



Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo



Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

Decaimiento del quark top con cambio de sabor y bosones neutros en
modelos extendidos.

Tesis presentada

como requisito para la obtención del grado de

MAESTRO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

por

L. F. M. David Espinosa Gómez

asesorado por

Doctor en Física Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Doctor en Física Aplicada Ismael Cortés Maldonado

Morelia Michoacán

Agosto de 2016

Índice general

Resumen	III
Abstract	IV
Introducción	V
1. Modelo Estándar	1
1.1. Descripción Teórica del Modelo Estándar	1
1.1.1. Interacción electrodébil	1
1.1.2. Sector de Higgs	4
1.1.3. Sector de Yang-Mills	6
1.1.4. Sector de Yukawa	7
1.1.5. Sector de corrientes	9
1.2. El Lagrangiano de QCD	11
2. Lagrangiano de corrientes neutras que cambian sabor	12
2.1. Bosón de norma neutro Z'	13
2.1.1. Descripción teórica del bosón Z'	13
2.1.2. Búsqueda experimental del bosón Z'	14
2.2. El quark top	15
3. Decaimientos del quark top $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$	17
3.1. Cálculo de las amplitudes	17
3.2. Cálculo de las amplitudes al cuadrado	21
4. Anchura de decaimiento y fracciones de decaimiento de $t \rightarrow cV$	23
4.1. Fracción de decaimiento de $t \rightarrow cg$	24
4.2. Fracción de decaimiento de $t \rightarrow c\gamma$	24
4.3. Análisis numérico	24
4.4. Búsqueda experimental de $t \rightarrow u_i g$ y $t \rightarrow u_i \gamma$ ($u_i = c, u$)	27
5. Conclusiones	29

Resumen

En este trabajo de tesis estudiamos los decaimientos del quark top con cambio de sabor $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ mediados por un nuevo bosón de norma neutro Z' en el contexto de modelos extendidos. Se propone un escenario de energías comprendido entre 2 TeV y 4 TeV para analizar las fracciones de decaimiento como función de la masa de este nuevo bosón; el rango de masas es acorde con la región de resonancia en el canal dileptónico reportado por las colaboraciones experimentales ATLAS y CMS. Finalmente, los resultados obtenidos son comparados con las fracciones de decaimiento de los procesos $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ en el marco del modelo estándar, encontrándose que nuestros valores están por encima de aquellos calculados en el modelo estándar.

Palabras claves: decaimiento, cambio, sabor, quark, bosón.

Abstract

In this thesis we studied the top quark decays with flavor change $t \rightarrow cg$ and $t \rightarrow c\gamma$ mediated by a new neutral gauge boson Z' in the context of extended models. A scenario of energies is proposed included between 2 TeV and 4 TeV to analyze branching ratios as a function of the mass of this new boson; the mass range is consistent with the resonance region in the channel dileptonic reported by experimental collaborations ATLAS and CMS. Finally, the results obtained are compared with branching ratios of the $t \rightarrow cg$ and $t \rightarrow c\gamma$ processes in the framework of the standard model, finding that our values are above to those calculated in the standard model.

Keywords: decay, change, flavor, quark, boson.

Introducción

El modelo estándar de partículas elementales (ME) es la teoría física más exitosa desarrollada por los físicos, ya que ha sido muy precisa en las predicciones de numerosos resultados experimentales. Esta es una teoría que engloba el estudio de las tres interacciones fundamentales: la electromagnética, la débil y la fuerte. Sin embargo, hoy en día se sabe que el ME no es suficiente para poder explicar diversas cuestiones fundamentales como el problema del sabor, la oscilación de neutrinos, no incorpora gravedad, etc. Es así que se piensa que el ME es una teoría que necesita extensiones en ciertos sectores y que además ofrezcan solución a dichas cuestiones fundamentales. Otro aspecto importante se encuentra en el sector de corrientes neutras con cambio de sabor (CNCS), las cuales se caracterizan porque están ausentes a nivel árbol en el ME, esto conlleva a que cualquier tipo de fenómeno relacionado con procesos de este tipo cae en lo que se conoce como efectos de nueva física. En este sentido, estamos interesados en procesos que incluyen CNCS en modelos extendidos. En particular, estudiamos los procesos de decaimiento del quark top con cambio de sabor $t \rightarrow u_i V$ ($u_i = u, c$; $V = g, \gamma$) mediados por un bosón de norma neutro extra.

En el ME el quark top es conocido como la partícula elemental más pesada y decae casi exclusivamente a quark bottom y un bosón de norma cargado W [1]; lo que deja poco margen para contribuciones a otros modos de decaimiento y de ahí surge una ventana natural para explorar efectos de nueva física. A nivel de un lazo, dentro del ME, el quark top presenta transiciones con cambio de sabor en los siguientes decaimientos: $t \rightarrow u_i V$ ($V = g, \gamma, Z, H$) [2, 3], $t \rightarrow cgg$ [4] y $t \rightarrow c\bar{c}c$ [5], pero estos procesos se encuentran fuertemente suprimidos debido al mecanismo de GIM. El decaimiento $t \rightarrow u_i V$ aparece en varios modelos más allá del ME, por ejemplo, en el modelo de dos dobletes de Higgs [6, 7], en modelos supersimétricos [8, 9], en modelos **331** [10] y descripciones independientes del modelo [11, 12]. Particularmente, la propuesta de este trabajo de tesis es analizar a fondo los decaimientos raros del quark top $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ con violación de sabor mediados por el bosón de norma Z' en el contexto de modelos extendidos. En trabajos previos, se han estudiado los decaimientos $t \rightarrow u_i H$, $t \rightarrow u_i \gamma$ y $t \rightarrow u_i \gamma \gamma$ en el contexto de teorías efectivas cuyos resultados se presentan en un artículo de investigación que fue publicado en la revista Physical Review D [1]. En dicho trabajo, el cambio de sabor es producido por la presencia del bosón de Higgs, en contraste, esta tesis considera en lugar del bosón de Higgs al bosón de norma Z' . De lo anterior es claro que ya se tiene una buena base en cuanto al análisis de fenómenos que incluyen violación de sabor en el sector de quarks, por lo que esperamos tener resultados interesantes y con la calidad suficiente para que

sean publicados en una revista de circulación internacional indexada.

Esta tesis tiene como objetivo la búsqueda de efectos de nueva física a nivel de fluctuación cuántica en el contexto de modelos extendidos que predicen violación de sabor mediada por un nuevo bosón de norma neutro. Otra buena razón para estudiar transiciones que violan sabor donde esta presente el quark top es que se trata de la partícula elemental más pesada (172.38 ± 0.66 GeV [13]) que predice el ME, debido a esto, es natural pensar que exista una conexión con efectos de nueva física a la escala de TeVs por medio de sus acoplamientos con nuevos bosones de norma.

El contenido de la tesis ha sido organizado de la siguiente manera: En el capítulo 2 describimos brevemente la estructura del Modelo estándar. El capítulo 3 discutimos el lagrangiano renormalizable general de las corrientes neutras que incluye violación de sabor y conservación de sabor mediado por un bosón de norma Z' . Además, presentamos algunos datos experimentales del bosón Z' , en el capítulo 4 se analizan los decaimientos $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$, mediados por un bosón Z' y se presentan las amplitudes de dicha transición. En el capítulo 5 se estudian las anchuras de decaimientos de los procesos $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ y también se realizan los cálculos numéricos de las fracciones de decaimiento de dichos procesos, donde se hizo uso de la cota para el parámetro de acoplamiento $|\Omega_{tc}| < 9.77 \times 10^{-2}$ que es consistente con la estimación obtenida en un trabajo previo publicado en la revista Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics [14]. Finalmente, en el capítulo 6 se presentan las conclusiones sobre el análisis de los decaimientos $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$, mediados por un bosón de norma Z' .

Capítulo 1

Modelo Estándar

El ME es la teoría cuántica-relativista que describe tres de las cuatro interacciones que existen en la naturaleza: electromagnética, débil y fuerte. La interacción gravitatoria no es incluida debido a que aún no se conoce la forma de describirla dentro de la mecánica cuántica. La base matemática está sustentada por el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. El grupo $SU_C(3)$ caracteriza las interacciones fuertes descritas por la cromodinámica cuántica (QCD), mientras que el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. El ME posee un conjunto de campos de norma asociados al grupo $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, el cual se puede dividir en tres conjuntos: 8 asociados a $SU_C(3)$, 3 para $SU_L(2)$, y finalmente uno para $U_Y(1)$. La interacción fuerte es mediada por los gluones, los cuales se acoplan exclusivamente a las partículas de materia conocidas como quarks. La interacción débil resulta del intercambio de los bosones de norma masivos W^\pm y Z , mientras que la interacción electromagnética es mediada por el fotón. Tres de los cuatro campos de norma del sector electrodébil adquieren masa, sin embargo, el único campo superviviente sin masa es el fotón. Todo esto se debe al rompimiento espontáneo de la simetría (RES) del grupo electrodébil a través del mecanismo de Higgs. El grupo $SU_C(3)$ no se ve afectado por el mecanismo de Higgs.

Por otra parte, en el ME, los fermiones son agrupados en tres “familias”. Cada familia tiene dos tipos de fermiones, los llamados quarks y leptones. En cada familia se aprecia el mismo patrón: los fermiones de helicidad izquierda son agrupados en una representación de dobletes en virtud de grupo $SU_L(2)$, mientras que los fermiones de helicidad derecha se agrupan en una representación de singuletes de $SU_L(2)$.

1.1. Descripción Teórica del Modelo Estándar

1.1.1. Interacción electrodébil

Los ingredientes esenciales para construir la interacción electrodébil ($SU_L(2) \times U_Y(1)$) son la teoría de Yang-Mills y el RES. Para la interacción electrodébil se propone un Lagrangiano invariante bajo transformaciones de norma (gauge) locales del grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Una ca-

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.1. DESCRIPCIÓN TEÓRICA DEL MODELO ESTÁNDAR

racterística interesante de la interacción débil es que distingue estados de helicidad de fermiones, es decir, los bosones de norma W^\pm y Z se acoplan con diferentes intensidades a dichos estados, lo cual debe reflejarse en sus representaciones bajo el grupo de norma $SU_L(2)$. Así, los quarks y leptones son agrupados en dobletes izquierdos de $SU_L(2)$, de la siguiente manera:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L, \quad (1.1)$$

donde $u_i = u, c, t$, $d_i = d, s, b$, son quarks de tipo up y down, respectivamente. Por otra parte, $l_i = e, \mu, \tau$, son los leptones cargados y $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$, sus respectivos neutrinos. En esta notación i es un índice de sabor. Por otra parte, los estados de helicidad derecha son introducidos como singletes de $SU(2)_L$; l_{iR} , u_{iR} y d_{iR} . Los estados de helicidad izquierda y derecha de un fermión Ψ son definidos por:

$$\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\Psi \equiv P_{L,R}\Psi, \quad (1.2)$$

donde $P_{L,R}$ es el operador de proyección quiral. En el ME no se introducen los estados de helicidad derecha de neutrinos debido a que teóricamente los neutrinos sin masa sólo tienen helicidad izquierda. Es peculiar de la interacción débil el producir sólo neutrinos con este tipo de helicidad. No obstante, hoy en día se sabe que esto es sólo una aproximación, debido a que se ha verificado experimentalmente que los neutrinos poseen masa (se corroboró experimentalmente la existencia de oscilaciones de neutrinos) [15, 16, 17, 18, 19]. Dicha evidencia experimental nos dice que en una versión moderna del ME se tienen que incluir neutrinos derechos.

Debido a que el grupo electrodébil es covariante bajo transformaciones de norma locales del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la invarianza de la teoría electrodébil ante dichas transformaciones se logra al introducir una derivada covariante de la siguiente forma

$$D_\mu = \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i, \quad (1.3)$$

donde g' y g son los constantes de acoplamiento asociados a los grupos $U(1)_Y$ y $SU(2)_L$, respectivamente. B_μ y $Y/2$ representan el campo de norma y el generador asociado con el grupo abeliano $U(1)_Y$, respectivamente. 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 $SU(2)_L$. Los campos de norma ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3, B_\mu$) definen, mediante combinaciones lineales, a los campos de masa ($W_\mu^-, W_\mu^+, Z_\mu, A_\mu$). También, la derivada covariante se introduce en los términos cinéticos fermiónicos, que a su vez inducen la presencia de acoplamientos entre fermiones y bosones de norma. Este tipo de interacciones conforman el llamado sector de corrientes.

