



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Contribución de un nuevo bosón de norma neutro Z' al decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ en modelos con un sector de norma extendido.

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Jessica Nayely López Sánchez

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
Junio de 2017



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Contribución de un nuevo bosón de norma neutro Z' al decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ en modelos con un sector de norma extendido.

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Jessica Nayely López Sánchez

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
Junio de 2017

Título: Contribución de un nuevo bosón de norma neutro Z' al decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ en modelos con un sector de norma extendido.

Estudiante: JESSICA NAYELY LÓPEZ SÁNCHEZ

COMITÉ

Dr. Arturo Fernández
Téllez
Presidente

Dr. Cupatitzio Ramírez
Romero
Secretario

Dr. Gerardo Hernández
Tomé
Vocal

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Asesor

Índice general

Resumen	XI
Introducción	XIII
1. El modelo estándar	1
1.1. Construcción del modelo estándar	1
1.1.1. Antecedentes	1
1.1.2. Campos de norma	2
1.2. Rompimiento espontáneo de la simetría	3
1.3. La teoría electrodébil de los fermiones	4
1.3.1. Sector escalar	4
1.3.2. Sector de norma	6
1.3.3. Sector de Yukawa	7
1.3.4. Sector fermiónico	8
2. Fenomenología del quark top	11
2.1. Antecedentes históricos	11
2.1.1. Aspectos experimentales	11
2.1.2. Perfil del quark top	12
2.2. Mecanismos de producción y decaimientos del quark top	13
2.2.1. Producción de pares	13
2.2.2. Producción individual	14
2.2.3. Decaimientos del quark top en el modelo estándar	15
2.3. Corrientes neutras con cambios de sabor	16
2.4. Decaimientos del quark top con cambio de sabor	17
3. Cálculo de la contribución de un bosón de norma neutro al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$	19
3.1. Sección eficaz y anchura de decaimiento	19
3.2. Cinemática del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$	20
3.3. Decaimiento $t \rightarrow c\gamma$	21
3.3.1. Diagramas de Feynman	21
3.3.2. Reglas de Feynman y cálculo de la amplitud	22
3.3.3. Parametrización de Feynman	23
3.3.4. Amplitud total para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$	25
3.4. Anchura de decaimiento de $t \rightarrow c\gamma$	26
4. Análisis numérico y discusión de resultados	29
4.1. Física del bosón Z'	29
4.1.1. Acoplamientos del bosón Z' con FCNC	30
4.2. Análisis de resultados	31
4.3. Conclusiones y perspectivas	34

Índice de figuras

1.1. Potencial de Higgs para los casos $\mu^2 > 0$ (izquierda) y $\mu^2 < 0$ (derecha). En el primer caso no puede darse el RES pues el mínimo se encuentra en un solo punto. En el segundo caso el mecanismo de Higgs tiene lugar ya que el mínimo está degenerado en una circunferencia debido a la forma de <i>sombrero</i> que adquiere la función.	5
2.1. De izquierda a derecha, diagramas de Feynman para un proceso de dispersión de $2 \rightarrow 2$ en los canales s , t y u	12
2.2. Diagramas de Feynman de la interacción fuerte para la producción de pares $t\bar{t}$ en un colisionador hadrónico.	13
2.3. Modos de decaimiento de $t\bar{t}$ de acuerdo con los decaimientos del bosón de norma W	14
2.4. Partículas resultantes del decaimiento de los quarks top producidos por aniquilación quark-antiquark.	14
2.5. Diagramas de Feynman para la producción electrodébil de un top individual: a) canal s , b) y c) canal t y d) y e) asociados a la producción de un boson de norma W real.	15
3.1. Vértice inexistente a nivel de árbol debido a que viola invarianza de norma.	21
3.2. Diagramas de Feynman a nivel de un loop para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ inducido por un bosón de norma neutro V con acoplamiento con cambio de sabor. El quark que circula dentro del loop es de tipo up y puede ser un quark del modelo estándar o un nuevo quark predicho por un modelo de extensión.	21
3.3. Reglas de Feynman necesarias para el cálculo del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$. Nótese que el vértice con cambio de sabor Vu_iu_j está dado en función de constantes de acoplamiento genéricas.	22
4.1. Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en modelos con un nuevo bosón de norma Z'	31
4.2. Contribución de los diagramas de Feynman de la Figura 4.1 al branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en función de la masa del bosón de norma Z'	32
4.3. Contribución de los diagramas de Feynman de la Figura 4.1 al branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en función de la masa del bosón de norma Z' . Se ha utilizado la aproximación para los valores de las constantes de acoplamiento descrita en el texto, con lo cual se obtiene la estimación $\left g_L^{Z'u_iu_j}g_L^{Z'u_iu_j}\right ^2 \simeq 10^{-6}$	33
4.4. Logaritmo del branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ en función de $m_{Z'}$ en un intervalo más amplio con el fin de mostrar el comportamiento alrededor del umbral $m_t \sim m_u - m_{Z'}$	33

