen la viabilidad del modelo. El espectro de partículas que se generan en el sector fermiónico del BLH son: cuatro compañeros del quark top ($T, T_5, T_6, T_b^{(2/3)}$) de carga $2/3$, un compañero del quark bottom (B) de carga $-1/3$ y un quark exótico ($T_b^{(5/3)}$) de carga $5/3$. En cuanto al sector de norma, los nuevos bosones que surgen son: Z' y $W'^{\pm}$. Mientras que en el sector escalar, se generan cinco estados físicos del higgs: tres campos neutros (h_0, H_0 , y A_0) y dos campos cargados ($H^{\pm}$). En este último sector aparece también un escalar pesado (σ) que será esencial para generar un acoplamiento cuártico de higgs exitoso pero también será el objeto de nuestro estudio.

El contenido de la tesis es el siguiente. En el capítulo 1, se proporcionan los aspectos generales del ME de las interacciones electromagnética y débil. En el capítulo 2, se estudian los decaimientos de un mesón a un par de leptones. El capítulo 3, se dedica a la discusión y análisis de los decaimientos del pseudoescalar Φ^P . En el capítulo 4, se proporciona una descripción del modelo BLH y se exponen las razones de la viabilidad del modelo sobre los otros modelos LH. En este apartado se generan también los vértices propios del BLH. En el capítulo 5, se discuten algunas de las características del escalar σ , y se estudian los decaimientos de dicha partícula tanto a nivel árbol como a nivel de un lazo. Finalmente, en el capítulo 6 se habla acerca de las propiedades débiles del quark top, y se determinan las contribuciones a nivel de un lazo al momento dipolar eléctrico y magnético del top.

Capítulo 1

Modelo Estándar

En la naturaleza existen cuatro tipos de fuerzas fundamentales: gravitacional, electromagnética, fuerte y débil. La teoría que describe a tres de estas interacciones, la fuerte, débil y electromagnética, se le conoce como el ME, la cual es una teoría cuántica-relativista que describe a las partículas elementales y cómo éstas interactúan. Se le considera partículas elementales aquellas que no poseen estructura interna, pueden ser bosones de norma o fermiones, los cuales constituyen los componentes de materia conocidas en la actualidad. El ME está basado en el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, donde el grupo $SU_C(3)$ caracteriza la Cromodinámica Cuántica que describe la interacción nuclear fuerte, mientras que el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. Los campos de norma, responsables de la transmisión de la fuerza entre las partículas que interactúan, se dividen de la siguiente manera: 8 campos de norma asociados a $SU_C(3)$ también reciben el nombre de gluones, y luego 3 para $SU_L(2)$, y finalmente uno para $U_Y(1)$. La interacción fuerte mediada por los gluones G_μ^a , se acoplan exclusivamente a las partículas de materia conocidas como quarks. La interacción débil resulta del intercambio de los bosones de norma W_μ^i , mientras que la interacción electromagnética es mediada por B_μ , el campo de norma asociado a $U_Y(1)$.

El grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ con el proceso llamado mecanismo de Higgs se lleva a cabo el rompimiento espontáneo de la simetría, donde tres de los cuatro campos de norma no masivos asociados a este sector adquieren masa por el hecho de interactuar con el campo de Higgs. La teoría que resulta después del mecanismo de Higgs está caracterizado por el grupo electromagnético $U_e(1)$ y sigue conservando las propiedades de una teoría invariante de norma. El grupo $SU_C(3)$ no se ve afectado por el mecanismo de Higgs.

1.1. Interacción electrodébil

Una de las principales características de la interacción débil es que distingue entre los estados de helicidad de los leptones y quarks, es decir, los bosones de norma $W^\pm$ y Z se acoplan con diferentes intensidades a dichos estados, y como consecuencia las interacciones débiles violan paridad. Así, el contenido de materia fermiónica se agrupan en tres familias de quarks y tres de leptones, donde cada familia está formada por dos partículas de espín 1/2. Bajo el grupo $SU_L(2)$ los fermiones izquierdos se transforman de forma distinta que los fermiones derechos: las componentes izquierdas son dobletes y las derechas son singletes. Las tres familias se agrupan de la siguiente manera:

$$\text{1era. familia : } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^-; \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R. \quad (1.1)$$

$$\text{2da. familia : } \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^-; \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R. \quad (1.2)$$

$$\text{3ra. familia : } \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^-; \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R. \quad (1.3)$$

Usando notación compacta, obtenemos lo siguiente:

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L, l_{Ri}; \quad Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, u_{Ri}, d_{Ri}. \quad (1.4)$$

Cabe aclarar que los neutrinos derechos no existen en el ME. Para un fermión los estados de helicidad izquierda y derecha están definidos mediante los operadores de proyección como sigue

$$\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\Psi \equiv P_{L,R}\Psi, \quad (1.5)$$

donde $P_{L,R}$ son los operadores de proyección quiral. De esta manera, un campo de Dirac, Ψ , puede ser expresado como la suma de su parte izquierda, $\Psi_L = P_L\Psi$, y su parte derecha, $\Psi_R = P_R\Psi$, es decir,

$$\Psi = \Psi_L + \Psi_R, \quad (1.6)$$

esto como consecuencia de que la interacción débil distingue los estados de helicidad.

Los campos bajo el grupo de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$ se transforman como:

$$L'_i = \exp\left[-i\alpha^i(x)\frac{\sigma^i}{2} + i\beta(x)\frac{Y}{2}\right]L_i, \quad l'_{Ri} = \exp\left[i\beta(x)\frac{Y}{2}\right]l_{Ri}, \quad (1.7)$$

donde el índice Y se refiere a la hipercarga, $\alpha^i(x)$ y $\beta(x)$ son parámetros de los grupos $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$, respectivamente. Además, debido a que el grupo electrodébil es covariante bajo transformaciones de norma locales, la invarianza de la teoría electrodébil ante dichas transformaciones se logra introduciendo la siguiente derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu - ig\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^i, \quad (1.8)$$

donde B_μ y $Y/2$ representan el campo de norma y el generador asociado con el grupo abeliano de hipercarga $U_Y(1)$. Similarmente, W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) y $\sigma^i/2$ son los campos de norma y los generadores, en la representación de dobletes, asociados con el grupo $SU_L(2)$; g' y g son constantes de acoplamiento. Los campos de norma ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3, B_\mu$) definen, mediante combinaciones lineales, a los campos de masa ($W_\mu^-, W_\mu^+, Z_\mu, A_\mu$). Sin embargo, cabe mencionar que no es posible introducir los términos de masa directamente, sino solo a través del rompimiento espontáneo de la simetría se puede dotar de masa a las partículas o a ciertos campos de norma. Como es sabido, el rompimiento espontáneo de una simetría global conduce a la presencia de campos escalares de masa cero, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. El rompimiento espontáneo de una simetría de norma, es decir, cuando la teoría es invariante bajo transformaciones locales del grupo en consideración, da lugar a la absorción de los bosones de Goldstone por algunos de los bosones de norma del grupo, fenómeno conocido con el nombre de “mecanismo de Higgs”. Con este mecanismo el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es roto espontáneamente a el grupo $U_e(1)$, cuyo generador queda expresado como una combinación lineal del generador $Y/2$ del grupo $U_Y(1)$, y del generador $T^3 = \sigma^3/2$ del grupo $SU_L(2)$, obteniéndose así la relación de Gell-Mann-Nishijima

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.9)$$

El lagrangiano que describe la teoría electrodébil se divide en dos partes, una que contiene solamente a los campos bosónicos ($\mathcal{L}^B$) y otra que contiene campos fermiónicos y bosónicos ($\mathcal{L}^F$). La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills; mientras que el sector bosónico-fermiónico se divide en los sectores de corrientes y de Yukawa. De este modo, el lagrangiano se puede escribir como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^B + \mathcal{L}^F, \quad (1.10)$$

donde

$$\mathcal{L}^B = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \quad (1.11)$$

$$\mathcal{L}^F = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \quad (1.12)$$

con $\mathcal{L}^H$, $\mathcal{L}^{YM}$, $\mathcal{L}^C$ y $\mathcal{L}^Y$ representando los sectores de Higgs, Yang-Mills, corrientes y Yukawa, respectivamente. A continuación se hará una breve descripción de cada uno de estos sectores.

1.2. El sector de Higgs

La forma de dar masa a los fermiones del ME y a algunos bosones de norma sin violar la simetría de norma del grupo electrodébil, es a través del mecanismo de Higgs. En este sector se analiza los efectos del bosón de Higgs y las interacciones de esta partícula con los campos de norma del sector electrodébil. El lagrangiano de este sector está dado por

$$\mathcal{L}^H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (1.13)$$

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dobletes, dada por la ecuación (1.8) y $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ es el llamado potencial de Higgs, cuya estructura renormalizable tiene la forma

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.14)$$

donde Φ es el doblete de Higgs, λ representa un número real positivo para asegurar la estabilidad del vacío, y μ es un parámetro con dimensiones de masa. Del término cinético $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ surgen las masas de los fermiones y sus interacciones con el bosón de Higgs, por otra parte, el potencial de Higgs, $V(\Phi^\dagger, \Phi)$, genera la masa del bosón de Higgs y sus autointeracciones.

La generación de masa procede del rompimiento espontáneo de $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Analizando el potencial, la condición de mínima energía, se obtiene cuando

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi^\dagger} = 0 \implies [\mu^2 + 2\lambda(\Phi^\dagger \Phi)]\Phi = 0, \quad (1.15)$$

cuando $\mu^2 > 0$ el estado de mínima energía se da cuando $\Phi_0 = \Phi_0^\dagger = 0$, en este caso el vacío no es degenerado, es decir, la simetría no es rota espontáneamente, pero sí cuando $\mu^2 < 0$, en este caso el vacío es degenerado, caracterizado por los puntos de la superficie

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = |\phi_1^0|^2 + |\phi_2^0|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}, \quad (1.16)$$

donde $\Phi_0 = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle$ es el valor esperado en el vacío del doblete de Higgs, el cual rompe espontáneamente la simetría electrodébil a el grupo electromagnético. Esto significa que Φ_0 debe ser invariante bajo el grupo electromagnético,

es decir, si $U \in U_e(1)$, entonces $U\Phi_0 = \Phi_0$, lo que implica que el generador de este grupo dado por la ecuación (1.9) lo aniquila:

$$Q\Phi_0 = \left(\frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y}{2}\right)\Phi_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_{10} \\ \Phi_{20} \end{pmatrix} = 0 \Rightarrow \Phi_{10} = 0, \quad (1.17)$$

dado que $Y\Phi(x) = (1)\Phi(x)$. Por lo tanto, la única forma posible para Φ_0 , tomando en cuenta la ecuación (1.16), es

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

con

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}. \quad (1.19)$$

El rompimiento espontáneo de la simetría aparece como consecuencia de elegir a uno sólo de los vacíos. Como ya se menciono, cuando las simetrías involucradas son globales, el resultado es la presencia de campos escalares sin masa, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. Sin embargo, cuando la simetría es de norma, el resultado es la presencia de bosones de norma masivos, uno por cada generador roto de la simetría y los bosones de Goldstone son absorbidos por los campos de norma asociados con los generadores rotos.

Ahora, desarrollamos la teoría en el entorno de Φ_0 mediante la transformación siguiente

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ (H + iG_Z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

donde G_W^+ y G_Z son los pseudobosones de Goldstone asociados a los bosones de norma $W^\pm$ y Z , respectivamente, en tanto que H representa al escalar de Higgs. Por otra parte, los pseudobosones de Goldstone pueden ser eliminados de la teoría mediante una transformación de norma unitaria, esta norma corresponde a una transformación donde los pseudobosones de Goldstone son cero:

$$G_W'^{\pm} = G_Z' = 0, \quad (1.21)$$

en esta norma el doblete de Higgs es

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Sustituyendo la ecuación anterior en la parte cinética de la ecuación (1.13) y definiendo los siguientes campos de norma

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1.23)$$

así como los operadores escalera,

$$\sigma^+ = \frac{1}{2}(\sigma^1 + i\sigma^2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

$$\sigma^- = \frac{1}{2}(\sigma^1 - i\sigma^2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

se obtiene

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(0, \partial_\mu H) + i\frac{g}{2}(v + H)W_\mu^-(1, 0) - \frac{i}{2\sqrt{2}}(gW_\mu^3 - g'B_\mu)(0, v + H) \right] \\ & \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \partial_\mu H \end{pmatrix} - i\frac{g}{2}(v + H)W_\mu^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{i}{2\sqrt{2}}(gW^{3\mu} - g'B^\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right], \end{aligned} \quad (1.26)$$

con un poco de álgebra, resulta

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{g^2}{4}(v + H)^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8}(v + H)^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \quad (1.27)$$

donde $\frac{g^2}{4}v^2 W_\mu^- W^{+\mu}$ es el término de masa para los campos de norma $W^\pm$, siendo

$$m_W = \frac{gv}{2}. \quad (1.28)$$

De la ecuación (1.27), los campos de norma W_μ^3 y B_μ aparecen como bosones de norma mezclados, con la matriz de masa no diagonal

$$\frac{1}{8}(v + H)^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \quad (1.29)$$

la diagonalización se logra si aplicamos la siguiente rotación a los campos de norma W_μ^3 y B_μ ,

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.30)$$

donde el campo A_μ es identificado como el fotón. En estas expresiones, $s_W = \sin \theta_W$, $c_W = \cos \theta_W$, donde θ_W es el ángulo débil (weak) o de Weimberg definido por $\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$. Sustituyendo las expresiones anteriores en la ecuación (1.29), se halla lo siguiente

$$\frac{1}{8}v^2 (Z_\mu, A_\mu) \begin{pmatrix} g^2 + g'^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{8}v^2 (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu, \quad (1.31)$$

donde las masas de los bosones de norma son

$$m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{gv}{2c_W}, \quad (1.32)$$

$$m_A = 0. \quad (1.33)$$

1.3. El sector de Yukawa

El sector de Yukawa posee una estructura de Lorentz del tipo escalar y pseudoescalar. Este sector genera las masas de los fermiones, basándose en el rompimiento espontáneo de la simetría, ya que no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como productos de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs.

El lagrangiano renormalizable más general se puede descomponer en dos partes independientes como sigue

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_l^Y + \mathcal{L}_q^Y, \quad (1.34)$$

donde $\mathcal{L}_q^Y$ y $\mathcal{L}_l^Y$ son los lagrangianos de los sectores de quarks y de leptones, respectivamente.

Para el caso de los leptones y considerando que los neutrinos derechos no existen, la lagrangiana invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ que describe este sector está dado por

$$-Y_{ij}^l \bar{L}_i' \Phi l_{Rj}' + h.c. \quad (1.35)$$

En lo que respecta a los quarks, sabemos que existen estados derechos para los dos miembros del doblete izquierdo, de esta manera, es necesario considerar otro objeto que se transforme covariantemente bajo el grupo electrodébil, definido como

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

así, el lagrangiano para quarks invariante de Lorentz y bajo el grupo electrodébil, está dado por

$$-Y_{ij}^u \bar{Q}_i' \tilde{\Phi} u_{Rj}' - Y_{ij}^d \bar{Q}_i' \Phi d_{Rj}' + h.c., \quad (1.37)$$

estos invariantes son los que generan las masas de los fermiones después del rompimiento espontáneo de la simetría. Las Y_{ij}^u , Y_{ij}^d y Y_{ij}^l son llamadas las constantes de Yukawa y son elementos de matrices de 3×3 con componentes adimensionales.

1.3.1. Sector de Yukawa para quarks

El sector de Yukawa para quarks en la norma unitaria puede reescribirse de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y &= -Y_{ij}^u (\bar{u}_{Li}', \bar{d}_{Li}') \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} u_{Rj}' - Y_{ij}^d (\bar{u}_{Li}', \bar{d}_{Li}') \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} d_{Rj}' + h.c. \\ &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} (Y_{ij}^u \bar{u}_{Li}' u_{Rj}' + Y_{ij}^d \bar{d}_{Li}' d_{Rj}') + h.c. \\ &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} (\bar{U}_L' Y^u U_R' + \bar{D}_L' Y^d D_R') + h.c., \end{aligned} \quad (1.38)$$

escrito en términos de los vectores en el espacio de sabor definidos por

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}. \quad (1.39)$$

La ecuación (1.38) se puede escribir también como

$$\mathcal{L}_q^Y = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) (\bar{U}_L' M^u U_R' + \bar{D}_L' M^d D_R') + h.c., \quad (1.40)$$

donde M^u y M^d son matrices de 3×3 , no diagonales, cuyos elementos son de la forma $M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u$ y $M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d$. Para determinar las masas de los quarks se necesita diagonalizar la parte cuadrática del lagrangiano y para ello se definen las siguientes transformaciones unitarias

$$U_{L,R}' = V_{L,R}^u U_{L,R}, \quad D_{L,R}' = V_{L,R}^d D_{L,R}, \quad (1.41)$$

donde $V_{L,R}^{u,d}$ son unitarias. Entonces en términos de los nuevos campos, el lagrangiano del sector de Yukawa para los quarks se escribe como

$$\mathcal{L}_q^Y = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) (\bar{U}_L V_L^{u\dagger} M^u V_R^u U_R + \bar{D}_L V_L^{d\dagger} M^d V_R^d D_R) + h.c. \quad (1.42)$$

Ahora, haciendo uso de uno de los teoremas del álgebra lineal que dice:

Teorema: Para cualquier matriz D , $n \times n$, siempre es posible hallar dos matrices unitarias A y B , tal que ADB es diagonal y real.

Dado que las matrices $V_{L,R}$ son unitarias, entonces el teorema anterior garantiza que $V_L^\dagger M V_R$ son reales y diagonales. Entonces

$$\mathcal{L}_q^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U}_L \bar{M}^u U_R + \bar{D}_L \bar{M}^d D_R) + h.c., \quad (1.43)$$

donde $\bar{M}^{u,d} = V_L^{u,d\dagger} M^{u,d} V_R^{u,d}$ y están dadas por

$$\bar{M}^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad (1.44)$$

$$\bar{M}^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (1.45)$$

De la ecuación (1.43) obtenemos las masas de los quarks y las interacciones de los quarks con el bosón de Higgs, también se observa que el sector de Yukawa de quarks conserva el sabor, ya que el bosón se acopla a pares del mismo tipo de quarks.

1.3.2. Sector de Yukawa para leptones

El lagrangiano de este sector está dado por

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}_i' \Phi l_{Rj}' + h.c., \quad (1.46)$$

que en la norma unitaria se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^Y &= -Y_{ij}^l (\bar{\nu}_{Li}', \bar{l}_{Li}') \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} l_{Rj}' + h.c. \\ &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l \bar{l}_{Li}' l_{Rj}' + h.c. \\ &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} \bar{E}_L' Y^l E_R' + h.c., \end{aligned} \quad (1.47)$$

donde

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad (1.48)$$

es un vector en el espacio de sabor. Definiendo la matriz M^l como

$$M_{ij}^l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l, \quad (1.49)$$

se tiene

$$\mathcal{L}_l^Y = -(1 + \frac{H}{v}) \bar{E}'_L M^l E'_R + h.c., \quad (1.50)$$

en analogía con el caso de los quarks, las masas de los leptones se definen diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano. Como antes, se definen los campos de masa mediante la siguiente transformación unitaria

$$E'_{L,R} = V_{L,R}^l E_{L,R}, \quad (1.51)$$

donde $V_{L,R}^l$ son matrices de rotación unitarias. Así, en términos de los campos de masa, el lagrangiano de Yukawa para los leptones se escribe como

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{E}_L V_L^{l\dagger} M^l V_R^l E_R + h.c.. \quad (1.52)$$

Definamos $\bar{M}^l = V_L^{l\dagger} M^l V_R^l$, y por el teorema mencionado anteriormente, $\bar{M}^l$ es una matriz diagonal y real. Finalmente, tenemos

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{E} \bar{M}^l E + h.c., \quad (1.53)$$

donde

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.54)$$

los elementos de la diagonal son las masas de los respectivos leptones cargados. Al igual que el caso anterior, este sector conserva el sabor cuando la lagrangiana está en terminos de los eigenestados de masa.

1.4. El sector de corrientes

El sector de corrientes contiene las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones, dando lugar a lo que se conoce como corrientes cargadas y neutras. El lagrangiano asociado se descompone en dos partes, una que tiene que ver con los quarks solamente, y la otra con los leptones, así el Lagrangiano invariante de norma resulta ser

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C, \quad (1.55)$$

donde $\mathcal{L}_q^C$ y $\mathcal{L}_l^C$ representan los sectores de corrientes de quarks y leptones, respectivamente.

1.4.1. Sector de corrientes para leptones

Debido a la ausencia de neutrinos derechos, el lagrangiano de corrientes correspondiente a los leptones es más sencillo y está dado por

$$\mathcal{L}_l^C = i \bar{L}'_i \gamma^\mu D_\mu L'_i + i \bar{l}'_{Ri} \gamma^\mu \bar{D}_\mu l'_{Ri}, \quad (1.56)$$

donde las derivadas covariantes están definidas de la siguiente manera

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y_{lL}}{2} B_\mu, \quad (1.57)$$

y

$$\bar{D}_\mu = \partial_\mu - ig' \frac{Y_{lR}}{2} B_\mu. \quad (1.58)$$

Después del rompimiento espontáneo de la simetría, el generador del grupo es $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$, pero para el leptón cargado izquierdo y derecho, el valor de la hipercarga débil es distinta en cada una, esto es,

$$Q = \frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y_{lL}}{2}, \quad y \quad Q = \frac{Y_{lR}}{2}. \quad (1.59)$$

Por otra parte, expresando la ecuación (1.57) en términos de los campos eigenestados de masa,

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \sigma^+ + W_\mu^- \sigma^-) - \frac{ig}{2} \sigma^3 (c_W Z_\mu + s_W A_\mu) - ig' (Q - \frac{\sigma^3}{2}) (c_W A_\mu - s_W Z_\mu), \quad (1.60)$$

donde σ^+ y σ^- son los operadores de subida y bajada. Tomando en cuenta que $e = gs_W$ y $g' = g \tan \theta_W$, la derivada anterior también se puede escribir como

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \sigma^+ + W_\mu^- \sigma^-) - \frac{ig}{2c_W} Z_\mu (\sigma^3 - 2s_W^2 Q) - ieQ A_\mu, \quad (1.61)$$

y para el singlete se tiene

$$\bar{D}_\mu = \partial_\mu - ieQ A_\mu + \frac{ig}{c_W} Q s_W^2 Z_\mu. \quad (1.62)$$

Usando las ecuaciones (1.61) y (1.62), se obtiene que la lagrangiana del sector de corrientes leptónico es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^C = & i\bar{\nu}'_{Li} \not{\partial} \nu'_{Li} + i\bar{l}'_{Li} \not{\partial} l'_{Li} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}'_{Li} \gamma^\mu l'_{Li} W_\mu^+ + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l}'_{Li} \gamma^\mu \nu'_{Li} W_\mu^- + eQ A_\mu \bar{l}'_{Li} \gamma^\mu l'_{Li} \\ & + \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{\nu}'_{Li} \gamma^\mu \nu'_{Li} - (1 + 2s_W^2 Q) \bar{l}'_{Li} \gamma^\mu l'_{Li}] + i\bar{l}'_{Ri} \not{\partial} l'_{Ri} + eQ A_\mu \bar{l}'_{Ri} \gamma^\mu l'_{Ri} - \frac{s_W^2}{c_W} gQ Z_\mu \bar{l}'_{Ri} \gamma^\mu l'_{Ri}, \end{aligned} \quad (1.63)$$

y en el espacio de sabor,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^C = & i\bar{\nu}'_L \not{\partial} \nu'_L + i\bar{E}'_L \not{\partial} E'_L + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}'_L \gamma^\mu E'_L W_\mu^+ + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{E}'_L \gamma^\mu \nu'_L W_\mu^- + eQ A_\mu (\bar{E}'_L \gamma^\mu E'_L + \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R) \\ & + \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{\nu}'_L \gamma^\mu \nu'_L - (1 + 2s_W^2 Q) \bar{E}'_L \gamma^\mu E'_L] + i\bar{E}'_R \not{\partial} E'_R - \frac{s_W^2}{c_W} gQ Z_\mu \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R, \end{aligned} \quad (1.64)$$

donde E' y ν' son los vectores de sabor definidos anteriormente. Ahora, con las transformaciones siguientes

$$E'_{L,R} = V_{L,R}^l E_{L,R}, \quad \nu'_L = V_L^l \nu_L \quad (1.65)$$

el lagrangiano de corrientes para los leptones toma la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^C = & i\bar{\nu}_L \not{\partial} \nu_L + i\bar{E} \not{\partial} E + \frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \bar{\nu}_L \gamma^\mu E_L + W_\mu^- \bar{E} \gamma^\mu \nu_L) + eQ A_\mu \bar{E} \gamma^\mu E \\ & + \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L - (1 + 2s_W^2 Q) \bar{E} \gamma^\mu E_L] - \frac{s_W^2}{c_W} gQ Z_\mu \bar{E}_R \gamma^\mu E_R. \end{aligned} \quad (1.66)$$

En este caso, debido a la ausencia de neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor. Además, no existen interacciones entre leptones de diferentes familias mediadas por el bosón débil cargado, en contraste con lo que ocurre con los quarks, no sólo se debe a la inexistencia de neutrinos derechos, sino también a que el sector de corrientes es originalmente invariante de sabor.

1.4.2. Sector de corrientes para quarks

En términos de los campos de norma, el lagrangiano del sector de corrientes para los quarks, conserva el sabor y está dado por

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_i \gamma^\mu D_\mu Q'_i + i\bar{u}'_{iR} \gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR} \gamma^\mu D_\mu d'_{iR}. \quad (1.67)$$

Expresado en términos de los campos de masa e introduciendo las siguientes transformaciones unitarias,

$$U'_{L,R} = V_{L,R}^u U_{L,R}, \quad D'_{L,R} = V_{L,R}^d D_{L,R}, \quad (1.68)$$

la lagrangiana toma la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^C = & i\bar{U}\not{\partial}U + i\bar{D}\not{\partial}D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ \bar{U}_L V_L^{u\dagger} V_L^d \gamma^\mu D_L + W_\mu^- \bar{D}_L V_L^{d\dagger} V_L^u \gamma^\mu U_L) \\ & + eA_\mu(Q\bar{D}\gamma^\mu D + Q\bar{U}_R\gamma^\mu U_R) + \frac{g}{2c_W}Z_\mu(\bar{U}_L\gamma^\mu U_L - (1 + 2s_w^2)Q(\bar{D}_L\gamma^\mu D_L)) \\ & - \frac{s_W^2}{c_W}gQZ_\mu\bar{U}_R\gamma^\mu U_R - \frac{s_W^2}{c_W}gQZ_\mu\bar{D}_R\gamma^\mu D_R, \end{aligned} \quad (1.69)$$

donde $V_L^{u\dagger}V_L^d$ viene a ser la matriz de Kobayashi-Maskawa. Debido a la unitariedad de las matrices de rotación $V_{L,R}^{u,d}$, las corrientes neutras conservan el sabor, sin embargo en las corrientes cargadas se dan transiciones entre diferentes familias a través de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

1.5. El sector de Yang-Mills

En el sector de Yang-Mills se generan las propagaciones libres e interacciones entre los bosones de norma. Este sector posee una estructura de simetría no abeliana, cuya lagrangiana asociada tiene la siguiente forma

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.70)$$

donde los tensores de campo están dados por

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.71)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.72)$$

Si se introduce en la ecuación (1.70) la siguiente definición,

$$\hat{W}_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 \mp iW_{\mu\nu}^2), \quad (1.73)$$

obtenemos lo siguiente

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{2}\hat{W}_{\mu\nu}^+\hat{W}^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^3W^{3\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \quad (1.74)$$

Usando las ecuaciones (1.30), (1.71), (1.72) y (1.73), hallamos las definiciones para $W_{\mu\nu}^3$, $B_{\mu\nu}$ y $\hat{W}_{\mu\nu}^\pm$ en términos de los eigenestados de masa,

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^3 &= s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu} + ig(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-), \\ B_{\mu\nu} &= c_W F_{\mu\nu} - s_W Z_{\mu\nu}, \\ \hat{W}_{\mu\nu}^+ &= W_{\mu\nu}^+ + ig(W_\mu^+ W_\nu^3 - W_\mu^3 W_\nu^+) \end{aligned} \quad (1.75)$$

con

$$W_{\mu\nu}^+ = \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+. \quad (1.76)$$

Así el lagrangiano de Yang-Mills en términos de los eigenestados de masa toma la forma final

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YM} &= -\frac{1}{2}\hat{W}_{\mu\nu}^+\hat{W}^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + ig(s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu})W^{-\mu}W^{+\nu} \\ &\quad + \frac{g^2}{4}(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-)(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}). \end{aligned} \quad (1.77)$$

Este lagrangiano contiene las partes cinéticas de los bosones de norma electrodébiles junto con sus respectivas autointeracciones.

Capítulo 2

Decaimientos de un mesón a un par de leptones en un modelo extendido

Muchas extensiones del ME predicen la existencia de un grupo de simetría de norma extra $U'(1)$ y su bosón de norma asociado, identificado como Z' , el cual ha sido objeto de varios estudios fenomenológicos [8, 9, 10]. En particular, el grupo de norma electrodébil extendido $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$ es el modelo más simple que predice la existencia de dicho bosón. Este bosón Z' , puede inducir CNCS a nivel árbol a través de acoplamientos $Z' f_i f_j$, donde f_i y f_j son fermiones del ME siempre de diferente sabor. Consideremos el lagrangiano más general renormalizable que incluye violación de sabor, en específico, violación de sabor leptónico mediado por el nuevo bosón de norma neutro masivo, Z' , procedente de cualquier modelo extendido [11, 12]. Este lagrangiano puede escribirse como

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_{i,j} \left[\bar{f}_i \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R) f_j + \bar{f}_j \gamma^\alpha (\Omega_{L f_j f_i}^* P_L + \Omega_{R f_j f_i}^* P_R) f_i \right] Z'_\alpha, \quad (2.1)$$

donde $P_{L,R}$ son los proyectores quirales y Z'_α es el bosón de norma neutro predicho por varias extensiones del ME [11, 12]. Los parámetros $\Omega_{L f_i f_j}$ y $\Omega_{R f_i f_j}$ representan la intensidad de acoplamiento de $Z' f_i f_j$. Para nuestro propósito, se asumirá que $\Omega_{L f_i f_j} = \Omega_{L f_j f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_j} = \Omega_{R f_j f_i}$. La ecuación (2.1) describe dos tipos de acoplamientos: acoplamientos que violan sabor y acoplamientos que conservan sabor mediados por el bosón Z' . En cuanto a los acoplamientos a dos fermiones que conservan el sabor, $Q_{L,R}^{f_i}$ [13], están relacionados con los parámetros Ω de la siguiente manera: $\Omega_{L f_i f_j} = -g_2 Q_L^{f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_j} = -g_2 Q_R^{f_i}$ donde g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' . Algunos de los modelos extendidos donde surge precisamente el bosón Z' son: el modelo secuencial Z_S , el modelo simétrico left-right $Z_{L,R}$, el modelo Z_χ que surge del rompimiento del grupo $SO(10)$ a $SU(5) \times U(1)$, el modelo Z_ψ que se obtiene a partir de E_6 a $SO(10) \times U(1)$ y Z_η que aparece en modelos de supercuerdas. Para los diversos modelos extendidos que nos interesan, los acoplamientos de norma de Z' son

$$g_2 = \sqrt{5/3} \sin \theta_W g_1 \lambda_g,$$

siendo $g_1 = g/\cos \theta_W$ y λ_g es un parámetro que depende del mecanismo de rompimiento de la simetría de $\mathcal{O}(1)$ [14]. En el modelo secuencial Z_S , el acoplamiento de norma $g_2 = g_1$.