Una característica importante de la interacción débil consiste en que los correspondientes bosones de norma son masivos. Sin embargo, se debe señalar que no es posible introducir los términos de masa de manera directa sin romper explícitamente la invarianza de norma de la teoría. Para evitar este problema, la solución más conocida para introducir en la teoría las masas de los mismos consiste en implementar el RES, lo cual sucede a través del mecanismo de Higgs. 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 local o de norma da lugar a la absorción de los bosones de Goldstone y dotan de masa a los bosones de norma sin alterar la invariancia de norma o la renormalización de la teoría, a este mecanismo se le conoce como el mecanismo de Higgs [20]. Para generar las masas de los tres bosones de norma asociados con la interacción débil se requiere al menos 3 grados de libertad para los campos escalares pero la elección mas simple es un doblete complejo del grupo $SU(2)_L$ de campos escalares [21]. El doblete que contiene a tales campos escalares es llamado doblete de Higgs. Esto se traduce, después de un rompimiento apropiado de la simetría, en la presencia de tres campos no masivos o pseudobosones de Goldstone y un campo escalar real físico, conocido con el nombre de escalar de Higgs. Los pseudobosones de Goldstone no representan grados de libertad verdaderos, por lo cual estos son eliminados en la norma unitaria. Al asignar un número de hipercarga igual a +1 al doblete escalar de Higgs, el grupo electrodébil es roto espontáneamente al grupo electromagnético $U_{em}(1)$, cuyo generador queda expresado como una combinación lineal del generador $Y/2$ del grupo $U_Y(1)$, y el del generador $T^3 = \sigma^3/2$ del grupo $SU_L(2)$, de acuerdo con

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.4)$$

donde el operador de carga Q genera al grupo $U(1)_{em}$.

El mecanismo de Higgs permite dotar de masa a todas las partículas del ME. En el sector de Higgs, el cual está formado por el sector cinético y el potencial de Higgs, se generan las masas de los bosones débiles provenientes del término cinético; también se genera la masa del bosón de Higgs, justamente del término de potencial. Por otra parte, las masas de los fermiones de la teoría son generadas cuando se forman invariantes con combinaciones entre el doblete de Higgs y los dobletes izquierdo y singuletes derechos de los fermiones, donde todos estos invariantes son agrupados en el sector de Yukawa. Más aún, el ME contiene, además, el llamado sector de Yang-Mills, el cual contiene la esencia de la estructura de norma de la teoría.

El Lagrangiano de la teoría electrodébil se divide en dos partes, una que contiene solamente a los campos bosónicos y otra que contiene campos fermiónicos y bosónicos (ver capítulo 11 de [64]). La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills. El sector bosónico-fermiónico está comprendido por los sectores de corrientes y de Yukawa. De este modo, el Lagrangiano se puede escribir como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^F + \mathcal{L}^B, \quad (1.5)$$

donde

$$\mathcal{L}^F = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{L}^B = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \quad (1.7)$$

con \mathcal{L}^C , \mathcal{L}^Y , \mathcal{L}^H y \mathcal{L}^{YM} representando los sectores de corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente. En las siguientes secciones se discute de manera breve cada uno de estos sectores.

1.1.2. Sector de Higgs

En este sector es donde se implementa el mecanismo de Higgs que permite dotar de masa a los bosones de norma débiles W^\pm y Z y también al bosón de Higgs. El Lagrangiano está dado por:

$$\mathcal{L}^H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (1.8)$$

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dobletes, dada por la ecuación (1.3) y $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ es el llamado potencial de Higgs cuya estructura renormalizable tiene la forma:

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.9)$$

donde

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_{1,1} + i\phi_{1,2} \\ \phi_{2,1} + i\phi_{2,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

es el doblete de Higgs, al cual se le asigna un número de hipercarga $Y = +1$. En la expresión para el potencial, el coeficiente λ representa un número real positivo y μ es un parámetro con dimensiones de masa, por medio del cual se establece la condición esencial para realizar el RES en la teoría. De este modo, si $\mu^2 > 0$, el vacío Φ_0 es único y no es posible realizar el RES. De otro modo, si $\mu^2 < 0$, se tiene el caso de un vacío degenerado, es decir, existen un número infinito de estados de mínima energía que satisfacen la condición

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = |\phi_1^0|^2 + |\phi_2^0|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (1.11)$$

donde $\Phi_0 = \langle |\Phi| \rangle$ es el valor esperado en el vacío del doblete de Higgs, el cual rompe espontáneamente la simetría electrodébil al grupo electromagnético. Esto significa que Φ_0 debe ser invariante bajo el grupo electromagnético (esto es necesario para garantizar la conservación de la carga eléctrica). De esta manera se toma una dirección Φ_0 , tal que:

$$Q\Phi_0 = \left(\frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y}{2} \right) \Phi_0 = 0, \quad (1.12)$$

y como Q se obtiene de la siguiente manera

$$Q = \frac{1}{2} \left\{ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right\} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

así la única forma posible para Φ_0 es:

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

con

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.1. DESCRIPCIÓN TEÓRICA DEL MODELO ESTÁNDAR

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}. \quad (1.15)$$

El RES aparece como consecuencia de elegir a uno sólo de los vacíos. Cabe mencionar también que cuando las simetrías involucradas son globales, el resultado es la presencia de campos escalares sin masa, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. Pero, cuando la simetría es de norma, el resultado es la presencia de bosones de norma masivos uno por cada generador roto de la simetría. A este fenómeno, donde los bosones de Goldstone son absorbidos por los campos de norma asociados con los generadores rotos, se le conoce con el nombre de mecanismo de Higgs.

La teoría debe ser considerada en el entorno de este estado de mínima de energía. Así que se introduce el desplazamiento

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ (H + iG_Z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

donde G_W^+ y G_Z son los pseudobosones de Goldstone asociados a los bosones de norma débiles W^\pm y Z^0 , respectivamente, en tanto que H representa al escalar de Higgs. En términos de la expresión anterior, el potencial de Higgs toma la forma

$$\begin{aligned} V(\Phi^\dagger, \Phi) &= \mu^2(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi) + \lambda[(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi)]^2 \\ &= \frac{\lambda v^4}{4} - \frac{m_H^2}{2}H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 - 2\lambda v H(G_Z^2 + 2G_W^+ G_W^-) \\ &\quad - \frac{\lambda}{2}G_Z^2 H^2 - \lambda(H^2 + G_Z^2)G_W^+ G_W^- - \frac{\lambda}{4}G_Z^4 - \lambda(G_W^+ G_W^-)^2, \end{aligned} \quad (1.17)$$

de donde se puede apreciar que sólo el campo de Higgs, H , tiene masa distinta de cero dada por $m_H^2 = 2\lambda v^2$. Es en esta parte donde se dan los autoacomplamientos del bosón de Higgs.

En cuanto a la parte cinética del sector de Higgs se refiere, está se puede expresar de la siguiente manera

$$\begin{aligned} [D_\mu(\Phi_0 + \Phi)]^\dagger [D^\mu(\Phi_0 + \Phi)] &= (D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) + (D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi) \\ &\quad + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi_0) + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi), \end{aligned} \quad (1.18)$$

donde Φ_0 y Φ están dados en la ecuación (1.16). Después de sustituir esta relación en la ecuación anterior se encuentra que los campos de norma W_α^μ y B_μ se relacionan con los eigenestados de masa, W_μ^\pm , Z_μ y A_μ , por

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1.19)$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.1. DESCRIPCIÓN TEÓRICA DEL MODELO ESTÁNDAR

además se pueden identificar los términos de masa para los bosones débiles, dados por

$$m_W = gv/2 \quad (1.21)$$

$$m_Z = m_W/c_W \quad (1.22)$$

donde m_W es la masa asociada a los bosones de norma débiles cargados y m_Z es la masa del bosón débil neutro Z_μ . En la ecuación (1.20), S es la matriz dado de la siguiente forma

$$S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

en esta expresión se definió el llamado ángulo débil como $\tan \theta_w = g'/g$. Por lo tanto, $c_W = g/\sqrt{g'^2 + g^2}$ y $s_W = g'/\sqrt{g'^2 + g^2}$, con $c_W \equiv \cos \theta_W$ y $s_W \equiv \sin \theta_W$.

1.1.3. Sector de Yang-Mills

La estructura de este sector está completamente determinada por el carácter no abeliano del grupo electrodébil. Los invariantes correspondientes no pueden ser construidos con los campos de norma directamente, sino por medio de las estructuras covariantes dadas por el tensor de campo $W_{\mu\nu} = T^i W_{\mu\nu}^i$, asociado con el grupo no abeliano $SU_L(2)$ y el correspondiente tensor $B_{\mu\nu}$ del grupo abeliano $U_Y(1)$, los cuales transforman como

$$W'_{\mu\nu} = UW_{\mu\nu}U^\dagger, \quad U \in SU_L(2) \quad (1.24)$$

y

$$B'_{\mu\nu} = B_{\mu\nu}. \quad (1.25)$$

Así, el Lagrangiano del sector de Yang-Mills de la teoría electrodébil está dada por

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.26)$$

Explícitamente, los tensores de campo están dados como

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.27)$$

y

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.28)$$

donde ϵ^{ijk} es la constante de estructura del grupo $SU_L(2)$. El Lagrangiano de la ecuación (1.26) contiene las partes cinéticas de los cuatro bosones de norma, así como sus autointeracciones.

1.1.4. Sector de Yukawa

Este sector tiene el propósito de dotar de masa a los fermiones vía el RES electrodédil; ya que los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, 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. En la TED, debido a la ausencia de neutrinos de helicidad derecha, están prohibidos los acoplamientos de Yukawa que generarían sus posibles masas, por lo tanto, éstos no tienen ninguna manifestación física en dicho sector.

El Lagrangiano renormalizable que representa al sector de Yukawa se puede descomponer en dos partes independientes, tal como se aprecia a continuación:

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y, \quad (1.29)$$

donde \mathcal{L}_q^Y y \mathcal{L}_l^Y son los Lagrangianos de los sectores de quarks y de leptones, respectivamente. A continuación se estudian brevemente cada uno de estos sectores.

Sector de Yukawa para quarks

Debido a que en el caso de los quarks existen estados derechos asociados a los dos miembros del doblete izquierdo, es necesario considerar otro objeto que transforme covariantemente bajo el grupo $SU_L(2)$, cuya forma está dada enseguida

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+H-iG_Z}{\sqrt{2}} \\ -G_W^- \end{pmatrix}, \quad (1.30)$$

donde σ^2 es una de las matrices de Pauli. $\tilde{\Phi}$ también tiene valor de hipercarga $Y = +1$. Con la ayuda de este objeto se puede escribir el Lagrangiano del sector de Yukawa de quarks como

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi} u'_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_{iL} \Phi d'_{jR} + h.c., \quad (1.31)$$

donde Y_{ij}^u, Y_{ij}^d son constantes arbitrarias, llamadas constantes de acoplamiento de Yukawa. Aquí los símbolos primados denotan los estados de norma. Este Lagrangiano no conserva el sabor, ya que las matrices $Y^{u,d}$ no están sujetas a ningún tipo de restricción, en particular, no son diagonales y la presencia de dichas matrices indica que pueden existir mezclas entre fermiones, entonces es necesario diagonalizarlas para encontrar los eigenestados de masa.

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

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad (1.32)$$

y de las matrices de masa

$$M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u, \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d, \quad (1.33)$$

el Lagrangiano de Yukawa para quarks se puede reescribir como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y = & - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R + \frac{i}{v} G_Z (\bar{U}'_L M^u U'_R - \bar{D}'_L M^d D'_R)) \\ & - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^- \bar{D}'_L M^u U'_R + \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{U}'_L M^d D'_R + h.c. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Las masas de los quarks se encuentran al diagonalizar la parte cuadrática de este Lagrangiano. Es así que se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R}, \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (1.35)$$

donde las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son matrices unitarias.