Para calcular el decaimiento $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ (ver Figura 2.1), siendo l_i y l_j leptones cargados de distinto sabor, el hamiltoniano efectivo [15, 16, 17] que describe a fenómenos con CNCS mediados por un bosón Z' como lo es

$B_s^0 \rightarrow l_i l_j$, es el siguiente

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{C_{eff}(m_b)}{m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2 + im_{Z'}\Gamma_{Z'}} \{ [\bar{s}(p_2)\gamma^\mu(\Omega_{Lbs}P_L + \Omega_{Rbs}P_R)b(p_1)] [\bar{l}_i(p_3)\gamma_\mu(\Omega_{Ll_i l_j}P_L + \Omega_{Rl_i l_j}P_R)l_j(p_4)] \\ + [\bar{s}(p_2)\gamma^\mu(\Omega_{Lbs}P_L + \Omega_{Rbs}P_R)b(p_1)] [\bar{l}_j(p_4)\gamma_\mu(\Omega_{Ll_j l_i}^*P_L + \Omega_{Rl_j l_i}^*P_R)l_i(p_3)] \}, \quad (2.2)$$

donde $\Gamma_{Z'}$ representa la anchura total del bosón Z' , $m_{B_s^0}$ es la masa del mesón B_s^0 , y $C_{eff}(m_b)$ denota el coeficiente de Wilson a la escala m_b [18] que parametriza el acoplamiento del proceso $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ a bajas energías, m_b representa la masa del quark bottom. Para calcular la amplitud de transición $\langle 0 | \mathcal{H}_{eff} | B_s^0 \rangle$, se adopta el método de inserción del vacío para la evaluación de los elementos de la matriz de la ecuación (2.2) que están dados como [19, 20, 21, 22]

$$\langle 0 | \bar{s}\gamma^\mu\gamma_5 b | B_s^0 \rangle = if_{B_s^0} P^\mu, \\ \langle 0 | \bar{q}\gamma^\mu b | B_q^0 \rangle = 0, \quad (2.3)$$

donde P es el momento del mesón B_s^0 . Usando la ecuación (2.3) y asumiendo que $\Omega_{Rbs} - \Omega_{Lbs} = \Omega_{Z'bs} \equiv \Omega_{bs}$,

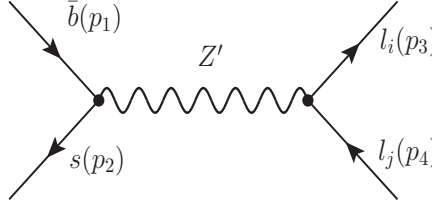


Figura 2.1: Diagrama de Feynman para el proceso $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$, siendo l_i y l_j leptones cargados del ME.

obtenemos que las amplitudes para el decaimiento mesónico $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ son

$$\mathcal{M}(B_s^0 \rightarrow \bar{l}_i l_j) = \frac{i}{2} \frac{f_{B_s^0} C_{eff}(m_b) \Omega_{bs}}{m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2 + im_{Z'}\Gamma_{Z'}} \bar{l}_i(p_4) [(m_{l_i} \Omega_{Rl_i l_j} - m_{l_j} \Omega_{Ll_i l_j}) P_R \\ + (m_{l_i} \Omega_{Ll_i l_j} - m_{l_j} \Omega_{Rl_i l_j}) P_L] l_j(p_3), \quad (2.4)$$

$$\mathcal{M}(B_s^0 \rightarrow l_i \bar{l}_j) = \frac{i}{2} \frac{f_{B_s^0} C_{eff}(m_b) \Omega_{bs}}{m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2 + im_{Z'}\Gamma_{Z'}} \bar{l}_j(p_3) [(m_{l_j} \Omega_{Rl_i l_j}^* - m_{l_i} \Omega_{Ll_j l_i}^*) P_R \\ + (m_{l_j} \Omega_{Ll_i l_j}^* - m_{l_i} \Omega_{Rl_j l_i}^*) P_L] l_i(p_4). \quad (2.5)$$

Para el cálculo que nos interesa se asumirá que $\Omega_{Ll_i l_j} = \Omega_{Rl_i l_j} = \Omega_{l_i l_j}$. De manera que usando esta información y obteniendo la amplitud cuadrada del proceso $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$, encontramos que la suma incoherente de la anchura de decaimiento se puede expresar como

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow l_i l_j) = \Gamma(B_s^0 \rightarrow \bar{l}_i l_j) + \Gamma(B_s^0 \rightarrow l_i \bar{l}_j) \\ = \frac{C_{eff}^2(m_b) |\Omega_{bs}|^2 m_{B_s^0}^3 f_{B_s^0}^2}{32\pi [(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2)^2 + m_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} \left\{ (|\Omega_{Ll_i l_j}|^2 + |\Omega_{Rl_i l_j}|^2) \left[\frac{(m_{l_i}^2 + m_{l_j}^2)}{m_{B_s^0}^2} - \frac{(m_{l_i}^2 - m_{l_j}^2)^2}{m_{B_s^0}^4} \right] \right. \\ \left. - 4 \frac{m_{l_i} m_{l_j}}{m_{B_s^0}^2} \text{Re}(\Omega_{Ll_i l_j} \Omega_{Rl_i l_j}^*) \right\} \sqrt{\left[1 - \frac{(m_{l_j} + m_{l_i})^2}{m_{B_s^0}^2} \right] \left[1 - \frac{(m_{l_i} - m_{l_j})^2}{m_{B_s^0}^2} \right]}. \quad (2.6)$$

Ahora, con la finalidad de confrontar la predicción teórica con las condiciones experimentales [23] es necesario tomar en cuenta los efectos considerables de la mezcla mesónica $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, en el que la diferencia en la anchura de decaimiento entre los eigenestados de masa B_s^0 es crucial [23]. Por lo tanto bajo condiciones experimentales realistas se obtiene la ecuación (2.7) [23] donde $\tau_{B_s^0}$ representa la vida media del mesón B_s^0 . $y_s = \Delta\Gamma_{B_s^0}/(2\Gamma_{B_s^0})$ denota el factor de corrección siendo $\Gamma_{B_s^0}$, la anchura de decaimiento promedio de B_s^0 , y $\Delta\Gamma_{B_s^0}$ la diferencia de anchura entre los eigenestados de masa B_s^0 .

$$\text{Br}(B_s^0 \rightarrow l_i l_j) = \tau_{B_s^0} \Gamma(B_s^0 \rightarrow l_i l_j) \simeq (1 - y_s) \text{Br}(B_s^0 \rightarrow l_i l_j)_{\text{Exp}}, \quad (2.7)$$

2.1. Estimación de la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ a través del proceso $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$

Para poder estimar las fracciones de decaimiento de los procesos: $B_s^0 \rightarrow \tau\mu$ y $B_s^0 \rightarrow \tau e$ es necesario en primer lugar calcular la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ a través del decaimiento mesónico $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ en la resonancia del bosón Z' . De manera que para determinar el parámetro Ω_{bs} se recurre a la ecuación (2.6). Como el decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ se ha medido experimentalmente, se asumirá que los efectos de la nueva física está dentro de la incertidumbre experimental. Por lo tanto,

$$\Delta\Gamma(B_s^0 \rightarrow \mu\bar{\mu})_{\text{Exp}} = \frac{g_2^2 C_{\text{eff}}^2(m_b) |\Omega_{bs}|^2 m_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 m_\mu^2}{32\pi [(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2)^2 + m_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} |Q_L^\mu - Q_R^\mu|^2 \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{B_s^0}^2}}, \quad (2.8)$$

donde se consideraron las siguientes relaciones: $\Omega_{L\mu\mu} = -g_2 Q_L^\mu$ y $\Omega_{R\mu\mu} = -g_2 Q_R^\mu$. Finalmente, al tomar la ecuación (2.8) y sustituirla en la ecuación (2.7), se deriva el parámetro de nuestro interés, esto es

$$|\Omega_{bs}|^2 = \frac{32\pi(1 - y_s) [(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2)^2 + m_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]}{\tau_{B_s^0} g_2^2 C_{\text{eff}}^2(m_b) m_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 m_\mu^2 |Q_L^\mu - Q_R^\mu|^2 \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{B_s^0}^2}}} \Delta\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu\bar{\mu})_{\text{Exp}}. \quad (2.9)$$

En la expresión anterior, $\Gamma_{Z'}$ denota la anchura de decaimiento del bosón Z' y su representación explícita está descrito por la ecuación (16) de la referencia [24]. La contribución más importante para $\Gamma_{Z'}$ proviene de los modos fermiónicos. En esta etapa se ha determinado la expresión de $|\Omega_{bs}|^2$, este parámetro será necesaria para realizar las predicciones de las fracciones de decaimiento de los procesos: $B_s^0 \rightarrow \tau\mu$ y $B_s^0 \rightarrow \tau e$.

2.2. Estimación de la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ usando la mezcla mesónica de kaones neutros

En esta sección se presenta una manera diferente de acotar la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ a través de la mezcla de kaones neutros. Para este propósito se recurre a la Lagrangiana proporcionada en la ecuación (2.1) que describe acoplamientos que conservan y violan sabor, específicamente nos restringimos al estudio del sector de quarks tipo down. La corriente que describe a este sector es la siguiente

$$J^\mu = \sum_{i,j} \bar{d}_i \gamma^\mu (\Omega_{L_{i,j}} P_L + \Omega_{R_{i,j}} P_R) d_j, \quad (2.10)$$

donde $d_i = d, s, b$. Para obtener toda la información relevante desarrollamos la ecuación (2.10), resultando

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{Z'd_i d_j} = & -[\bar{d}\gamma^\mu(\Omega_{Lds}P_L + \Omega_{Rds}P_R)s + \bar{s}\gamma^\mu(\Omega_{Lsd}P_L + \Omega_{Rsd}P_R)d + \bar{d}\gamma^\mu(\Omega_{Ldb}P_L + \Omega_{Rdb}P_R)b \\ & + \bar{b}\gamma^\mu(\Omega_{Lbd}P_L + \Omega_{Rbd}P_R)d + \bar{s}\gamma^\mu(\Omega_{Lsb}P_L + \Omega_{Rsb}P_R)b + \bar{b}\gamma^\mu(\Omega_{Lbs}P_L + \Omega_{Rbs}P_R)s]. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Al clasificar los diferentes términos de la ecuación (2.11), encontramos

$$\mathcal{L}_{arbol}^{Z'd_i d_j} = -[\bar{d}\gamma^\mu(\Omega_{Lds}P_L + \Omega_{Rds}P_R)s + \bar{s}\gamma^\mu(\Omega_{Lsd}P_L + \Omega_{Rsd}P_R)d] \quad (2.12)$$

y

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{caja}^{Z'd_i d_j} = & -[\bar{d}\gamma^\mu(\Omega_{Ldb}P_L + \Omega_{Rdb}P_R)b + \bar{b}\gamma^\mu(\Omega_{Lbd}P_L + \Omega_{Rbd}P_R)d + \bar{s}\gamma^\mu(\Omega_{Lsb}P_L + \Omega_{Rsb}P_R)b \\ & + \bar{b}\gamma^\mu(\Omega_{Lbs}P_L + \Omega_{Rbs}P_R)s]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Con las lagrangianas obtenidas anteriormente, se podrán calcular las contribuciones a la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$, así como estudiar los efectos de los vértices que involucran CNCS del tipo $Z'bd_i$. Siguiendo la literatura [25, 26], en un escenario hipotético donde Ω ($\Omega_{L,R,q_i q_j} = g_2(V_{L,R}\epsilon_{L,R}^\dagger V_{L,R}^\dagger)_{q_i q_j}$) satisface $\epsilon_{L,R,b}^d \ll 1$ y $|V_{L,R,q_i q_j}| \ll 1$, conseguimos que

$$|\Omega_{sd}| \approx |\Omega_{sb}\Omega_{db}|. \quad (2.14)$$

$\epsilon_{L,R,b}^d$ denota los acoplamientos quirales en la base de norma y $V_{L,R,q_i q_j}$ representa las matrices unitarias que diagonaliza el sector de Yukawa del ME. Asumiremos también por simplicidad que los valores de Ω son reales, esto es, $\Omega_{L,R,d_i d_j} = \Omega_{L,R,d_j d_i}$ y $\Omega_{L,R,d_i d_j} = \Omega_{R,d_i d_j} \equiv \Omega_{d_i d_j}$. En esta etapa y tomando las condiciones impuestas anteriormente, las ecuaciones (2.12) y (2.13) se reducen a lo siguiente:

$$\mathcal{L}_{arbol}^{Z'd_i d_j} = -\Omega_{sd}(\bar{d}\gamma^\mu s + \bar{s}\gamma^\mu d) \quad (2.15)$$

y

$$\mathcal{L}_{caja}^{Z'd_i d_j} = -[\Omega_{sb}(\bar{s}\gamma^\mu b + \bar{b}\gamma^\mu s) + \Omega_{db}(\bar{d}\gamma^\mu b + \bar{b}\gamma^\mu d)]. \quad (2.16)$$

Los diagramas de Feynman que surgen a partir de las ecuaciones (2.15) y (2.16) se muestran en la Figura 2.2, y sobre esta imagen se observa la influencia de los vértices $Z'sd$, $Z'bs$ y $Z'bd$. A partir de la Figura 2.2 se determinan también las amplitudes de la mezcla K^0 y $\bar{K}^0$ inducidas a nivel árbol y a nivel de un lazo. Cabe mencionar que debido a que la mezcla mesónica está dominada por las masas del bosón Z' y del quark bottom, en buena aproximación se pueden despreciar los momentos externos (límite de masa pesada [27]). Con esta aproximación, determinamos la amplitud generada a nivel árbol (ver Figura 2.2 (a)),

$$\mathcal{M}_{arbol} = -\frac{i\Omega_{sd}^2}{m_{Z'}^2} \bar{s}\gamma^\mu d \bar{s}\gamma_\mu d, \quad (2.17)$$

donde $m_{Z'}$ es la masa del bosón Z' . La ecuación (2.17) se puede relacionar también con la interacción efectiva de cuatro quarks, para lograrlo se expresa los espinores involucrados en la amplitud $\mathcal{M}_{arbol}$ en términos de sus estados quirales asociados y a su vez estos resultados, en términos de los operadores efectivos introducidos en la referencia [28]. Así, la lagrangiana efectiva es

$$\mathcal{L}_{eff}^{arbol} = -\frac{\Omega_{sd}^2}{4m_{Z'}^2}(Q_1 + 2Q_2 + Q_6), \quad (2.18)$$

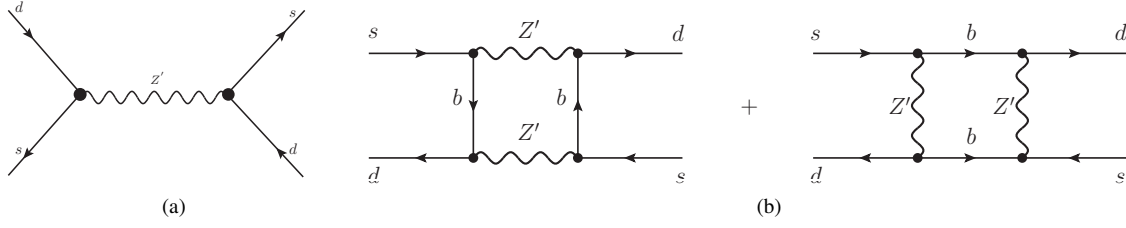


Figura 2.2: (a) Diagrama a nivel árbol y (b) diagramas de caja para la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$.

donde se ha introducido el factor $1/4$ para compensar las dos contracciones de Wick. Ahora, la amplitud correspondiente a nivel de un lazo de la mezcla $K^0 - \bar{K}^0$ (ver Figura 2.2 (b)) es

$$\mathcal{M}_{c aja} = 2\Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{[\bar{s}\gamma^\lambda (k + m_b)\gamma^\nu d][\bar{s}\gamma_\nu (k + m_b)\gamma^\lambda d]}{(k^2 - m_b^2)^2 (k^2 - m_{Z'}^2)^2}, \quad (2.19)$$

siendo m_b la masa del quark bottom. Después de realizar algunas álgebras y simplificaciones a la ecuación (2.19), obtenemos lo siguiente

$$\mathcal{M}_{c aja} = -\frac{i}{16\pi^2} \frac{\Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2}{m_b^2} [f(x) \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\alpha \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\alpha \gamma_\lambda d + g(x) \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\lambda d], \quad (2.20)$$

con

$$f(x) = \frac{1}{2(1-x)^3} (1 - x^2 + 2x \log x), \quad (2.21)$$

$$g(x) = \frac{2}{(1-x)^3} [2(1-x) + (1+x) \log x], \quad (2.22)$$

donde $x = m_{Z'}^2/m_b^2$. La amplitud $\mathcal{M}_{c aja}$ expresado en términos de los operadores efectivos introducidos en la referencia [28] se reduce a

$$\mathcal{L}_{eff}^{c aja} = -\frac{\Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2}{64\pi^2 m_b^2} [f(x)(4Q_1 + 32Q_2 + 4Q_6) + g(x)(8Q_3 + 4Q_4 + Q_5 + 4Q_7 + Q_8)]. \quad (2.23)$$

Nuevamente se ha introducido el factor $1/4$ para compensar las dos contracciones de Wick. La forma explícita de los operadores efectivos Q_i que aparecen en las ecuaciones (2.18) y (2.23), son

$$\begin{aligned} Q_1 &= (\bar{s}_L \gamma_\mu d_L)(\bar{s}_L \gamma^\mu d_L), \\ Q_2 &= (\bar{s}_L \gamma_\mu d_L)(\bar{s}_R \gamma^\mu d_R), \\ Q_3 &= (\bar{s}_L d_R)(\bar{s}_R d_L), \\ Q_4 &= (\bar{s}_R d_L)(\bar{s}_L d_R), \\ Q_5 &= (\bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} d_L)(\bar{s}_R \sigma^{\mu\nu} d_L), \\ Q_6 &= (\bar{s}_R \gamma_\mu d_R)(\bar{s}_R \gamma^\mu d_R), \\ Q_7 &= (\bar{s}_L d_R)(\bar{s}_L d_R), \\ Q_8 &= (\bar{s}_L \sigma_{\mu\nu} d_R)(\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} d_R). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Con los lagrangianos efectivos obtenidos hasta ahora, $\mathcal{L}_{eff}^{arbol}$ y $\mathcal{L}_{eff}^{caja}$, calculamos la predicción teórica de la diferencia de masa entre los mesones K^0 y $\bar{K}^0$, representada por ΔM_{K^0} [28, 29]

$$\begin{aligned} \Delta M_{K^0} &= \frac{1}{M_{K^0}} \text{Re} \langle \bar{K}^0 | -\mathcal{L}_{eff} | K^0 \rangle = \frac{1}{M_{K^0}} \text{Re} \langle \bar{K}^0 | -(\mathcal{L}_{eff}^{arbol} + \mathcal{L}_{eff}^{caja}) | K^0 \rangle \\ &= \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2}{4m_{Z'}^2 M_{K^0}} [\langle Q_1 \rangle + 2\langle Q_2 \rangle + \langle Q_6 \rangle] + \frac{1}{64\pi^2} \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2}{m_b^2 M_{K^0}} \left[f(x)(4\langle Q_1 \rangle + 32\langle Q_2 \rangle + 4\langle Q_6 \rangle) \right. \\ &\quad \left. + g(x)(8\langle Q_3 \rangle + 4\langle Q_4 \rangle + \langle Q_5 \rangle + 4\langle Q_7 \rangle + \langle Q_8 \rangle) \right], \end{aligned} \quad (2.25)$$

donde M_{K^0} es la masa del mesón K^0 . Para calcular la ecuación (2.25) se usó la relación $|\Omega_{sd}| \approx |\Omega_{sb}\Omega_{db}|$. En cuanto a los valores esperados para los operadores Q_i se proporcionan en [28, 30] y están dados explícitamente como

$$\begin{aligned} \langle Q_1 \rangle &= \frac{2}{3} f_{K^0}^2 M_{K^0}^2 B_1, \\ \langle Q_2 \rangle &= -\frac{5}{6} f_{K^0}^2 M_{K^0}^2 B_2, \\ \langle Q_3 \rangle &= \frac{7}{12} f_{K^0}^2 M_{K^0}^2 B_3, \\ \langle Q_4 \rangle &= -\frac{5}{12} f_{K^0}^2 M_{K^0}^2 B_4, \\ \langle Q_5 \rangle &= f_{K^0}^2 M_{K^0}^2 B_5, \\ \langle Q_6 \rangle &= \frac{2}{3} f_{K^0}^2 M_{K^0}^2 B_6, \\ \langle Q_7 \rangle &= -\frac{5}{12} f_{K^0}^2 M_{K^0}^2 B_7, \\ \langle Q_8 \rangle &= f_{K^0}^2 M_{K^0}^2 B_8. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Aquí, f_{K^0} es la constante de decaimiento del mesón K^0 y B_i los parámetros de bolsa del modelo. Al sustituir los valores esperados de Q_i en la ecuación (2.25), la diferencia de masa ΔM_{K^0} toma la siguiente forma

$$\begin{aligned} \Delta M_{K^0} &= \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2 f_{K^0}^2 M_{K^0}}{12m_{Z'}^2} (2B_1 - 5B_2 + 2B_6) + \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2 x f_{K^0}^2 M_{K^0}}{192\pi^2 m_{Z'}^2} \left[f(x)(8B_1 - 80B_2 + 8B_6) \right. \\ &\quad \left. + g(x)(14B_3 - 5B_4 + 3B_5 - 5B_7 + 3B_8) \right]. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Es preciso mencionar que los parámetros de bolsa B_i están indeterminados. Sin embargo es posible llevar a cabo la aproximación de saturación de vacío modificada [28, 31] (con este método los parámetros de bolsa del modelo efectivo se aproximan a un solo parámetro $B_i = B_{K^0}$, que por cuestiones de simplicidad es asumido del orden de la unidad [27, 28]). De esta manera, la ecuación (2.27) se reescribe como

$$\Delta M_{K^0} = \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2 f_{K^0}^2 m_{K^0}}{12m_{Z'}^2} \left[1 + \frac{x}{8\pi^2} (32f(x) - 5g(x)) \right]. \quad (2.28)$$

Debido a que la estructura del parámetro Ω es proporcional a los elementos de la matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), podemos adoptar un escenario similar al del ME, donde los elementos de la matrix CKM satisfacen

que $V_{ts} \approx 4.86 V_{td}$ [32, 33]). En este sentido, para acotar la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ representado por $|\Omega_{bs}|$, suponemos que $\Omega_{bs} \approx 4.86 \Omega_{bd}$, esto hace que la ecuación (2.28) se reduzca a

$$\Delta M_{K^0} = \frac{\Omega_{bs}^4 f_{K^0}^2 m_{K^0}}{283.4352 m_{Z'}^2} \left[1 + \frac{x}{8\pi^2} (32f(x) - 5g(x)) \right]. \quad (2.29)$$

Ahora, si asumimos que la predicción teórica en la diferencia de masa de la mezcla $K^0 - \bar{K}^0$, ΔM_{K^0} , se encuentra dentro de la incertidumbre experimental de $\Delta M_{K^0}^{\text{Exp}} = (3.48 \times 10^{-15} \pm 5.92 \times 10^{-18}) \text{ GeV}$ [32]. Por lo tanto, a partir de la expresión (2.29) y resolviendo para Ω_{bs}^4 , encontramos que

$$\Omega_{bs}^4 \leq \frac{1.68 \times 10^{-15} m_{Z'}^2 \text{ GeV}}{f_{K^0}^2 M_{K^0} \left[1 + \frac{x}{8\pi^2} (32f(x) - 5g(x)) \right]}. \quad (2.30)$$

Finalmente, tomando la raíz cuadrada en ambos lados de la ecuación (2.30) y sustituyendo los valores de $f_{K^0} = 0.160 \text{ GeV}$ [29] y $m_{K^0} = 0.4976 \text{ GeV}$, llegamos a

$$|\Omega_{bs}|^2 \leq \frac{3.63 \times 10^{-7} m_{Z'} \text{ GeV}^{-1}}{\sqrt{1 + \frac{x}{8\pi^2} (32f(x) - 5g(x))}}. \quad (2.31)$$

2.3. Análisis numérico

Para llevar a cabo la evaluación numérica de las intensidades de acoplamiento $Z'bs$ representado por el parámetro Ω_{bs} , usamos los siguientes datos: $m_b = 4.180 \text{ GeV}$, $m_e = 0.0005109 \text{ GeV}$, $m_\mu = 0.105 \text{ GeV}$, $m_\tau = 1.77686 \text{ GeV}$, $m_{B_s^0} = 5.3668 \text{ GeV}$, $f_{B_s^0} = 0.230 \text{ GeV}$ [34, 35], $\tau_{B_s^0} = 2.2876 \times 10^{12} \text{ GeV}^{-1}$ [32], $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu\bar{\mu})_{\text{Exp}} = (3.0 \pm 0.6_{-0.3}^{+0.3}) \times 10^{-9}$ [36], $\Delta\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu\bar{\mu})_{\text{Exp}} = 0.6 \times 10^{-9}$ y $y_s = 0.065$ [32]. En la Figura 2.3 mostramos el

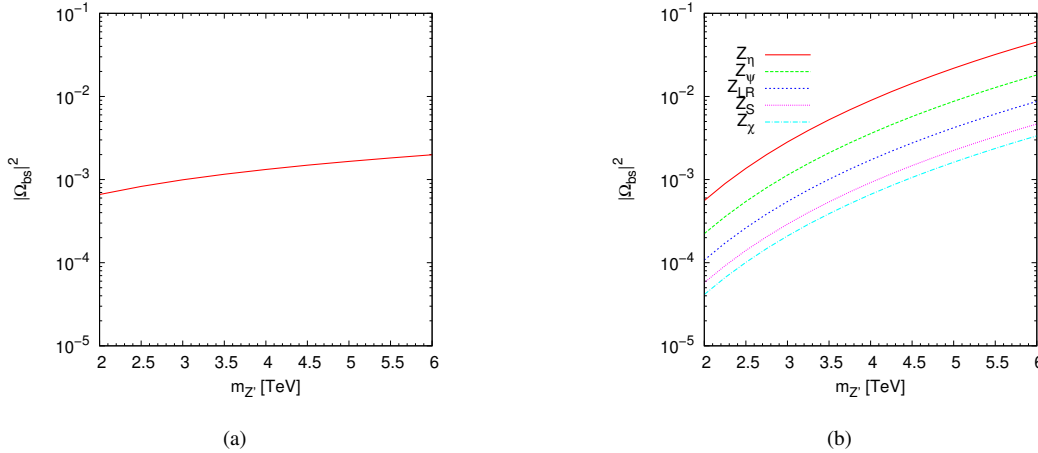


Figura 2.3: El parámetro $|\Omega_{bs}|^2$ en función de la masa del bosón Z' . Estas gráficas se obtuvieron a través de los procesos: (a) la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$ y (a) $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

comportamiento del parámetro $|\Omega_{bs}|^2$ para los dos escenarios en el que se lleva a cabo el estudio, en ambos casos el rango de masas considerado para el bosón Z' es el intervalos $m_{Z'} = [2, 6] \text{ TeV}$, que está en concordancia con las

restricciones experimentales actuales. Para la Figura 2.3 (a), en la Tabla 2.1 listamos los valores de $|\Omega_{bs}|^2$ obtenidos a partir de la ecuación (2.31), usando la mezcla de kaones neutros. Mientras que para la Figura 2.3 (b), la Tabla 2.2 proporciona los valores numéricos del parámetro de nuestro interés para los diferentes modelos considerados. Para este último caso, se observa de la figura correspondiente que los valores de $|\Omega_{bs}|^2$ obtenidos por el bosón Z_η proporciona la señal más alta, mientras que la señal más baja es generado por el bosón Z_χ .

$m_{Z'} [\text{TeV}]$	$ \Omega_{bs} ^2$
2.0	6.624×10^{-4}
4.0	1.324×10^{-3}
6.0	1.987×10^{-3}

Tabla 2.1: $|\Omega_{bs}|^2$ obtenido usando $K^0 - \bar{K}^0$.

$m_{Z'} [\text{TeV}]$	$ \Omega_{bs} ^2$				
	Z_S	Z_{LR}	Z_χ	Z_ψ	Z_η
2.0	5.75×10^{-5}	1.07×10^{-4}	4.14×10^{-5}	2.23×10^{-4}	5.58×10^{-4}
4.0	9.20×10^{-4}	1.72×10^{-3}	6.62×10^{-4}	3.57×10^{-3}	8.94×10^{-3}
6.0	4.65×10^{-3}	8.71×10^{-3}	3.35×10^{-3}	1.81×10^{-2}	4.52×10^{-2}

Tabla 2.2: $|\Omega_{bs}|^2$ determinados a través del proceso $B_s^0 \rightarrow \mu\bar{\mu}$.

Para determinar las fracciones de decaimiento de los procesos $B_s^0 \rightarrow \tau e$ y $B_s^0 \rightarrow \tau\mu$, se usan las ecuaciones (2.7) y (2.9). En cuanto al primer proceso, uno de los parámetros involucrados para el cálculo de $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau e)$ consiste en $\Omega_{\tau e}$, y su expresión analítica fue hallada en [37] como resultado de imponer una cota superior experimental sobre el decaimiento $\tau \rightarrow ee\bar{e}$ [32]. En la Tabla 2.3 proporcionamos algunos valores del parámetro $\Omega_{\tau e}$ para $m_{Z'}=[2.5, 3.5]$ TeV, y se considera este rango de análisis con la única finalidad de preservar el comportamiento perturbativo de $\Omega_{\tau e}$. Se tomará también el mismo rango de estudio de $m_{Z'}$ para encontrar los valores de $\Omega_{\tau\mu}$ [37], parámetro necesario para calcular $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau\mu)$. Los valores numéricos de $\Omega_{\tau\mu}$ se enumeran en la Tabla 2.4, dichas cantidades se obtuvieron gracias al límite superior experimental impuesto en el proceso $\tau \rightarrow \mu\mu\bar{\mu}$ [32].

$m_{Z'} [\text{TeV}]$	$ \Omega_{\tau e} ^2$				
	Z_S	Z_{LR}	Z_χ	Z_ψ	Z_η
2.5	0.025	0.046	0.018	0.097	0.242
3.0	0.051	0.095	0.037	0.201	0.502
3.5	0.095	0.176	0.069	0.372	0.931

Tabla 2.3: Algunos valores de $|\Omega_{\tau e}|^2$ donde $\text{Br}(\tau \rightarrow ee\bar{e})_{\text{Exp}} < 2.7 \times 10^{-8}$.

$m_{Z'} [\text{TeV}]$	$ \Omega_{\tau\mu} ^2$				
	Z_S	Z_{LR}	Z_χ	Z_ψ	Z_η
2.5	0.019	0.035	0.014	0.075	0.188
3.0	0.039	0.073	0.028	0.156	0.391
3.5	0.074	0.137	0.054	0.289	0.724

Tabla 2.4: Algunos valores de $|\Omega_{\tau\mu}|^2$ donde $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\mu\bar{\mu})_{\text{Exp}} < 2.1 \times 10^{-8}$.

En la Figura 2.4 mostramos el comportamiento de $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau e)$ y $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau \mu)$ que están en función de la masa del bosón de norma Z' . De las gráficas se observa que Z_η genera la señal más alta para el intervalo de masa $m_{Z'} = [2.5, 3.5]$ TeV. Por otro lado, la señal más suprimida proviene de Z_χ . Para los procesos que estudiamos, en las Tablas 2.5 y 2.6 enumeramos algunos valores numéricos de sus correspondientes fracciones de decaimiento.

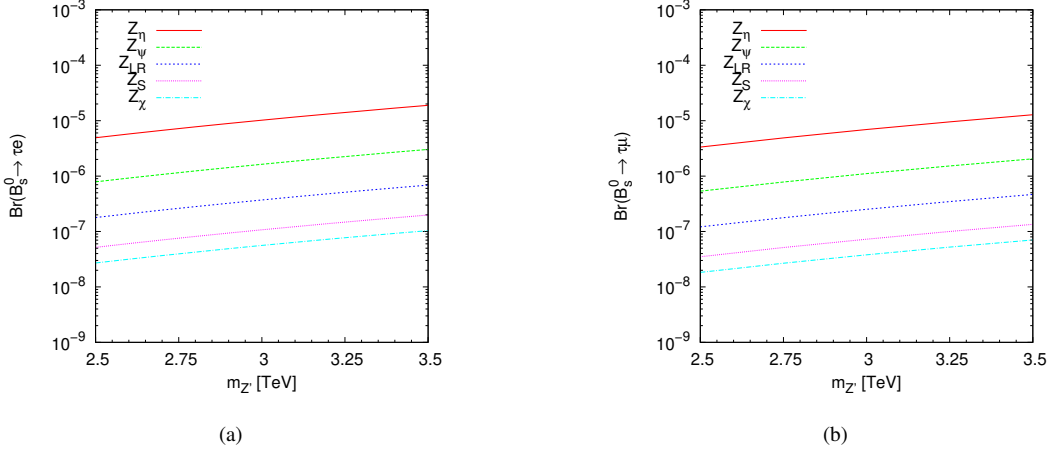


Figura 2.4: Fracciones de decaimiento para los procesos: (a) $B_s^0 \rightarrow \tau e$ y (b) $B_s^0 \rightarrow \tau \mu$.

$m_{Z'} [\text{TeV}]$	$\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau e)$				
	Z_S	Z_{LR}	Z_χ	Z_ψ	Z_η
2.5	5.17×10^{-8}	1.79×10^{-7}	2.70×10^{-8}	7.87×10^{-7}	4.92×10^{-6}
3.0	1.07×10^{-7}	3.71×10^{-7}	5.60×10^{-8}	1.63×10^{-6}	1.02×10^{-5}
3.5	1.99×10^{-7}	6.87×10^{-7}	1.04×10^{-7}	3.03×10^{-6}	1.89×10^{-5}

Tabla 2.5: Fracciones de decaimiento para el proceso $B_s^0 \rightarrow \tau e$.

$m_{Z'} [\text{TeV}]$	$\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau \mu)$				
	Z_S	Z_{LR}	Z_χ	Z_ψ	Z_η
2.5	3.51×10^{-8}	1.21×10^{-7}	1.83×10^{-8}	5.33×10^{-7}	3.34×10^{-6}
3.0	7.27×10^{-8}	2.51×10^{-7}	3.79×10^{-8}	1.10×10^{-6}	6.91×10^{-6}
3.5	1.35×10^{-7}	4.65×10^{-7}	7.03×10^{-8}	2.05×10^{-6}	1.28×10^{-5}

Tabla 2.6: Fracciones de decaimiento para el proceso $B_s^0 \rightarrow \tau \mu$.

Con la finalidad de comparar nuestros resultados numéricos con otros resultados reportados en la literatura. Proporcionamos aquí algunos límites que fueron obtenidos en el marco de modelos extendidos: $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau e) \sim 10^{-10}$ [38] en el modelo Littlest Higgs con paridad T, $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau e) < 1.9 \times 10^{-10}$ [39] en el modelo que involucra CNCS mediados por un bosón Z , y $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau e) < 2.9 \times 10^{-6}$ [40] en el modelo escalar de leptokuarks. Con respecto al proceso $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau \mu)$, se tiene que: $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau \mu) \sim 10^{-10}$ [38] en el modelo Littlest Higgs con paridad T, $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau \mu) < 1.9 \times 10^{-10}$ [39] en el modelo que involucra CNCS mediados por un bosón Z , y $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau \mu) < 2.0 \times 10^{-7}$ [40] en el modelo escalar de leptokuarks.

2.4. Conclusiones

En este trabajo hemos estudiado los efectos de nueva física en el contexto de modelos genéricos del bosón Z' . Dichos efectos surgen por la presencia de CNCS mediados por un bosón de norma masivo Z' . De manera particular, se analizaron los siguientes procesos con violación de sabor y se determinaron sus fracciones de decaimiento: $B_s^0 \rightarrow \tau e$ y $B_s^0 \rightarrow \tau \mu$. Para este propósito se estimó primeramente la intensidad de acoplamiento $Z'bs$ a partir de datos experimentales relacionados con el proceso $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ y la mezcla mesónica $K^o - \bar{K}^o$. Se encontró que el límite más restrictivo está generado por el decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, y por lo tanto, usamos este proceso para realizar nuestras predicciones en $B_s^0 \rightarrow \tau e$ y $B_s^0 \rightarrow \tau \mu$. Los acoplamientos leptónicos con violación de sabor, $Z'\tau e$ y $Z'\tau \mu$ también fueron necesarias para calcular las fracciones de decaimiento, sin embargo, estos fueron determinados en [37] como resultado de imponer cotas superiores experimentales a los decaimientos $\tau \rightarrow ee\bar{e}$ y $\tau \rightarrow \mu\mu\bar{\mu}$, respectivamente.

Nuestros valores numéricos que encontramos para las fracciones de decaimiento de $B_s^0 \rightarrow \tau e$ y $B_s^0 \rightarrow \tau \mu$ son: $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau e) \in [10^{-6}, 10^{-5}]$ y $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \tau \mu) \in [10^{-6}, 10^{-5}]$. Este estudio se hizo en el rango de $m_{Z'}$ que va de 2.5 TeV a 3.5 TeV, y en este intervalo hallamos que la contribución mas alta se genera para el bosón de norma Z_η . Cabe destacar que nuestras predicciones están del mismo orden que las predicciones hechas por otros modelo extendidos reportados en la literatura, por ejemplo, el modelo escalar de leptoquarks [40].

Capítulo 3

Decaimientos de un pseudoescalar neutro en el modelo LTH

El LTH es una teoría basada en un modelo sigma no lineal con un grupo de simetría global $SU(5)$ junto con el grupo normado $[SU(2)_1 \otimes U(1)_1] \otimes [SU(2)_2 \otimes U(1)_2]$ [2, 41]. El grupo $SU(5)$ es roto espontáneamente a $SO(5)$ a la escala de energía f , y simultáneamente, el grupo $[SU(2)_1 \otimes U(1)_1] \otimes [SU(2)_2 \otimes U(1)_2]$ se rompe al subgrupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, obteniéndose el grupo de norma electrodébil del ME. El rompimiento de la simetría global del grupo $SU(5)$ es producido por el valor de expectación del vacío (VEV) del campo Σ , denotado como Σ_0 [41]. La forma explícita del campo Σ es

$$\Sigma = e^{i\Pi/f} \Sigma_0 e^{i\Pi^T/f}, \quad (3.1)$$

siendo

$$\Sigma_0 = \begin{pmatrix} \mathbf{0}_{2 \times 2} & \mathbf{0}_{2 \times 1} & \mathbf{1}_{2 \times 2} \\ \mathbf{0}_{1 \times 2} & 1 & \mathbf{0}_{1 \times 2} \\ \mathbf{1}_{2 \times 2} & \mathbf{0}_{2 \times 1} & \mathbf{0}_{2 \times 2} \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

y Π , la matriz del bosón de Goldstone con la estructura siguiente

$$\Pi = \begin{pmatrix} \mathbf{0}_{2 \times 2} & h^\dagger/\sqrt{2} & \phi^\dagger \\ h/\sqrt{2} & 0 & h^*/\sqrt{2} \\ \phi & h^T/\sqrt{2} & \mathbf{0}_{2 \times 2} \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Aquí, los campos h y ϕ representan un doblete y un triplete bajo el grupo de norma del ME, teniendo las representaciones siguientes

$$h = (h^\dagger, h^0), \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi^{++} & \frac{\phi^+}{\sqrt{2}} \\ \frac{\phi^+}{\sqrt{2}} & \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

El rompimiento de la simetría global genera 14 bosones de Goldstone que se transforman bajo el grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ como un singlete real $\mathbf{1}_0$, un triplete real $\mathbf{3}_0$, un doblete complejo $\mathbf{2}_{\pm \frac{1}{2}}$, y un triplete complejo $\mathbf{3}_{\pm 1}$ [2, 41]. Mediante este mecanismo el singlete real y el triplete real son absorbidos por las componentes longitudinales de los

bosones de norma a la escala de f , mientras que el doblete complejo y el triplete complejo permanecen sin masa. El doblete complejo es precisamente el campo de Higgs del ME, mientras que el triplete complejo adquiere masa después del rompimiento de la simetría global de $SO(5)$ a través del potencial de Coleman-Weinberg [42].

Por otro lado, el lagrangiano efectivo invariante bajo el grupo $[SU(2)_1 \otimes U(1)_1] \otimes [SU(2)_2 \otimes U(1)_2]$ es

$$\mathcal{L}_{LTMH} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\Sigma + \mathcal{L}_Y - V_{CW}, \quad (3.5)$$

donde $\mathcal{L}_G$ representa las contribuciones cinéticas de los bosones de norma, $\mathcal{L}_F$ contiene las contribuciones cinéticas de los fermiones, $\mathcal{L}_\Sigma$ incluye las contribuciones del sector sigma no lineal del modelo LTH y $\mathcal{L}_Y$ comprende los acoplamientos de Yukawa entre fermiones y pseudobosones de Goldstone. Para el sector sigma no lineal se tiene el siguiente lagrangiano:

$$\mathcal{L}_\Sigma = \frac{f^2}{8} \text{tr} |\mathcal{D}_\mu \Sigma|^2, \quad (3.6)$$

donde la derivada covariante está expresada como

$$\mathcal{D}_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - i \sum_{j=1}^2 \left[g_j \sum_{a=1}^3 W_{\mu j}^a (Q_j^a \Sigma + \Sigma Q_j^{aT}) + g'_j B_{\mu j} (Y_j \Sigma + \Sigma Y_j^T) \right], \quad (3.7)$$

siendo $W_{\mu j}^a$ los campos de norma del grupo $SU(2)$, $B_{\mu j}$ los campos de norma de $U(1)$, Q_j^a y Y_j los generadores de $SU(2)$ y de $U(1)$, respectivamente. Las cantidades g_j y g'_j son las constantes de acoplamiento de los grupos $SU(2)$ y $U(1)$. Después del rompimiento espontáneo de la simetría alrededor de Σ_0 , se generan masas y mezclas entre los bosones de norma. Los eigenestados de masa de los bosones son

$$W'_\mu = -c W_{\mu 1} + s W_{\mu 2}, \quad (3.8)$$

$$B'_\mu = -c' B_{\mu 1} + s' B_{\mu 2}, \quad (3.9)$$

$$W_\mu = s W_{\mu 1} + c W_{\mu 2}, \quad (3.10)$$

$$B_\mu = s' B_{\mu 1} + c' B_{\mu 2}. \quad (3.11)$$

Aquí, $W_{\mu j} \equiv \sum_{a=1}^3 W_{\mu j}^a Q_j^a$ y $\beta_{\mu j} \equiv B_{\mu j} Y_j$, para $j = 1, 2$; por otro lado, la mezcla entre los dos $SU(2)$ [$U(1)$] está descrito por los parámetros, $s = g_2 / \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ y $s' = g'_2 / \sqrt{g_1'^2 + g_2'^2}$ (y $c = \sqrt{1 - s^2}$, $c' = \sqrt{1 - s'^2}$). Con el rompimiento espontáneo de la simetría, el campo Σ se expande alrededor de su valor de expectación del vacío Σ_0 preservando los términos dominantes en el lagrangiano del sector de sigma no lineal. Por consiguiente, las masas de los nuevos bosones de norma pesados son de orden $\mathcal{O}(f)$

$$m_{Z_H} = \frac{gf}{2sc}, \quad (3.12)$$

$$m_{A_H} = \frac{g'f}{2\sqrt{5}s'c'}, \quad (3.13)$$

$$m_{W_H} = \frac{gf}{2sc}. \quad (3.14)$$

En esta etapa del rompimiento espontáneo de la simetría los campos B_μ y W_μ todavía no adquieren masa. A la escala de Fermi, los bosones de norma del ME obtienen masas a través del mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, donde también se inducen las mezclas entre los bosones de norma del ME y los nuevos bosones de norma pesados.

El último término de la ecuación (3.5) denota el potencial de Coleman-Weinberg [42], cuya forma explícita está dada como:

$$V_{CW} = \lambda_{\phi^2} f^2 \text{Tr}(\phi^\dagger \phi) + i\lambda_{h\phi h} f(h\phi^\dagger h^T - h^* \phi^\dagger h^\dagger) - \mu^2 h h^\dagger + \lambda_h^4 (h h^\dagger)^2, \quad (3.15)$$

donde

$$\begin{aligned} \lambda_{\phi^2} &= \frac{a}{2} \left[\frac{g^2}{s^2 c^2} + \frac{g'^2}{s'^2 c'^2} \right] + 8a' \lambda_1^2 = 4\lambda_{h^4}, \\ \lambda_{h\phi h} &= -\frac{a}{4} \left[g^2 \frac{(c^2 - s^2)}{s^2 c^2} + g'^2 \frac{(c'^2 - s'^2)}{s'^2 c'^2} \right] + 4a' \lambda_1^2, \end{aligned} \quad (3.16)$$

los parámetros a y a' representan la física ultravioleta (UV) desconocida a la escala de corte Λ_S [41] y la cantidad μ^2 [41] representa un parámetro libre que recibe contribuciones igualmente significativas, de partes divergentes logarítmicas a nivel de un lazo y partes cuadráticamente divergentes a nivel de dos lazos. El VEV v (v') del doblete (del triplete) se obtiene después de minimizar el potencial de Coleman-Weinberg, derivándose las siguientes relaciones:

$$v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda_{h^4} - \frac{\lambda_{h\phi h}^2}{\lambda_{\phi^2}}}, \quad v' = \frac{\lambda_{h\phi h} v^2}{2\lambda_{\phi^2} f}. \quad (3.17)$$

Los eigenestados de norma del sector de Higgs también pueden escribirse en términos de los eigenestados de masa de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} h^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(c_0 H - s_0 \Phi^0 + v) + \frac{i}{\sqrt{2}}(c_P G^0 - s_P \Phi^P), \\ \phi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(s_P G^0 + c_P \Phi^P) - \frac{i}{\sqrt{2}}(s_0 H + c_0 \Phi^0 + \sqrt{2}v'), \\ h^+ &= c_+ G^+ - s_+ \Phi^+, \\ \phi^+ &= \frac{1}{i}(s_+ G^+ + c_+ \Phi^+), \\ \phi^{++} &= \frac{\Phi^{++}}{i}, \end{aligned} \quad (3.18)$$

donde H es el bosón de Higgs, G^+ y G^0 son los bosones de Goldstone absorbidos por los bosones no masivos W y Z . A este nivel del rompimiento espontáneo de la simetría, las masas de las nuevas partículas escalares están degeneradas siendo éstas iguales a

$$m_\Phi = \frac{\sqrt{2}m_H}{\sqrt{1 - y_v^2}} \frac{f}{v}, \quad (3.19)$$

donde $y_v = 4v'f/v^2$. La condición de masa definida positiva se consigue cuando se cumple la siguiente desigualdad [43]

$$\frac{v'^2}{v^2} < \frac{v^2}{16f^2}. \quad (3.20)$$

3.1. Decaimientos de $\Phi^P \rightarrow \gamma Z, ZZ, gg$ a nivel de un lazo

En las Tablas 3.1 y 3.2 se presentan algunas reglas de Feynman necesarias para el cálculo de las amplitudes de nuestros decaimientos. En estas tablas u denota a un quark tipo up, las constantes de acoplamiento g_V^u y g_A^u tienen la siguiente forma

$$\begin{aligned} g_V^u &= T_3^u - 2Q_u s_W^2, \\ g_A^u &= T_3^u, \end{aligned} \quad (3.21)$$

siendo $T_3^u = \frac{1}{2}$ para los quarks u, c y t . En estas expresiones, s_W y c_W representan $\sin \theta_W$ y $\cos \theta_W$, donde θ_W es el ángulo débil. Además, Q_u es la carga del quark en unidades de e , λ^a son las matrices de Gell-Mann y finalmente, g_s es la constante de acoplamiento fuerte.

Interacciones	Reglas de Feynman
$Z\bar{u}u$	$\frac{ig\gamma_\mu}{2c_W}(g_V^u - g_A^u\gamma^5)$
$A\bar{u}u$	$ieQ_u\gamma_\mu$
$g^a\bar{u}u$	$ig_s\gamma^\mu(\lambda_{ij}^a/2)$

Tabla 3.1: Vértices del Modelo Estándar.

Interacciones	Reglas de Feynman
$\Phi^P\bar{u}u$	$-\frac{m_u}{\sqrt{2}v}\left(\frac{v}{f} - \sqrt{2}s_P\right)\gamma^5$

Tabla 3.2: Vértice en el LTH.

Motivados por el hecho de que algunos vértices están ausentes a nivel de árbol en el modelo LTH, tales como: $\Phi^P\gamma Z$, $\Phi^P ZZ$ y $\Phi^P gg$, resulta interesante analizar estos acoplamientos a nivel de un lazo y esto se pueden llevar a cabo a través del análisis de los procesos $\Phi^P \rightarrow \gamma Z$, $\Phi^P \rightarrow ZZ$ y $\Phi^P \rightarrow gg$. Todos los cálculos a realizar a nivel de un lazo se llevarán a cabo utilizando la norma unitaria. En el escenario del LTH, estos decaimientos sólo reciben contribuciones de los quarks, sin embargo, la principal contribución proviene del quark top del ME.

Para el proceso $\Phi^P \rightarrow \gamma Z$ que involucra fermiones, este decaimiento ocurre a través de dos diagramas de triángulo, como se muestra en la Figura 3.1. La amplitud se obtiene entonces como resultado de la suma de las dos contribuciones que se generan para este proceso. Cabe aclarar que en este trabajo se tomará el quark top como la única contribución dominante para las fluctuaciones cuánticas. Así, para el decaimiento Φ^P a γZ tenemos que la amplitud es

$$\mathcal{M}(\Phi^P \rightarrow \gamma Z) = A^{\gamma Z} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (3.22)$$

donde el factor de forma $A^{\gamma Z}$ es finito:

$$A^{\gamma Z} = \frac{g^2 N_c s_W (3 - 8 s_W^2)}{72\sqrt{2} \pi^2 c_W f} m_t^2 C_0(1), \quad (3.23)$$

siendo $C_0(1) = C_0(m_Z^2, m_{\Phi^P}^2, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2)$ la función escalar de Passarino-Veltman, N_c el factor de color (3 para quarks y 1 para leptones), f la escala de rompimiento de la simetría global y m_t es la masa del quark top.

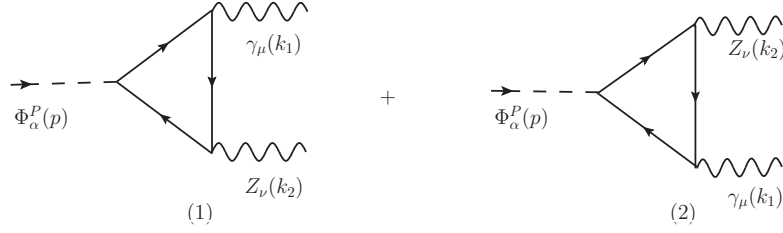


Figura 3.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento de $\Phi^P \rightarrow \gamma Z$ a nivel de un lazo.

Además, la estructura de Lorentz que acompaña la amplitud satisface invariancia de norma electromagnética y es proporcional al tensor de Levi-civita pues esta estructura tensorial proviene de trazas de matrices de Dirac que involucran γ^5 . Por lo tanto, la anchura de decaimiento para este proceso es la siguiente:

$$\Gamma(\Phi^P \rightarrow \gamma Z) = \frac{1}{32 \pi m_{\Phi^P}^3} (m_{\Phi^P}^2 - m_Z^2)^3 |A^{\gamma Z}|^2. \quad (3.24)$$

Para el decaimiento $\Phi^P \rightarrow ZZ$ (ver Figura 3.2), este también posee dos contribuciones y dicha amplitud resulta ser

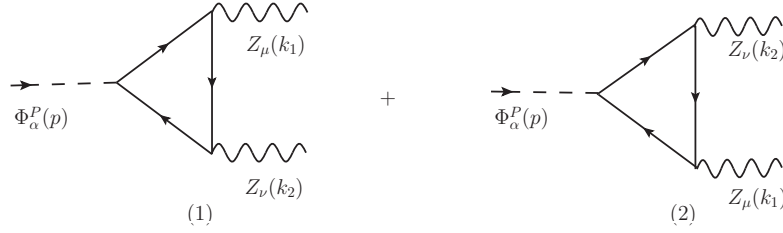


Figura 3.2: Diagramas de Feynman para el decaimiento $\Phi^P \rightarrow ZZ$.

$$\mathcal{M}(\Phi^P \rightarrow ZZ) = A^{ZZ} \epsilon^{\mu\nu k_1 k_2} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (3.25)$$

donde el factor de forma A^{ZZ} es:

$$A^{ZZ} = \frac{g^2 N_c m_t^2}{144 \sqrt{2} \pi^2 c_W^2 (4m_Z^2 - m_{\Phi^P}^2) f} \left[\left(4(3 - 4s_W^2) s_W^2 m_{\Phi^P}^2 + (3 - 8s_W^2)^2 m_Z^2 \right) \times \right. \\ \left. C_0(2) + 9(B_0(1) - B_0(2)) \right], \quad (3.26)$$

siendo $C_0(2) = C_0(m_Z^2, m_Z^2, m_{\Phi^P}^2, m_t^2, m_t^2, m_t^2)$, $B_0(2) = B_0(m_Z^2, m_t^2, m_t^2)$ y $B_0(1) = B_0(m_{\Phi^P}^2, m_t^2, m_t^2)$ funciones escalares de Passarino-Veltman. Nótese que la amplitud $\mathcal{M}(\Phi^P \rightarrow ZZ)$ satisface la estadística de Bose pues es simétrica bajo los intercambios de $k_1 \leftrightarrow k_2$ y $\mu \leftrightarrow \nu$. Esta amplitud está libre de divergencias ultravioletas, ya que las funciones B_0 aparecen restandose mutuamente en la ecuación (3.26), y como es sabido, estas son las únicas que poseen divergencias, mientras que C_0 es una función finita. Para este caso, la anchura de decaimiento que obtenemos tiene la siguiente forma

$$\Gamma(\Phi^P \rightarrow ZZ) = \frac{1}{64 \pi} (m_{\Phi^P}^2 - 4m_Z^2)^{3/2} |A^{ZZ}|^2. \quad (3.27)$$

En la Figura 3.3 se muestran los diagramas de Feynman dominantes que representan el decaimiento de Φ^P a un par de gluones. Después de realizar la regularización dimensional para las amplitudes a nivel de un lazo relacionadas con los diagramas de Feynman en la Figura 3.3, encontramos que la amplitud total para la transición $\Phi^P \rightarrow gg$ se puede escribir como

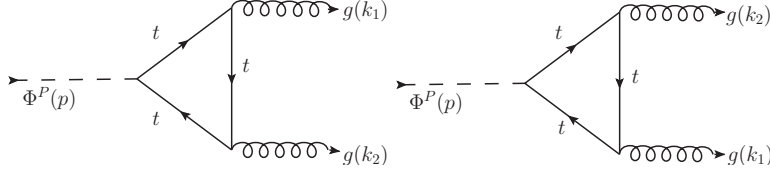


Figura 3.3: Diagramas de Feynman para el decaimiento $\Phi^P \rightarrow gg$.

$$\mathcal{M}(\Phi^P \rightarrow gg) = A^{gg} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^{*a}(k_1) \epsilon_\nu^{*b}(k_2) \delta_{ab}. \quad (3.28)$$

El factor de forma A^{gg} tiene la estructura siguiente

$$A^{gg} = \frac{g_s^2}{8\sqrt{2} \pi^2 f} m_t^2 C_0(3), \quad (3.29)$$

donde $C_0(3) = C_0(m_{\Phi^P}^2, 0, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2)$. La anchura de decaimiento para este proceso resulta ser

$$\Gamma(\Phi^P \rightarrow gg) = \frac{1}{8\pi} |A^{gg}|^2 m_{\Phi^P}^3. \quad (3.30)$$

Nótese que el factor de forma A^{gg} es finito y libre de divergencias ultravioletas. La amplitud respectiva también satisface invariancia de norma.

3.2. Sección eficaz de producción del bosón pseudoescalar

En esta sección presentamos también un estudio de la sección eficaz de producción para el pseudoescalar Φ^P en el contexto del modelo LTH en el LHC, decayendo en los estados finales, γZ , ZZ y gg . Para llevar a cabo esta tarea, empleamos la fórmula de Breit-Wigner [44] para la sección eficaz. La sección eficaz de producción vía fusión de gluones puede ser calculada por medio de las fracciones de decaimiento $Br(\Phi^P \rightarrow gg)$ y $Br(\Phi^P \rightarrow Y)$ en la vecindad de la resonancia, donde $Y = \gamma Z, ZZ, gg$. Así, la sección eficaz de Breit-Wigner tiene la siguiente forma

$$\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow Y) = \frac{\pi}{12} \frac{Br(\Phi^P \rightarrow gg) Br(\Phi^P \rightarrow Y)}{m_{\Phi^P}^2}, \quad (3.31)$$

donde $\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow Y)$ se estima a la resonancia del pseudoescalar Φ^P .

3.3. Análisis numérico y conclusiones

Para llevar a cabo la evaluación numérica de los procesos $\Phi^P \rightarrow \gamma Z, ZZ, gg$ se utilizó el programa LoopTools [45]. El resultado numérico obtenido para las anchuras de decaimiento son: $\Gamma(\Phi^P \rightarrow \gamma Z) \sim 10^{-8}$ GeV, $\Gamma(\Phi^P \rightarrow ZZ) \sim 10^{-8}$ GeV y $\Gamma(\Phi^P \rightarrow gg) \sim 10^{-4}$ GeV para $f = 3$ TeV, como se muestra en la Figura 3.4 (a). En

esta figura se observa que el decaimiento dominante a nivel de un lazo le corresponde al proceso $\Phi^P \rightarrow gg$. Por otro lado, la contribución suprimida proviene de $\Phi^P \rightarrow ZZ$. De la Figura 3.4 (a), el eje superior representa la masa del bosón pseudoescalar en el intervalo de $2.49 \text{ TeV} < m_{\Phi^P} < 3.31 \text{ TeV}$; recordemos que m_{Φ^P} está en función de la escala de energía f , escala de rompimiento de la simetría global limitada por datos experimentales alrededor de 3 a 4 TeV [46]. A partir de las expresiones para las anchuras de decaimiento, se calcularon sus correspondientes fracciones de decaimiento y los resultados numéricos obtenidos fueron: $Br(\Phi^P \rightarrow \gamma Z) \sim 10^{-8}$, $Br(\Phi^P \rightarrow ZZ) \sim 10^{-9}$ y $Br(\Phi^P \rightarrow gg) \sim 10^{-5}$ para f alrededor de 3 TeV (ver Figura 3.4 (b)). Para los procesos de nuestro interés, se obtuvieron también sus correspondientes secciones eficaces de producción vía fusión de gluones. En la Figura 3.5 mostramos su comportamiento en función de f de 3 a 4 TeV. En concreto, $\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow \gamma Z) \sim 10^{-7} \text{ fb}$, $\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow ZZ) \sim 10^{-8} \text{ fb}$ y $\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow gg) \sim 10^{-6} \text{ fb}$ para $f = 3 \text{ TeV}$.

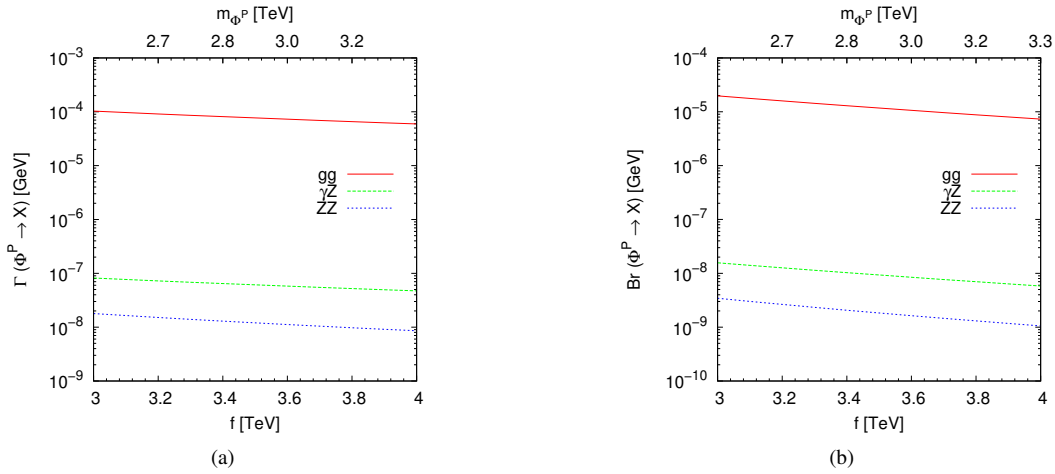


Figura 3.4: (a) Anchuras de decaimiento para los procesos $\Phi^P \rightarrow X$ en función de la escala de energía f , donde $X = \gamma Z, ZZ, gg$. (b) Fracciones de decaimiento para los mismos procesos.

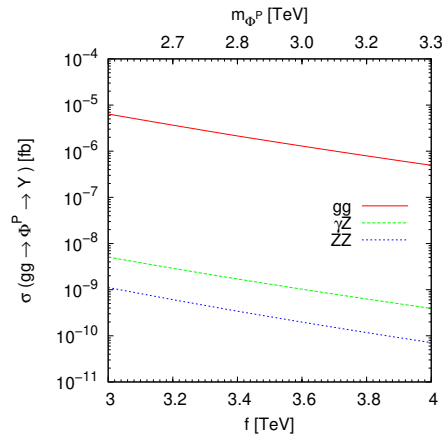


Figura 3.5: Sección eficaz de producción de Φ^P vía fusión de gluones.

En este presente capítulo analizamos el pseudoescalar Φ^P en el escenario del modelo LTH. Nuestro objeto de estudio fueron los decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma Z, ZZ, gg$ que se inducen a nivel de un lazo. Se estableció una región de análisis de 3 TeV a 4 TeV para la escala de energía f , esto generó que m_{Φ^P} esté entre 2.49 TeV y 3.31 TeV, respectivamente. Para el rango de energía mencionado y de acuerdo a la Figura 3.4 (b), se encontró que la fracción de decaimiento relevante es para $\Phi^P \rightarrow gg$ siendo del orden de 10^{-5} para valores de f cercanos a 3 TeV. Con respecto a la Figura 3.5 es evidente que la región con mayor importancia predictiva le corresponde a $f = 3$ TeV. En este punto $\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow gg) \sim 10^{-6}$ fb. Ahora, si consideramos que la luminosidad integrada esperada en el LHC de acuerdo a su última etapa de operación se proyecta que sea alrededor de 3000 fb^{-1} [47, 48], con este escenario experimental el número de eventos que se produce para el proceso $\Phi^P \rightarrow gg$ esta suprimida.

Cabe mencionar que nuestro trabajo presenta algunos resultados pertenecientes a un estudio más completo. Para un estudio más general y detallado de los distintos modos de decaimiento del bosón pseudoescalar tanto a nivel árbol como a nivel de un lazo, se sugiere ver la referencia [49].