En álgebra lineal existe un teorema que garantiza que para cualquier matriz M , es posible encontrar dos matrices unitarias A y B , tales que AMB sea real y diagonal. Dado que los matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son unitarias, el teorema mencionado nos garantiza que las matrices $V_{L,R}^{u,d} M^{u,d} V_{L,R}^{u,d\dagger}$ sean reales y diagonales, como debe ser ya que los elementos de la diagonal representan a las masas de los quarks. Entonces, en términos de los campos de masa U y D , el Lagrangiano de Yukawa para quarks se puede escribir como

$$\mathcal{L}_q^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U} \bar{M}^u U + \bar{D} \bar{M}^d D) + h.c., \quad (1.36)$$

con $\bar{M}^{u,d}$ siendo matrices de masa dadas por

$$\bar{M}^u = V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad \bar{M}^d = V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (1.37)$$

De esta manera, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa de quarks conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla a pares del mismo tipo de quarks.

Sector de Yukawa para leptones

En el caso de los leptones, considerando que no existen estados de helicidad derecha de neutrinos, podemos escribir el Lagrangiano para este sector como

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}'_{iL} \Phi l'_{jR} + h.c. \quad (1.38)$$

donde Y_{ij}^l son las componentes de la matriz de Yukawa.

En términos de los campos en el espacio de sabor

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.39)$$

y de la matriz de masa

$$M_{ij}^l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l, \quad (1.40)$$

podemos escribir el Lagrangiano de Yukawa para leptones como

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}'_L M^l E'_R - \frac{i}{v} G_Z \bar{E}'_L M^l E'_R - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{\nu}' M^l E'_R + h.c. \quad (1.41)$$

De manera análoga al caso de quarks, las masas de los leptones se definen diagonalizando la parte cuadrática del Lagrangiano anterior. Como antes, se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R}, \quad \nu_L = V_L^l \nu'_L, \quad (1.42)$$

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

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E} \bar{M}^l E - \frac{i\gamma^5}{v} G_Z \bar{E} \bar{M}^l E - \frac{\sqrt{2}}{v} (G_W^+ \bar{\nu} \bar{M}^l P_R E + G_W^- \bar{E} \bar{M}^l P_L \nu). \quad (1.43)$$

Puesto que siempre es posible encontrar las matrices unitarias $V_{L,R}^l$ tales que $\bar{M}^l = V_L^l M^l V_R^{l\dagger}$ sea real y diagonal, como se requiere para definir los términos de masa. La matriz \bar{M}^l queda dada por

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.44)$$

donde los elementos de la diagonal son las masas de los respectivos leptones cargados.

Como ocurre en el sector de quarks, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa para leptones conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla al mismo tipo de lepton cargado.

1.1.5. Sector de corrientes

En esta sección nos enfocamos en los sectores cinéticos de quarks y leptones, ya que es ahí donde se presentan las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones. A los acoplamientos de pares de fermiones con el bosón W^\pm se les conoce como corrientes cargadas. Las corrientes cargadas débiles son las únicas interacciones en el ME, mientras que a los acoplamientos con los bosones Z y A se les denominan corrientes neutras. El Lagrangiano asociado, con la propiedad de invariancia de norma, se puede descomponer en dos partes, a saber,

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C, \quad (1.45)$$

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

Sector de corrientes para quarks

El Lagrangiano para quarks en este sector, en términos de los campos de norma, conserva el sabor y está dado por

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \quad (1.46)$$

donde $Q' = \begin{pmatrix} u'_i \\ d'_i \end{pmatrix}_L$, después de expresar en términos de los campos de masa la lagrangiana de la ecuación (1.46) toma la siguiente forma

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.47)$$

donde las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ están definidas de la siguiente manera

$$J^{-\mu} = \bar{U}_L\gamma^5 K D_L, \quad (1.48)$$

$$J_Z^\mu = \bar{U}\gamma^\mu(g_V^u + g_A^u\gamma^5)U + \bar{D}\gamma^\mu(g_V^d + g_A^d\gamma^5)D, \quad (1.49)$$

$$J_A^\mu = \bar{U}\gamma^\mu U + \bar{D}\gamma^\mu D, \quad (1.50)$$

siendo $K = V_L^u V_L^{d\dagger}$ la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), mientras que $g_V^{u_i}$ y $g_A^{u_i}$ son constantes de acoplamiento que dependen esencialmente de la carga del quark u_i ($u_i = u, d$). Se puede apreciar que debido a la unitariedad de las matrices $V_{L,R}^{u,d}$, en el ME las corrientes neutras conservan el sabor, sin embargo, en las corrientes cargadas se dan transiciones entre diferentes familias a través de la matriz de CKM. La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo.

Sector de corrientes para leptones

Debido a la ausencia de neutrinos derechos, el Lagrangiano de corrientes para leptones, está dado por

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{L}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu L'_{iL} + i\bar{l}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu l'_{iR}, \quad (1.51)$$

el cual como en el caso de quarks conserva sabor. En la base de masas este Lagrangiano se puede reescribir como

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.52)$$

donde al igual que para quarks, se han introducido las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ , que están dadas de la siguiente manera

$$J^{-\mu} = \bar{\nu}_L\gamma^\mu E_L, \quad (1.53)$$

$$J_Z^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu(g_V^\nu + g_A^\nu\gamma^5)\nu + \bar{E}\gamma^\mu(g_V^E + g_A^E\gamma^5)E, \quad (1.54)$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L + \bar{E}\gamma^\mu E, \quad (1.55)$$

donde $g_V^{l_i}$ y $g_A^{l_i}$ ($l_i = \nu, E$) son constantes de acoplamiento que dependen de los números cuánticos con que se acomodan los leptones en el grupo electrodébil. En este caso, debido a la ausencia de neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor a todo orden en la serie perturbativa. Es importante señalar que la ausencia de 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.

1.2. El Lagrangiano de QCD

La Cromodinámica Cuántica es la teoría que describe las interacciones entre gluones y quarks mediante el requerimiento de invariancia de norma local. Al imponer la condición de renormalizabilidad se termina por delinear la forma del Lagrangiano asociado; es así que esta teoría es de tipo Yang-Mills cimentada en el grupo norma $SU_C(3)$, por lo cual el Lagrangiano de QCD adquiere la siguiente forma

$$\mathcal{L}^{QCD} = -\frac{1}{2}Tr[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \bar{q}_i(i\gamma^\mu D_\mu - m_i)q_i, \quad (1.56)$$

donde $q_i = (u, d, s, c, b, t)$ son los campos de quarks con masas m_i y D_μ es la derivada covariante dada como

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu, \quad (1.57)$$

y

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig_s [G_\mu, G_\nu], \quad (1.58)$$

con $G_\mu = G_\mu^a \lambda^a / 2$, donde λ^a representa a las matrices de Gell-Mann (son los generadores del grupo $SU_C(3)$), las cuales satisfacen la siguiente relación de conmutación

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c, \quad (1.59)$$

cuya condición de normalización es

$$Tr[\lambda^a \lambda^b] = 2\delta^{ab}. \quad (1.60)$$

Los campos de norma de la interacción fuerte G_μ , son denominados “gluones” y existen 8 tipos de acuerdo con la simetría de norma $SU_C(3)$. Incluso, como se trata de una teoría no abeliana, como en el caso de la interacción débil, los gluones interactúan entre sí, por lo tanto, surgen vértices trilineales y cuárticos. Además, en analogía con la parte electrodébil de la teoría en el Lagrangiano de interacción entre fermiones y bosones de norma aparecen los acoplamientos entre quarks y gluones.

Capítulo 2

Lagrangiano de corrientes neutras que cambian sabor

En este trabajo de tesis pretendemos desarrollar estudios que nos permitan entender la presencia de CNCs en el sector de quarks y mostrar que dentro del contexto de modelos extendidos hay una fenomenología muy rica, donde estos efectos de nueva física podrían ser competitivos con observables del ME.

Puesto que el principal objetivo de la tesis radica en la estimación numérica de fracciones de decaimiento para $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$, inducidos por el acoplamiento $Z'tc$, nos enfocaremos exclusivamente en el sector extendido en donde se generan las CNCs mediadas por el bosón de norma neutro Z' . El modelo extendido más simple que predice la existencia de este bosón de norma neutro débil está cimentado en el grupo de norma electrodébil extendido $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$. En base esto, haremos uso del Lagrangiano renormalizable más general donde están incluidas las CNCs mediadas por el bosón de norma Z' . Dicho Lagrangiano puede escribirse de la siguiente manera:

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

donde f_i es cualquier fermión del ME y Z'_α es el bosón de norma neutro predicho por diversas extensiones del ME [22, 23, 24, 25]. Los parámetros $\Omega_{L q_i q_j}$ y $\Omega_{R q_i q_j}$ representan la intensidad del acoplamiento $Z' q_i q_j$, en donde q_i es cualquier quark del ME. En el Lagrangiano de la ecuación (2.1) están incluidos tanto acoplamientos que violan sabor como aquellos que lo conservan mediados por el bosón de norma Z' . Los acoplamientos a dos fermiones con el mismo sabor están relacionados con el parámetro Ω de la siguiente forma: $\Omega_{L f_i f_i} = -g_2 Q_L^{f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_i} = -g_2 Q_R^{f_i}$, donde los valores de la $Q_{L,R}^{f_i}$ [26, 27, 28] se muestran en la Tabla (2.1) y g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' .

En nuestro estudio consideramos al bosón Z' predicho por los siguientes modelos de extensión: El modelo secuencial Z denotado por Z_S , el modelo con simetría izquierda-derecha

CAPÍTULO 2. LAGRANGIANO DE CORRIENTES NEUTRAS QUE CAMBIAN SABOR

2.1. BOSÓN DE NORMA NEUTRO Z'

denotado por Z_{LR} , el Z_χ que surge del rompimiento de $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)$, el Z_ψ que surge del grupo $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)$ y el Z_η que aparece en diversos modelos inspirados en supercuerdas [29]. Para estos diferentes modelos de extensión los acoplamientos de norma de Z' son de la forma

$$g_2 = \sqrt{\frac{5}{3}} \sin \theta_W g_1 \lambda_g, \quad (2.2)$$

donde $g_1 = g/\cos \theta_W$, g es la constante de acoplamiento débil y θ_W es el ángulo de mezcla débil y λ_g depende del patrón de ruptura de la simetría de $O(1)$ [30]. En el modelo secuencial Z , el acoplamiento de norma $g_2 = g_1$.

	Q_L^u	Q_R^u	Q_L^d	Q_R^d	Q_L^e	Q_R^e	Q_L^ν
Z_S	0.3456	-0.1544	-0.4228	0.0772	-0.2684	0.2316	0.5
Z_{LR}	-0.08493	0.5038	-0.08493	-0.6736	0.2548	-0.3339	0.2548
Z_χ	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$
Z_ψ	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$
Z_η	$\frac{-2}{2\sqrt{10}}$	$\frac{2}{2\sqrt{15}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$	$\frac{2}{2\sqrt{15}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{15}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$

Tabla 2.1: Acoplamientos quirales en modelos extendidos.

2.1. Bosón de norma neutro Z'

El bosón de norma neutro extra Z' es una partícula hipotética cuya masa es mucho mayor respecto a la masa del bosón Z del ME. Ambas partículas comparten el mismo espín ($s=1$); además de ser una partícula autoconjugada. La búsqueda de esta partícula ha cobrado interés en la comunidad experimental debido a que actualmente se cuenta con un colisionador el cual alcanza energías del orden de TeV en su centro de masa. A continuación describiremos algunos aspectos importantes de este bosón.

2.1.1. Descripción teórica del bosón Z'

Las interacciones del Z' con violación de sabor generalmente están presentes en modelos con una simetría de norma extra $U(1)$, es así que en esta sección se hará una descripción de manera breve de algunos modelos donde está presente el Z' :

- El modelo con simetría izquierda-derecha está basado en un grupo de simetría de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$. Este modelo a bajas energías reproduce todas las características del modelo $SU(2) \times U(1)$ y además introduce neutrinos derechos. Otras de las consideraciones de este modelo es que también dota de masa a los neutrinos [31].

CAPÍTULO 2. LAGRANGIANO DE CORRIENTES NEUTRAS QUE CAMBIAN SABOR

2.1. BOSÓN DE NORMA NEUTRO Z'

- El modelo 331 es una extensión del ME cuyo sustento matemático es el grupo de simetría $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_\chi$. Algunas de las características interesantes de estos modelos es que surgen como una alternativa interesante para explicar el origen de las "generaciones de familias", en donde las tres familias del ME son necesarias para cancelar las anomalías quirales [32].
- Los modelos de Higgs pequeño (en inglés es "The Littlest Higgs") están basados en un complejo de sistema de simetrías y mecanismos de rompimiento de estas [33]. La física de esta teoría proviene de un modelo sigma no lineal con un grupo de simetría global $SU(5)$ [34, 35]. Una de sus características es que la cancelación de divergencias cuadráticas ocurre entre las partículas con la misma estadística, es decir, divergencias debido a bosones de norma son canceladas por nuevos bosones de norma y lo mismo sucede para quarks [35].
- Otros modelos que estudian el bosón Z' se basan en teorías de norma extendidas o teorías de gran unificación. El bosón Z_χ proviene de modelos con rompimiento electrodébil de $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi$. El bosón Z' , llamado Z_ψ , aparece después del rompimiento del grupo E_6 a $SO(10) \times U(1)_\psi$. El bosón Z_η surge de una combinación lineal del bosón de norma Z_χ y del bosón de norma Z_ψ , dada explícitamente como $Z'_\eta = \sqrt{\frac{3}{8}}Z_\chi - \sqrt{\frac{5}{8}}Z_\psi$ [36]; este nuevo bosón de norma neutro surgiría de rompimientos de grupos de norma grandes que se asemejan a los que aparecen en teorías de supercuerdas. En particular, en el modelo E_6 con un grupo de norma extra $U(1)'$, la carga de $U(1)'$ es una combinación lineal de $U(1)_\psi$ y $U(1)_\chi$ tal que

$$Q = Q_\chi \cos\beta + Q_\psi \sin\beta,$$

donde β es un ángulo de mezcla con rango $0 \leq \beta \leq \pi$. Específicamente, en los modelos donde surgen Z_χ , Z_ψ y Z_η se tiene que $\beta = 0, \frac{\pi}{2}$ y $-\arctan \sqrt{\frac{5}{3}}$ respectivamente [36, 37].

2.1.2. Búsqueda experimental del bosón Z'

En esta sección se discutirá brevemente la búsqueda experimental del bosón Z' en el Tevatron y en el gran colisionador de hadrones LHC (The Large Hadron Collider):

- El Tevatron fue un colisionador de protones y antiprotones de alta energía; operó realizando colisiones a la escala de GeVs. Debido a la muy alta energía que llegó a disponer para estas colisiones hizo posible la producción de partículas pesadas, es así que haremos mención de algunos datos experimentales sobre el bosón pesado Z' . En 2006, el Tevatron de Fermilab excluye que los bosones Z' posean masas por debajo de 800 GeV con un 95% de nivel de confianza [38]. Esto fue interpretado en eventos de dielectrones producidos en colisiones protón-antiprotón ($p\bar{p}$) en CDF II (the Collider Detector at Fermilab II). En el año 2010, la colaboración experimental CDF de Fermilab establece que de existir un bosón Z' su masa debe ser mayor que 1071 GeV [39]. Este resultado es obtenido a partir del hipotético decaimiento a dos pares de muones con 4.6 fb^{-1} de colisiones.

- En los experimentos del LHC, como lo son ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) y CMS (Compact Muon Solenoid) se están buscando evidencias de física más allá del ME. En la nueva era de las colisiones de partículas se explora la física que pudiera estar presente a la escala de TeVs. En este sentido, se comentarán algunos datos sobre la masa del bosón Z' . En 2012, el detector ATLAS indica que la masa de dicho bosón debe ser mayor que 2.49 TeV; este resultado se presenta en base al análisis de colisiones protón-protón (pp) a una energía en su centro de masa de 8 TeV con una luminosidad integrada de aproximadamente $5.9 (e^+e^-) / 6.1 (\mu^+\mu^-) \text{ fb}^{-1}$ con un 95 % de nivel de confianza [40]. En el mismo año, el CMS impone su límite experimental sobre la masa del bosón Z' , el cual dice que debe ser mayor a 2.59 TeV; este resultado es obtenido utilizando los datos de colisiones pp a una energía de centro de masa de 8 TeV con una luminosidad integrada de 4.1 fb^{-1} con 95 % de nivel de confianza [41]. Actualmente, las colaboraciones ATLAS y CMS han reportado nuevos límites experimentales sobre la masa del bosón Z' ; estos experimentos encuentran que la masa de dicho bosón debe ser mayor que 2.9 TeV [42, 43] para el modelo estándar secuencial. Este resultado es obtenido a partir de la búsqueda de resonancias de gran masa en decaimientos a dielectrones o dimuones en colisiones pp a un 95 % de nivel de confianza.

Hoy en día la colaboración experimental ATLAS reporta que los límites inferiores observados sobre la masa del bosón Z' a un 95 % de nivel de confianza usando una interpretación Bayesiana son los siguientes: el límite sobre Z secuencial en el canal dileptónico es de 3.03 TeV y para el caso de modelos basados sobre E_6 tales como Z'_χ y Z'_ψ son de 3.08 TeV y 2.79 TeV respectivamente. Estos resultados fueron obtenidos usando la masa espectral observada del canal ee y $\mu\mu$ en las colisiones pp operando a $\sqrt{s} = 13$ TeV con una luminosidad integrada de 3.2 fb^{-1} . Los límites inferiores observados para diversos escenarios sobre la masa del Z' son resumidos en la Tabla 2.2 (para mayores detalles se sugiere consultar la referencia [44]).

Partícula	ee [TeV]	$\mu\mu$ [TeV]	ll [TeV]
	Obs	Obs	Obs
Z'_χ	2.88	2.71	3.08
Z'_S	2.84	2.67	3.03
Z'_η	2.65	2.48	2.85
Z'_ψ	2.58	2.42	2.79

Tabla 2.2: Límites inferiores sobre la masa del bosón Z' para diferentes modelos de extensión.

2.2. El quark top

El quark top es la partícula elemental más pesada predicha por el ME, esta partícula fue descubierta en los experimentos realizados por las colaboraciones CDF y D0 de Tevatron en

CAPÍTULO 2. LAGRANGIANO DE CORRIENTES NEUTRAS QUE CAMBIAN SABOR

2.2. EL QUARK TOP

el año 1995. En las posteriores mediciones de la masa del quark top han participado varias colaboraciones experimentales, específicamente, ATLAS, CMS, CDF y D0, aquí mencionaremos algunos valores encontrados por estas colaboraciones: en ATLAS, la masa del top en el canal dileptónico (ll) en colisiones pp con $\sqrt{s} = 7$ TeV usando 4.7 fb^{-1} de luminosidad integrada se mide que $m_t = 173.79 \pm 0.54(\text{stat.}) \pm 1.30(\text{syst.})$ GeV [46]. En CMS, los análisis de datos registrados durante 2010, 2011 y 2012 usando los canales de decaimiento a dileptones, leptones+jets y el conjunto completo de jets concluyen que la masa del quark top es de 172.38 ± 0.10 (stat.) ± 0.65 (syst.) GeV [47]. Actualmente, en un trabajo combinado sobre las mediciones de la masa del quark top realizadas por los experimentos CDF, D0, ATLAS y CMS se concluye que $m_t = 173.34 \pm 0.27$ (stat.) ± 0.71 (syst.) GeV [48]. Este resultado es obtenido a partir del análisis de colisiones $p\bar{p}$ a una energía de 1.96 TeV en su centro de masa con una luminosidad integrada de 8.7 fb^{-1} y en colisiones pp de 4.9 fb^{-1} de luminosidad integrada a una energía de 7 TeV en su centro de masa.

Como es sabido, otras de las características principales de cualquier partícula elemental son el tiempo de vida (τ) y la anchura de decaimiento denotada por $\Gamma = 1/\tau$. Debido a su gran masa, el quark top tiene un tiempo de vida muy corto (τ_t), la predicción del ME es que $\tau_t = 4.99 \times 10^{-25}$ s, lo cual implica que $\Gamma_t = 1.32$ GeV [49]. En contraste, las mediciones experimentales sobre Γ_t establecen lo siguiente: la colaboración D0 reporta que $\Gamma_t = 2.00^{+0.47}_{-0.43}$ GeV y $\tau_t = 3.29^{+0.90}_{-0.63} \times 10^{-25}$ s [50], mientras que el resultado obtenido por CMS es que $\Gamma_t = 1.36 \pm 0.02(\text{stat.})^{+0.14}_{-0.11}(\text{syst.})$ GeV [51]. De acuerdo al "Particle Data Group" el valor adoptado para la anchura total de decaimiento del quark top es de 1.55 GeV [52].

Capítulo 3

Decaimientos del quark top $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$

Los decaimientos del quark top $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ han sido estudiados en varios modelos de extensión o de gran unificación tales como el modelo de dos dobletes de Higgs tipo III (THDM-III) [53], el modelo estándar mínimo supersimétrico (MSSM) [54], el modelo supersimétrico con violación de paridad R (MSSR) [55], el modelo littlest Higgs con paridad T (LHT) [56], el modelo supersimétrico con simetría izquierda-derecha (Modelo LR) [57], el modelo 331 (331) [10] y modelos con dimensiones extra (DE) [58, 59]. En la Tabla 3.1 resumimos las diferentes predicciones teóricas de las fracciones de decaimiento del quark top $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ reportadas en estos modelos de extensión.

Modo	ME	THDM-III	MSSM	MSSR	LHT	LR	M331	DE
$t \rightarrow cg$	10^{-12}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-4}		10^{-5}
$t \rightarrow c\gamma$	10^{-14}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-6}	$10^{-6}, 10^{-10}$

Tabla 3.1: Fracciones de decaimiento $t \rightarrow cg, c\gamma$ en modelos extendidos.

3.1. Cálculo de las amplitudes

Para realizar el cálculo de las amplitudes de los decaimientos $t \rightarrow u_i V$ es necesario conocer las reglas de Feynman involucradas; las contribuciones de los vértices que violan sabor y las que lo respetan se pueden extraer del Lagrangiano renormalizable dado en la ecuación (2.1), en específico, las reglas asociadas a los acoplamientos $Z'tu_i$ y $Z'tt$ quedan dadas como $\gamma^\alpha(\Omega_{Ltu_i} P_L + \Omega_{Rtu_i} P_R)$ y $-g_2(Q_L^t P_L + Q_R^t P_R)$, respectivamente. Cabe mencionar que en la realización de los cálculos de los decaimientos $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ se hará uso de la norma unitaria. Las condiciones cinemáticas para estos decaimientos son las siguientes: $q^2 = 0$, $p_i \cdot p_j = (m_i^2 + m_j^2)/2$,

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS DEL QUARK TOP $T \rightarrow CG$ Y $T \rightarrow C\gamma$
3.1. CÁLCULO DE LAS AMPLITUDES

$p_i^2 = m_i^2$ y $p_j^2 = m_j^2$, donde p_i es el cuadrimomento del top, p_j es el cuadrimomento del quark charm y q es el cuadrimomento del gluón o del fotón según sea el caso. Con referencia a lo anterior, podemos escribir las amplitudes para los decaimientos $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ de la siguiente forma

- Para $t \rightarrow cg$ (ver Figura 3.1):

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{1cg} = & -g_s g_2 \bar{u}(p_j) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \gamma^\beta (\Omega_{Ltu_i} P_L + \Omega_{Rtu_i} P_R) \frac{\not{p}_j + \not{k} + m_i}{(p_j + k)^2 - m_i^2} \gamma^\mu (t^a)_{ij} \\ & \times \frac{\not{p}_i + \not{k} + m_i}{(p_i + k)^2 - m_i^2} \gamma^\alpha (Q_L^t P_L + Q_R^t P_R) \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} \right] u(p_i), \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{2cg} = & -g_s g_2 \bar{u}(p_j) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \gamma^\beta (\Omega_{Ltu_i} P_L + \Omega_{Rtu_i} P_R) \frac{\not{p}_j + \not{k} + m_i}{(p_j + k)^2 - m_i^2} \gamma^\alpha \\ & \times (Q_L^t P_L + Q_R^t P_R) \frac{\not{p}_j + m_i}{p_j^2 - m_i^2} \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} \right] \gamma^\mu (t^a)_{ij} u(p_i), \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{3cg} = & -g_s g_2 \bar{u}(p_j) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \gamma^\mu (t^a)_{ij} \frac{\not{p}_i + m_j}{p_i^2 - m_j^2} \gamma^\beta (\Omega_{Ltu_i} P_L + \Omega_{Rtu_i} P_R) \\ & \times \frac{\not{p}_i + \not{k} + m_i}{(p_i + k)^2 - m_i^2} \gamma^\alpha (Q_L^t P_L + Q_R^t P_R) \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} \right] u(p_i), \end{aligned} \quad (3.3)$$

donde $(t^a)_{ij} = (\lambda^a/2)_{ij}$, para $i, j = 1, 2, 3$ y λ^a son las matrices de Gell-Mann.