Capítulo 4

El modelo Bestest Little Higgs

En las últimas décadas se han generado numerosas extensiones del ME que se han propuesto resolver el conocido problema de la jerarquía de masa. Una de las teorías propuestas son los modelos LH [1] que surgen de la idea de estabilizar la masa del bosón de Higgs considerándolo como un pseudobosón de Goldstone resultante del rompimiento espontáneo de una simetría global. En estos modelos se implementa el mecanismo de rompimiento colectivo de la simetría en los sectores de norma, de fermión y del higgs, los cuales inevitablemente predicen un gran conjunto de nuevas partículas dentro del rango de masas de unos cuantos TeVs. Estas nuevas partículas juegan el papel de compañeros del quark top, de bosones de norma y del bosón de Higgs cuyo efecto consiste en generar correcciones radiativas a la masa del higgs, y de esta manera cancelar las correcciones divergentes inducidas por las partículas del ME. Los modelos LH resuelven el problema de la jerarquía con éxito, sin embargo, estas teorías tienen algunos defectos que necesitan ser subsanados, tales obstáculos son:

1. El mecanismo para generar un acoplamiento cuártico de higgs conduce a violaciones en la simetría de custodia,
2. El espacio de parámetros de estos modelos están bastante limitados por datos electrodébiles de precisión [4, 5]. Para evitar estas limitaciones, los compañeros de los bosones de norma deben ser relativamente pesados [50, 51], mientras que los compañeros del quark top, con el fin de evitar el ajuste fino en el sector del top, deben ser relativamente ligeros.

El BLH fue construido para resolver los problemas listados anteriormente, esta teoría está basado en dos modelos sigma no lineales independientes. Con el primer campo Σ , se rompe la simetría global $SO(6)_A \times SO(6)_B$ a el grupo diagonal $SO(6)_V$ a la escala de energía f , mientras que con el segundo campo Δ , se descompone la simetría global $SU(2)_C \times SU(2)_D$ al subgrupo diagonal $SU(2)$ a la escala $F > f$. En la primera etapa se generan 15 pseudo bosones de Nambu-Goldstone que pueden ser parametrizados como

$$\Sigma = e^{i\Pi/f} e^{2i\Pi_h/f} e^{i\Pi/f}, \quad (4.1)$$

siendo Π y Π_h matrices complejas y antisimétricas dados por

$$\Pi = \begin{pmatrix} i(\phi_a T_L^a + \eta_a T_R^a)_{4 \times 4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i\sigma/\sqrt{2} \\ 0 & -i\sigma/\sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}, \quad \Pi_h = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0_{4 \times 4} & h_1 & h_2 \\ -h_1^T & 0 & 0 \\ -h_2^T & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

donde ϕ^a y η^a ($a = 1, 2, 3$) son tripletes reales, h_1 y h_2 vectores de Higgs de $SO(4)$ y σ un singlete real. En cuanto a los vectores de Higgs, su representación explícita es $h_i^T = (h_{i1}, h_{i2}, h_{i3}, h_{i4})$, en tanto que $T_{L,R}^a$ denotan a los generadores del grupo $SO(6)$ proporcionadas en el apéndice A.1 por las ecuaciones (A.1) - (A.3).

Con respecto a la segunda etapa de rompimiento espontáneo de la simetría global. Los pseudobosones de Nambu-Goldstone del campo sigma Δ quedan parametrizados de la siguiente manera

$$\Delta = F e^{2i\Pi_d/F}, \quad \Pi_d = \chi_a \frac{\tau^a}{2} \quad (a = 1, 2, 3), \quad (4.3)$$

con χ_a representando los campos de Nambu Goldstone, y τ^a las matrices de Pauli generadores del grupo $SU(2)$.

4.1. El sector de Higgs

El potencial de Higgs en el BLH esta conformado por los dobletes de Higgs, h_1 y h_2 [6, 7, 52]:

$$V_{higgs} = \frac{1}{2} m_1^2 h_1^T h_1 + \frac{1}{2} m_2^2 h_2^T h_2 - B_\mu h_1^T h_2 + \frac{\lambda_0}{2} (h_1^T h_2)^2. \quad (4.4)$$

Para que el potencial alcance un mínimo se necesitan que $m_1, m_2 > 0$, mientras que el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil requiere que $B_\mu > m_1 m_2$. El mecanismo de rompimiento de la simetría se implementa en el modelo BLH cuando los dobletes de Higgs adquieren sus VEVs, $\langle h_1 \rangle^T = (v_1, 0, 0, 0)$ y $\langle h_2 \rangle^T = (v_2, 0, 0, 0)$. Al exigir que estos VEVs minimicen el potencial de Higgs de la ecuación (4.4), se obtienen las relaciones siguientes

$$v_1^2 = \frac{1}{\lambda_0} \frac{m_2}{m_1} (B_\mu - m_1 m_2), \quad (4.5)$$

$$v_2^2 = \frac{1}{\lambda_0} \frac{m_1}{m_2} (B_\mu - m_1 m_2). \quad (4.6)$$

Estos parámetros también pueden expresarse en términos de los parámetros v del ME y $\tan \beta$ como

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = \frac{1}{\lambda_0} \left(\frac{m_1^2 + m_2^2}{m_1 m_2} \right) (B_\mu - m_1 m_2) \simeq (246 \text{ GeV})^2, \quad (4.7)$$

$$\tan \beta = \frac{v_1}{v_2} = \frac{m_2}{m_1}. \quad (4.8)$$

Al diagonalizar la matriz de masa para el sector escalar, los componentes de h_1 y h_2 parametrizados por el ángulo de mezcla α (ecuación (4.26)), se expresan de la siguiente manera:

$$h_{11} = \cos \alpha h_0 - \sin \alpha H_0 + v \sin \beta, \quad (4.9)$$

$$h_{21} = \sin \alpha h_0 + \cos \alpha H_0 + v \cos \beta, \quad (4.10)$$

$$h_{12} = \sin \beta G_0 - \cos \beta A_0, \quad (4.11)$$

$$h_{22} = \cos \beta G_0 + \sin \beta A_0, \quad (4.12)$$

$$h_{13} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sin \beta (G^- + G^+) - \cos \beta (H^- + H^+)), \quad (4.13)$$

$$h_{14} = \frac{i}{\sqrt{2}} (\sin \beta (G^- - G^+) - \cos \beta (H^- - H^+)), \quad (4.14)$$

$$h_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \beta (G^- + G^+) + \sin \beta (H^- + H^+)), \quad (4.15)$$

$$h_{24} = \frac{i}{\sqrt{2}} (\cos \beta (G^- - G^+) + \sin \beta (H^- - H^+)). \quad (4.16)$$

A partir de la diagonalización se generan tres campos no físicos G_0 y $G^\pm$, dos campos escalares físicos cargados $H^\pm$ y tres campos escalares físicos neutros h_0 , H_0 y A_0 . El estado más ligero h_0 , es identificado como el bosón escalar del ME. En cuanto a los campos mencionados, las expresiones para sus masas son:

$$m_{G_0} = m_{G^\pm} = 0, \quad (4.17)$$

$$m_{A_0}^2 = m_{H^\pm}^2 = m_1^2 + m_2^2, \quad (4.18)$$

$$m_{h_0, H_0}^2 = \frac{B_\mu}{\sin 2\beta} \mp \sqrt{\frac{B_\mu^2}{\sin^2 2\beta} - 2\lambda_0 B_\mu v^2 \sin 2\beta + \lambda_0^2 v^4 \sin^2 2\beta}. \quad (4.19)$$

Los cuatro parámetros presentes en el potencial de Higgs (m_1 , m_2 , B_μ y λ_0) pueden ser reemplazados por otro conjunto de variables que son bastante accesibles fenomenológicamente, consiste en las masas de los estados h_0 y A_0 , el ángulo β y el VEV, v . Para lograr este propósito, partimos de las ecuaciones (4.7) y (4.8) encontrándose que

$$B_\mu = \lambda_0 v^2 \left(\frac{m_1 m_2}{m_1^2 + m_2^2} \right) + m_1 m_2, \quad (4.20)$$

y

$$m_2 = m_1 \tan \beta. \quad (4.21)$$

Sustituyendo la ecuación (4.21) en la ecuación (4.20), resulta

$$\begin{aligned} B_\mu &= \frac{1}{2} \lambda_0 v^2 \sin 2\beta + \frac{1}{2} \sin 2\beta \left(\frac{m_1^2}{\cos^2 \beta} \right) \\ &= \frac{1}{2} \lambda_0 v^2 \sin 2\beta + \frac{1}{2} \sin 2\beta (m_1^2 (1 + \tan^2 \beta)) \\ &= \frac{1}{2} (\lambda_0 v^2 + m_{A_0}^2) \sin 2\beta. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Con respecto a λ_0 , este parámetro se expresa en función de β , v , m_{h_0} y m_{A_0} al sustituir la ecuación (4.22) en (4.19). Después de un poco de álgebra, se obtiene

$$\lambda_0 = \frac{m_{h_0}^2}{v^2} \left(\frac{m_{h_0}^2 - m_{A_0}^2}{m_{h_0}^2 - m_{A_0}^2 \sin^2 2\beta} \right). \quad (4.23)$$

Finalmente, y a manera de resumen, listamos los parámetros del potencial en función de las masas de los campos h_0 y A_0 , que son los parámetros de entrada del modelo BLH, así como de v y $\tan \beta$. Este último relaciona los VEVs de los dos dobletes de higgs.

$$B_\mu = \frac{1}{2} (\lambda_0 v^2 + m_{A_0}^2) \sin 2\beta, \quad (4.24)$$

$$\lambda_0 = \frac{m_{h_0}^2}{v^2} \left(\frac{m_{h_0}^2 - m_{A_0}^2}{m_{h_0}^2 - m_{A_0}^2 \sin^2 2\beta} \right), \quad (4.25)$$

$$\tan \alpha = \frac{B_\mu \cot 2\beta + \sqrt{(B_\mu^2 / \sin^2 2\beta) - 2\lambda_0 B_\mu v^2 \sin 2\beta + \lambda_0^2 v^4 \sin^2 2\beta}}{B_\mu - \lambda_0 v^2 \sin 2\beta}, \quad (4.26)$$

$$m_{H_0}^2 = \frac{B_\mu}{\sin 2\beta} + \sqrt{\frac{B_\mu^2}{\sin^2 2\beta} - 2\lambda_0 B_\mu v^2 \sin 2\beta + \lambda_0^2 v^4 \sin^2 2\beta}, \quad (4.27)$$

$$m_\sigma^2 = (\lambda_{56} + \lambda_{65}) f^2 = 2\lambda_0 f^2 \mathbf{K}_\sigma. \quad (4.28)$$

De la ecuación (4.28), las variables λ_{56} y λ_{65} representan los coeficientes del potencial cuártico definidos en [6], ambas variables toman valores diferentes de cero para lograr el rompimiento colectivo de la simetría y generar un acoplamiento cuártico de higgs exitoso. En este trabajo, en lugar de expresar m_σ^2 en términos de λ_{56} y λ_{65} , elegimos hacerlo en términos de λ_0 y K_σ como se hizo en [7], ya que están parametrizados de una manera más fenomenológica. Existen varias limitaciones teóricas que se impusieron a estos parámetros, la más importante se debe a los requisitos de perturbatividad. Esto implica que $\lambda_0 < 4\pi$, lo que conduce a un límite superior de

$$\tan \beta < \sqrt{\frac{2 + 2\sqrt{\left(1 - \frac{m_{h_0}^2}{m_{A_0}^2}\right)\left(1 - \frac{m_{h_0}^2}{4\pi v^2}\right)}}{\frac{m_{h_0}^2}{m_{A_0}^2}\left(1 + \frac{m_{A_0}^2 - m_{h_0}^2}{4\pi v^2}\right)}} - 1. \quad (4.29)$$

También existe un límite inferior, y se establece examinando las correcciones radiativas de los fermiones pesados a nivel de un lazo, lo que sugiere que $\tan \beta > 1$ [6]. Por lo tanto,

$$1 < \tan \beta < \sqrt{\frac{2 + 2\sqrt{\left(1 - \frac{m_{h_0}^2}{m_{A_0}^2}\right)\left(1 - \frac{m_{h_0}^2}{4\pi v^2}\right)}}{\frac{m_{h_0}^2}{m_{A_0}^2}\left(1 + \frac{m_{A_0}^2 - m_{h_0}^2}{4\pi v^2}\right)}} - 1. \quad (4.30)$$

Por otro lado, las restricciones en K_σ exigen que λ_{56} y λ_{65} sean reales y menores que 4π , de modo que

$$\lambda_{56,65} = \frac{1}{2f^2} \left(m_\sigma^2 \pm \sqrt{m_\sigma^4 - 2f^2 m_\sigma^2 \lambda_0} \right), \quad (4.31)$$

que lleva a los límites

$$1 < K_\sigma < \frac{16\pi^2}{\lambda_0(8\pi - \lambda_0)}. \quad (4.32)$$

4.2. El sector de norma

Como se ha mencionado anteriormente, los datos electrodébiles de precisión [4, 5] en los modelos LH limitan fuertemente la contribución de nueva física, particularmente, en su sector de norma. Para evitar estas limitaciones, los nuevos bosones de norma deben ser relativamente pesados [50, 51], mientras que los compañeros del quark top, para no recurrir al ajuste fino en el sector del top, deben ser ligeros. En el modelo BLH los nuevos bosones de norma desarrollan masas proporcionales a $\sqrt{f^2 + F^2} \sim F$. Esto hace que las masas de los bosones sean grandes en relación con las otras partículas que tienen masas proporcionales a sólo f . Los términos cinéticos de los campos de norma en el BLH están dados de la siguiente manera:

$$\mathcal{L} = \frac{f^2}{8} \text{Tr}(D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma) + \frac{F^2}{4} \text{Tr}(D_\mu \Delta^\dagger D^\mu \Delta), \quad (4.33)$$

donde las derivadas covariantes son

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma + ig_A A_{1\mu}^a T_L^a \Sigma - ig_B \Sigma A_{2\mu}^a T_L^a + ig_Y B_\mu^3 (T_R^3 \Sigma - \Sigma T_R^3), \quad (4.34)$$

$$D_\mu \Delta = \partial_\mu \Delta + ig_A A_{1\mu}^a \frac{\tau^a}{2} \Delta - ig_B \Delta A_{2\mu}^a \frac{\tau^a}{2}, \quad (4.35)$$

siendo T_L^a los generadores del grupo $SO(6)_A$ correspondientes al subgrupo $SU(2)_{LA}$, mientras que T_R^3 representa la tercera componente de los generadores de $SO(6)_B$ correspondientes al subgrupo $SU(2)_{LB}$, estas matrices se proporcionan en el apéndice A. g_A y $A_{1\mu}^a$ denotan el acoplamiento de norma y el campo asociado a los bosones de norma de $SU(2)_{LA}$; g_B y $A_{2\mu}^a$ representan el acoplamiento de norma y el campo asociado con $SU(2)_{LB}$ mientras que g_Y y B_μ^3 denotan el acoplamiento de hipercarga y el campo, respectivamente.

Cuando Σ y Δ obtienen sus VEVs, los campos de norma $A_{1\mu}^a$ y $A_{2\mu}^a$ se mezclan para formar un triplete sin masa ($A_{0\mu}^a$) y un triplete masivo ($A_{H\mu}^a$),

$$A_{0\mu}^a = \cos \theta_g A_{1\mu}^a + \sin \theta_g A_{2\mu}^a, \quad A_{H\mu}^a = \sin \theta_g A_{1\mu}^a - \cos \theta_g A_{2\mu}^a, \quad (4.36)$$

siendo los ángulos de mezcla

$$s_g \equiv \sin \theta_g = \frac{g_A}{\sqrt{g_A^2 + g_B^2}}, \quad c_g \equiv \cos \theta_g = \frac{g_B}{\sqrt{g_A^2 + g_B^2}}, \quad (4.37)$$

que también se relacionan con el acoplamiento de norma electrodébil, g , a través de

$$\frac{1}{g^2} = \frac{1}{g_A^2} + \frac{1}{g_B^2}. \quad (4.38)$$

Después del rompimiento de la simetría electrodébil, cuando los dobletes de Higgs, h_1 y h_2 adquieren sus VEVs, se generan las masas de los bosones de norma del BLH. En términos de los parámetros del modelo, las masas están dadas por

$$m_\gamma^2 = 0, \quad (4.39)$$

$$m_Z^2 = \frac{1}{4} (g^2 + g_Y^2) v^2 \left(1 - \frac{v^2}{12f^2} \left(2 + \frac{3f^2}{f^2 + F^2} (s_g^2 - c_g^2)^2 \right) \right), \quad (4.40)$$

$$m_W^2 = \frac{1}{4} g^2 v^2 \left(1 - \frac{v^2}{12f^2} \left(2 + \frac{3f^2}{f^2 + F^2} (s_g^2 - c_g^2)^2 \right) \right), \quad (4.41)$$

$$m_{Z'}^2 = m_{W'}^2 + \frac{g^2 s_W^2 v^4}{16c_W^2 (f^2 + F^2)} (s_g^2 - c_g^2)^2, \quad (4.42)$$

$$m_{W'}^2 = \frac{g^2}{4c_g^2 s_g^2} (f^2 + F^2) - m_W^2. \quad (4.43)$$

El ángulo de mezcla débil está definido como

$$s_W \equiv \sin \theta_W = \frac{g_Y}{\sqrt{g^2 + g_Y^2}}, \quad (4.44)$$

$$c_W \equiv \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g_Y^2}}, \quad (4.45)$$

$$x_W = \frac{1}{2c_W} s_g c_g (s_g^2 - c_g^2). \quad (4.46)$$

Es evidente que los nuevos bosones de norma, Z' y $W'^{\pm}$, han adquirido masas a la escala de $F > f$, como se deseaba.

4.3. El sector fermiónico

Para construir las interacciones de Yukawa en el modelo BLH, los fermiones deben transformarse bajo el grupo $SO(6)_A$ o $SO(6)_B$. En este modelo el sector fermiónico se divide en dos partes. Primero, el sector de fermiones

masivos representado por la ecuación (4.47), en este sector se incluyen los quarks top y bottom del ME y una serie de nuevos quarks pesados arreglados en cuatro multipletes, Q y Q' , que transforman bajo $SO(6)_A$, mientras que U^c y U_5^c lo hacen bajo el grupo $SO(6)_B$. Segundo, el sector de fermiones ligeros contenido en la ecuación (4.59), en esta expresión se generan todas las interacciones de los fermiones restantes del ME con las partículas exóticas del BLH.

Para los fermiones masivos la lagrangiana que los describe es [6]

$$\mathcal{L}_t = y_1 f Q^T S \Sigma S U^c + y_2 f Q'^T \Sigma U^c + y_3 f Q^T \Sigma U_5^c + y_b f q_3^T (-2iT_R^2 \Sigma) U_b^c + h.c., \quad (4.47)$$

donde $S = \text{diag}(1, 1, 1, 1, -1, -1)$. Esta matriz actúa para cambiar el signo de los campos de Higgs en Σ . En cuanto a los multipletes involucrados en la ecuación anterior, estos están arreglados de la siguiente manera

$$Q^T = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(-Q_{a_1} - Q_{b_2}), \frac{i}{\sqrt{2}}(Q_{a_1} - Q_{b_2}), \frac{1}{\sqrt{2}}(Q_{a_2} - Q_{b_1}), \frac{i}{\sqrt{2}}(Q_{a_2} - Q_{b_1}), Q_5, Q_6 \right), \quad (4.48)$$

$$Q'^T = \frac{1}{\sqrt{2}}(-Q'_{a_1}, iQ'_{a_1}, Q'_{a_2}, iQ'_{a_2}, 0, 0), \quad (4.49)$$

$$q_3^T = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\bar{t}_L, i\bar{t}_L, \bar{b}_L, i\bar{b}_L, 0, 0), \quad (4.50)$$

$$U^{cT} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(-U_{b_1}^c - U_{a_2}^c), \frac{i}{\sqrt{2}}(U_{b_1}^c - U_{a_2}^c), \frac{1}{\sqrt{2}}(U_{b_2}^c - U_{a_1}^c), \frac{i}{\sqrt{2}}(U_{b_2}^c - U_{a_1}^c), U_5^c, U_6^c \right), \quad (4.51)$$

$$U'^{cT} = (0, 0, 0, 0, U_5^c, 0), \quad (4.52)$$

$$U_b^{cT} = (0, 0, 0, 0, b^c, 0). \quad (4.53)$$

Los componentes de los multipletes están definidos en el apéndice A.3 excepto para U_b^{cT} , el contenido de este multiplete representa el quark bottom derecho. Por simplicidad, se asume que los acoplamientos de Yukawa son reales: $y_1, y_2, y_3 \in \mathbb{R}$. Estas expresiones pueden simplificarse reparametrizando en términos de dos ángulos de mezcla, $\tan \theta_{12} = y_1/y_2$ y $\tan \theta_{13} = y_1/y_3$, y un acoplamiento de Yukawa del quark top definido como

$$y_t = \frac{3y_1 y_2 y_3}{\sqrt{(y_1^2 + y_2^2)(y_1^2 + y_3^2)}} = \frac{m_t}{v \sin \beta}. \quad (4.54)$$

Al reescribir los tres acoplamientos de Yukawa, y_1, y_2, y_3 en términos de y_t, θ_{12} y θ_{13} se tiene

$$y_1 = \frac{y_t}{3 \cos \theta_{12} \cos \theta_{13}}, \quad (4.55)$$

$$y_2 = \frac{y_t}{3 \sin \theta_{12} \cos \theta_{13}}, \quad (4.56)$$

$$y_3 = \frac{y_t}{3 \cos \theta_{12} \sin \theta_{13}}, \quad (4.57)$$

siendo

$$\sin \theta_{1i} = \frac{y_1}{\sqrt{y_1^2 + y_i^2}}, \quad \cos \theta_{1i} = \frac{y_i}{\sqrt{y_1^2 + y_i^2}}, \quad (i = 2, 3). \quad (4.58)$$

Para los fermiones ligeros la lagrangiana que describe las interacciones es

$$\mathcal{L}_{\text{ligeros}} = \sum_{i=1,2} y_u f q_i^T \Sigma u_i^c + \sum_{i=1,2} y_d f q_i^T (-2iT_R^2 \Sigma) d_i^c + \sum_{i=1,2,3} y_e f l_i^T (-2iT_R^2 \Sigma) e_i^c + h.c., \quad (4.59)$$

con

$$q_i^T = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\bar{u}_{iL}, i\bar{u}_{iL}, \bar{d}_{iL}, i\bar{d}_{iL}, 0, 0), \quad (4.60)$$

$$l_i^T = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\bar{\nu}_{iL}, i\bar{\nu}_{iL}, \bar{e}_{iL}, i\bar{e}_{iL}, 0, 0), \quad (4.61)$$

$$u_i^{cT} = (0, 0, 0, 0, u_i^c, 0), \quad (4.62)$$

$$d_i^{cT} = (0, 0, 0, 0, d_i^c, 0), \quad (4.63)$$

$$e_i^{cT} = (0, 0, 0, 0, e_i^c, 0), \quad (4.64)$$

donde el índice i se refiere a la generación de los fermiones en el ME. Para los primeros dos términos de la ecuación (4.59), el índice solo corre de $i = 1, 2$, ya que los quarks de la tercera generación se incorporaron en el sector de los fermiones masivos. Cabe mencionar que el superíndice "c" de algunos multipletes es simplemente una etiqueta para representar a los campos derechos.

Después de llevarse a cabo el rompimiento de la simetría electrodébil, los términos de masa resultantes fueron expandidos en una serie de potencias hasta $\frac{v^2}{f^2}$ y las matrices de masa fueron diagonalizadas [53] usando teoría de perturbación. Se encontró que las masas de los fermiones son

$$m_t^2 = y_t^2 v_1^2, \quad (4.65)$$

$$m_T^2 = (y_1^2 + y_2^2)f^2 + \frac{9v_1^2 y_1^2 y_2^2 y_3^2}{(y_1^2 + y_2^2)(y_2^2 - y_3^2)}, \quad (4.66)$$

$$m_{T_5}^2 = (y_1^2 + y_3^2)f^2 - \frac{9v_1^2 y_1^2 y_2^2 y_3^2}{(y_1^2 + y_3^2)(y_2^2 - y_3^2)}, \quad (4.67)$$

$$m_{T_6}^2 = m_{T_{2/3}}^2 = m_{T_{5/3}}^2 = y_1^2 f^2, \quad (4.68)$$

$$m_B^2 = (y_1^2 + y_2^2)f^2, \quad (4.69)$$

siendo $v_1 = v \sin \beta$ y $v_2 = v \cos \beta$.

4.4. El sector de corrientes

En este sector se determinan las interacciones de los fermiones con un boson de norma. Los vértices se obtienen de la lagrangiana siguiente que está escrito en la base de Weyl [53]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{Q}\bar{\tau}^\mu D_\mu Q + \bar{Q}'\bar{\tau}^\mu D_\mu Q' - U^{c\dagger}\tau^\mu D_\mu U^c - U'^{c\dagger}\tau^\mu D_\mu U'^c - U_b^{c\dagger}\tau^\mu D_\mu U_b^c + \sum_{i=1,2} q_i^\dagger \tau^\mu D_\mu q_i + \sum_{i=1,2,3} l_i^\dagger \tau^\mu D_\mu l_i \\ & - \sum_{i=1,2,3} e_i^{c\dagger} \tau^\mu D_\mu e_i^c - \sum_{i=1,2} u_i^{c\dagger} \tau^\mu D_\mu u_i^c - \sum_{i=1,2} d_i^{c\dagger} \tau^\mu D_\mu d_i^c, \end{aligned} \quad (4.70)$$

τ^μ y $\bar{\tau}^\mu$ están definidos según la ecuación (A.5) [54]. Para nuestro propósito, se expresó la lagrangiana anterior en términos de los espinores de Dirac, quedándose de la siguiente forma (los detalles de la conversión se muestra en el apéndice A.2)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{Q}\gamma^\mu D_\mu Q + \bar{Q}'\gamma^\mu D_\mu Q' - \bar{U}^c\gamma^\mu D_\mu U^c - \bar{U}'^c\gamma^\mu D_\mu U'^c - \bar{U}_b^c\gamma^\mu D_\mu U_b^c + \sum_{i=1,2} \bar{q}_i\gamma^\mu D_\mu q_i + \sum_{i=1,2,3} \bar{l}_i\gamma^\mu D_\mu l_i \\ & - \sum_{i=1,2,3} \bar{e}_i^c\gamma^\mu D_\mu e_i^c - \sum_{i=1,2} \bar{u}_i^c\gamma^\mu D_\mu u_i^c - \sum_{i=1,2} \bar{d}_i^c\gamma^\mu D_\mu d_i^c. \end{aligned} \quad (4.71)$$

Debido a que los fermiones toman cargas diferentes bajo las simetrías $SU(2)_{LA}$, $SU(2)_{LB}$ y $U(1)$, las derivadas covariantes no son triviales. A fin de reconstruir las cargas eléctricas correctas, las cargas para $U(1)_X$ son: $T_X^+ = 2/3$, $T_X^- = -2/3$, $T_X^d = 1/3$ y $T_X^e = 1$. Usando estos valores, las derivadas covariantes respectivas son

$$D_\mu Q = \partial_\mu Q + \sum_a (ig_A A_{1\mu}^a T_L^a Q) + ig_Y B_{3\mu} (T_R^3 + T_X^+) Q, \quad (4.72)$$

$$D_\mu Q' = \partial_\mu Q' + \sum_a (ig_A A_{1\mu}^a T_L^a Q') + ig_Y B_{3\mu} \left(\frac{1}{6} \right) Q', \quad (4.73)$$

$$D_\mu U^c = \partial_\mu U^c + \sum_a (ig_B A_{2\mu}^a T_L^a U^c) + ig_Y B_{3\mu} (T_R^3 + T_X^-) U^c, \quad (4.74)$$

$$D_\mu U'^c = \partial_\mu U'^c + ig_Y B_{3\mu} T_X^- U'^c, \quad (4.75)$$

$$D_\mu U_b^c = \partial_\mu U_b^c + ig_Y B_{3\mu} \left(\frac{1}{3} \right) U_b^c, \quad (4.76)$$

$$D_\mu q_i = \partial_\mu q_i + \sum_a (ig_A A_{1\mu}^a T_L^a q_i) + ig_Y B_{3\mu} (T_R^3 + T_X^+) q_i, \quad (4.77)$$

$$D_\mu l_i = \partial_\mu l_i + \sum_a (ig_B A_{2\mu}^a T_L^a l_i) + ig_Y B_{3\mu} T_R^3 l_i, \quad (4.78)$$

$$D_\mu e_i^c = \partial_\mu e_i^c + ig_Y B_{3\mu} T_X^e e_i^c, \quad (4.79)$$

$$D_\mu u_i^c = \partial_\mu u_i^c + ig_Y B_{3\mu} T_X^- u_i^c, \quad (4.80)$$

$$D_\mu d_i^c = \partial_\mu d_i^c + ig_Y B_{3\mu} T_X^d d_i^c. \quad (4.81)$$

4.5. Cálculo de las reglas de Feynman

El cálculo de las reglas de Feynman del modelo Bestest Little Higgs se realizó transformando los eigenestados de norma en términos de los eigenestados de masa para los fermiones, los bosones de norma y los escalares (ver apéndice A.3). Estas relaciones fueron sustituidas en el lagrangiano apropiado, las ecuaciones (4.47), (4.59) y (4.71). Los vértices generados se proporcionan en el apéndice B.1 (Tabla B.1 - Tabla B.13).

Capítulo 5

La fenomenología de la partícula escalar σ

Uno de los avances más significativos en la ciencia, y que ha marcado un gran paso para la física ha sido el descubrimiento del bosón de Higgs en el Gran Colisionador de Hadrones. Sin embargo, los estudios de precisión sobre esta partícula y otras partículas exóticas continúan. Entre las partículas buscadas se encuentran los escalares pesados, pues si se llegaran a confirmar la existencia de estos, apoyaría la validez de teorías que van más allá del ME, y resolvería cuestiones como el problema de la jerarquía de masa, la naturaleza de la materia oscura, entre otras cosas. Por las razones mencionadas, la búsqueda de nueva física en modelos extendidos tiene una gran relevancia y en este trabajo, particularmente hemos decidido estudiar la fenomenología de un escalar pesado denotado como σ .

El escalar σ es una de las partículas masivas que surgen en el modelo BLH cuyo propósito principal es generar un acoplamiento cuártico de Higgs a través del mecanismo de rompimiento colectivo de la simetría. La partícula tiene la característica de poseer una simetría adicional que prohíbe la aparición de un renacuajo σ [55]. De esta manera, con el mecanismo implementado para romper las simetrías en el modelo, y el escalar con los números cuánticos específicos, se conserva la simetría de custodia. En la gran mayoría de los LH esta simetría esta rota aunque también recientemente se han construido teorías tipo LH que generan acoplamientos cuárticos de Higgs y además, poseen una simetría de custodia [56, 57]. Sin embargo, estos modelos no cumplen con las condiciones necesarias para generar un acoplamiento cuártico de Higgs exitoso [55], ya que introducen escalares adicionales considerados como escalares peligrosos pues generan la aparición de tadpoles, que estropean de manera sutil el rompimiento colectivo de la simetría.

En lo siguiente, analizaremos los decaimientos del escalar σ a nivel árbol y a orden de un lazo, obtendremos también la anchura parcial para cada proceso y a partir de estos calculamos la anchura total de decaimiento del escalar denotado por Γ_σ , este parámetro por lo tanto recibe contribuciones tanto a nivel árbol como a nivel de un lazo y será crucial para calcular las fracciones de decaimiento de los procesos. Una contribución importante a Γ_σ proviene del decaimiento a nivel árbol de $\sigma \rightarrow t\bar{t}$, mientras que a nivel de un lazo, la contribución dominante se genera cuando se tiene como estado final dos gluones.

5.1. Decaimientos a nivel árbol del escalar σ

El decaimiento del escalar σ a pares de quarks, ocurre a través del diagrama mostrado en la Figura 5.1. La amplitud de estos decaimientos está descrito por la ecuación (5.1).

$$\mathcal{M}(\sigma \rightarrow \bar{b}b, \bar{t}t) = -\frac{vy_{b,t}c_\beta}{\sqrt{2}} \frac{1}{f} \bar{u}_{r_1} v_{r_2}, \quad (5.1)$$

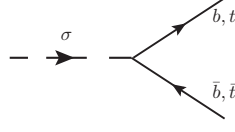


Figura 5.1: Diagramas de Feynman correspondiente a los decaimientos $\sigma \rightarrow \bar{b}b, \bar{t}t$ a nivel árbol.