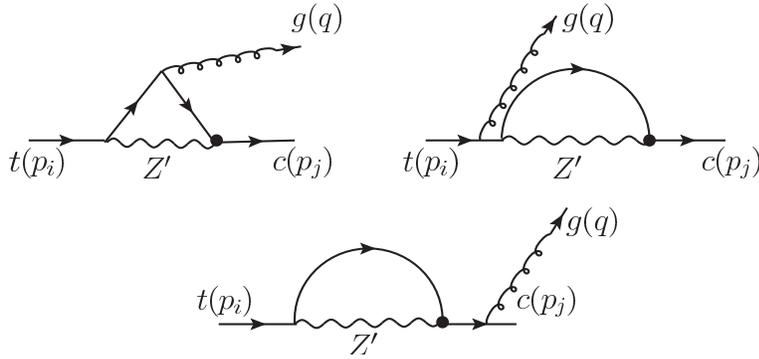


Figura 3.1: Diagramas de Feynman para el decaimiento $t \rightarrow cg$.

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS DEL QUARK TOP $T \rightarrow CG$ Y $T \rightarrow C\gamma$
3.1. CÁLCULO DE LAS AMPLITUDES

Posteriormente, al sumarse las tres contribuciones tensoriales y realizando operaciones algebraicas con el uso adecuado de las identidades de Gordon, escritas a continuación [60]

$$\gamma^\mu = \frac{1}{m_i + m_j} (p_i^\mu + p_j^\mu - i\sigma^{\mu\alpha} q_\alpha), \quad (3.4)$$

$$\gamma^\mu \gamma^5 = \frac{(p_j^\mu + p_i^\mu) \gamma^5 - i\sigma^{\mu\alpha} q_\alpha \gamma^5}{m_j - m_i}, \quad (3.5)$$

obtenemos la amplitud total del decaimiento $t \rightarrow cg$ ¹

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^\mu(t \rightarrow cg) = & \frac{ig_s g_2}{64\pi^2 m_i} \bar{u}(p_j) \sigma^{\mu\alpha} q_\alpha \left[F_1(Q_L^t \Omega_{Ltc} + Q_R^t \Omega_{Rtc}) + F_2(Q_L^t \Omega_{Rtc} + Q_R^t \Omega_{Ltc}) \right. \\ & \left. + \left(F_3(Q_L^t \Omega_{Ltc} - Q_R^t \Omega_{Rtc}) + F_4(Q_L^t \Omega_{Rtc} - Q_R^t \Omega_{Ltc}) \right) \gamma^5 \right] (t_a)_{ij} u(p_i), \end{aligned} \quad (3.6)$$

donde F_1, F_2, F_3 y F_4 son los factores de forma que están dados explícitamente como

$$\begin{aligned} F_1 = & \frac{1}{m_j(m_i - m_j)(m_i + m_j)^2 m_{Z'}^2} \left[(B_0(1) - B_0(3)) [m_i^6 + m_j m_i^5 \right. \\ & - 2m_i^2 m_{Z'}^4 + m_i^4 m_{Z'}^2] - (B_0(1) + 2B_0(2) - 3B_0(3)) [m_j^2 m_i^4 + m_i^3 m_j^3] \\ & - m_j m_i^3 m_{Z'}^2 (B_0(1) - 6B_0(2) + 5B_0(3)) - 2(m_i - m_j) m_j (m_i \\ & + m_j) m_i^3 C_0 [m_j (m_i + m_j) - 2m_{Z'}^2] - m_i^2 m_j^2 m_{Z'}^2 (B_0(1) - 5B_0(2) \\ & + 4B_0(3)) + m_i m_j^3 m_{Z'}^2 (B_0(1) + 3B_0(2) - 4B_0(3)) - 4m_i m_j m_{Z'}^4 \\ & \times (B_0(2) - B_0(3)) + 2m_j^2 m_{Z'}^4 (B_0(1) - B_0(2)) + 2m_i m_j m_{Z'}^2 (m_i^2 \\ & \left. - m_j^2) + m_j m_i^5 + m_j^2 m_i^4 - m_i^3 m_j^3 - m_i^2 m_j^4 \right], \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} F_2 = & \frac{1}{m_j(m_i - m_j)(m_i + m_j)^2 m_{Z'}^2} \left[(B_0(1) - B_0(3)) [m_i^4 m_{Z'}^2 - m_i^6 \right. \\ & - m_j m_i^5] + (B_0(1) + 2B_0(2) - 3B_0(3)) [m_j^2 m_i^4 + m_j m_i^3] + m_j m_i^3 m_{Z'}^2 \\ & \times (B_0(1) - 6B_0(2) + 5B_0(3)) + 2(m_i - m_j) m_j^2 (m_i + m_j)^2 m_i^3 \\ & \times C_0(1) - m_i^2 m_{Z'}^2 m_j^2 (B_0(1) + 5B_0(2) - 6B_0(3)) - m_i m_j^3 (B_0(1) \\ & \left. - B_0(2)) - m_j m_i^5 - m_j^2 m_i^4 + m_i^3 m_j^3 + m_i^2 m_j^4 \right], \end{aligned} \quad (3.8)$$

¹El cálculo analítico de la amplitud se realizó usando la paquetería FeynCalc [61].

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS DEL QUARK TOP $T \rightarrow CG$ Y $T \rightarrow C\gamma$
3.1. CÁLCULO DE LAS AMPLITUDES

$$\begin{aligned}
F_3 = & \frac{1}{m_j(m_i - m_j)^2(m_i + m_j)m_{Z'}^2} \left[(B_0(1) - B_0(3))[m_i^6 - m_j m_i^5 - 2m_i^2 \right. \\
& \times m_{Z'}^4 + m_i^4 m_{Z'}^2] + (B_0(1) + 2B_0(2) - 3B_0(3))[-m_j^2 m_i^4 + m_i^3 m_j^3] \\
& + m_j m_i^3 m_{Z'}^2 (B_0(1) - 6B_0(2) + 5B_0(3)) - 2(m_i - m_j)m_j(mi + m_j)m_i^3 \\
& \times C_0[m_j(mi - m_j) + 2m_{Z'}^2] - m_i^2 m_j^2 m_{Z'}^2 (B_0(1) - 5B_0(2) + 4B_0(3)) \\
& - m_i m_j^3 m_{Z'}^2 (B_0(1) + 3B_0(2) - 4B_0(3)) + 4m_i m_j m_{Z'}^4 (B_0(2) - B_0(3)) \\
& + 2m_j^2 m_{Z'}^4 (B_0(1) - B_0(2)) + 2m_i m_j m_{Z'}^2 (m_j^2 - m_i^2) - m_j m_i^5 + m_j^2 m_i^4 \\
& \left. + m_i^3 m_j^3 - m_i^2 m_j^4 \right], \tag{3.9}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_4 = & \frac{1}{m_j(m_i - m_j)^2(m_i + m_j)m_{Z'}^2} \left[(B_0(1) - B_0(3))[-m_i^4 m_{Z'}^2 + m_i^6 \right. \\
& - m_j m_i^5] + (B_0(1) + 2B_0(2) - 3B_0(3))[-m_j^2 m_i^4 + m_j^3 m_i^3] + m_j m_i^3 m_{Z'}^2 \\
& \times (B_0(1) - 6B_0(2) + 5B_0(3)) - 2(mi - m_j)^2 m_j^2 (mi + m_j)m_i^3 C_0(1) \\
& + m_i^2 m_{Z'}^2 m_j^2 (B_0(1) + 5B_0(2) - 6B_0(3)) - m_i m_j^3 m_{Z'}^2 (B_0(1) - B_0(2)) \\
& \left. - m_j m_i^5 + m_j^2 m_i^4 + m_i^3 m_j^3 - m_i^2 m_j^4 \right]. \tag{3.10}
\end{aligned}$$

- Para $t \rightarrow c\gamma$ (ver Figura 3.2):

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{1c\gamma} = & g_2 e Q_u \bar{u}(p_j) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \gamma^\beta (\Omega_{Ltu_i} P_L + \Omega_{Rtu_i} P_R) \frac{(\not{p}_j + \not{k} + m_i)}{(p_j + k)^2 - m_i^2} \gamma^\mu \\
& \times \frac{(\not{p}_i + \not{k} + m_i)}{(p_i + k)^2 - m_i^2} \gamma^\alpha (Q_L^t P_L + Q_R^t P_R) \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left[\frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} - g_{\alpha\beta} \right] u(p_i), \tag{3.11}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{2c\gamma} = & g_2 e Q_u \bar{u}(p_j) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \gamma^\beta (\Omega_{Ltu_i} P_L + \Omega_{Rtu_i} P_R) \frac{(\not{p}_j + \not{k} + m_i)}{(p_j + k)^2 - m_i^2} \\
& \times \gamma^\alpha (Q_L^t P_L + Q_R^t P_R) \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left[\frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} - g_{\alpha\beta} \right] \frac{(\not{p}_j + m_i)}{p_j^2 - m_i} \gamma^\mu u(p_i), \tag{3.12}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{3c\gamma} = & g_2 e Q_u \bar{u}(p_j) \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \gamma^\mu \frac{(\not{p}_i + m_j)}{p_i^2 - m_j^2} \gamma^\beta (\Omega_{Lfi fi} P_L + \Omega_{Rfi fi} P_R) \\
& \times \frac{(\not{p}_i + \not{k} + m_i)}{(p_i + k)^2 - m_i^2} \gamma^\alpha (Q_L^t P_L + Q_R^t P_R) \frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left[\frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} - g_{\alpha\beta} \right] u(p_i), \tag{3.13}
\end{aligned}$$

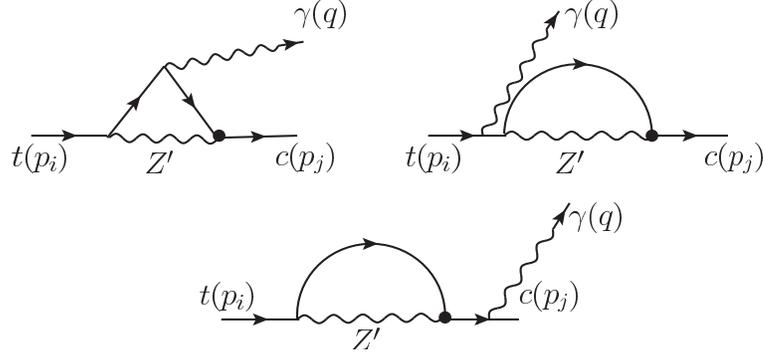


Figura 3.2: Diagramas de Feynman para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$.

donde $m_{Z'}$ es la masa del bosón de norma Z' y $Q_u = 2/3$ es la carga del quark tipo up.

Similarmente, como en el calculo anterior, al sumarse las tres contribuciones tensoriales y con el uso adecuado de las ecuaciones (3.4) y (3.5) obtenemos la amplitud total del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ ²

$$\mathcal{M}^\mu(t \rightarrow c\gamma) = \frac{ieg_2 Q_u}{64\pi^2 m_i} \bar{u}(p_j) \sigma^{\mu\alpha} q_\alpha \left[F_1(Q_L^t \Omega_{Ltc} + Q_R^t \Omega_{Rtc}) + F_2(Q_L^t \Omega_{Rtc} + Q_R^t \Omega_{Ltc}) + \right. \\ \left. \left(F_3(Q_L^t \Omega_{Ltc} - Q_R^t \Omega_{Rtc}) + F_4(Q_L^t \Omega_{Rtc} - Q_R^t \Omega_{Ltc}) \right) \gamma^5 \right] u(p_i), \quad (3.14)$$

donde F_1, F_2, F_3 y F_4 son los factores de forma que están dados explícitamente en las ecuaciones (3.7), (3.8), (3.9) y (3.10) respectivamente. Con $C_0(1) = C_0(m_i^2, m_j^2, 0, m_i^2, m_{Z'}^2, m_i^2)$, $B_0(1) = B_0(0, m_i^2, m_{Z'}^2)$, $B_0(2) = B_0(m_i^2, m_i^2, m_{Z'}^2)$, $B_0(3) = B_0(m_j^2, m_i^2, m_{Z'}^2)$ siendo las conocidas funciones escalares de Passarino-Veltman [62]. La estructura de los factores de forma nos garantiza que las amplitudes tensoriales dadas en las ecuaciones (3.6) y (3.14) están libres de divergencias ultravioletas debido a que las funciones B_0 aparecen restándose mutuamente, y como es sabido, estas son las únicas que poseen divergencias ultravioletas.

3.2. Cálculo de las amplitudes al cuadrado

En esta sección se presenta el cuadrado de las amplitudes sumadas sobre las polarizaciones del gluón o el fotón según sea caso. Por simplicidad, tomamos $\Omega_{Rtc} = \Omega_{Ltc} \equiv \Omega_{tc}$, es así que después de una contracción tensorial relativamente simple podemos escribir $|\mathcal{M}(t \rightarrow c\gamma)|^2$ como

²El cálculo analítico de la amplitud se realizó usando la paquetería FeynCalc [61].

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS DEL QUARK TOP $T \rightarrow CG$ Y $T \rightarrow C\gamma$
3.2. CÁLCULO DE LAS AMPLITUDES AL CUADRADO

$$|\mathcal{M}(t \rightarrow cg)|^2 = \frac{g_s^2 g_2^2 (m_i^2 - m_j^2)^2}{2048 \pi^4 m_i^2} C_2 \left\{ (Q_L^t + Q_R^t)^2 |F_1 + F_2|^2 + (Q_L^t - Q_R^t)^2 |F_3 + F_4|^2 \right\} |\Omega_{tc}|^2. \quad (3.15)$$

La conversión de este resultado, requirió el uso de la siguiente relación: $(T_N^a T_N^a)_{ij} = C_2(N) \delta_{ij} = \frac{(N^2-1)}{2N}$, para $SU(N)$ [63, 64]. Dado que el proceso que estamos estudiando cae en el grupo $SU_C(3)$ tenemos que $C_2(3) = \frac{4}{3}$.

Similarmente, después de realizar la contracción tensorial correspondiente, podemos escribir $|\mathcal{M}(t \rightarrow c\gamma)|^2$ de la siguiente forma

$$|\mathcal{M}(t \rightarrow c\gamma)|^2 = \frac{e^2 g_2^2 (m_i^2 - m_j^2)^2}{2048 \pi^4 m_i^2} Q_u^2 \left\{ (Q_L^t + Q_R^t)^2 |F_1 + F_2|^2 + (Q_L^t - Q_R^t)^2 |F_3 + F_4|^2 \right\} |\Omega_{tc}|^2. \quad (3.16)$$

Estos dos últimos resultados son muy importantes, ya que con estos estamos en posibilidades de estudiar las fracciones de decaimiento de los procesos $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$, pues debemos recordar que uno de los ingredientes necesarios para calcular teóricamente la fracción de decaimiento es la amplitud al cuadrado.

Capítulo 4

Anchura de decaimiento y fracciones de decaimiento de $t \rightarrow cV$

Ahora necesitamos calcular la anchura de decaimiento, la cuál está dada por

$$\Gamma = \frac{1}{8\pi} |\mathcal{M}|^2 \frac{|p_1|}{M^2}. \quad (4.1)$$

En el centro de masa del sistema donde la partícula M está en reposo, los 4-momentos están dados por

$$\begin{aligned} P^\mu &= (M, 0), \\ p_i^\mu &= (E_i, p_i), \end{aligned} \quad (4.2)$$

donde P^μ es el 4-momento de la partícula M y p_i^μ es el 4-momento de la partícula final. Haciendo uso de la ecuación (4.2) y la conservación del 4-momento, podemos obtener que $E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M}$, además sabiendo que $|p_1|^2 = E_1^2 - m_1^2$ y $|p_1| = |p_2|$, se deduce que:

$$|p_1| = \frac{\left[\left(M^2 - (m_1 + m_2)^2 \right) \left(M^2 - (m_1 - m_2)^2 \right) \right]^{1/2}}{2M}. \quad (4.3)$$

Puesto que en nuestro caso consideramos que $m_1 = m_j$ es la masa del quark charm, m_2 es la masa del fotón o del gluón y $M = m_i$ es la masa del quark top, se tiene que $|p_1| = |p_i|$, la cual se puede reescribir como

$$|p_1| = \frac{m_i^2 - m_j^2}{2m_i}. \quad (4.4)$$

Por lo tanto, la anchura de decaimiento del proceso $t \rightarrow cV$ queda dada como

$$\Gamma(t \rightarrow cV) = \frac{1}{16\pi} |\mathcal{M}(t \rightarrow cV)|^2 \frac{(m_i^2 - m_j^2)}{m_i^3}. \quad (4.5)$$

CAPÍTULO 4. ANCHURA DE DECAIMIENTO Y FRACCIONES DE DECAIMIENTO DE $T \rightarrow CV$

4.1. FRACCIÓN DE DECAIMIENTO DE $T \rightarrow CG$

4.1. Fracción de decaimiento de $t \rightarrow cg$

La fracción de decaimiento para $t \rightarrow cg$ se define como

$$Br(t \rightarrow cg) = \frac{\Gamma(t \rightarrow cg)}{\Gamma_t}, \quad (4.6)$$

donde Γ_t es la anchura total de decaimiento del quark top. Así que partiendo de las ecuaciones (3.15) y (4.5) podemos calcular $Br(t \rightarrow cg)$ de la siguiente manera

$$B(t \rightarrow cg) = \frac{\alpha_s g_2^2}{8192 \pi^4} C_2 (1-x^2)^3 \left\{ (Q_L + Q_R)^2 |F_1 + F_2|^2 + (Q_L - Q_R)^2 |F_3 + F_4|^2 \right\} |\Omega_{tc}|^2 \frac{m_i}{\Gamma_t}, \quad (4.7)$$

con $x = \frac{m_j}{m_i}$ y $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$.

4.2. Fracción de decaimiento de $t \rightarrow c\gamma$

La fracción de decaimiento para el proceso $t \rightarrow c\gamma$ está determinada por la siguiente expresión

$$Br(t \rightarrow c\gamma) = \frac{\Gamma(t \rightarrow c\gamma)}{\Gamma_t}. \quad (4.8)$$

A partir de esta ecuación y haciendo uso de las ecuaciones (3.16) y (4.5), calculamos la $Br(t \rightarrow c\gamma)$, la cual adopta la siguiente estructura

$$Br(t \rightarrow c\gamma) = \frac{\alpha g_2^2}{8192 \pi^4} Q_u^2 (1-x^2)^3 \left\{ (Q_L + Q_R)^2 |F_1 + F_2|^2 + (Q_L - Q_R)^2 |F_3 + F_4|^2 \right\} |\Omega_{tc}|^2 \frac{m_i}{\Gamma_t}, \quad (4.9)$$

con $x = \frac{m_j}{m_i}$ y $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$.

4.3. Análisis numérico

Puesto que el objetivo de esta sección consiste en estimar las fracciones de decaimiento de $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ en el contexto de modelos extendidos, los datos que vamos a utilizar son los siguientes: $\Gamma_t = 1.5$ GeV, $m_t = 172$ GeV, $m_c = 1.25$ GeV y $\sin^2 \theta_W = 0.23$. Los valores para Q_L^u , Q_R^u se encuentran dados en la tabla I. De este modo, el único parámetro libre a considerar es la masa del bosón Z' , por lo que la fracción de decaimiento será función únicamente de la masa del bosón Z' . Dado que los resultados experimentales más recientes establecen a grosso modo que la masa del bosón Z' es mayor que 2.5 TeV, proponemos un escenario de estudio fenomenológico entre 2 TeV y 6 TeV para efectos de comparación con el ME.

En las figuras (4.1) y (4.2) se muestran los comportamientos de la $Br(t \rightarrow cg)$ y la $Br(t \rightarrow c\gamma)$ en función de la masa del bosón Z' ; el cálculo numérico se realizó por medio del programa

CAPÍTULO 4. ANCHURA DE DECAIMIENTO Y FRACCIONES DE DECAIMIENTO DE $T \rightarrow CV$
4.3. ANÁLISIS NUMÉRICO

LoopTools [67, 68]. El valor numérico de $|\Omega_{tc}|$ ha sido tomado como 9.77×10^{-2} para una masa del bosón Z' de 2.9 TeV, en acuerdo con la estimación obtenida en un trabajo previo publicado en la revista Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics [14]. En ambas gráficas podemos apreciar que a medida que crece la masa del bosón Z' la fracción de decaimiento de ambos procesos decrece, lo cual quiere decir que se está manifestando la naturaleza desacoplante de las transiciones $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$. Además, se puede observar claramente de este análisis que la $Br(t \rightarrow cg)$ es del orden de 10^{-11} para modelos en los cuales se predicen bosones Z' tales como Z_{LR} , Z_η y Z_S . La $Br(t \rightarrow c\gamma)$ alcanza el orden de 10^{-13} para los diferentes modelos que consideramos en nuestro estudio, es decir, los valores estimados para la $Br(t \rightarrow c\gamma)$ son un orden mayor que el valor encontrado en el ME [65, 66]. En modelos donde se predicen bosones Z' tales como Z_ψ y Z_χ , la $Br(t \rightarrow cg)$ computada es prácticamente la misma que en el ME.

Cabe mencionarse que a medida que crece la masa del bosón Z' la intensidad de la fracción de decaimiento $t \rightarrow cg$ comienza a ser muy parecida a la del ME y justo en $m_{Z'} = 2.278$ TeV, la predicción para el modelo en donde surge Z_χ es prácticamente la misma que en el ME. En cuanto al caso del proceso del $t \rightarrow c\gamma$ se refiere, para masas mayores a 2.727 TeV la fracción de decaimiento estimada se acerca al resultado del ME cuando se trata del bosón Z_χ .

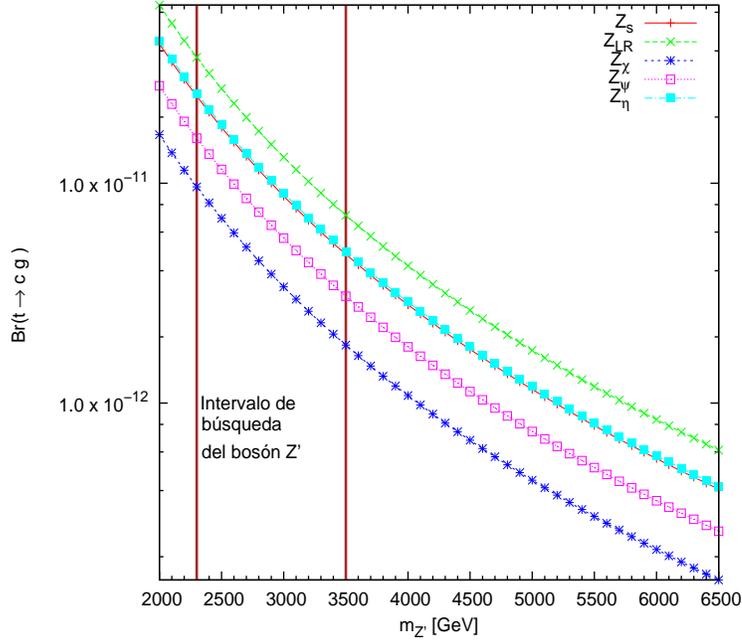


Figura 4.1: La $Br(t \rightarrow cg)$ en función de $m_{Z'}$.