A partir de la expresión anterior, encontramos que la anchura de decaimiento para estos procesos resulta ser lo siguiente

$$\Gamma(\sigma \rightarrow \bar{b}b, \bar{t}t) = \frac{N_c v^2 y_{b,t}^2 c_\beta^2 m_\sigma}{16\pi} \left(1 - \frac{4m_{b,t}^2}{m_\sigma^2}\right)^{3/2} \frac{1}{f^2}, \quad (5.2)$$

siendo N_c el factor de color, 3 para quarks. En esta expresión, c_β es una notación breve para $\cos \beta$, con β el ángulo de mezcla que relaciona los valores de expectación del vacío, v_1 y v_2 . Finalmente, $y_{b,t}$ denota el acoplamiento de Yukawa del quark bottom o del quark top.

5.2. Decaimientos a orden de un lazo del escalar σ

Los gluones y fotones son partículas sin masa que no se acoplan al escalar σ directamente. Sin embargo, los decaimientos $\sigma \rightarrow gg, \gamma\gamma, \gamma Z$, pueden ser generados a nivel de un lazo donde circulan quarks virtuales, los cuales se acoplan al escalar mencionado. El análisis se hace en el contexto del BLH como ya se mencionó en la introducción. Para los decaimientos del escalar de nuestro interés, éste solamente recibe contribuciones de quarks del ME, los quarks top y bottom. En cuanto a los vértices que involucran al escalar σ y a los compañeros de los quarks mencionados ($T, T_5, T_6, T_b^{(2/3)}, B$), estos se generan según las reglas de Feynman proporcionadas en el apéndice B.1. Sin embargo, no es posible construir procesos que tenga como estados finales a los bosones de norma $gg, \gamma\gamma$, y γZ . En este presente trabajo, se tomará en cuenta que los campos externos están en capa de masa (on-shell).

Procedemos a analizar el primer proceso, el decaimiento gluónico del escalar σ . Esta transición posee dos contribuciones como se muestra en la Figura 5.2. Así, la amplitud que los describe es

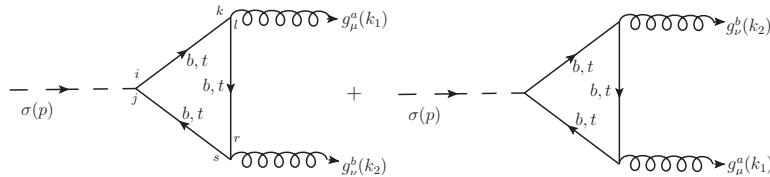


Figura 5.2: Diagramas que contribuyen en el decaimiento del escalar $\sigma \rightarrow gg$ circulando quarks bottom o top.

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}(\sigma \rightarrow gg)_{b,t} = & \frac{1}{2}(-i)g_s^2 \frac{c_\beta v y_{b,t}}{\sqrt{2}f} \left\{ \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}\{\gamma^\mu (\not{k} + \not{k}'_1 + \not{k}'_2 + m_{b,t}) (\not{k} + m_{b,t}) \gamma^\nu (\not{k} + \not{k}'_2 + m_{b,t})\}}{(k^2 - m_{b,t}^2) [(k + k_2)^2 - m_{b,t}^2] [(k + k_1 + k_2)^2 - m_{b,t}^2]} \right. \\
& \left. + \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}\{\gamma^\nu (\not{k} + \not{k}'_1 + \not{k}'_2 + m_{b,t}) (\not{k} + m_{b,t}) \gamma^\mu (\not{k} + \not{k}'_1 + m_{b,t})\}}{(k^2 - m_{b,t}^2) [(k + k_1)^2 - m_{b,t}^2] [(k + k_1 + k_2)^2 - m_{b,t}^2]} \right\} \epsilon_\mu^{*a}(k_1) \epsilon_\nu^{*b}(k_2) \delta_{ab}. \quad (5.3)
\end{aligned}$$

Para resolver la amplitud de decaimiento usamos el método de Passarino-Veltman con la ayuda de la paquetería FeynCalc. Así resulta lo siguiente

$$\mathcal{M}(\sigma \rightarrow gg)_{b,t} = A_{b,t}^{gg} (m_\sigma^2 g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu) \epsilon_\mu^{*a}(k_1) \epsilon_\nu^{*b}(k_2) \delta_{ab}, \quad (5.4)$$

siendo

$$A_{b,t}^{gg} = - \frac{ic_\beta g_s^2 m_{b,t} v y_t ((4m_{b,t}^2 - m_\sigma^2) C_0(1) + 2)}{8\sqrt{2}\pi^2 m_\sigma^2 f}. \quad (5.5)$$

Cabe destacar que el factor de forma $A_{b,t}^{gg}$ es una cantidad finita que involucra la función escalar de Passarino-Veltman (PV), $C_0(1) = C_0(m_\sigma^2, 0, 0, m_{b,t}^2, m_{b,t}^2, m_{b,t}^2)$. Con la finalidad de determinar la anchura de decaimiento del proceso anterior, acudimos a la expresión siguiente que representa a la anchura de decaimiento de una partícula de masa m que decae a dos partículas de masas m_1 y m_2 ,

$$\Gamma = \frac{1}{8\pi} \frac{|\vec{p}_1|}{m^2} |\bar{\mathcal{M}}|^2, \quad (5.6)$$

donde

$$|\vec{p}_1| = \frac{1}{2m} \sqrt{[m^2 - (m_1 + m_2)^2][m^2 - (m_1 - m_2)^2]}. \quad (5.7)$$

Para el caso que nos ocupa, $m = m_\sigma$ y $m_1 = m_2 = 0$. De esta manera, se encuentra que

$$\Gamma(\sigma \rightarrow gg)_{b,t} = \frac{1}{16\pi m_\sigma} |\bar{\mathcal{M}}|^2, \quad (5.8)$$

esto es

$$\Gamma(\sigma \rightarrow gg)_{b,t} = \frac{1}{2} \frac{m_\sigma^3}{\pi} |A_{b,t}^{gg}|^2, \quad (5.9)$$

donde el factor de $1/2$ se ha introducido debido a la presencia de dos partículas idénticas en el estado final. A partir de la expresión anterior se obtiene fácilmente la fracción de decaimiento del proceso de nuestro interés,

$$\text{Br}(\sigma \rightarrow gg)_{b,t} = \frac{1}{2\pi} \frac{m_\sigma^3}{\Gamma_\sigma} |A_{b,t}^{gg}|^2. \quad (5.10)$$

Para el siguiente proceso cuando el escalar decae a dos fotones, los diagramas de Feynman asociados se pueden ver en la Figura 5.3. Para esta transición, la amplitud que lo describe está dada por la ecuación (5.11) de la siguiente

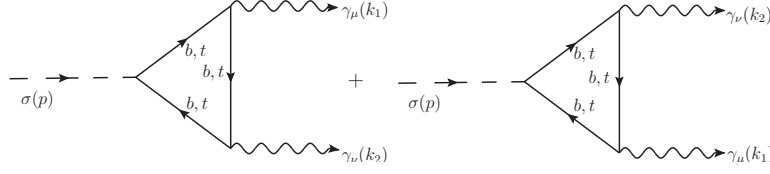


Figura 5.3: Diagramas que contribuyen en el decaimiento del escalar $\sigma \rightarrow \gamma\gamma$ circulando quarks top o bottom.

manera

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)_{b,t} = & (-i)F_{b,t}^2 \left(\frac{c_\beta v y_{b,t}}{\sqrt{2}f} \right) \left\{ \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}\{\gamma^\mu (\not{k} + \not{k}'_1 + \not{k}'_2 + m_{b,t}) (\not{k} + m_{b,t}) \gamma^\nu (\not{k} + \not{k}'_2 + m_{b,t})\}}{(k^2 - m_{b,t}^2) [(k + k_2)^2 - m_{b,t}^2] [(k + k_1 + k_2)^2 - m_{b,t}^2]} \right. \\ & \left. + \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}\{\gamma^\nu (\not{k} + \not{k}'_1 + \not{k}'_2 + m_{b,t}) (\not{k} + m_{b,t}) \gamma^\mu (\not{k} + \not{k}'_1 + m_{b,t})\}}{(k^2 - m_{b,t}^2) [(k + k_1)^2 - m_{b,t}^2] [(k + k_1 + k_2)^2 - m_{b,t}^2]} \right\} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2). \end{aligned} \quad (5.11)$$

siendo

$$F_b^2 = \left(-\frac{1}{3} g \sin \theta_W \right)^2 \quad \text{y} \quad F_t^2 = \left(\frac{2}{3} g \sin \theta_W \right)^2. \quad (5.12)$$

Esto se debe a que el fotón interactúa de manera diferente con los quarks tipo up que con los del tipo down. Resolviendo la expresión (5.11) con el método de PV encontramos la ecuación (5.13). Dicha amplitud está libre de divergencias pues el factor de forma $A_{b,t}^{\gamma\gamma}$ contiene una función escalar finita PV. La amplitud también satisface invariancia de norma electromagnética.

$$\mathcal{M}(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)_{b,t} = A_{b,t}^{\gamma\gamma} (m_\sigma^2 g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (5.13)$$

con

$$A_{b,t}^{\gamma\gamma} = (-i)F_{b,t}^2 \left(\frac{c_\beta v y_{b,t}}{\sqrt{2}f} \right) \left(\frac{m_{b,t}}{4\pi^2 m_\sigma^2} \right) ((4m_{b,t}^2 - m_\sigma^2) C_0(1) + 2). \quad (5.14)$$

Cuando el escalar decae a gluones o fotones, las expresiones para las anchuras parciales son idénticas, pues las partículas finales tienen la característica de tener masa cero y por lo tanto, la ecuación (5.8) también servirá para hallar la anchura parcial con los estados finales $\gamma\gamma$, esto es

$$\Gamma(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)_{b,t} = \frac{1}{16} \frac{m_\sigma^3}{\pi} |A_{b,t}^{\gamma\gamma}|^2. \quad (5.15)$$

Con esta información, el resultado para $\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)_{b,t}$ es inmediato,

$$\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)_{b,t} = \frac{1}{16\pi} \frac{m_\sigma^3}{\Gamma_\sigma} |A_{b,t}^{\gamma\gamma}|^2. \quad (5.16)$$

Finalmente, cuando el escalar σ decae a una partícula masiva (Z) y otra no masiva (γ). Se encontró que para este

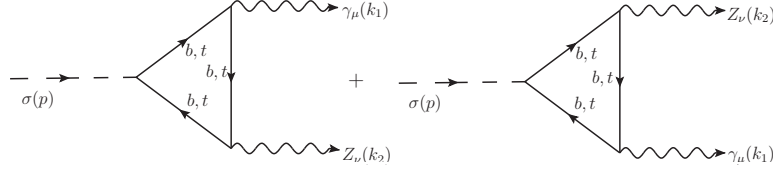


Figura 5.4: Diagramas que contribuyen en el decaimiento del escalar $\sigma \rightarrow \gamma Z$ circulando quarks top o quarks bottom.

proceso en particular, la amplitud correspondiente es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\sigma \rightarrow \gamma Z)_{b,t} = & (-i)F_{b,t} \left(\frac{g}{4 \cos \theta_W} \right) \left(\frac{c_\beta v y_{b,t}}{\sqrt{2}f} \right) \left\{ \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}\{\gamma^\mu (\not{k} + \not{k}'_1 + \not{k}'_2 + m_{b,t}) (\not{k} + m_{b,t}) \gamma^\nu I_{b,t} (\not{k} + \not{k}'_2 + m_{b,t})\}}{(k^2 - m_{b,t}^2) [(k + k_2)^2 - m_{b,t}^2] [(k + k_1 + k_2)^2 - m_{b,t}^2]} \right. \\ & \left. + \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}\{\gamma^\nu I_{b,t} (\not{k} + \not{k}'_1 + \not{k}'_2 + m_{b,t}) (\not{k} + m_{b,t}) \gamma^\mu (\not{k} + \not{k}'_1 + m_{b,t})\}}{(k^2 - m_{b,t}^2) [(k + k_1)^2 - m_{b,t}^2] [(k + k_1 + k_2)^2 - m_{b,t}^2]} \right\} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \end{aligned} \quad (5.17)$$

donde

$$I_b = \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W - 1 - \gamma^5 \quad \text{ó} \quad I_t = 1 - \gamma^5 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W. \quad (5.18)$$

Para resolver estas integrales se utilizó el método de PV y se encontró lo siguiente:

$$\mathcal{M}(\sigma \rightarrow \gamma Z)_{b,t} = A_{b,t}^{\gamma Z} ((m_Z^2 - m_\sigma^2) g^{\mu\nu} + 2k_1^\nu k_2^\mu) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2). \quad (5.19)$$

En este caso, el factor de forma $A_{b,t}^{\gamma Z}$ tiene la siguiente estructura

$$\begin{aligned} A_{b,t}^{\gamma Z} = & iF_{b,t} H_{b,t} \left(\frac{g}{4 \cos \theta_W} \right) \left(\frac{c_\beta v y_{b,t}}{\sqrt{2}f} \right) \left(\frac{m_{b,t}}{12\pi^2 (m_Z^2 - m_\sigma^2)^2} \right) \left[(m_Z^2 - m_\sigma^2) \right. \\ & \left. \times ((4m_{b,t}^2 - m_\sigma^2 + m_Z^2) C_0(2) + 2) + 2m_Z^2 (B_0(2) - B_0(1)) \right], \end{aligned} \quad (5.20)$$

siendo

$$H_b = -(4 \sin^2 \theta_W - 3), \quad (5.21)$$

$$H_t = 8 \sin^2 \theta_W - 3, \quad (5.22)$$

$$B_0(1) = B_0(m_\sigma^2, m_{b,t}^2, m_{b,t}^2), \quad (5.23)$$

$$B_0(2) = B_0(m_Z^2, m_{b,t}^2, m_{b,t}^2), \quad (5.24)$$

$$C_0(2) = C_0(m_Z^2, m_\sigma^2, 0, m_{b,t}^2, m_{b,t}^2, m_{b,t}^2). \quad (5.25)$$

Cabe destacar que el factor de forma $A_{b,t}^{\gamma Z}$ sigue siendo una cantidad finita, aunque se tenga la presencia de funciones divergentes ultravioletas $B_0(i)$, $i = 1, 2$. Sin embargo, estas aparecen restándose mutuamente en la ecuación (5.20).

La amplitud cumple además invariancia de norma. Para el proceso $\sigma \rightarrow \gamma Z$ la expresión para la anchura parcial se deduce de las ecuaciones (5.6) y (5.7), tomando $m_1 = 0$ y $m_2 = m_Z$. De este modo, la anchura de decaimiento asociada se escribe como

$$\Gamma(\sigma \rightarrow \gamma Z)_{b,t} = \frac{1}{24\pi} \frac{(m_\sigma^2 - m_Z^2)^3}{m_\sigma^3} |A_{b,t}^{\gamma Z}|^2. \quad (5.26)$$

Mientras que su fracción de decaimiento correspondiente es

$$\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma Z)_{b,t} = \frac{1}{24\pi} \frac{(m_\sigma^2 - m_Z^2)^3}{m_\sigma^3 \Gamma_\sigma} |A_{b,t}^{\gamma Z}|^2. \quad (5.27)$$

5.3. Resultados numéricos

En el modelo BLH existen dos escenarios de estudio:

1. **El escenario general**, asume que h_0 es ligero y representa el bosón de Higgs del ME mientras que las masas de los otros bosones de Higgs H_0 , A_0 pueden variar.
2. **El escenario cuasidegenerado**, con una ligera degeneración entre la masas de h_0 y A_0 .

En este trabajo hemos elegido como escenario de estudio el caso general, debido a que es más consistente con los resultados del LHC [7]. Existen además ciertas limitaciones experimentales y teóricas que se demandan sobre los parámetros del modelo BLH. La primera, $m_{A_0} > 350$ GeV para $\tan \beta < 5$ de acuerdo a las restricciones más recientes proporcionadas por las colaboraciones ATLAS y CMS [58, 59]. La segunda, la escala de energía f tomará valores en el intervalo $700 < f < 3000$ GeV [7, 60] como resultado de escanear todos los valores posibles de y_i y y_t obedeciendo la condición de perturbatividad, esto es, $y_i, y_t < 4\pi$ [61].

A continuación, estableceremos dos escenarios de estudio para la masa del bosón A_0 esto debido a su estrecha relación con la masa del escalar σ de nuestro interés: 1) $m_{A_0}=500$ GeV, y 2) $m_{A_0}=1000$ GeV. Tomando en cuenta la relación de m_{A_0} con el parámetro β en la ecuación (4.30), derivamos el siguiente espacio de parámetros para el escenario 1, $1 < \tan \beta < 6.83$, y para el escenario 2, $1 < \tan \beta < 10.45$. Sin embargo, debemos restringir el parámetro $\tan \beta$ a los valores derivados del análisis experimental en el BLH [58, 59], es decir, $\tan \beta < 5$. De esta manera, elegimos trabajar con el valor fijo de $\tan \beta=3$. Respecto al parámetro K_σ , a través de la ecuación (4.32), para los dos escenarios obtenemos 1) $1 < K_\sigma < 7.95$ y 2) $1 < K_\sigma < 8.74$; por lo tanto, para nuestras evaluaciones numéricas elegimos valores fijos de $K_\sigma=2, 6$ que satisfacen ambos escenarios. Resumimos estos dos escenarios en la Tabla 5.1. En la Figura 5.5, mostramos también el comportamiento de la masa del escalar σ como una función

Escenario 1		Escenario 2	
$m_{A_0}=500$ GeV		$m_{A_0}=1000$ GeV	
$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$

Tabla 5.1: Escenarios de estudio para la masa del escalar A_0 , con $\tan \beta = 3$.

de la escala de energía f cuyos valores están en el rango de $[700, 3000]$ GeV. De la figura mencionada se observa que m_σ es una función creciente y obtiene valores ligeramente más grandes en el escenario 1 que en el escenario 2. Enumeramos algunos valores de m_σ en la Tabla 5.2.

Para los procesos siguientes: $\sigma \rightarrow \bar{t}t, \bar{b}b, \gamma\gamma, \gamma Z, gg$, se calcularon sus anchuras de decaimiento en los dos escenarios de estudio establecidos para m_{A_0} , dichos resultados se muestran en las Figuras 5.6 y 5.7. En estas figuras observamos que la contribución dominante proviene del decaimiento a nivel árbol, $\sigma \rightarrow \bar{t}t$. La anchura de

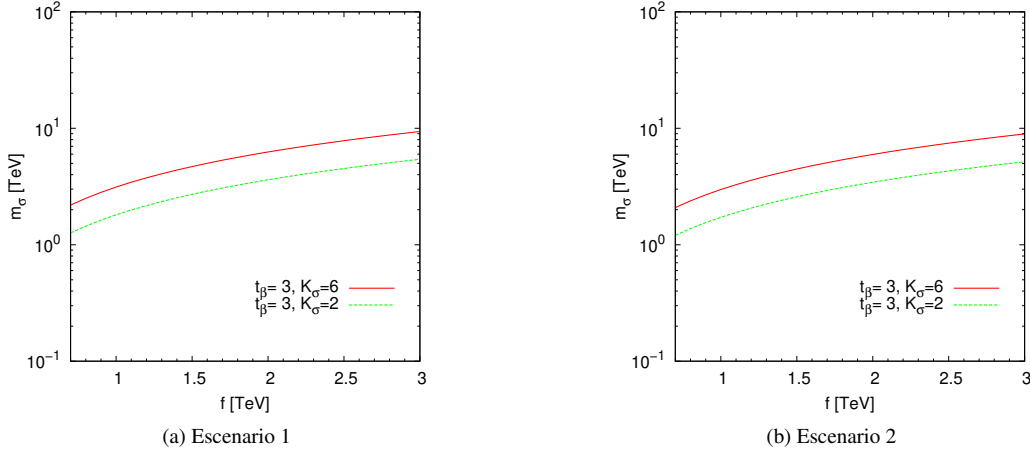


Figura 5.5: Comportamiento de la masa del escalar σ en función de la escala de energía f .

f [TeV]	m_σ [TeV]			
	Escenario 1		Escenario 2	
	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$
0.7	1.26	2.19	1.20	2.09
1.0	1.81	3.13	1.72	2.98
1.5	2.71	4.69	2.58	4.47
2.0	3.61	6.26	3.44	5.96
2.5	4.52	7.82	4.30	7.45
3.0	5.42	9.39	5.16	8.94

Tabla 5.2: Algunos valores de la masa del escalar σ como una función de la escala de energía f .

decaimiento para esta transición ofrece una contribución de alrededor de 10^{-1} GeV. En cuanto a la contribución subdominante, los procesos $\sigma \rightarrow \bar{b}b$ a nivel árbol y $\sigma \rightarrow gg$ a nivel de un lazo parecen competir, pues la segunda transición es rebasada por la primera en algún punto específico de la escala de energía f , sin embargo, ambas transiciones ofrecen contribuciones del orden de $[10^{-4}, 10^{-5}]$ GeV. Para los decaimientos restantes a nivel de un lazo, esto es, σ a $\gamma\gamma$ y γZ se observa que estas transiciones generan contribuciones muy suprimidas que va de $[10^{-7}, 10^{-9}]$ GeV.

Con respecto a las fracciones de decaimiento de los procesos a nivel de un lazo, se consideró para su estimación numérica la anchura total de decaimiento del escalar Γ_σ , que representa la suma de las anchuras parciales de los siguientes modos de decaimiento: $\bar{t}t, \bar{b}b, gg, \gamma\gamma, \gamma Z$. El comportamiento de las fracciones de decaimiento para los procesos de nuestro interés se muestran en la Figura 5.8 y están en función de la escala de energía f , escala de rompimiento de la simetría global Σ . Las contribuciones de cada proceso en el escenario 1 son similares a las del escenario 2, aunque los valores numéricos son diferentes. Las Tablas 5.3 y 5.4 proporcionan algunos valores específicos de $\text{Br}(\sigma \rightarrow gg)$, $\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)$ y $\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma Z)$ en el escenario 1 y escenario 2, respectivamente.

Presentamos también un estudio de la sección eficaz de producción vía fusión de gluones para el escalar σ teniendo como estado final Y , con $Y=gg, \gamma\gamma, \gamma Z$. Para llevar a cabo esta tarea empleamos la fórmula de Breit-Wigner [44], presentada anteriormente en la subsección 3.2. En la Figura 5.9, se ha graficado la sección eficaz de

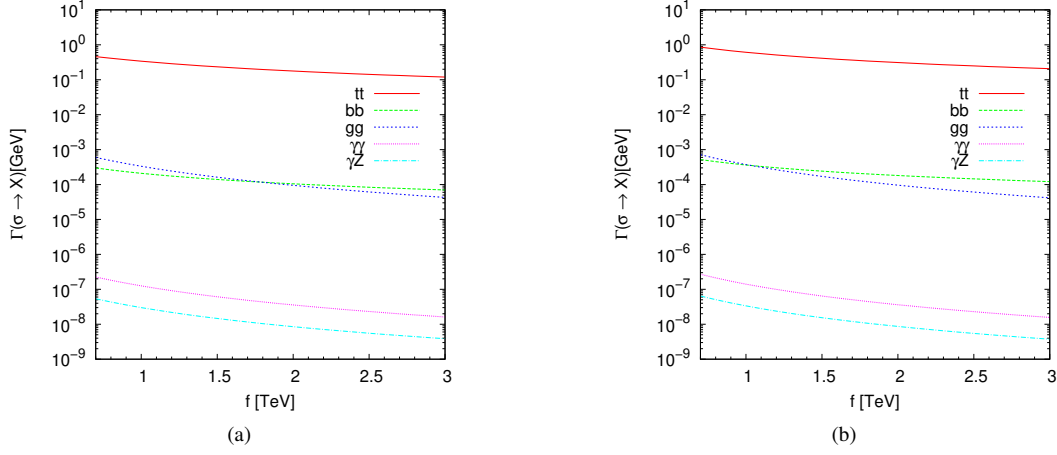


Figura 5.6: La anchura de decaimiento en función de la escala de energía f para los diferentes procesos en el escenario 1 con: (a) $K_\sigma = 2$ and (b) $K_\sigma = 6$.

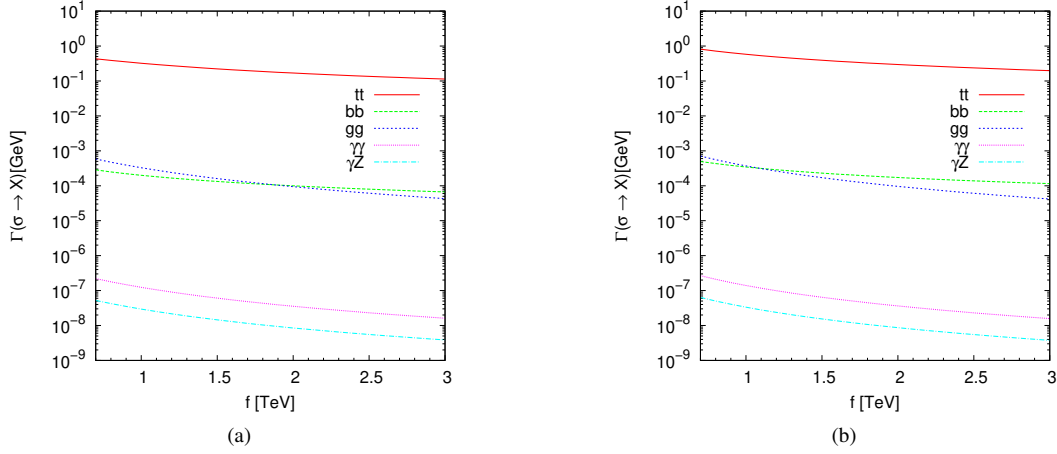


Figura 5.7: La anchura de decaimiento en función de la escala de energía f para los diferentes procesos en el escenario 2 con: (a) $K_\sigma = 2$ y (b) $K_\sigma = 6$.

producción del escalar en función de la escala f que toma valores de 700 GeV a 3000 GeV para los dos escenarios de estudio de m_{A_0} . A partir de la figura mencionada, se encuentra que la contribución más grande se genera con el proceso $\sigma \rightarrow gg$ cuando $K_\sigma=2$, obteniéndose que $\sigma(gg \rightarrow \sigma \rightarrow gg) \in [10^{-1}, 10^{-4}]$ fb para ambos escenarios. Por otro lado, la contribución más suprimida se alcanza cuando $\sigma \rightarrow \gamma Z$ con $K_\sigma=6$, con esta transición $\sigma(gg \rightarrow \sigma \rightarrow \gamma Z) \in [10^{-6}, 10^{-9}]$ fb en los dos escenarios.

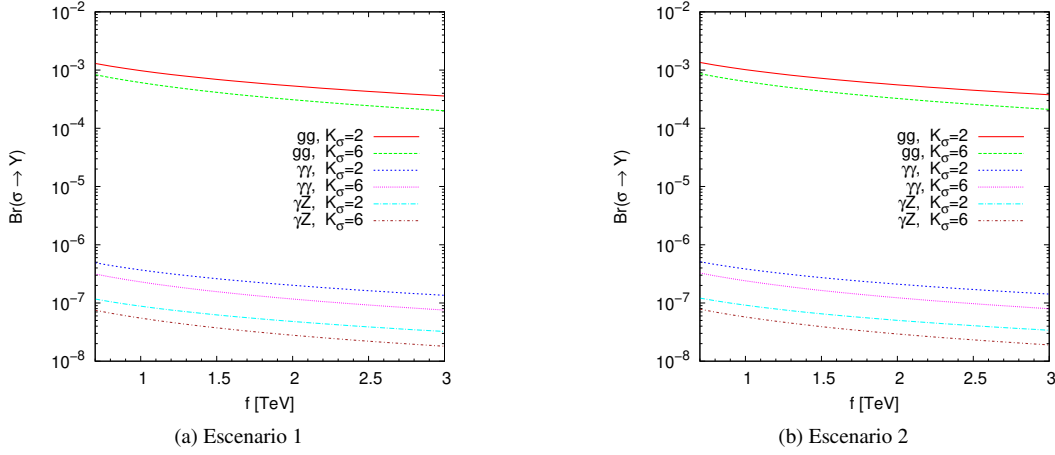


Figura 5.8: Fracciones de decaimiento para el proceso $\sigma \rightarrow Y$, $Y = gg, \gamma\gamma, \gamma Z$.

f [TeV]	$\text{Br}(\sigma \rightarrow gg)$		$\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)$		$\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma Z)$	
	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$
0.7	1.30×10^{-3}	8.33×10^{-4}	4.91×10^{-7}	3.14×10^{-7}	1.17×10^{-7}	7.50×10^{-8}
1.0	9.78×10^{-4}	6.09×10^{-4}	3.69×10^{-7}	2.30×10^{-7}	8.80×10^{-8}	5.49×10^{-8}
2.0	5.33×10^{-4}	3.10×10^{-4}	2.01×10^{-7}	1.17×10^{-7}	4.81×10^{-8}	2.79×10^{-8}
3.0	3.59×10^{-4}	2.00×10^{-4}	1.35×10^{-7}	7.56×10^{-8}	3.24×10^{-8}	1.80×10^{-8}

Tabla 5.3: Fracciones de decaimiento para los procesos $\sigma \rightarrow gg, \gamma\gamma, \gamma Z$ en el escenario 1.

f [TeV]	$\text{Br}(\sigma \rightarrow gg)$		$\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)$		$\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma Z)$	
	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$	$K_\sigma=2$	$K_\sigma=6$
0.7	1.35×10^{-3}	8.68×10^{-4}	5.11×10^{-7}	3.27×10^{-7}	1.21×10^{-7}	7.82×10^{-8}
1.0	1.02×10^{-3}	6.37×10^{-4}	3.84×10^{-7}	2.40×10^{-7}	9.16×10^{-8}	5.74×10^{-8}
2.0	5.58×10^{-4}	3.26×10^{-4}	2.11×10^{-7}	1.23×10^{-7}	5.03×10^{-8}	2.94×10^{-8}
3.0	3.77×10^{-4}	2.11×10^{-4}	1.42×10^{-7}	7.98×10^{-8}	3.40×10^{-8}	1.90×10^{-8}

Tabla 5.4: Fracciones de decaimiento para los procesos $\sigma \rightarrow gg, \gamma\gamma, \gamma Z$ en el escenario 2.

5.4. Conclusiones

En este trabajo hemos realizado el estudio fenomenológico del escalar pesado σ predicho por el modelo BLH. En la literatura no se ha llevado a cabo estudios referentes a esta partícula exótica, pero sí para escalares como A_0 y H_0 que surgen en el BLH y también en modelos con dos dobletes de Higgs (2HDM) [62, 63]. En cuanto al modelo BLH su característica principal es poseer una simetría de custodia $SU(2)$, esto se logra gracias a que introduce el escalar σ con los números cuánticos específicos para generar un acoplamiento cuártico de higgs exitoso a través del mecanismo de rompimiento colectivo de la simetría. Con el escalar masivo σ no surgen renacuajos como sucedía con otros escalares que se generaban en modelos tipo Little Higgs. De esta manera, el escalar mencionado desempeña una papel trascendental en el modelo ya que elimina las divergencias que surgen en algunas interacciones, especialmente en el sector cuártico de la teoría.

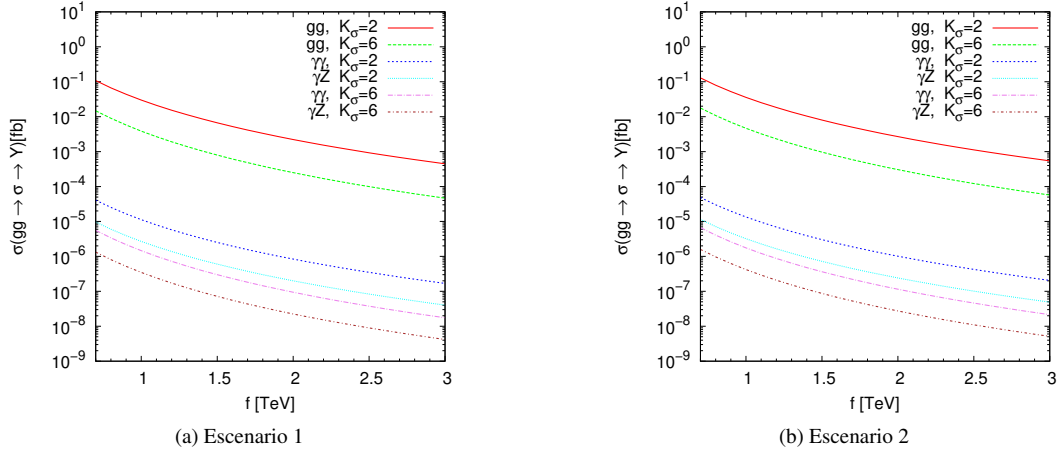


Figura 5.9: Sección eficaz de producción para los procesos $\sigma \rightarrow Y$, $Y = gg, \gamma\gamma, \gamma Z$

En el escenario del modelo BLH, se determinaron las fracciones de decaimiento y las secciones eficaces de producción vía fusión de gluones de los procesos $\sigma \rightarrow gg, \gamma\gamma, \gamma Z$ a nivel de un lazo. El estudio se llevó a cabo en el escenario de masas no degenerado de los escalares h_0 y A_0 con una escala de energía de $f=[700, 3000]$ GeV y $m_{A_0} > 350$ GeV para $\tan\beta < 5$ [58, 59]. Se elige este escenario por que está de acuerdo con las restricciones más recientes proporcionadas por el LHC. Los resultado numéricos que se obtuvieron para las fracciones de decaimiento de los procesos de nuestro interés son: $\text{Br}(\sigma \rightarrow gg)=[10^{-3}, 10^{-4}]$, $\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma\gamma)=[10^{-7}, 10^{-8}]$ y $\text{Br}(\sigma \rightarrow \gamma Z)=[10^{-7}, 10^{-8}]$. En cuanto a las secciones eficaces, $\sigma(gg \rightarrow \sigma \rightarrow gg) = [10^{-1}, 10^{-4}]$ fb, $\sigma(gg \rightarrow \sigma \rightarrow \gamma\gamma) = [10^{-5}, 10^{-8}]$ fb y $\sigma(gg \rightarrow \sigma \rightarrow \gamma Z) = [10^{-5}, 10^{-9}]$ fb.

Con los valores numéricos listados anteriormente, encontramos que la fracción de decaimiento relevante para el cálculo de la sección eficaz de producción vía fusión de gluones del escalar σ le corresponde al proceso $\sigma \rightarrow gg$. Esto se debe a que para obtener una estimación del número de sucesos para un evento particular necesitamos conocer la probabilidad de que una colisión dé lugar a ese evento, a esa probabilidad se le conoce como la sección eficaz. Entonces, para calcular el número de sucesos que se producen de un determinado proceso físico, será necesario conocer la sección eficaz de producción y la luminosidad integrada de dicho proceso. Este último es un indicador importante del rendimiento de un acelerador. De esta manera, la expresión para hallar el número de eventos de un proceso en un determinado tiempo es:

$$\text{No. de eventos} = \text{sección eficaz} \times \text{luminosidad integrada.} \quad (5.28)$$

De acuerdo a la fórmula anterior, con el valor de $\sigma(gg \rightarrow \sigma \rightarrow gg) = [10^{-1}, 10^{-4}]$ fb y considerando que la luminosidad integrada esperada del LHC se proyecta que alcance los 3000 fb^{-1} [47, 48] dentro de unos años, sería probable observar entre 300 y 0.03 eventos por segundo para el proceso $\sigma \rightarrow gg$, dicha interacción estaría dentro del rango de detección del LHC. Mientras que para acceder a procesos con una baja sección eficaz de producción, como es el caso de las transiciones $\sigma \rightarrow \gamma\gamma$ y $\sigma \rightarrow \gamma Z$ será necesaria una gran luminosidad integrada.

Capítulo 6

Cálculo del momento dipolar débil del quark top en el escenario del BLH

6.1. Propiedades débiles del quark top

El quark top es la partícula elemental más pesada conocida hasta ahora y debido a su gran masa, que se aproxima al orden de la escala débil, el fermión juega un papel crucial en las correcciones electrodébiles a nivel de un lazo pues proporciona restricciones indirectas en la masa del bosón de Higgs. Además, es el único fermión del ME que decae antes de que se pueda hadronizar o formar estados ligados. Otra de las motivaciones importantes para estudiar el quark top consiste en comprender el papel que juega en la física detrás del rompimiento de la simetría electrodébil, mecanismo que aún no ha sido aclarado. Por lo tanto, las mediciones precisas de las propiedades del quark mencionado proporcionarían un importante aporte a las predicciones del ME y podría revelar efectos de nueva física.

En la actualidad, algunos de los estudios que se realizan sobre los acoplamientos electrodébiles del quark top en el LHC se llevan a cabo través del proceso $pp \rightarrow t\bar{t}V$ donde $V=\gamma, Z, W$ [64]. Uno de los principales objetivos del programa de análisis que se realiza en el colisionador es estudiar los momentos dipolares electrodébiles anómalos de los fermiones, de manera particular, para el quark top. Esto ha recibido una atención considerable en los últimos años debido al progreso significativo en el área experimental, además de conllevar información importante acerca de sus interacciones con otras partículas, proporcionando así, una oportunidad única para buscar nueva física a la escala de TeVs. Sin embargo, esto es sólo el comienzo de tales estudios pues se esperan resultados más precisos cuando el LHC alcance una mayor luminosidad y energía. Aunque también en un futuro próximo se contempla la creación de un colisionador lineal de leptones como el ILC (International Linear Collider) [65, 66], que está diseñado para operar a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 500$ GeV, energía suficiente para la producción de un par de quarks top. Con este colisionador se encontrarían valiosos datos para medir con precisión las propiedades del top, cuyo propósito se alcanzaría a través del proceso $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma \rightarrow t\bar{t}$ que es extremadamente sensible a los acoplamientos electrodébiles del top [64, 67].

En cuanto a las propiedades débiles del quark top, estas aparecen en teoría cuántica de campos con su interacción con el bosón Z. De esta manera, la función vértice que involucra a un bosón Z, y un par de quarks top en la capa de masa, está definida en términos de cuatro factores de forma de la siguiente manera

$$ie\bar{u}(p')\Gamma^\mu(q^2)u(p) = ie\bar{u}(p')\{\gamma^\mu [F_V(q^2) - F_A(q^2)\gamma^5] + i\sigma^{\mu\nu}q_\nu [F_M(q^2) - iF_E(q^2)\gamma^5]\}u(p), \quad (6.1)$$

donde F_V y F_A representan los acoplamientos vectorial y vector-axial del bosón Z que solamente surgen a nivel árbol en el ME, mientras que F_M y F_E están asociados a los factores de forma de momentos dipolares débiles, el

magnético y el eléctrico, respectivamente. Estos últimos aparecen debido a las correcciones cuánticas, y son las herramientas preferidas para estudiar los efectos de nueva física de manera indirecta, a través de correcciones virtuales de nuevas partículas predichas por extensiones del ME. Particularmente, F_E sólo recibe contribuciones a nivel de tres lazos [68, 69, 70] en el ME. Otra característica de los factores de forma, es que sólo dependen de una variable dinámica independiente, q^2 , siendo $q=p' - p$ y denota el momento entrante del bosón Z.

En lo siguiente, proporcionamos la representación explícita de F_V y F_A ,

$$F_V(q^2) = \frac{T_t^3 - 2Q_t \sin^2 \theta_W}{2 \cos \theta_W \sin \theta_W} \approx 0.24, \quad F_A(q^2) = \frac{T_t^3}{2 \cos \theta_W \sin \theta_W} \approx 0.60, \quad (6.2)$$

siendo $T_t^3=1/2$, $Q_t=2/3$, y θ_W , el ángulo débil. Para el caso de los factores de forma, F_M y F_E , estos se relacionan con el momento dipolar magnético débil anómalo (MDMDA) a_t^W y el momento dipolar eléctrico débil (MDDED) d_t^W de la siguiente manera,

$$F_M(q^2) = -\frac{a_t^W}{2m_t}, \quad F_E(q^2) = -\frac{d_t^W}{e}. \quad (6.3)$$

Cabe mencionar que con la ecuación (6.3) no es posible definir las propiedades estáticas del bosón Z cuando éste, particularmente, interacciona con un par de quarks top. Recordemos que las propiedades estáticas solamente surgen cuando el bosón se encuentra en capa de masa, es decir, $q^2=m_Z^2$. Sin embargo, para el vértice que nos interesa está involucrado un par de fermiones bastante masivos, y debido a este hecho, el bosón Z debe estar necesariamente fuera de capa de masa, $q^2 > m_Z^2$. Específicamente, $\sqrt{q^2} > 2m_t$. Para nuestro estudio de los aspectos fenomenológicos de las propiedades débiles del quark top, se tomará muy en cuenta las condiciones mencionadas anteriormente.

6.2. Cálculo de amplitudes

En este apartado se determinarán los momentos dipolares débiles del quark top en el escenario del modelo BLH. Para lograr dicha tarea, se calculará primeramente las amplitudes que contribuyen al vértice $Z\bar{t}t$ como se muestra en la Figura 6.1. De la figura apreciamos que las propiedades débiles del top reciben contribuciones de los bosones de norma y escalares, en donde A representa a los bosones Z' , W' , y además, a los escalares σ , A_0 , H_0 ; mientras que f denota a los quarks t , T , $T^{2/3}$, T_5 , T_6 , b , B . Para obtener la amplitud de cada contribución necesitamos conocer las reglas de Feynman involucradas en los diagramas de la Figura 6.1, estos vértices se proporcionan en el apéndice B. Además, en este escenario se emplea la norma unitaria por lo que no aparecen diagramas con partículas no físicas.

A continuación estableceremos las condiciones cinemáticas necesarias para llevar a cabo el cálculo de amplitudes. Con las condiciones en capa de masa de las partículas reales externas, en este caso el par de quarks top, se obtiene

$$p_1^2 = p_2^2 = m_t^2, \quad (6.4)$$

siendo m_t la masa del top, p_1 y p_2 son los cuadrimomentos del top entrante y saliente, respectivamente. Ahora, por conservación del cuadrimomento, $q=p_2 - p_1$, entonces

$$q^2 = (p_2 - p_1)^2 = m_t^2 - 2p_2 \cdot p_1 + m_t^2 \Rightarrow p_2 \cdot p_1 = \frac{2m_t^2 - s}{2}. \quad (6.5)$$

s es la energía en el centro de masas. Recordemos que el bosón Z está fuera de capa de masa.

En el diagrama de Feynman (Figura 6.1), uno de los cuadrimomentos de las líneas internas permanece indeterminado, en nuestro caso denotaremos a este cuadrimomento con la letra k . La variable k será el cuadrimomento a

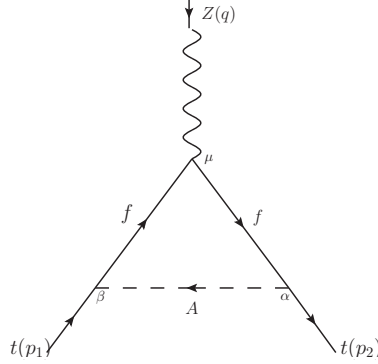


Figura 6.1: Diagramas de Feynman que contribuyen a los momentos dipolares débiles del quark top en el escenario del modelo BLH. Aquí, f denota a los quarks $t, T, T^{2/3}, T_5, T_6, b, B$; mientras que " A " representa a los bosones Z', W' , y además, a los escalares σ, A_0, H_0 .

integrarse en el lazo, aunque al final será irrelevante pues nuestro resultado será independiente del cuadrimomento mencionado. Las amplitudes a determinar poseen también la siguiente estructura tensorial,

$$\mathcal{M}^\mu = \bar{u}(p_2)\Gamma^\mu u(p_1). \quad (6.6)$$

La forma explícita de la función vértice Γ^μ está dada por

$$\Gamma^\mu = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{T^{\alpha\mu\beta}(p_1, p_2)}{(k^2 - m_A^2)((k + p_1)^2 - m_f^2)((k + p_2)^2 - m_f^2)}. \quad (6.7)$$

En esta etapa estamos listos para obtener las contribuciones de los acoplamientos $Af_i f_i$ al momento dipolar débil del top. Así, las amplitudes generadas a partir de la Figura 6.1 son las siguientes

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{1,(Z'tt)}^\mu &= (-1)(i^6)A_1^2 B_1 \int \frac{4^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2)(\gamma^\alpha P_L) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_t)}{(k + p_2)^2 - m_t^2} (\gamma^\mu (P_L - (4/3)s_W^2)) \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_t)}{(k + p_1)^2 - m_t^2} \\ &\quad \times (\gamma^\beta P_L) \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{Z'}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{2,(Z'TT)}^\mu &= (-i^6)A_2^2 B_2 \int \frac{4^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2)(\gamma^\alpha P_R) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_T)}{(k + p_2)^2 - m_T^2} (\gamma^\mu) \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_T)}{(k + p_1)^2 - m_T^2} (\gamma^\beta P_R) \\ &\quad \times \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{Z'}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (6.9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{3,(Z'T^{2/3}T^{2/3})}^\mu &= (i^6)A_3^2 B_3 \int \frac{4^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2)(\gamma^\alpha P_R) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_{T^{(2/3)}})}{(k + p_2)^2 - m_{T^{(2/3)}}^2} (\gamma^\mu) \frac{i(\not{k} + \not{p}_1 + m_{T^{(2/3)}})}{(k + p_1)^2 - m_{T^{(2/3)}}^2} (\gamma^\beta P_R) \\ &\quad \times \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{Z'}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (6.10)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{4,(Z'T_5 T_5)}^\mu &= (i^6)A_4^2 B_4 \int \frac{4^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2)(\gamma^\alpha P_L) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_{T_5})}{(k + p_2)^2 - m_{T_5}^2} (\gamma^\mu) \frac{i(\not{k} + \not{p}_1 + m_{T_5})}{(k + p_1)^2 - m_{T_5}^2} (\gamma^\beta P_L) \\ &\quad \times \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{Z'}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (6.11)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{5,(Z'T_6T_6)}^\mu &= (i^6) A_5^2 B_5 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) (\gamma^\alpha P_L) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_{T_6})}{(k + p_2)^2 - m_{T_6}^2} (\gamma^\mu) \frac{i(\not{k} + \not{p}_1 + m_{T_6})}{(k + p_1)^2 - m_{T_6}^2} (\gamma^\beta P_L) \\ &\quad \times \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{Z'}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{6,(W'bb)}^\mu &= (-i^6) A_6^2 B_6 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) (\gamma^\alpha P_L) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_b)}{(k + p_2)^2 - m_b^2} (\gamma^\mu ((2/3)s_W^2 - P_L)) \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_b)}{(k + p_1)^2 - m_b^2} (\gamma^\beta P_L) \\ &\quad \times \frac{1}{k^2 - m_{W'}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{W'}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (6.13)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{7,(W'BB)}^\mu &= (i^6) A_7^2 B_7 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) (\gamma^\alpha P_R) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_B)}{(k + p_2)^2 - m_B^2} (\gamma^\mu) \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_B)}{(k + p_1)^2 - m_B^2} (\gamma^\beta P_R) \\ &\quad \times \frac{1}{k^2 - m_{W'}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{W'}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (6.14)$$

$$\mathcal{M}_{8,(\sigma tt)}^\mu = (-i^6) A_8^2 B_8 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_t)}{(k + p_2)^2 - m_t^2} (\gamma^\mu (P_L - (4/3)s_W^2)) \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_t)}{(k + p_1)^2 - m_t^2} \frac{1}{k^2 - m_\sigma^2} u(p_1), \quad (6.15)$$

$$\mathcal{M}_{9,(A_0 tt)}^\mu = (-i^6) A_9^2 B_9 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_t)}{(k + p_2)^2 - m_t^2} (\gamma^\mu (P_L - (4/3)s_W^2)) \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_t)}{(k + p_1)^2 - m_t^2} \frac{1}{k^2 - m_{A_0}^2} u(p_1), \quad (6.16)$$

$$\mathcal{M}_{10,(H_0 tt)}^\mu = (-i^6) A_{10}^2 B_{10} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \frac{(\not{k} + \not{p}_2 + m_t)}{(k + p_2)^2 - m_t^2} (\gamma^\mu (P_L - (4/3)s_W^2)) \frac{(\not{k} + \not{p}_1 + m_t)}{(k + p_1)^2 - m_t^2} \frac{1}{k^2 - m_{H_0}^2} u(p_1). \quad (6.17)$$

En las amplitudes encontradas, las constantes de acoplamiento A_i y B_i de los vértices se enumeran en la Tabla 6.1. Por otro lado, P_L y P_R representan a los conocidos proyectores de quiralidad. Con la finalidad de resolver las integrales que aparecen en las contribuciones enumeradas anteriormente, se usó el método de Passarino-Veltman con la ayuda de la paquetería FeynCalc de Mathematica. En este paquetería se implementaron las condiciones cinemáticas mencionadas al principio de esta sección, así como la identidad de Gordón para eliminar los términos proporcionales a $(p_1 + p_2)^\mu$. Finalmente, se obtuvo el momento dipolar magnético débil anómalo a través de la relación $a_t^W = -2m_t F_M(q^2)$. Se encontró también el factor de forma del momento dipolar eléctrico y resultó ser cero. En este trabajo no se reportan las expresiones obtenidas para a_t^W debido a que se obtuvieron ecuaciones realmente muy grandes, por lo que vez de ello preferimos reportar los resultados numéricos que se realizará en la siguiente sección.

6.3. Resultados numéricos

Después de realizar los cálculos pertinentes se encontraron las expresiones que contribuyen al momento dipolar magnético débil anómalo del top. Ahora en esta sección mostraremos los detalles para su evaluación numérica, para este propósito haremos uso del programa Package-X que nos ayuda a manipular eficazmente las funciones de Passarino-Veltman involucradas en estos procesos. Con esta paquetería encontraremos los valores numéricos

$\mathbf{A}_i$	$\mathbf{B}_i$
$A_1 = \frac{g}{2}$	$B_1 = \frac{g}{2c_W}$
$A_2 = \frac{gs_\beta v(2y_1^2 - y_2^2)y_3}{4f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^2}$	$B_2 = \frac{g}{2c_W} (1 - \frac{4}{3}s_W^2)$
$A_3 = \frac{gs_\beta v y_3}{f Y_{1,3}}$	$B_3 = \frac{g}{2c_W} (1 + \frac{4}{3}s_W^2)$
$A_4 = \frac{gs_\beta v y_2(2y_1^2 - y_3^2)}{2f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$	$B_4 = \frac{2gs_W^2}{3c_W}$
$A_5 = \frac{gc_\beta v y_2}{f Y_{1,2}}$	$B_5 = \frac{2gs_W^2}{3c_W}$
$A_6 = \frac{g}{\sqrt{2}}$	$B_6 = \frac{g}{2c_W}$
$A_7 = \frac{gs_\beta v(2y_1^2 - y_2^2)y_3}{2\sqrt{2}f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^2}$	$B_7 = \left(\frac{g}{2c_W}\right) \left(1 - \frac{2}{3}s_W^2\right)$
$A_8 = \frac{c_\beta v y_t}{\sqrt{2}f}$	$B_8 = \frac{g}{2c_W}$
$A_9 = c_\beta y_t$	$B_9 = \frac{g}{2c_W}$
$A_{10} = s_\alpha y_t$	$B_{10} = \frac{g}{2c_W}$

Tabla 6.1: Constantes de acoplamiento de los vértices. Las notaciones usadas aquí son las siguientes: $c_W = \cos \theta_W$, $s_W = \sin \theta_W$, $c_\beta = \cos \beta$, $s_\beta = \sin \beta$, $y_t = \frac{m_t}{v \sin \beta}$, $Y_{1,2} = \sqrt{y_1^2 + y_2^2}$ y $Y_{1,3} = \sqrt{y_1^2 + y_3^2}$. En cuanto a s_α , su valor numérico se obtiene según la ecuación (4.26).

de los MDMDA, pero para este fin será necesario considerar los parámetros siguientes con sus valores respectivos: $m_t = 172.76$ GeV, $m_b = 4.18$ GeV, $v = 246$ GeV, $s_W^2 = 0.231$, y $\alpha = 1/137.04$. El MDMDA del top también depende de varios parámetros que son propios del modelo BLH, como son las escalas de energía f y F , escalas de rompimiento de las simetrías globales Σ y Δ . El BLH tiene la característica particular de estar construido sobre dos simetrías globales distintas que se rompen a escalas de energía diferentes, introduciendo de esta manera una ventaja sustancial sobre los otros modelos LH pues permite evadir las limitaciones impuestas por datos electrodébiles de precisión, y como consecuencia, los bosones de norma y los fermiones obtienen sus masas a escalas distintas. Con respecto a las escalas de energía f y F , la primera puede tomar valores en el intervalo $700 < f < 3000$ GeV [7, 60]; mientras que la segunda puede hacerlo en $2000 < F < 6000$ GeV [7].

Otro de los parámetros de entrada del modelo son los acoplamientos de Yukawa (y_i , $i=1, 2, 3$), que deberán tomar valores menores que 4π debido a las condiciones de perturbatividad [61]. Con la finalidad de reducir los parámetros libres, las variables y_i son redefinidas en términos de los ángulos de mezcla, θ_{12} y θ_{13} , según la ecuación (4.55). Sin embargo, se necesita tomar en cuenta que $|y_2 - y_3| > 0$ pues de lo contrario las expresiones analíticas (ecuación (4.66) y (4.67)) de las masas de los quarks pesados m_T y m_{T_5} tendrían un serio problema. Por lo tanto, con estas condiciones sobre y_i se deben buscar valores realistas para θ_{12} y θ_{13} . El estudio detallado de los valores

permitidos para θ_{1i} se encuentran en las referencias [53] y [60], y sus resultados fueron los siguientes: $\theta_{12}=\pi/5$ y $\theta_{13}=\pi/3$ para $\tan\beta=\sqrt{3}$. Con estos valores de θ_{1i} se genera una nueva cota superior a la escala de energía f , siendo $f \leq 1500$ GeV. Este límite es tan necesaria pues hace que las masas de los compañeros del quark top no sean tan grandes, evitando así recurrir al ajuste fino en el sector del top. Para nuestro estudio, usaremos los valores hallados para θ_{1i} y $\tan\beta$, que es consistente con valores experimentales. Y finalmente, con respecto a la masa del bosón de Higgs A_0 , se elegirá para nuestro análisis los dos escenarios ya establecidos para m_{A_0} , esto es, $m_{A_0}=500$ GeV y $m_{A_0}=1000$ GeV.

En la actualidad, uno de los colisionadores futuros bastante prometedoras es el colisionador e^+e^- , esta máquina ofrece algunas ventajas considerables sobre un colisionador hadrónico como lo es el LHC, especialmente en realizar mediciones de precisión en el ME [66], así como generar un entorno experimental mucho más limpio. Los estudios de precisión de los quarks top forman también una parte integral del programa del ILC, ya que está diseñado para funcionar a $\sqrt{s}=500$ GeV, y a esta energía de centro de masas el par de quarks top se produce en numerosas ocasiones muy por encima de $2m_t$. Por las razones mencionadas anteriormente, en este presente trabajo se tomará $\sqrt{q^2}=\sqrt{s}=500$ GeV. Para obtener las contribuciones numéricas de las ecuaciones (6.8) - (6.17) al MDMDA del top, se introducen los valores de los parámetros antes mencionados. Los resultados hallados se muestran en la Tablas 6.2 y 6.3, para $m_{A_0}=500$ GeV y $m_{A_0}=1000$ GeV, respectivamente. En estos casos, los MDMDA del top tienen dependencia con las escalas de energía f y F , ya que están involucrados partículas virtuales inherentes al modelo BLH. En cuanto a estas escalas de energía los valores que se le asignaron fueron $f=1000$ GeV y $F=3000$ GeV. Las simetrías globales en las que se basa el modelo son rotas a estas escalas de energía. Con el único fin de corroborar que nuestros cálculos hallados sean las correctas, en el apéndice C.1 determinamos la contribución electromagnética al MDMDA del quark top reportado en la Tabla III de [71].

$\sqrt{q^2} = 500$ GeV, $m_{A_0} = 500$ GeV, $\tan\beta = \sqrt{3}$, $f = 1000$ GeV, $F = 3000$ GeV	
Aff	$(a_t^W)^{[Aff]}$
$Z'tt + Z'TT + Z'T^{(2/3)}T^{(2/3)} + Z'T_5T_5 + Z'T_6T_6$	$-1.42 \times 10^{-6} - 3.95 \times 10^{-8} i$
$W'bb + W'BB$	$4.01 \times 10^{-6} + 1.83 \times 10^{-7} i$
σtt	$-1.36 \times 10^{-7} - 6.85 \times 10^{-8} i$
A_0tt	$-2.66 \times 10^{-5} - 3.11 \times 10^{-5} i$
H_0tt	$-2.29 \times 10^{-5} - 2.66 \times 10^{-5} i$
Total	$-4.70 \times 10^{-5} - 5.76 \times 10^{-5} i$

Tabla 6.2: Contribuciones del MDMDA del top en el modelo BLH para $m_{A_0}=500$ GeV.

$\sqrt{q^2} = 500 \text{ GeV}, m_{A_0} = 1000 \text{ GeV}, \tan \beta = \sqrt{3}, f = 1000 \text{ GeV}, F = 3000 \text{ GeV}$	
Aff	$(a_t^W)^{[Aff]}$
$Z'tt + Z'TT + Z'T^{(2/3)}T^{(2/3)} + Z'T_5T_5 + Z'T_6T_6$	$-1.42 \times 10^{-6} - 3.95 \times 10^{-8} i$
$W'bb + W'BB$	$4.01 \times 10^{-6} + 1.83 \times 10^{-7} i$
σtt	$-1.38 \times 10^{-7} - 6.97 \times 10^{-8} i$
A_0tt	$-1.26 \times 10^{-5} - 9.14 \times 10^{-6} i$
H_0tt	$-1.22 \times 10^{-5} - 8.81 \times 10^{-6} i$
Total	$-2.24 \times 10^{-5} - 1.79 \times 10^{-5} i$

Tabla 6.3: Contribuciones del MDMDA del top en el modelo BLH para $m_{A_0}=1000 \text{ GeV}$.

6.4. Conclusiones

Es interesante estudiar las propiedades débiles del quark top debido a que es el único fermión en el ME con un acoplamiento de Yukawa intenso, $y_t \simeq 1$, lo que hace del quark top un candidato pertinente para búsqueda de efectos de nueva física a la escala de TeV. En este trabajo hemos calculado las diferentes contribuciones al MDMDA del quark top en el escenario del modelo BLH. Nuestros resultados muestran que la contribución numérica total al MDMDA es del orden de 10^{-5} . A partir de los datos numéricos proporcionados por las Tablas 6.2 y 6.3, se observa que el MDMDA parece tener una dependencia casi insignificante con la masa del escalar de Higgs A_0 . Con respecto al límite obtenido en este trabajo, está suprimido a un orden de magnitud menor que lo predicho por [71, 72], ellos obtuvieron 10^{-4} en el marco del ME. Otro resultado importante de este trabajo fue demostrar que el factor de forma eléctrico es cero a nivel de un lazo, lo que equivale a que la carga eléctrica del quark top no recibe correcciones radiativas.

Hasta el momento no hay datos experimentales que confirmen la existencia de las propiedades débiles del quark top. Sin embargo, están siendo investigados intensamente en los colisionadores como el LHC y el ILC a partir de la producción de $Zt\bar{t}$ [64, 67]. En el LHC, en un futuro cercano, el momento dipolar magnético débil del top se espera sea acotado a $|a_t^W| \leq 0.15$ [64] con 300 fb^{-1} de datos, aunque podría alcanzar una precisión significativa de hasta $|a_t^W| \leq 0.08$ [64] cuando esta máquina alcance los 3000 fb^{-1} de luminosidad integrada. Mientras que en el ILC, se proyecta que el MDMDA se mida con una precisión de hasta $-0.02 < a_t^W < 0.04$ a 95 % C.L. [64, 67] cuando este colisionador funcione a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ y a 500 fb^{-1} de datos. Quizás solo tengamos que esperar un poco más de tiempo para que el LHC o futuros colisionadores alcancen la sensibilidad suficiente para comprobar la veracidad de los límites generados en la literatura del MDMDA del top.

Bibliografía

- [1] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath and L. T. Wang, Phys. Rev. D **67**, 095004 (2003); N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and H. Georgi, Phys. Lett. B **513**, 232-240 (2001); M. Schmaltz and D. Tucker-Smith, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 229-270 (2005).
- [2] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, and A. E. Nelson, JHEP **07**, 034 (2002).
- [3] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath, and L.-T. Wang, Phys. Rev. D **67**, 095004 (2003).
- [4] J. Reuter and M. Tonini, JHEP **02**, 077 (2013).
- [5] X. F. Han, L. Wang, J. M. Yang and J. Zhu, Phys. Rev. D **87**, no.5, 055004 (2013).
- [6] M. Schmaltz, D. Stolarski, and J. Thaler, J. High Energy Phys. **09**, 018 (2010).
- [7] P. Kalyniak and K. Moats, Phys. Rev. D **91**, 013010 (2015).
- [8] M. Cvetič, P. Langacker and B. Kayser, Phys. Rev. Lett. **68**, 2871 (1992); M. Cvetič and P. Langacker, Phys. Rev. D **54**, 3570 (1996); M. Cvetič et al., Phys. Rev. D **56**, 2861 (1997); *ibid.* D **58**, 119905 (1998); N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and H. Georgi, Phys. Lett. B **513**, 232 (2001); J. Kang and P. Langacker, Phys. Rev. D **71**, 035014 (2005); B. Fuks et al., Nucl. Phys. B **797**, 322 (2008); J. Erler et al., JHEP **08**, 017 (2009); P. Langacker, AIP Conf. Proc. **1200**, 55 (2010).
- [9] A. Leike, Phys. Rept. **317**, 143 (1999).
- [10] P. Langacker, Rev. Mod. Phys. **81**, 1199 (2008).
- [11] P. Langacker and M. Plümacher, Phys. Rev. D **62**, 013006 (2000); X.-G. He and G. Valencia, Phys. Rev. D **74**, 013011 (2006); C.-W. Chiang, N. G. Deshpande, and J. Jiang, JHEP **08**, 075 (2006).
- [12] L. S. Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. B **166**, 436 (1986); Y. Y. Komanchenko and M. Y. Khlopov, Sov. J. Nucl. Phys. **51**, 692 (1990); J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974).
- [13] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **26**, 2396 (1982); P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D **45**, 278 (1992); A. Arhrib, *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 075015 (2006).
- [14] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **25**, 3036 (1982); Phys. Rev. D **26**, 2388 (1982).
- [15] G. Buchalla and A. J. Buras, Nucl. Phys. B **400**, 225-239 (1993).
- [16] A. J. Buras, Phys. Lett. B **566**, 115-119 (2003).
- [17] R. Mohanta, Phys. Rev. D **71**, 114013 (2005).