Otros procesos de CNCS que son de interés para nuestro trabajo de tesis son los decaimientos $t \rightarrow ug$ y $t \rightarrow u\gamma$. Las anchuras de decaimiento correspondientes se pueden obtener usando los

CAPÍTULO 4. ANCHURA DE DECAIMIENTO Y FRACCIONES DE
 DECAIMIENTO DE $T \rightarrow CV$
 4.3. ANÁLISIS NUMÉRICO

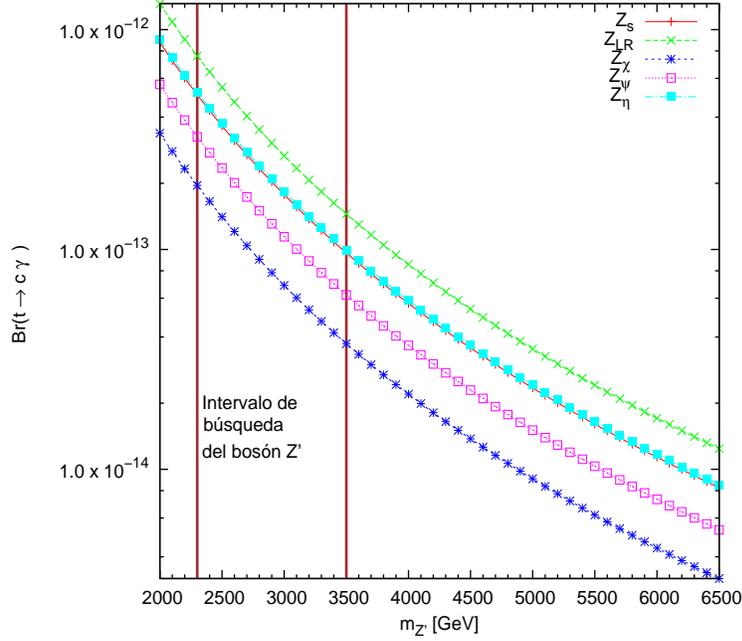


Figura 4.2: La $Br(t \rightarrow c\gamma)$ en función de $m_{Z'}$.

resultados encontrados para $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$, esto se debe a que las fracciones de decaimiento de $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$ tienen la misma estructura y sólo sería necesario cambiar m_j por m_u , que es la masa del quark up. Considerando esta información podemos calcular las fracciones de decaimiento de los procesos $t \rightarrow ug$ y $t \rightarrow u\gamma$ usando algunos de los datos presentados en el análisis de $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\gamma$; los nuevos datos a tomar en cuenta son: $m_u = 2.3 \times 10^{-3}$ GeV y el parámetro de acoplamiento $|\Omega_{tu}| < 9.77 \times 10^{-3}$, donde este último corresponde a $m_{Z'} = 2.9$ TeV [14].

El análisis numérico de las $Br(t \rightarrow ug)$ y $Br(t \rightarrow u\gamma)$ se muestra en las gráficas (4.3) y (4.4) como función de la masa del bosón Z' . En ambas gráficas podemos observar que la fracción de decaimiento de estos procesos decrece conforme la masa del bosón Z' crece. Los valores encontrados para la $Br(t \rightarrow ug)$ son del orden de 10^{-13} en modelos donde se predicen bosones Z' tales como Z_{LR} , Z_S , Z_η y Z_ψ , mientras que la $Br(t \rightarrow u\gamma)$ es del orden de 10^{-15} , lo cual corresponde al intervalo actual de búsqueda del bosón Z' comenzando desde 2.5 TeV hasta 3.5 TeV.

En nuestros modelos sucede que las fracciones de decaimiento $Br(t \rightarrow ug)$ y $Br(t \rightarrow u\gamma)$ inducidas por un nuevo bosón de norma Z' están suprimidas respecto de las $Br(t \rightarrow cg)$ y $Br(t \rightarrow c\gamma)$, específicamente, dos órdenes de magnitud para cada proceso [65].

CAPÍTULO 4. ANCHURA DE DECAIMIENTO Y FRACCIONES DE DECAIMIENTO DE $T \rightarrow CV$

4.4. BÚSQUEDA EXPERIMENTAL DE $T \rightarrow U_I G$ Y $T \rightarrow U_I \gamma$ ($U_I = C, U$)

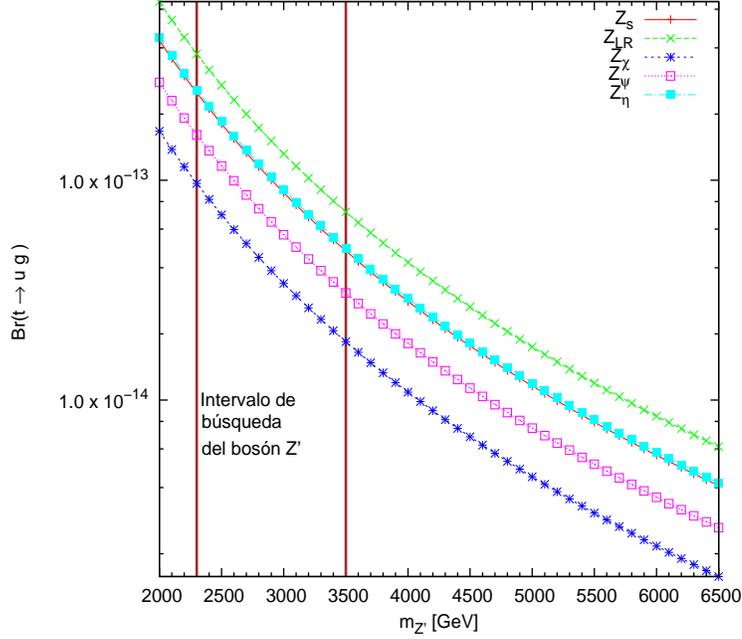


Figura 4.3: La $Br(t \rightarrow ug)$ en función de $m_{Z'}$.

4.4. Búsqueda experimental de $t \rightarrow u_i g$ y $t \rightarrow u_i \gamma$ ($u_i = c, u$)

La importancia de procesos de decaimiento que violan sabor donde está presente el quark top es que generalmente se consideran para probar la sensibilidad de la nueva física más allá del ME. Las transiciones $t \rightarrow u_i g$ y $t \rightarrow u_i \gamma$ están suprimidas por el mecanismo de GIM en el ME, debido a ello varios modelos de extensión o de gran unificación predicen fracciones de decaimiento mucho más grandes que el ME. En este sentido surge el interés de la comunidad experimental en hacer mediciones de algunas propiedades del quark top, unas de ellas son las transiciones con cambio de sabor. Dentro de este contexto, presentamos búsquedas experimentales previas y actuales para procesos $t \rightarrow u_i g$ y $t \rightarrow u_i \gamma$.

En las colaboraciones CDF, D0 y ATLAS reportan que los límites experimentales observados sobre las fracciones de decaimiento $t \rightarrow ug$ y $t \rightarrow c\gamma$ a un 95% de nivel de confianza son los siguientes: en CDF se tiene que $Br(t \rightarrow ug) < 3.9 \times 10^{-4}$ y $Br(t \rightarrow c\gamma) < 5.7 \times 10^{-3}$ [69] y D0 establece que $Br(t \rightarrow ug) < 0.02\%$ y $Br(t \rightarrow c\gamma) < 0.39\%$ [70]. En ATLAS, los límites experimentales reportados sobre las fracciones de decaimiento son: $Br(t \rightarrow ug) < 5.7 \times 10^{-5}$ y $Br(t \rightarrow cg) < 2.7 \times 10^{-4}$ [71]. Actualmente, la colaboración CMS reporta límites superiores sobre dichas fracciones de decaimiento con un 95% de nivel de confianza basado sobre colisiones pp a una energía de 8 TeV en su centro de masa. Los valores medidos de las fracciones de

CAPÍTULO 4. ANCHURA DE DECAIMIENTO Y FRACCIONES DE DECAIMIENTO DE $T \rightarrow CV$

4.4. BÚSQUEDA EXPERIMENTAL DE $T \rightarrow U_I G$ Y $T \rightarrow U_I \gamma$ ($U_I = C, U$)

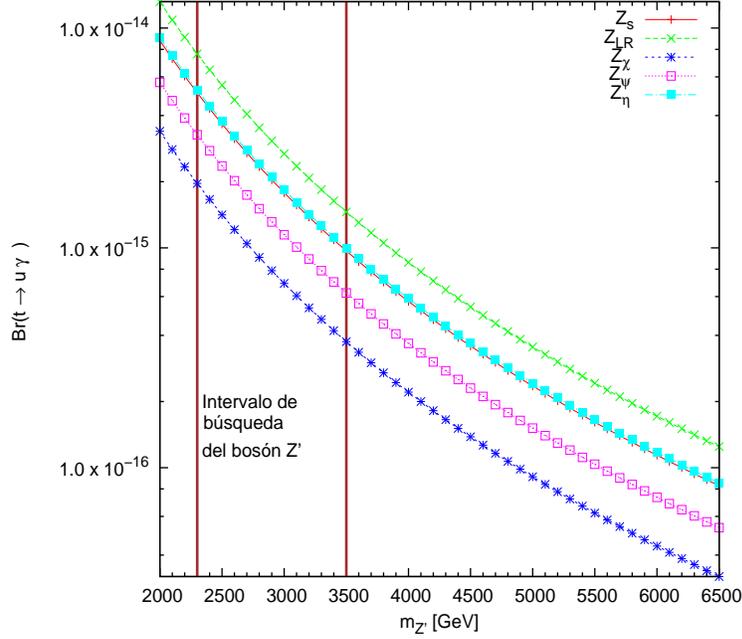


Figura 4.4: La $Br(t \rightarrow u\gamma)$ en función de $m_{Z'}$.

decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ y $t \rightarrow u\gamma$ son los siguientes: $Br(t \rightarrow c\gamma) < 1.7 \times 10^{-3}$ y $Br(t \rightarrow u\gamma) < 1.3 \times 10^{-4}$ [72], estos resultados son obtenidos tomando en cuenta constantes de acoplamiento anómalas, denotadas como $k_{tq\gamma}$, cuyos valores son $k_{tu\gamma} < 0.025$ y $k_{tc\gamma} < 0.091$. Otros resultados reportados por CMS sobre procesos $t \rightarrow ug$ y $t \rightarrow cg$ con un 95% de nivel de confianza son los siguientes: $Br(t \rightarrow ug) < 3.55 \times 10^{-4}$ y la $Br(t \rightarrow cg) < 3.44 \times 10^{-3}$ [73]; este resultado es obtenido en base al análisis de colisiones pp a una energía de 7 TeV en su centro de masa y también tomando en cuenta límites de exclusión sobre la intensidad de los acoplamientos $k_u/\Lambda < 1.8 \times 10^{-2} \text{ TeV}^{-1}$ y $k_c/\Lambda < 5.6 \times 10^{-2} \text{ TeV}^{-1}$.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo hemos estudiado decaimientos del quark top mediados por un nuevo bosón de norma neutro Z' , en particular han sido estudiados los decaimientos $t \rightarrow cg$, $t \rightarrow c\gamma$, $t \rightarrow cu$ y $t \rightarrow u\gamma$. Para tal fin se empleó el lagrangiano renormalizable más general que incluye violación de sabor mediada por un nuevo bosón de norma neutro masivo, predicho en el contexto de algunos modelos de extensión o de gran unificación. En específico, el marco teórico de estudio se basó en modelos tales como el Z secuencial, el modelo con simetría izquierda-derecha, el modelo que surge cuando se rompe el grupo $SO(10)$ al grupo $SU(5) \times U(1)$, el modelo que surge del rompimiento del grupo E_6 al grupo $SO(10) \times U(1)$ y modelos inspirados en teorías de supercuerdas. Se calculó la amplitud de decaimiento de los procesos $t \rightarrow u_i V$ ($u_i = u, c$; $V = g, \gamma$) mediada por un nuevo bosón de norma neutro masivo; se obtuvieron resultados analíticos libres de divergencias ultravioletas consistentes con el teorema de desacoplo y la invariancia de norma. A continuación resumimos los resultados numéricos más relevantes:

- En el proceso $t \rightarrow cg$ inducido por CNCS la $Br(t \rightarrow cg)$ es del orden de 10^{-11} para modelos donde surgen nuevos bosones de norma neutros tales como Z_{LR} , Z_η y Z_S , la cual es un orden de magnitud más grande que lo predicho por el ME, mientras que en modelos donde surgen Z_ψ y Z_χ , la $Br(t \rightarrow cg)$ es prácticamente la misma que en el ME.
- En el proceso $t \rightarrow c\gamma$, la fracción de decaimiento asociada es del orden de 10^{-13} para los diferentes modelos que consideramos en nuestro estudio. La $Br(t \rightarrow c\gamma)$ estimada es un orden de magnitud mayor que el valor encontrado en el ME. Además, se puede observar que para masas del bosón Z' mayores a 2.72 TeV, la $Br(t \rightarrow c\gamma)$ se acerca al resultado del ME cuando se trata del modelo donde surge el boson Z_χ .
- Los valores estimados para $Br(t \rightarrow ug)$ son del orden de 10^{-13} en modelos donde se predicen bosones Z' tales como Z_{LR} , Z_S , Z_η y Z_ψ , los cuales son un orden mayor que la predicción del ME, mientras que en modelo donde surge el bosón Z_χ es del mismo orden de magnitud que en el ME.

- En el proceso $t \rightarrow u\gamma$, la $Br(t \rightarrow u\gamma)$ es del orden de 10^{-15} para los diferentes modelos que consideramos en nuestro estudio, esto es, un orden de magnitud más grande que lo predicho por el ME.

Bibliografía

- [1] J. I. Aranda, A. Cordero-Cid, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, Phys. Rev. D81, 077701 (2010).
- [2] J. L. Díaz-Cruz *et al.*, Phys. Rev. D41, 891 (1990); G. Eilam *et al.*, *ibid.* 44, 1473 (1991); 59, 039901 (1998).
- [3] B. Mele and S. Petrarca, Phys. Lett. B435, 401 (1998).
- [4] G. Eilam *et al.*, Phys. Rev. D73, 053011 (2006).
- [5] A. Cordero-Cid *et al.*, Phys. Rev. D73, 094005 (2006).
- [6] W. S. Hou, Phys. Lett. B296, 179 (1992); M. Luke and M. J. Savage, *ibid.* 307, 387 (1993); D. Atwood *et al.*, Phys. Rev. Lett. 75, 3800 (1995); Phys. Rev. D53, 1199 (1996); 55, 3156 (1997); E. O. Iltan, *ibid.* 65, 075017 (2002); E. O. Iltan and I. Turan, *ibid.* 67, 015004 (2003); S. Bejar *et al.*, Nucl. Phys. B600, 21 (2001).
- [7] J. L. Díaz-Cruz *et al.*, Phys. Rev. D60, 115014 (1999).
- [8] C. S. Li *et al.*, Phys. Rev. D49, 293 (1994); J. M. Yang and C. S. Li, *ibid.* 49, 3412 (1994); G. Couture *et al.*, *ibid.* 52, 1713 (1995); 56, 4213 (1997); J. L. Lopez *et al.*, *ibid.* 56, 3100 (1997); G. M. de Divitiis *et al.*, Nucl. Phys. B504, 45 (1997); J. Cao *et al.*, *ibid.* B651, 87 (2003); J. J. Liu *et al.*, Phys. Lett. B599, 92 (2004); J. Guasch and J. Sola, Nucl. Phys. B562, 3 (1999); S. Bejar *et al.*, arXiv:hep-ph/0101294.
- [9] J. M. Yang and C. S. Li, Phys. Rev. D49, 3412 (1994); J. M. Yang *et al.*, *ibid.* 58, 055001 (1998); G. Eilam *et al.*, Phys. Lett. B510, 227 (2001).
- [10] A. Cordero-Cid *et al.*, Phys. Rev. D72, 057701 (2005).
- [11] F. del Aguila *et al.*, Phys. Lett. B492, 98 (2000); J. High Energy Phys. 09, 011 (2000).
- [12] A. Cordero-Cid *et al.*, Phys. Rev. D70, 074003 (2004).
- [13] N. Mirman (ATLAS and CMS Collaborations), arxiv:1512.02244 [hep-ex].

- [14] J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **38**, 045006 (2011).
- [15] R. Becker-Szendy *et al.*, *Phys. Rev. D* **46**, 3720 (1992); Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Lett. B* **335**, 237 (1994); *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998); H. Sobel, *Nucl. Phys. B* **127**, Proc. Suppl. **91**, (2001); M. Ambroso *et al.*, *Phys. Lett. B* **566**, 35 (2003); Y. Ashie *et al.*, *Phys. Rev. D* **71**, 112005 (2005); W. W. M. Allison *et al.*, *Phys. Rev. D* **72**, 052005 (2005); P. Adamson *et al.*, *Phys. Rev. D* **73**, 072002 (2006).
- [16] M. B. Smy *et al.*, *Phys. Rev. D* **69**, 011104 (2004); S. N. Ahmed *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, (2006).
- [17] M. Apollonio *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **27**, 331 (2003).
- [18] E. Aliu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 081802 (2005).
- [19] Goran Senjanović ICTP, Neutrino and the Origin of Mass, Phenomenology 2013 Symposium, Pittsburgh, May 2013.
- [20] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964); *ibid.* *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966); F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964); G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585 (1965) ; T. Kibble, *Phys. Rev.* **155**, 1554 (1967).
- [21] Abdelhak Djouadi, *Phys. Rept.* **457**, 1-216 (2008), hep-ph/0503172.
- [22] J. C Pati and A. Salam, *Phys. Rev. D* **10**, 275 (1974); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, *Phys. Rev. D* **11**, 566 (1975); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, *Phys. Rev. D* **11**, 2558 (1975); H. M. M. Mansour and N. Bakheet, arXiv:1410.0928 [hep-ph].
- [23] L. S Durkin and P. Langacker, *Phys. Lett. B* **166**, 436 (1986); M. Cvetič and P. Langacker, in *Proceedings of Ottawa 1992: Beyond the Standard Model III*, edited by S. Godfrey and P. Kalyniak (World Scientific, Singapore, 1992), p. 454; C-W. Chiang, Y-F. Lin, and J. Tandean, *J. High Energy Phys.* **11**, 083 (2011).
- [24] 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, *J. High Energy Phys.* **08**, 075 (2006).
- [25] F. Pisano and V. Pleitez, *Phys. Rev. D* **46**, 410 (1992); P. H. Frampton, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2889 (1992).
- [26] R. W. Robinett and J. L. Rosner, *Phys. Rev. D* **26**, 2396 (1982).
- [27] A. Arhrib K. Cheung, C.-W. Chiang, and T.-C. Yuan, *Phys. Rev. D* **73**, 075015 (2006).
- [28] P. Langacker and M. Luo, *Phys. Rev. D* **45**, 278 (1992).

- [29] A. Aydemir, H. Arslan and A. K. Topaksu, Phys. Part. Nucl. Lett. 6, 304-308 (2009).
- [30] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D25, 3036 (1982); R. W. Robinett, Phys. Rev. D26, 2388 (1982).
- [31] Rabindra N. Mohapatra, Unification and Supersymmetry: The frontiers of Quark-Lepton Physics, Springer Science+Business Media New York, (1986).
- [32] A. Carcamo, R. Martínez and F. Ochoa, Phys. Rev. D73, 035007 (2006).
- [33] T. Han, H. E. Logan and L. T. Wang, JHEP 01, 099 (2006).
- [34] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz and A. E. Nelson, JHEP 0207, 034 (2002) .
- [35] T. Han, H.E. Logan, B. McElrath and L.T. Wang, Phys. Rev. D67, 095004 (2003).
- [36] Gi-Chol Cho, Kaoru Hagiwara and Yoshiaki Umeda, Nucl. Phys. B531, 65-94 (1998).
- [37] Paul Langacker and Jing Wang, Phys. Rev. D58, 115010 (1998).
- [38] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 96, 211801 (2006).
- [39] The CDF Collaboration, conference note CDF/PHYS/EXO/PUBLIC/10165, (2010).
- [40] The ATLAS Collaboration, Report No. ATLAS-CONF-2012-129, (2012).
- [41] The CMS Collaboration, Report No. CMS-PAS-EXO-12-015, (2015).
- [42] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Phys. Rev. D90, 052005 (2014).
- [43] The CMS Collaboration, JHEP 04, 025 (2015).
- [44] The ATLAS Collaboration, Report No. ATLAS-CONF-2015-070, (2015).
- [45] J. I. Aranda, I. Cortés-Maldonado, F. Ramírez-Zavaleta and E. S. Tututi, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 43, 025002 (2016).
- [46] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Eur. Phys. J. C75, 330 (2015).
- [47] The CMS Collaboration, Report No. CMS-PAS-TOP-14-015, (2014).
- [48] The ATLAS, CDF, CMS and D0 Collaborations, Report No. ATLAS-CONF-2014-008; CDF Note 11071; CMS PAS TOP-13-014; D0 Note 6416.
- [49] J. Gao, C. S. Li and H. X. Zhu, Phys. Rev. Lett. 110, 042001 (2013).
- [50] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. D85, 091104 (2012).
- [51] Chatrchyan S *et al.* (CMS Collaboration), Phys. Lett. B736, 33 (2014).

- [52] K. A. Olive *et al.*, Particle Data Group, Chin. Phys. C38, 090001 (2014).
- [53] D. Atwood, L. Reina and A. Soni, Phys. Rev. D55, 3156 (1997).
- [54] J. L. Lopez, D.V. Nanopoulos and R. Rangarajan, Phys. Rev. D56, 3100 (1997).
- [55] J. M. Yang *et al.*, Phys. Rev. D58, 055001 (1998).
- [56] Hou Hong-Sheng, Phys. Rev. D75, 094010 (2007).
- [57] M. Frank and I. Turan, Phys. Rev. D72, 035008 (2005).
- [58] Tie-Jun Gao, Tai-Fu Feng and Jian-Bin Chen, JHEP 02, 029 (2013).
- [59] G. Gonzalez-Sprinberg, R. Martinez and J. A. Rodriguez, Eur. Phys. J. C51, 919 (2007).
- [60] F. Halzen and A. D. Martin, Quarks and leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics, John Wiley & Sons, (1984).
- [61] R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, Comput. Phys. Commun. 64, 345 (1991).
- [62] G. Passarino and M. J. G. Veltman, Nucl. Phys. B160, 151 (1979).
- [63] M. E. Peskin and D. V Schroeder, An introduction to quantum field theory, Addison-Wesley P. C. (1996).
- [64] Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, Gauge theory of elementary particle physics, Oxford University Press, Walton Street, Oxford, (1991).
- [65] J. A. Aguilar-Saavedra and B. M. Nobre. Phys. Lett. B553, 251-260 (2003).
- [66] G. Eilam, J. L. Hewett and A. Soni, Phys. Rev. D44, 1473 (1991); G. Eilam, J. L. Hewett and A. Soni, Phys. Rev. D59, 039901 (1999).
- [67] T. Hahn and M. Pérez-Victoria, Comput. Phys. Commun. 118, 153 (1999).
- [68] T. Hahn, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 89, 231 (2000).
- [69] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 102, 151801 (2009).
- [70] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Lett. B693, 81 (2010).
- [71] The ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B712, 351-369 (2012).
- [72] The CMS Collaboration, Report No. CMS-TOP-14-003, (2016).
- [73] The CMS Collaboration, Report No. CMS-PAS-TOP-14-007, (2014).