- [18] A. J. Buras, R. Fleischer, J. Girrbach and R. Knegjens, JHEP **07**, 077 (2013).
- [19] S. Sahoo *et al.*, Braz. J. Phys. **45**, 545 (2015), and references there in; S. Sahoo and R. Mohanta, Phys. Rev. D **91**, No. 9, 094019 (2015); C. S. Kim, Xing-Bo Yuan, Ya-Juan Zheng, Phys. Rev. D **93**, No. 9, 095009 (2016).
- [20] R. Mohanta, Phys. Rev. D **71**, 114013 (2005); M. K. Gaillard and B. W. Lee, Phys. Rev. D **10**, 897 (1974).
- [21] W. Altmannshofer, P. Ball, A. Bharucha, A. J. Buras, D. M. Straub, M. Wick, J. High Energy Phys. **0901**, 019 (2009), arXiv:0811.1214 [hep-ph].
- [22] A. Gemintern, S. Bar-Shalom, and G. Eilam, Phys. Rev. D **70**, 035008 (2004).
- [23] K. De Bruyn, R. Fleischer, R. Knegjens, P. Koppenburg, M. Merk, and N. Tuning, Phys. Rev. Lett. D **86**, 014027 (2012); K. De Bruyn, R. Fleischer, R. Knegjens, P. Koppenburg, M. Merk, A. Pellegrino, and N. Tuning, Phys. Rev. Lett. **109**, 041801 (2012).
- [24] A. Arhrib, K. Cheung, C.-W. Chiang, and T.-C. Yuan, Phys. Rev. D **73**, 075015 (2006).
- [25] A. Arhrib, K. Cheung, C. W. Chiang and T. C. Yuan, Phys. Rev. D **73**, 075015 (2006).
- [26] J. I. Aranda, F. Ramirez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, J. Phys. G **38**, 045006 (2011).
- [27] A. Fernández, C. Pagliarone, F. Ramírez-Zavaleta, and J. Toscano, J. Phys. G **37**, 085007 (2010); J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, J. Toscano, and E. S. Tututi, J. Phys. G **38**, 045006 (2011).
- [28] E. Golowich, J. Hewett, S. Pakvasa and A. A. Petrov, Phys. Rev. D **76**, 095009 (2017).
- [29] F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero and L. Silvestrini, Nucl. Phys. B **477**, 321 (1996).
- [30] D. Becirevic, M. Ciuchini, E. Franco, V. Giménez, G. Martinelli, A. Masiero, M. Papinutto, J. Reyes, and L. Silvestrini, Nucl. Phys. B **634**, 105 (2002).
- [31] R. Gupta, T. Bhattacharya, and S. R. Sharpe, Phys. Rev. D **55**, 4036 (1997).
- [32] M. Tanabashi, *et al.*, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [33] J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S. Tututi, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **38**, 045006 (2011).
- [34] C. Hughes, C. T. H. Davies and C. J. Monahan, Phys. Rev. D **97**, no.5, 054509 (2018).
- [35] A. Bazavov, C. Bernard, N. Brown, C. Detar, A. X. El-Khadra, E. Gámiz, S. Gottlieb, U. M. Heller, J. Komijani, A. S. Kronfeld, J. Laiho, P. B. Mackenzie, E. T. Neil, J. N. Simone, R. L. Sugar, D. Toussaint and R. S. Van De Water, Phys. Rev. D **98**, no.7, 074512 (2018).
- [36] R. Aaij, *et al.* (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **118**, no.19, 191801 (2017); R. Aaij, *et al.* (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **111**, 101805 (2013).
- [37] J. I. Aranda, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S. Tututi, Phys. Rev. D **86**, 035008 (2012).
- [38] M. Blanke, A. J. Buras, B. Duling, A. Poschenrieder and C. Tarantino, JHEP **05**, 013 (2007).
- [39] R. Mohanta, Phys. Rev. D **84**, 014019 (2011).
- [40] S. Sahoo and R. Mohanta, Phys. Rev. D **91**, no.9, 094019 (2015).

- [41] T. Han, H.E. Logan, B. McElrath, and L. -T. Wang, Phys. Rev. D **67**, 095004 (2003).
- [42] S. R. Coleman and E. J. Weinberg, Phys. Rev. D **7**, 1888 (1973).
- [43] Han T, Logan H E, McElrath B and Wang L-T 2003 Phys. Rev. D **67** 095004.
- [44] C. Patrignani, et al., Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
- [45] T. Hahn and M. Perez-Victoria, Comput. Phys. Commun. **118**, 153 (1999).
- [46] W. Kilian and J. Reuter, Phys. Rev. D **70**, 015004 (2004).
- [47] V. Barger, L. L. Everett, C. B. Jackson and G. Shaughnessy, Phys. Lett. B **728**, 433-436 (2014).
- [48] ATLAS Collaboration 2013, arXiv:1307.7292 [hep-ex].
- [49] J. I. Aranda, E. Cruz-Albaro, D. Espinoza-Gómez, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **44**, 105002 (2017).
- [50] C. Csaki, J. Hubisz, G. D. Kribs, P. Meade, and J. Terning, Phys. Rev. D **67**, 115002 (2003).
- [51] C. Csaki, J. Hubisz, G. D. Kribs, P. Meade, and J. Terning, Phys. Rev. D **68**, 035009 (2003).
- [52] D. Eriksson, J. Rathsman and O. Stal, Comput. Phys. Commun. **181**, 189-205 (2010).
- [53] K. P. Moats, doi:10.22215/etd/2012-09748.
- [54] S. P. Martin, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1-153 (2010).
- [55] M. Schmaltz and J. Thaler, JHEP **03**, 137 (2009).
- [56] S. Chang and J. G. Wacker, Phys. Rev. D **69**, 035002 (2004).
- [57] S. Chang, JHEP **12**, 057 (2003).
- [58] G. Aad. *et al.*, (ATLAS Collaboration) Phys. Lett. B **744**, 163 (2015).
- [59] Search for a heavy pseudoscalar boson decaying to a Z boson and a Higgs boson at $\sqrt{s}=13$ TeV, Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-18-005 (CERN, Geneva, 2018).
- [60] S. Godfrey, T. Gregoire, P. Kalyniak, T. A. W. Martin, and K. Moats, JHEP **04**, 032 (2012).
- [61] W. Altmannshofer and D. M. Straub, JHEP **09**, 078 (2010).
- [62] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, Phys. Rept. **516**, 1-102 (2012).
- [63] F. Kling, S. Su and W. Su, JHEP **06**, 163 (2020).
- [64] R. Röntsch and M. Schulze, JHEP **08**, 044 (2015).
- [65] T. Behnke, J. E. Brau, B. Foster, J. Fuster, M. Harrison, J. M. Paterson, M. Peskin, M. Stanitzki, N. Walker and H. Yamamoto, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary”, arXiv:1306.6327 [physics.acc-ph].

-
- [66] H. Baer, T. Barklow, K. Fujii, Y. Gao, A. Hoang, S. Kanemura, J. List, H. E. Logan, A. Nomerotski, M. Perelstein, M. E. Peskin, R. Pöschl, J. Reuter, S. Riemann, A. Savoy-Navarro, G. Servant, T. M. P. Tait and J. Yu, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics”, arXiv:1306.6352 [hep-ph].
- [67] C. Englert and M. Russell, Eur. Phys. J. C **77**, no.8, 535 (2017).
- [68] W. Hollik, J. I. Illana, S. Rigolin, C. Schappacher and D. Stockinger, Nucl. Phys. B **551**, 3-40 (1999).
- [69] A. Czarnecki and B. Krause, Acta Phys. Polon. B **28**, 829-834 (1997).
- [70] M. J. Booth, “The Electric dipole moment of the W and electron in the Standard Model,” arXiv:hep-ph/9301293 [hep-ph].
- [71] J. Bernabeu, D. Comelli, L. Lavoura and J. P. Silva, Phys. Rev. D **53**, 5222-5232 (1996).
- [72] W. Hollik, J. I. Illana, S. Rigolin, C. Schappacher and D. Stockinger, Nucl. Phys. B **551**, 3-40 (1999).

Apéndice A

A.1. Generadores de $SO(6)$ y $SU(2)$

$$T_L^1 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_L^2 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

$$T_L^3 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_R^1 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

$$T_R^2 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_R^3 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Las matrices de Pauli, τ^a , son:

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

A.2. Espinores de Weyl

En esta subsección se especifican las notaciones y convenciones usadas para representar un espinor de Weyl para fermiones. A manera de ejemplo, se proporciona también un lagragiano escrito en términos de los campos de

Weyl que luego se expresará en términos de los campos de Dirac. Para nuestro propósito, comenzamos definiendo las matrices gamma en bloques de 2×2

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

siendo $\tau^0 = \bar{\tau}^0 = \mathbf{1}_2$ y $\tau^a = -\bar{\tau}^a$, τ^a son las matrices de Pauli. En la representación de Weyl, un espinor de Dirac de cuatro componentes se puede escribir en términos de 2 componentes de la siguiente forma

$$\Psi_D = \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ \chi^{\dagger\dot{\alpha}} \end{pmatrix}, \quad \Psi_D^\dagger = \begin{pmatrix} (\xi_\alpha)^\dagger & (\chi^{\dagger\dot{\alpha}})^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_\alpha^\dagger & \chi^\alpha \end{pmatrix}, \quad (\text{A.6})$$

donde los campos ξ_α y $\chi^{\dagger\dot{\alpha}}$ denotan el espinor de Weyl izquierdo y espinor de Weyl derecho, respectivamente. Los dos índices de los espinores, α y $\dot{\alpha}$, toman los valores 1 y 2.

Ahora, consideremos el lagrangiano siguiente en la base de Weyl,

$$\mathcal{L} = i\xi^\dagger \bar{\tau}^\mu \partial_\mu \xi + i\chi^\dagger \tau^\mu \partial_\mu \chi, \quad (\text{A.7})$$

los términos de la ecuación (A.7) se pueden reorganizar de la siguiente manera si usamos las ecuaciones (A.5) y (A.6),

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \xi_\alpha^\dagger & \chi^\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \tau_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \\ \bar{\tau}^{\mu\alpha\dot{\alpha}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_\mu \xi_\alpha \\ \partial_\mu \chi^{\dagger\dot{\alpha}} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \xi_\alpha^\dagger & \chi^\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\tau}^{\mu\alpha\dot{\alpha}} & 0 \\ 0 & \tau_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_\mu \xi_\alpha \\ \partial_\mu \chi^{\dagger\dot{\alpha}} \end{pmatrix} \\ &= \xi_\alpha^\dagger \bar{\tau}^{\mu\alpha\dot{\alpha}} \partial_\mu \xi_\alpha + \chi^\alpha \tau_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \partial_\mu \chi^{\dagger\dot{\alpha}} \\ &= \xi^\dagger \bar{\tau}^\mu \partial_\mu \xi + \chi^\dagger \tau^\mu \partial_\mu \chi. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Por lo tanto, con la relación anterior podemos expresar el lagrangiano de la ecuación (A.7) en términos de espinores de Dirac, o más aún en términos de los operadores de proyección quiral,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= i\bar{\Psi}_D \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_D, \\ &= i\bar{\Psi}_{DL} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_{DL} + i\bar{\Psi}_{DR} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_{DR}, \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

donde $\bar{\Psi}_D = \Psi_D^\dagger \gamma^0$. De acuerdo a las ecuaciones (A.7) y (A.9), para convertir un campo fermiónico en notación de Weyl a notación de Dirac se puede hacer a través de la relación siguiente

$$\xi^\dagger \bar{\tau}^\mu \xi = \bar{\Psi}_{DL} \gamma^\mu \Psi_{DL}, \quad \chi^\dagger \tau^\mu \chi = \bar{\Psi}_{DR} \gamma^\mu \Psi_{DR}. \quad (\text{A.10})$$

En la ecuación (4.70), ξ corresponde a los componentes de los multipletes Q y Q' mientras que χ corresponde a los componentes de U^c , U_5^c y U_b^c .

A.3. Eigenestados de masa

En esta sección enumeramos las relaciones encontradas entre los eigenestados de norma del BLH y los eigenestados de masa.

$$A_{1\mu}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left(\cos \theta_g \cos \theta'' - \frac{\cos \theta_w \sin \theta_g x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) (W_\mu^- + W_\mu^+) + \left(\sin \theta_g \cos \theta'' + \frac{\cos \theta_g \cos \theta_w x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) (W_\mu'^- + W_\mu'^+) \right), \quad (\text{A.11})$$

$$A_{1\mu}^2 = \frac{i}{\sqrt{2}} \left(\left(\cos \theta_g \cos \theta'' - \frac{\cos \theta_w \sin \theta_g x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) (-W_\mu^- + W_\mu^+) + \left(\sin \theta_g \cos \theta'' + \frac{\cos \theta_g \cos \theta_w x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) (-W_\mu'^- + W_\mu'^+) \right), \quad (\text{A.12})$$

$$A_{1\mu}^3 = \cos \theta_g \sin \theta_w A_\mu + \left(\cos \theta_g \cos \theta_w \cos \theta' - \frac{\sin \theta_g x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) Z_\mu^0 + \left(\sin \theta_g \cos \theta' + \frac{\cos \theta_g \cos \theta_w x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) Z'_\mu, \quad (\text{A.13})$$

$$A_{2\mu}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left(\sin \theta_g \cos \theta'' + \frac{\cos \theta_w \cos \theta_g x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) (W_\mu^- + W_\mu^+) - \left(\cos \theta_g \cos \theta'' - \frac{\sin \theta_g \cos \theta_w x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) (W_\mu'^- + W_\mu'^+) \right), \quad (\text{A.14})$$

$$A_{2\mu}^2 = \frac{i}{\sqrt{2}} \left(\left(\sin \theta_g \cos \theta'' + \frac{\cos \theta_w \cos \theta_g x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) (-W_\mu^- + W_\mu^+) - \left(\cos \theta_g \cos \theta'' - \frac{\sin \theta_g \cos \theta_w x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) (-W_\mu'^- + W_\mu'^+) \right), \quad (\text{A.15})$$

$$A_{2\mu}^3 = \sin \theta_g \sin \theta_w A_\mu + \left(\sin \theta_g \cos \theta_w \cos \theta' + \frac{\cos \theta_g x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) Z_\mu^0 + \left(\cos \theta_g \cos \theta' - \frac{\sin \theta_g \cos \theta_w x_s v^2}{f^2 + F^2} \right) Z'_\mu, \quad (\text{A.16})$$

$$B_{3\mu} = \cos \theta_w A_\mu - \sin \theta_w \cos \theta' Z_\mu^0 - \frac{\sin \theta_w x_s v^2}{f^2 + F^2} Z'_\mu. \quad (\text{A.17})$$

$$Q_{a_1} = (y_1 Q_u + y_2 q_{31}) / \sqrt{y_1^2 + y_2^2}, \quad (\text{A.18})$$

$$Q'_{a_1} = (y_2 Q_u - y_1 q_{31}) / \sqrt{y_1^2 + y_2^2}, \quad (\text{A.19})$$

$$Q_{a_2} = (y_1 Q_d + y_2 q_{32}) / \sqrt{y_1^2 + y_2^2}, \quad (\text{A.20})$$

$$Q'_{a_2} = (y_2 Q_d - y_1 q_{32}) / \sqrt{y_1^2 + y_2^2}, \quad (\text{A.21})$$

$$Q_{b_1} = Q_b^{5/3}, \quad (\text{A.22})$$

$$Q_{b_2} = Q_b^{2/3}, \quad (\text{A.23})$$

$$U_{a_1} = -U_d, \quad (\text{A.24})$$

$$U_{a_2} = U_a, \quad (\text{A.25})$$

$$U_{b_1} = U_b^{2/3}, \quad (\text{A.26})$$

$$U_{b_2} = -U_b^{5/3}, \quad (\text{A.27})$$

$$U_5^c = (y_1 U_{q5} + y_3 u_3) / \sqrt{y_1^2 + y_3^2}, \quad (\text{A.28})$$

$$U_5'^c = (y_3 U_{q5} - y_1 u_3) / \sqrt{y_1^2 + y_3^2}. \quad (\text{A.29})$$

$$\begin{aligned} q_{31} = & t - \frac{v}{f} \left(\frac{2y_2 \cos \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}} \right) T_6 - \frac{v}{f} \left(\frac{y_2(2y_1^2 - y_3^2) \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}(y_1^2 + y_3^2)} \right) T_5 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_2(\cos 2\beta - 3)}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}} \right) T_b^{2/3} \\ & - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_2^2(8y_1^4 + 4(1 + 3 \cos 2\beta)y_1^2 y_3^2 + (5 + 3 \cos 2\beta)y_3^4)}{4(y_1^2 + y_2^2)(y_1^2 + y_3^2)^2} \right) t - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1 y_2}{2(y_1^2 + y_2^2)^2(y_2^2 - y_3^2)} \right) \\ & \times \left(2y_1^2(2y_2^2 + (1 - 3 \cos 2\beta)y_3^2) + y_2^2(4y_2^2 + (3 \cos 2\beta - 7)y_3^2) \right) T, \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

$$q_{32} = b, \quad (\text{A.31})$$

$$\begin{aligned} Q_u = & T - \frac{v}{f} \left(\frac{2y_1 \cos \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}} \right) T_6 - \frac{v}{f} \left(\frac{y_1(2y_2^2 + y_3^2) \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}(y_2^2 - y_3^2)} \right) T_5 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1(\cos 2\beta - 3)}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}} \right) T_b^{2/3} \\ & - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1^2(8y_2^4 - 4y_2^2 y_3^2(1 + 3 \cos 2\beta) + y_3^4(5 + 3 \cos 2\beta))}{4(y_1^2 + y_2^2)(y_2^2 - y_3^2)^2} \right) T \\ & - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1 y_2}{2(y_1^2 + y_2^2)^2(y_1^2 + y_3^2)} \right) \left(4y_1^2 + 2y_2^2 y_3^2(3 \cos 2\beta - 1) + y_1^2(4y_2^2 + (7 - 3 \cos 2\beta)y_3^2) \right) t, \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

$$\begin{aligned} Q_b^{2/3} = & T_b^{2/3} + \frac{v}{f} (\sin \beta) T_5 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{\sin^2 \beta}{2} \right) T_b^{2/3} - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_2(2y_1^2 + (2 + 3 \sin^2 \beta)y_3^2)}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}(y_1^2 + y_3^2)} \right) t \\ & + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1(-2y_2^2 + (2 + 3 \sin^2 \beta)y_3^2)}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}(y_2^2 - y_3^2)} \right) T, \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

$$\begin{aligned} Q_5 = & T_5 - \frac{v}{f} (\sin \beta) T_b^{2/3} + \frac{v}{f} \left(\frac{y_2(2y_1^2 - y_3^2) \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}(y_1^2 + y_3^2)} \right) t + \frac{v}{f} \left(\frac{y_1(2y_2^2 + y_3^2) \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}(y_2^2 - y_3^2)} \right) T \\ & + \frac{v^2}{f^2} (3 \cos \beta \sin \beta) T_6 + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{\sin^2 \beta}{2(y_2^2 - y_3^2)^2(y_1^2 + y_3^2)^2} \right) \\ & \times \left(2y_3^4(y_2^2 - y_3^2)^2 + y_1^4(5y_2^4 + 2y_2^2 y_3^2 + 2y_3^4) + y_1^2(-2y_2^4 y_3^2 + 7y_2^2 y_3^4 + 4y_3^6) \right) T_5, \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

$$\begin{aligned} Q_6 = & T_6 + \frac{v}{f} \left(\frac{2y_1 \cos \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}} \right) T + \frac{v}{f} \left(\frac{2y_2 \cos 2\beta}{\sqrt{y_1^2 + y_2^2}} \right) t - \frac{v^2}{f^2} (2 \cos^2 \beta) T_6 \\ & - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{(y_3^2(y_2^2 - y_3^2) + y_1^2(7y_2^2 - y_3^2)) \cos \beta \sin \beta}{(y_1^2 + y_3^2)(y_2^2 - y_3^2)} \right) T_5, \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

$$Q_d = B, \quad (\text{A.36})$$

$$Q_b^{5/3} = T_b^{5/3}, \quad (\text{A.37})$$

$$u_3 = t - \frac{v}{f} \left(\frac{2 y_3 \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2}} \right) T_b^{2/3} - \frac{v}{f} \left(\frac{y_3 \sin \beta (2y_1^2 - y_2^2)}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2} (y_1^2 + y_2^2)} \right) T - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_3^2 \sin^2 \beta (8y_1^4 + 4y_1^2 y_2^2 + 5y_2^4)}{2(y_1^2 + y_2^2)^2 (y_1^2 + y_3^2)} \right) t \\ + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{6 y_3 \sin \beta \cos \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2}} \right) T_6 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1 y_3 \sin^2 \beta (-7y_2^2 y_3^2 + 4y_3^4 + 2y_1^2 (y_2^2 + 2y_3^2))}{(y_1^2 + y_3^2)^2 (-y_2^2 + y_3^2)} \right) T_5, \quad (\text{A.38})$$

$$U_u = T - \frac{v}{f} (\cos \beta) T_6 + \frac{v}{f} \left(\frac{y_3 \sin \beta (2y_1^2 - y_2^2)}{2(y_1^2 + y_2^2)^2 (y_1^2 + y_3^2)} \right) t + \frac{v}{f} \left(\frac{y_1 \sin \beta (y_2^2 + 2y_3^2)}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2} (-y_2^2 + y_3^2)} \right) T_5 \\ + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{1 + 4 \sin^2 \beta}{2} \right) T_b^{2/3} + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{1}{4(y_1^2 + y_2^2)^2 (y_2^2 - y_3^2)^2} \right) \\ \times \left(-2y_2^4 (y_2^2 - y_3^2)^2 + y_1^4 (-2y_2^4 + 2y_2^2 y_3^2 (-1 + 3 \cos 2\beta) + y_3^4 (-5 + 3 \cos 2\beta)) \right. \\ \left. - y_1^2 y_2^2 (4y_2^4 - y_2^2 y_3^2 (-7 + 15 \cos 2\beta) + 2y_3^4 (-1 + 3 \cos 2\beta)) \right) T, \quad (\text{A.39})$$

$$U_b^{2/3} = T_b^{2/3} + \frac{v}{f} \left(\frac{2 y_1 \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2}} \right) T_5 + \frac{v}{f} \left(\frac{2 y_3 \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2}} \right) t - \frac{v^2}{f^2} (2 \sin^2 \beta) T_b^{2/3} \\ - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_2^4 - y_2^2 y_3^2 + y_1^2 (y_2^2 + y_3^2 (-7 + \cos 2\beta))}{2(y_1^2 + y_2^2) (y_2^2 - y_3^2)} \right) T, \quad (\text{A.40})$$

$$U_{q_5} = T_5 + \frac{v}{f} \left(\frac{2 y_1 \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2}} \right) T_b^{2/3} + \frac{v}{f} \left(\frac{2 y_3 \sin \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2}} \right) t + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{6 y_1 \sin \beta \cos \beta}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2}} \right) T_6 \\ - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1^2 \sin^2 \beta (5y_2^4 - 4y_2^2 y_3^2 + 8y_3^4)}{2(y_2^2 - y_3^2) (y_1^2 + y_3^2)} \right) T_5 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1 y_3 \sin^2 \beta (4y_1^4 - 2y_2 y_3^2 + y_1^2 (7y_2^2 + 4y_3^2))}{(y_1^2 + y_2^2) (y_1^2 + y_3^2)^2} \right) t, \quad (\text{A.41})$$

$$U_6 = T_6 + \frac{v}{f} (\cos \beta) T - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{\cos^2 \beta}{2} \right) T_6 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_3 \sin \beta \cos \beta (4y_1^2 + 7y_2^2)}{(y_1^2 + y_2^2) \sqrt{y_1^2 + y_3^2}} \right) t \\ + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{y_1 \sin \beta \cos \beta (7y_2^2 - 4y_3^2)}{\sqrt{y_1^2 + y_3^2} (-y_2^2 + y_3^2)} \right) T_5, \quad (\text{A.42})$$

$$U_d = B, \quad (\text{A.43})$$

$$U_b^{5/3} = T_b^{5/3}. \quad (\text{A.44})$$

Se utilizan también las siguientes notaciones simplificadas:

$$x_s = \frac{1}{2 \cos \theta_w} \sin \theta_g \cos \theta_g (\sin^2 \theta_g - \cos^2 \theta_g), \quad (\text{A.45})$$

$$\cos \theta' = 1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{f^2 + F^2}, \quad (\text{A.46})$$

$$\cos \theta'' = 1 - \frac{1}{2} \frac{x_s v^2}{f^2 + F^2} \cos \theta_w, \quad (\text{A.47})$$

$$\tan \theta_w = \frac{g_Y}{g}. \quad (\text{A.48})$$

Apéndice B

B.1. Reglas de Feynman

En este apartado proporcionamos algunas reglas de Feynman del modelo BLH hasta $\mathcal{O}(\frac{1}{f})$, debido a que las expresiones después de éste orden se hacen bastante grandes, por esta razón no fueron incluidas en esta tesis. Algunas de las notaciones breves que se utilizaron son: $s_\alpha = \sin \alpha$, $c_\alpha = \cos \alpha$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_\beta = \cos \beta$, $Y_{1,2} = \sqrt{y_1^2 + y_2^2}$, $Y_{1,3} = \sqrt{y_1^2 + y_3^2}$, $Y_{2,3}^2 = (y_2^2 - y_3^2)$, y $Y_{3,2}^2 = (y_3^2 - y_2^2)$. P_L y P_R son los conocidos operadores de quiralidad.

Interacciones	Reglas de Feynman	Interacciones	Reglas de Feynman
$\sigma \bar{t} t$	$-\frac{c_\beta v y_t}{\sqrt{2} f}$	$\sigma \bar{t}_L T_{5R}$	$\frac{c_\beta v y_2 (2y_1^2 + 5y_3^2)}{\sqrt{2} f Y_{1,2} Y_{1,3}}$
$\sigma \bar{t}_L T_{6R}$	$-\frac{\sqrt{2} s_\beta v y_1 y_2 (y_1^2 - 2y_3^2)}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$	$\sigma \bar{T}_L t_R$	$\frac{c_\beta v y_3 (y_2^2 - 2y_1^2)}{\sqrt{2} f Y_{1,2} Y_{1,3}}$
$\sigma \bar{T}_L T_{5R}$	$\frac{c_\beta v y_1 (3y_1^2 + y_2^2 + 5y_3^2)}{\sqrt{2} f Y_{1,2} Y_{1,3}}$	$\sigma \bar{T}_L T_{6R}$	$-\frac{s_\beta v (y_2^4 - y_3^2 y_2^2 + 3y_1^2 (y_2^2 + y_3^2))}{\sqrt{2} f Y_{1,2} (y_2^2 - y_3^2)}$
$\sigma \bar{T}_L^{(2/3)} t_R$	$-\frac{\sqrt{2} c_\beta v y_3 y_1}{f Y_{1,3}}$	$\sigma \bar{T}_L^{(2/3)} T_{5R}$	$\frac{c_\beta v (y_3^2 - y_1^2)}{\sqrt{2} f Y_{1,3}}$
$\sigma \bar{T}_L^{(2/3)} T_{6R}$	$\frac{3s_\beta v y_1}{\sqrt{2} f}$	$\sigma \bar{T}_{5L} T_R$	$-\frac{3c_\beta v y_1}{\sqrt{2} f}$
$\sigma \bar{T}_{5L} T_R^{(2/3)}$	$-\frac{c_\beta v y_1}{\sqrt{2} f}$	$\sigma \bar{T}_{5L} T_{6R}$	$-\sqrt{2} y_1$
$\sigma \bar{T}_{6L} t_R$	$\frac{2\sqrt{2} s_\beta v y_3}{f}$	$\sigma \bar{T}_{6L} T_R$	$\frac{s_\beta v y_1}{\sqrt{2} f}$
$\sigma \bar{T}_{6L} T_R^{(2/3)}$	$\frac{5s_\beta v y_1}{\sqrt{2} f}$	$\sigma \bar{T}_{6L} T_{5R}$	$\sqrt{2} Y_{1,3}$
$\sigma \bar{b} b$	$-\frac{c_\beta v y_b}{\sqrt{2} f}$		

Tabla B.1: Vértice trilineal que involucran a un escalar σ y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman
$H_0 \bar{t} t$	$3s_\alpha y_t - \frac{2s_\alpha s_\beta y_2 y_3 (y_3^2 - 2y_1^2)}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$
$H_0 \bar{T} T$	$\frac{s_\alpha s_\beta v y_1^2 (y_2^6 + 3y_3^2 y_2^4 - 7y_3^4 y_2^2 - y_1^4 (y_2^2 + 2y_3^2) + y_1^2 (2y_3^4 - 8y_2^2 y_3^2))}{f Y_{1,2}^3 Y_{1,3}^2 (y_2^2 - y_3^2)}$
$H_0 \bar{T}^{(2/3)} T^{(2/3)}$	$\frac{v y_1}{f} \left(-c_\alpha c_\beta + \frac{4s_\alpha s_\beta (y_1^2 - y_3^2)}{Y_{1,3}^2} \right)$
$H_0 \bar{T}_5 T_5$	$\frac{9s_\alpha s_\beta v y_1^2 y_2^2 y_3^2}{f (y_2^2 - y_3^2) Y_{1,3}^3}$
$H_0 \bar{T}_6 T_6$	$-\frac{c_\alpha c_\beta v y_1}{f}$
$H_0 \bar{t}_L T_R$	$-\frac{s_\alpha s_\beta v y_1 y_2 (2y_1^4 + (2y_2^2 + 5y_3^2) y_1^2 - 4y_2^2 y_3^2)}{f Y_{1,2}^3 Y_{1,3}^2}$
$H_0 \bar{t}_L T_R^{(2/3)}$	$\frac{v y_1 y_2 (s_\alpha s_\beta (2y_1^2 - 7y_3^2) + 2c_\alpha c_\beta (y_1^2 + y_3^2))}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$
$H_0 \bar{t}_L T_{5R}$	$\frac{s_\alpha y_2 (2y_1^2 - y_3^2)}{Y_{1,2} Y_{1,3}}$
$H_0 \bar{t}_L T_{6R}$	$-\frac{2c_\alpha y_1 y_2}{Y_{1,2}}$
$H_0 \bar{T}_L t_R$	$\frac{s_\alpha (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{Y_{1,2} Y_{1,3}} + \frac{2s_\alpha s_\beta v y_1 (y_1^2 - y_2^2 - y_3^2) y_3}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$
$H_0 \bar{T}_L T_R^{(2/3)}$	$\frac{v}{f Y_{1,2}} \left(c_\alpha c_\beta (y_1^2 - y_2^2) + \frac{s_\alpha s_\beta ((y_2^2 - 4y_3^2) y_1^4 - (y_2^4 + 6y_3^2 y_2^2 - 4y_3^4) y_1^2 + 3y_2^2 y_3^2 (y_2^2 - y_3^2))}{(y_2^2 - y_3^2) Y_{1,3}^2} \right)$
$H_0 \bar{T}_L T_{5R}$	$\frac{s_\alpha y_1 (y_1^2 - y_2^2 - y_3^2)}{Y_{1,2} Y_{1,3}}$
$H_0 \bar{T}_L T_{6R}$	$\frac{c_\alpha (y_2^2 - y_1^2)}{Y_{1,2}}$
$H_0 \bar{T}_L^{(2/3)} t_R$	$2s_\alpha y_3 \left(\frac{y_1}{Y_{1,3}} + \frac{s_\beta v (y_1^2 - y_3^2)}{f Y_{1,3}^2} \right)$
$H_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_R$	$\frac{2v y_1}{f} \left(s_\alpha s_\beta - c_\alpha c_\beta - \frac{s_\alpha s_\beta (2y_1^2 - y_2^2) y_3^2}{Y_{1,2}^2 Y_{1,3}^2} \right)$
$H_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_{5R}$	$\frac{s_\alpha (y_1^2 - y_3^2)}{Y_{1,3}}$
$H_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_{6R}$	$-c_\alpha y_1$
$H_0 \bar{T}_{5L} t_R$	$\frac{s_\alpha s_\beta v y_1 y_3}{2f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^3 (y_3^2 - y_2^2)} (4(2y_2^2 + y_3^2) y_1^6 + 2(8y_2^4 - y_3^2 y_2^2 + 2y_3^4) y_1^4 + \dots)$
$H_0 \bar{T}_{5L} T_R$	$-s_\alpha y_1$
$H_0 \bar{T}_{5L} T_R^{(2/3)}$	$-s_\alpha y_1$
$H_0 \bar{T}_{5L} T_{6R}$	$\frac{v y_1}{f} \left(2c_\beta s_\alpha + \frac{3c_\alpha s_\beta (y_1^2 - 2y_2^2 + y_3^2) y_3^2}{(y_2^2 - y_3^2) Y_{1,3}^2} \right)$

Tabla B.2: Vértices que involucran a un escalar $S=H_0, A_0, h_0$ y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman
$H_0 \bar{T}_{6L} t_R$	$\frac{v y_1 y_3 (c_\alpha s_\beta (4y_1^6 + 4(2y_2^2 + y_3^2) y_1^4 + 2(2y_2^4 + 4y_3^2 y_2^2 + Y_{1,3}) y_1^2 + 4y_2^4 y_3^2 - y_2^2 Y_{1,3}) - 8c_\beta s_\alpha Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^2)}{2f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^3}$
$H_0 \bar{T}_{6L} T_R$	$c_\alpha y_1$
$H_0 \bar{T}_{6L} T_R^{(2/3)}$	$c_\alpha y_1$
$H_0 \bar{T}_{6L} T_{5R}$	$\frac{v (c_\alpha s_\beta (3y_1^2 + y_2^2 - y_3^2) y_3^2 + c_\beta s_\alpha (y_1^2 - 3y_3^2) (y_2^2 - y_3^2))}{f Y_{1,3} (y_3^2 - y_2^2)}$
$A_0 \bar{t} t$	$ic_\beta y_t - \frac{2ic_\beta s_\beta v y_2 y_3 (y_3^2 - 2y_1^2)}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$
$A_0 \bar{T} T$	$-\frac{ic_\beta s_\beta v y_1^2 ((y_2^2 + 2y_3^2) y_1^4 + (8y_2^2 y_3^2 - 2y_3^4) y_1^2 - y_2^2 (y_2^4 + 3y_3^2 y_2^2 - 7y_3^4))}{f Y_{1,2}^3 Y_{1,3}^2 (y_2^2 - y_3^2)}$
$A_0 \bar{T}^{(2/3)} T^{(2/3)}$	$-\frac{ic_\beta s_\beta v y_1 (3y_1^2 - 5y_3^2)}{f Y_{1,3}^2}$
$A_0 \bar{T}_5 T_5$	$\frac{i9c_\beta s_\beta v y_1^2 y_2^2 y_3^2}{f (y_2^2 - y_3^2) Y_{1,3}^3}$
$A_0 \bar{T}_6 T_6$	$\frac{ic_\beta s_\beta v y_1}{f}$
$A_0 \bar{b} b$	$-ic_\beta y_b$
$A_0 \bar{t}_L T_R$	$-\frac{ic_\beta s_\beta v y_1 y_2 (2y_1^4 + (2y_2^2 + 5y_3^2) y_1^2 - 4y_2^2 y_3^2)}{f Y_{1,2}^3 Y_{1,3}^2}$
$A_0 \bar{t}_L T_R^{(2/3)}$	$\frac{ic_\beta s_\beta v y_1 y_2 (4y_1^2 - 11y_3^2)}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$
$A_0 \bar{t}_L T_{5R}$	$\frac{ic_\beta y_2 (2y_1^2 - y_3^2)}{Y_{1,2} Y_{1,3}}$
$A_0 \bar{t}_L T_{6R}$	$-\frac{2is_\beta y_1 y_2}{Y_{1,2}}$
$A_0 \bar{T}_L t_R$	$\frac{ic_\beta (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{Y_{1,2} Y_{1,3}} + \frac{2ic_\beta s_\beta v y_1 (y_1^2 - y_2^2 - y_3^2) y_3}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$
$A_0 \bar{T}_L T_R^{(2/3)}$	$\frac{ic_\beta s_\beta v ((2y_2^2 + y_3^2) y_1^4 + (-2y_2^4 - 4y_3^2 y_2^2 + 9y_3^4) y_1^2 + 2y_2^2 y_3^2 (y_2^2 - y_3^2))}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2 (y_2^2 - y_3^2)}$
$A_0 \bar{T}_L T_{5R}$	$\frac{ic_\beta y_1 (y_1^2 - y_2^2 - y_3^2)}{Y_{1,2} Y_{1,3}}$
$A_0 \bar{T}_L T_{6R}$	$-\frac{is_\beta (y_1^2 - y_2^2)}{Y_{1,2}}$
$A_0 \bar{T}_L^{(2/3)} t_R$	$-\frac{2ic_\beta y_1 y_3}{Y_{1,3}} + \frac{2ic_\beta s_\beta v y_3 (y_3^2 - y_1^2)}{f Y_{1,3}^2}$
$A_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_R$	$\frac{2ic_\beta s_\beta v y_1^3 (y_1^2 + y_2^2 + 3y_3^2)}{f Y_{1,2}^2 Y_{1,3}^2}$
$A_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_{5R}$	$-\frac{ic_\beta (y_1^2 - y_3^2)}{Y_{1,3}}$

Tabla B.3: Vértices que involucran a un escalar $S=H_0, A_0, h_0$ y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman
$A_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_{6R}$	$is_\beta y_1$
$A_0 \bar{T}_{5L} t_R$	$\frac{ic_\beta s_\beta v y_1 y_3}{2f Y_{1,2}^2 Y_{1,3}^3 (y_3^2 - y_2^2)} (4(2y_2^2 + y_3^2) y_1^6 + 2(8y_2^4 - y_3^2 y_2^2 + 2y_3^4) y_1^4 + \dots)$
$A_0 \bar{T}_{5L} T_R$	$-ic_\beta y_1$
$A_0 \bar{T}_{5L} T_R^{(2/3)}$	$ic_\beta y_1$
$A_0 \bar{T}_{5L} T_{6R}$	$\frac{iv y_1}{f} \left(c_\beta^2 + \frac{3s_\beta^2 y_2^2 (y_1^2 - y_3^2)}{(y_2^2 - y_3^2) Y_{1,3}^2} \right)$
$A_0 \bar{T}_{6L} t_R$	$-\frac{iv y_1 y_3}{2f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^3} \left((4y_1^6 + 4(2y_2^2 + y_3^2) y_1^4 + (4y_2^4 + 8y_3^2 y_2^2 - 2Y_{1,3}) y_1^2 + y_2^2 (4y_2^2 y_3^2 + Y_{1,3})) s_\beta^2 + 8c_\beta^2 Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^2 \right)$
$A_0 \bar{T}_{6L} T_R$	$is_\beta y_1$
$A_0 \bar{T}_{6L} T_R^{(2/3)}$	$-is_\beta y_1$
$A_0 \bar{T}_{6L} T_{5R}$	$\frac{iv \left(2(y_1^2 - y_3^2) (y_2^2 - y_3^2) c_\beta^2 + 3s_\beta^2 y_1^2 y_2^2 \right)}{f Y_{1,3} (y_3^2 - y_2^2)}$
$h_0 \bar{T} T$	$\frac{c_\alpha s_\beta v y_1^2 ((y_2^2 + 2y_3^2) y_1^4 + (8y_2^2 y_3^2 - 2y_3^4) y_1^2 - y_2^2 (y_2^4 + 3y_3^2 y_2^2 - 7y_3^4))}{f Y_{1,2}^3 (y_2^2 - y_3^2) Y_{1,3}^2}$
$h_0 \bar{T}_5 T_5$	$\frac{9c_\alpha s_\beta v y_1^2 y_2^2 y_3^2}{f Y_{1,3}^3 (y_3^2 - y_2^2)}$
$h_0 \bar{T}_6 T_6$	$-\frac{c_\beta s_\alpha v y_1}{f}$
$h_0 \bar{t}_L T_R$	$\frac{c_\alpha s_\beta v y_1 y_2 (2y_1^4 + (2y_2^2 + 5y_3^2) y_1^2 - 4y_2^2 y_3^2)}{f Y_{1,2}^3 Y_{1,3}^2}$
$h_0 \bar{t}_L T_R^{(2/3)}$	$\frac{v y_1 y_2 (2c_\beta s_\alpha Y_{1,3}^2 + c_\alpha s_\beta (7y_3^2 - 2y_1^2))}{f Y_{1,2} Y_{1,3}^2}$
$h_0 \bar{t}_L T_{5R}$	$\frac{c_\alpha y_2 (y_3^2 - 2y_1^2)}{Y_{1,2} Y_{1,3}}$
$h_0 \bar{t}_L T_{6R}$	$-\frac{2s_\alpha y_1 y_2}{Y_{1,2}}$
$h_0 \bar{T}_L^{(2/3)} t_R$	$\frac{2c_\alpha s_\beta v y_3 (y_3^2 - y_1^2)}{f Y_{1,3}^2} - \frac{2c_\alpha y_1 y_3}{Y_{1,3}}$
$h_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_R$	$\frac{2v y_1}{f} \left(\frac{c_\alpha s_\beta (2y_1^2 - y_2^2) y_3^2}{Y_{1,2}^2 Y_{1,3}^2} - c_\beta s_\alpha - c_\alpha s_\beta \right)$
$h_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_{5R}$	$\frac{c_\alpha (y_3^2 - y_1^2)}{Y_{1,3}}$
$h_0 \bar{T}_L^{(2/3)} T_{6R}$	$-s_\alpha y_1$

Tabla B.4: Vértices que involucran a un escalar $S=H_0$, A_0 , h_0 y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman
$h_0 \bar{T}_{5L} t_R$	$-\frac{c_\alpha s_\beta v y_1 y_3}{2f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^3 (y_3^2 - y_2^2)} (4 (2y_2^2 + y_3^2) y_1^6 + 2 (8y_2^4 - y_3^2 y_2^2 + 2y_3^4) y_1^4 + \dots)$
$h_0 \bar{T}_{5L} T_R$	$c_\alpha y_1$
$h_0 \bar{T}_{5L} T_R^{(2/3)}$	$c_\alpha y_1$
$h_0 \bar{T}_{5L} T_{6R}$	$\frac{v y_1}{f} \left(-2c_\alpha c_\beta + \frac{3s_\alpha s_\beta y_3^2 (y_1^2 - 2y_2^2 + y_3^2)}{(y_2^2 - y_3^2)(y_1^2 + y_3^2)} \right)$
$h_0 \bar{T}_{6L} t_R$	$\frac{v y_1 y_3}{2f Y_{1,3}^3} \left(8c_\alpha c_\beta Y_{1,3}^2 + \frac{s_\alpha s_\beta (4y_1^6 + 4(2y_2^2 + y_3^2) y_1^4 + 2(2y_2^4 + 4y_3^2 y_2^2 + Y_{1,3}) y_1^2 + 4y_2^4 y_3^2 - y_2^2 Y_{1,3})}{Y_{1,2}^4} \right)$
$h_0 \bar{T}_{6L} T_R$	$s_\alpha y_1$
$h_0 \bar{T}_{6L} T_R^{(2/3)}$	$s_\alpha y_1$
$h_0 \bar{T}_{6L} T_{5R}$	$\frac{v (s_\alpha s_\beta (3y_1^2 + y_2^2 - y_3^2) y_3^2 + c_\alpha c_\beta (y_1^2 - 3y_3^2) (y_3^2 - y_2^2))}{f Y_{1,3} (y_3^2 - y_2^2)}$

Tabla B.5: Vértices que involucran a un escalar $S=H_0, A_0, h_0$ y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman	Interacciones	Reglas de Feynman
$A^\mu \bar{t} t$	$\frac{2}{3} i e \gamma^\mu$	$A^\mu \bar{T} T$	$\frac{2}{3} i e \gamma^\mu$
$A^\mu \bar{T}^{(2/3)} T^{(2/3)}$	$\frac{2}{3} i e \gamma^\mu$	$A^\mu \bar{T}_5 T_5$	$\frac{2}{3} i e \gamma^\mu$
$A^\mu \bar{T}_6 T_6$	$\frac{2}{3} i e \gamma^\mu$	$A^\mu \bar{T}^{(5/3)} T^{(5/3)}$	$\frac{5}{3} i e \gamma^\mu$
$A^\mu \bar{B} B$	$-\frac{1}{3} i e \gamma^\mu$	$A^\mu \bar{b} b$	$-\frac{1}{3} i e \gamma^\mu$

Tabla B.6: Vértices que involucran a un boson y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman
$A^\mu \bar{t} t$	$-ig_{SW}\gamma^\mu \left(\frac{y_1 y_2}{6Y_{1,2}^2} P_L + \frac{s_\beta v (2y_1^2 - y_2^2) y_3 (8y_1^4 + 8y_1^2 Y_{2,3}^2 + 8y_2^2 y_3^2 - 3Y_{1,3})}{12f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^3} P_R \right)$
$A^\mu \bar{t} T_5$	$\frac{ig_{SW} s_\beta v}{6f} \gamma^\mu \left(\frac{8y_3}{Y_{1,3}} P_R + \frac{y_2 (y_3^4 - y_2^2 y_3^2 + y_1^2 (2y_2^2 + y_3^2))}{Y_{1,2} (y_2^2 - y_3^2) Y_{1,3}^2} P_L \right)$
$A^\mu \bar{t} T_6$	$\frac{igc_\beta s_W v y_2}{3f Y_{1,2}} \gamma^\mu P_L$
$A^\mu \bar{t} T^{(2/3)}$	$-\frac{ig_{SW} s_\beta v y_3}{3f Y_{1,3}} \gamma^\mu P_R$
$A^\mu \bar{b} B$	$-\frac{ig_{SW} y_1 y_2}{6 Y_{1,2}^2} \gamma^\mu P_L$
$A^\mu \bar{T} t$	$-ig_{SW}\gamma^\mu \left(\frac{y_1 y_2}{6Y_{1,2}^2} P_L + \frac{s_\beta v (2y_1^2 - y_2^2) y_3 (8y_1^4 + 8Y_{2,3}^2 y_1^2 + 8y_2^2 y_3^2 - 3Y_{1,3})}{12f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^3} P_R \right)$
$A^\mu \bar{T} T_5$	$\frac{ig_{SW} s_\beta v y_1}{f} \gamma^\mu \left(\frac{(y_3^4 - y_2^2 y_3^2 + y_1^2 (2y_2^2 + y_3^2))}{6Y_{1,2} Y_{2,3}^2 Y_{1,3}^2} P_L + \frac{(y_2^2 + 2y_3^2)}{2Y_{1,3} Y_{3,2}^2} P_R \right)$
$A^\mu \bar{T} T_6$	$\frac{igc_\beta s_W v}{f} \gamma^\mu \left(\frac{1}{6} P_R + \frac{y_1}{3Y_{1,2}} P_L \right)$
$A^\mu \bar{T}^{(2/3)} t$	$-\frac{7ig_{SW} s_\beta v y_3}{3f Y_{1,3}} \gamma^\mu P_R$
$A^\mu \bar{T}^{(2/3)} T_5$	$-\frac{ig_{SW} s_\beta v}{6f} \gamma^\mu \left(7P_L - \frac{2y_1}{Y_{1,3}} P_R \right)$
$A^\mu \bar{T}_5 t$	$\frac{ig_{SW} s_\beta v}{6f} \gamma^\mu \left(\frac{8y_3}{Y_{1,3}} P_R + \frac{y_2 (y_3^4 - y_2^2 y_3^2 + y_1^2 (2y_2^2 + y_3^2))}{Y_{1,2} Y_{2,3}^2 Y_{1,3}^2} P_L \right)$
$A^\mu \bar{T}_5 T$	$\frac{ig_{SW} s_\beta v y_1}{f} \gamma^\mu \left(\frac{(y_2^2 + 2y_3^2)}{2Y_{1,3} Y_{3,2}^2} P_R + \frac{(y_3^4 - y_2^2 y_3^2 + y_1^2 (2y_2^2 + y_3^2))}{6Y_{1,2} Y_{2,3}^2 Y_{1,3}^2} P_L \right)$
$A^\mu \bar{T}_5 T^{(2/3)}$	$-\frac{ig_{SW} s_\beta v}{6f} \gamma^\mu \left(7P_L - \frac{2y_1}{Y_{1,3}} P_R \right)$
$A^\mu \bar{T}_6 t$	$\frac{igc_\beta s_W v y_2}{3f Y_{1,2}} \gamma^\mu P_L$
$A^\mu \bar{T}_6 T$	$\frac{igc_\beta s_W v}{f} \gamma^\mu \left(\frac{1}{6} P_R + \frac{y_1}{3Y_{1,2}} P_L \right)$
$A^\mu \bar{B} b$	$-\frac{ig_{SW} y_1 y_2}{6 Y_{1,2}^2} \gamma^\mu P_L$

Tabla B.7: Vértices que involucran a un boson y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman	Interacciones	Reglas de Feynman
$Z^\mu \bar{t}t$	$\frac{ig}{4c_W} \gamma^\mu (1 - \frac{8}{3}s_W^2 - \gamma^5)$	$Z^\mu \bar{T}T$	$\frac{ig}{2c_W} (1 - \frac{4}{3}s_W^2) \gamma^\mu$
$Z^\mu \bar{T}^{(2/3)} T^{(2/3)}$	$-\frac{ig}{2c_W} (1 + \frac{4}{3}s_W^2) \gamma^\mu$	$Z^\mu \bar{T}_5 T_5$	$-\frac{2igs_W^2}{3c_W} \gamma^\mu$
$Z^\mu \bar{T}_6 T_6$	$-\frac{2igs_W^2}{3c_W} \gamma^\mu$	$Z^\mu \bar{T}^{(5/3)} T^{(5/3)}$	$\frac{ig}{2c_W} (1 - \frac{10}{3}s_W^2) \gamma^\mu P_L$
$Z^\mu \bar{B}B$	$-\frac{ig}{2c_W} (1 - \frac{2}{3}s_W^2) \gamma^\mu$	$Z^\mu \bar{b}b$	$\frac{ig}{4c_W} \gamma^\mu (-1 + \frac{4}{3}s_W^2 + \gamma^5)$

Tabla B.8: Vértices que involucran a un boson y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman
$Z^\mu \bar{t} T$	$\frac{ig}{6c_W} \gamma^\mu \left(\frac{y_1 y_2 s_W^2}{Y_{1,2}^2} P_L + \frac{s_\beta v (2y_1^2 - y_2^2) y_3 (3c_W^2 Y_{1,3} + 8s_W^2 Y_{1,2}^2 Y_{1,3}^2)}{2f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^3} P_R \right)$
$Z^\mu \bar{t} T^{(2/3)}$	$\frac{igs_\beta v y_3 (7s_W^2 - 3)}{3c_W f Y_{1,3}} \gamma^\mu P_R$
$Z^\mu \bar{t} T_5$	$-\frac{igs_\beta v}{6c_W f} \gamma^\mu \left(\frac{8y_3 s_W^2}{Y_{1,3}} P_R + \frac{y_2 ((2(s_W^2 + 3)y_2^2 + (s_W^2 - 6)y_3^2)y_1^2 + (s_W^2 + 3)y_3^2 Y_{3,2}^2)}{Y_{1,2} Y_{2,3}^2 Y_{1,3}^2} P_L \right)$
$Z^\mu \bar{t} T_6$	$-\frac{igc_\beta v y_2 (3 + s_W^2)}{3c_W f Y_{1,2}} \gamma^\mu P_L$
$Z^\mu \bar{T} t$	$\frac{ig}{6c_W} \gamma^\mu \left(\frac{y_1 y_2 s_W^2}{Y_{1,2}^2} P_L + \frac{s_\beta v (2y_1^2 - y_2^2) y_3 (3c_W^2 Y_{1,3} + 8s_W^2 Y_{1,2}^2 Y_{1,3}^2)}{2f Y_{1,2}^4 Y_{1,3}^3} P_R \right)$
$Z^\mu \bar{T} T_5$	$\frac{igs_\beta v y_1}{f} \gamma^\mu \left(\frac{c_W (y_2^2 + 2y_3^2)}{2Y_{1,3} Y_{3,2}^2} P_R - \frac{(3Y_{1,3}^2 (2y_2^2 + y_3^2) c_W^2 + s_W^2 (4y_3^4 + 5y_2^2 y_3^2 + 4y_1^2 (2y_2^2 + y_3^2)))}{6c_W Y_{1,2} Y_{2,3}^2 Y_{1,3}^2} P_L \right)$
$Z^\mu \bar{T} T_6$	$-\frac{igc_\beta v}{3c_W f} \gamma^\mu \left(\frac{1}{2} (3 + s_W^2) P_R + \frac{y_1 (3 + s_W^2)}{Y_{1,2}} P_L \right)$
$Z^\mu \bar{T}^{(2/3)} t$	$-\frac{igs_\beta v y_3 (3 - 7s_W^2)}{3c_W f Y_{1,3}} \gamma^\mu P_R$
$Z^\mu \bar{T}^{(2/3)} T_5$	$-\frac{igs_\beta v}{3c_W f} \gamma^\mu \left(\frac{(3 - 7s_W^2)}{2} P_L + \frac{(3 + s_W^2) y_1}{Y_{1,3}} P_R \right)$
$Z^\mu \bar{T}_5 t$	$-\frac{igs_\beta v}{6c_W f} \gamma^\mu \left(\frac{8y_3 s_W^2}{Y_{1,3}} P_R + \frac{y_2 ((2(s_W^2 + 3)y_2^2 + (s_W^2 - 6)y_3^2)y_1^2 + (s_W^2 + 3)y_3^2 Y_{3,2}^2)}{Y_{1,2} Y_{2,3}^2 Y_{1,3}^2} P_L \right)$
$Z^\mu \bar{T}_5 T$	$\frac{igs_\beta v y_1}{f} \gamma^\mu \left(\frac{c_W (y_2^2 + 2y_3^2)}{2Y_{1,3} Y_{3,2}^2} P_R - \frac{(3Y_{1,3}^2 (2y_2^2 + y_3^2) c_W^2 + s_W^2 (4y_3^4 + 5y_2^2 y_3^2 + 4y_1^2 (2y_2^2 + y_3^2)))}{6c_W Y_{1,2} Y_{2,3}^2 Y_{1,3}^2} P_L \right)$
$Z^\mu \bar{T}_5 T^{(2/3)}$	$\frac{igs_\beta v}{6c_W f Y_{1,3}} \gamma^\mu ((7s_W^2 - 3) Y_{1,3} P_L - 2(s_W^2 + 3) y_1 P_R)$
$Z^\mu \bar{T}_6 t$	$-\frac{ic_\beta g (3 + s_W^2) v y_2}{3c_W f Y_{1,2}} \gamma^\mu P_L$
$Z^\mu \bar{B} b$	$\frac{igs_W^2 y_1 y_2}{6c_W Y_{1,2}^2} \gamma^\mu P_L$
$Z^\mu \bar{b} B$	$\frac{igs_W^2 y_1 y_2}{6c_W Y_{1,2}^2} \gamma^\mu P_L$

Tabla B.9: Vértices que involucran a un boson y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman	Interacciones	Reglas de Feynman
$Z'^\mu \bar{t}t$	$\frac{1}{2}ig\gamma^\mu P_L$	$Z'^\mu \bar{T}T$	$-\frac{1}{2}ig\gamma^\mu \cdot \gamma^5$
$Z'^\mu \bar{T}^{(2/3)}T^{(2/3)}$	$\frac{1}{2}ig\gamma^\mu \cdot \gamma^5$	$Z'^\mu \bar{T}^{(5/3)}T^{(5/3)}$	$-\frac{1}{2}ig\gamma^\mu \cdot \gamma^5$
$Z'^\mu \bar{B}B$	$\frac{1}{2}ig\gamma^\mu \cdot \gamma^5$	$Z'^\mu \bar{b}b$	$-\frac{1}{2}ig\gamma^\mu P_L$

Tabla B.10: Vértices que involucran a un boson y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman
$Z'^\mu \bar{t} T$	$-\frac{igs_\beta v (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{4fY_{1,2}^4 Y_{1,3}^2} \gamma^\mu P_R$
$Z'^\mu \bar{t} T^{(2/3)}$	$\frac{igs_\beta v y_3}{fY_{1,3}} \gamma^\mu P_R$
$Z'^\mu \bar{t} T_5$	$-\frac{igs_\beta v y_2 (2y_1^2 - y_3^2)}{2fY_{1,2} Y_{1,3}^2} \gamma^\mu P_L$
$Z'^\mu \bar{t} T_6$	$-\frac{ic_\beta g v y_2}{fY_{1,2}} \gamma^\mu P_L$
$Z'^\mu \bar{T} t$	$-\frac{igs_\beta v (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{4fY_{1,2}^4 Y_{1,3}^2} \gamma^\mu P_R$
$Z'^\mu \bar{T} T_5$	$\frac{igs_\beta v y_1}{2f} \gamma^\mu \left(-\frac{(2y_2^2 + y_3^2)}{Y_{1,2} Y_{2,3}^2} P_L - \frac{(y_2^2 + 2y_3^2)}{Y_{1,3} Y_{3,2}^2} P_R \right)$
$Z'^\mu \bar{T} T_6$	$\frac{igc_\beta v}{f} \gamma^\mu \left(-\frac{y_1}{Y_{1,2}} P_L + \frac{1}{2} P_R \right)$
$Z'^\mu \bar{T}^{(2/3)} t$	$\frac{igs_\beta v y_3}{fY_{1,3}} \gamma^\mu P_R$
$Z'^\mu \bar{T}^{(2/3)} T_5$	$\frac{igs_\beta v}{f} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} P_L + \frac{y_1}{Y_{1,3}} P_R \right)$
$Z'^\mu \bar{T}_5 t$	$-\frac{igs_\beta v y_2 (2y_1^2 - y_3^2)}{2fY_{1,2} Y_{1,3}^2} \gamma^\mu P_L$
$Z'^\mu \bar{T}_5 T$	$\frac{igs_\beta v y_1}{2f} \gamma^\mu \left(-\frac{(2y_2^2 + y_3^2)}{Y_{1,2} Y_{2,3}^2} P_L - \frac{(y_2^2 + 2y_3^2)}{Y_{1,3} Y_{3,2}^2} P_R \right)$
$Z'^\mu \bar{T}_5 T^{(2/3)}$	$\frac{igs_\beta v}{f} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} P_L + \frac{y_1}{Y_{1,3}} P_R \right)$
$Z'^\mu \bar{T}_6 t$	$-\frac{ic_\beta g v y_2}{fY_{1,2}} \gamma^\mu P_L$
$Z'^\mu \bar{T}_6 T$	$\frac{igc_\beta v}{f} \gamma^\mu \left(-\frac{y_1}{Y_{1,2}} P_L + \frac{1}{2} P_R \right)$

Tabla B.11: Vértices que involucran a un boson y dos fermiones.

Interacciones	Reglas de Feynman
$W_\mu^+ \bar{t} b$	$\frac{ig}{\sqrt{2}} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu^+ \bar{T} B$	$\frac{ig}{\sqrt{2}} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu^+ \bar{T}^{5/3} T^{2/3}$	$\frac{ig}{\sqrt{2}} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu^+ \bar{T}^{5/3} T^5$	$\frac{ig s_\beta v}{\sqrt{2} f} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu^+ \bar{T}^5 B$	$-\frac{ig s_\beta v y_1 (2y_2^2 + y_3^2)}{\sqrt{2} f Y_{12} (y_2^2 - y_3^2)} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu^+ \bar{T}^5 b$	$-\frac{ig s_\beta v y_2 (2y_1^2 - y_3^2)}{\sqrt{2} f Y_{12} Y_{13}^2} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu^+ \bar{T}^6 B$	$-\frac{i\sqrt{2} g c_\beta v y_1}{f Y_{12}} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu^+ \bar{T}^6 b$	$-\frac{i\sqrt{2} g c_\beta v y_2}{f Y_{12}} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu^+ \bar{t} T^{5/3}$	$\frac{i\sqrt{2} g s_\beta v y_3}{f Y_{13}} \gamma^\mu P_R$
$W_\mu^+ \bar{B} t$	$\frac{ig s_\beta v (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{2\sqrt{2} f Y_{12}^4 Y_{13}^2} \gamma^\mu P_R$
$W_\mu^+ \bar{B} T$	$\frac{ig}{\sqrt{2}} \gamma^\mu P_R$
$W_\mu^+ \bar{B} T^5$	$-\frac{ig s_\beta v y_1 (y_2^2 + 2y_3^2)}{\sqrt{2} f Y_{13} (y_2^2 - y_3^2)} \gamma^\mu P_R$
$W_\mu^+ \bar{B} T^6$	$-\frac{ig c_\beta v}{\sqrt{2} f} \gamma^\mu P_R$
$W_\mu^+ \bar{T}^{2/3} T^{5/3}$	$\frac{ig}{\sqrt{2}} \gamma^\mu P_R$
$W_\mu^+ \bar{T}^5 T^{5/3}$	$\frac{i\sqrt{2} g s_\beta v y_1}{f Y_{13}} \gamma^\mu P_R$

Tabla B.12: Interacciones que involucra el bosón W^+ y dos fermiones en el BLH.

Interacciones	Reglas de Feynman
$W_\mu'^+ \bar{t} b$	$\frac{ig s_g}{\sqrt{2} c_g} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu'^+ \bar{T} B$	$\frac{ig s_g}{\sqrt{2} c_g} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu'^+ \bar{T}^{5/3} T^5$	$\frac{ig s_g s_\beta v}{\sqrt{2} c_g f} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu'^+ \bar{T}^{5/3} T^{2/3}$	$\frac{ig s_g}{\sqrt{2} c_g} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu'^+ \bar{T}^5 B$	$-\frac{ig s_g s_\beta v y_1 (2y_2^2 + y_3^2)}{\sqrt{2} c_g f Y_{12} (y_2^2 - y_3^2)} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu'^+ \bar{T}^5 b$	$-\frac{ig s_g s_\beta v y_2 (2y_1^2 - y_3^2)}{\sqrt{2} c_g f Y_{12} Y_{13}^2} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu'^+ \bar{T}^6 B$	$-\frac{i\sqrt{2} g s_g c_\beta v y_1}{c_g f Y_{12}} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu'^+ \bar{T}^6 b$	$-\frac{i\sqrt{2} g s_g c_\beta v y_2}{c_g f Y_{12}} \gamma^\mu P_L$
$W_\mu'^+ \bar{t} T^{5/3}$	$-\frac{i\sqrt{2} g c_g s_\beta v y_3}{s_g f Y_{13}} \gamma^\mu P_R$
$W_\mu'^+ \bar{B} t$	$-\frac{ig c_g s_\beta v (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{2\sqrt{2} s_g f Y_{12}^4 Y_{13}^2} \gamma^\mu P_R$

Tabla B.13: Interacciones que involucra el bosón W'^+ y dos fermiones en el BLH.

Apéndice C

C.1. Momento dipolar magnético débil del top mediado por un fotón

Con la finalidad de comprobar nuestros cálculos, se reproducirá el valor reportado en [71] de la contribución electromagnética al momento dipolar magnético débil del top. En la figura 6.1 la partícula mediadora, A , hace el papel del fotón mientras que f denotará el quark top. Algo muy importante que se debe tomar en cuenta en este cálculo, son las condiciones cinemáticas. Así, los quarks top externos estarán en capa de masa mientras que el bosón Z estará fuera de ella. La energía de centro de masa que se usará para encontrar el valor numérico es $\sqrt{q^2}=500$ GeV. Para el proceso que nos interesa, la expresión analítica del MDMDA es lo siguiente

$$(a_t^W)^{[\gamma tt]} = \frac{egm_t^2(3 - 8s_W^2)(B_0[s^2, m_t^2, m_t^2] - B_0[m_t^2, 0, m_t^2])}{108\pi^2 c_W(s^2 - 4m_t^2)}. \quad (\text{C.1})$$

Las variables involucradas en la ecuación anterior tomarán los siguientes valores, según [71]: $m_t = 174$ GeV, $s_W^2 = 0.240$, $\alpha = 1/127$, $e = 2\sqrt{\alpha\pi}$, y $g = e/s_W$. De esta manera, con la ayuda de Package-X se genera el resultado numérico para la ecuación (C.1), obteniéndose que $(a_t^W)^{[\gamma tt]} = -7.1549 \times 10^{-5} + 1.2438 \times 10^{-4}i$. Este resultado fue la que se reportó en la Tabla III en [71].