Índice de cuadros

1.1. Familias de fermiones en el modelo estándar.	1
1.2. Partículas mediadoras de las fuerzas en el modelo estándar.	2
1.3. Grupos de norma para las interacciones del modelo estándar.	3
2.1. Valores experimentales de los parámetros del quark top.	15
2.2. Branching ratios para algunos decaimientos raros del quark top en el modelo estándar (ME), modelos supersimétricos (SUSY), modelo de dos dobletes de Higgs tipo III (MDDH III), modelos de technicolor (TC) y estimaciones independientes de modelo (MI)	17
4.1. Cotas para la masa del bosón de norma neutro Z' predicho por algunos modelos de extensión.	30

Agradecimientos

A Conacyt por el apoyo de becas a estudiantes de ayudantía.
A la VIEP por el apoyo económico para proyectos del programa Jóvenes Investigadores.
A la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la BUAP por ser mi centro de aprendizaje durante estos años.
Al comité evaluador por el apoyo y las sugerencias al presente trabajo.

A mi asesor el Dr. Gilberto Tavares Velasco por la atención y comprensión brindada.

Resumen

En este trabajo se ha estudiado el decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ mediado por un bosón de norma neutro V que tiene acoplamientos con cambio de sabor a nivel de árbol. Dicho bosón de norma puede ser inducido en teorías de extensión del modelo estándar que incluyen un grupo de norma extendido. El decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ se induce a nivel de un loop y en la norma unitaria la amplitud correspondiente se genera mediante tres diagramas de Feynman: dos de burbuja y uno de triángulo. Para el cálculo de las integrales de un loop se empleó el método de parametrización de Feynman y se utilizó el método de regularización dimensional, lo que permitió aislar las divergencias ultravioletas asociadas a cada amplitud de los diagramas de Feynman. De esta forma se ha verificado que la amplitud total queda libre de dichas divergencias. Con ayuda de integrales tensoriales de orden n se han obtenido expresiones analíticas en términos de integrales paramétricas para los coeficientes A_L y A_R , los cuales están asociados a los términos $\sigma^{\mu\nu}q_\mu P_L$ y $\sigma^{\mu\nu}q_\mu P_R$, éstos últimos definen la amplitud. Como un caso de aplicación se ha considerado la contribución de un nuevo bosón de norma Z' , que se predice en modelos con extensión de la simetría de norma ante el grupo $U(1)'$. Se presenta el análisis numérico del branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ en función de la masa del bosón Z' en el intervalo $500 \text{ GeV} < m_{Z'} < 1000 \text{ GeV}$.

Introducción

El modelo estándar de las interacciones fuerte y electrodébil (ME) es una de las teorías más exitosas del siglo XX ya que explica las propiedades de las partículas elementales que conforman la materia (fermiones) y la naturaleza de sus interacciones (mediadas por bosones de norma). El ME considera tres de las cuatro fuerzas fundamentales, la fuerza débil, la fuerte y la electromagnética, se trata de una teoría cuántica de campos basada en el grupo de norma $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_y$. El descubrimiento del bosón de Higgs en el 2012 reforzó el estatus del ME como una teoría exitosa, mientras que el descubrimiento del último de los seis quarks predichos por esta teoría, el quark top, dio soporte a la clasificación de tres generaciones fermiónicas. No obstante a su gran éxito, esta teoría falla al explicar algunos problemas fundamentales, tales como el problema de la jerarquía, la oscilación de los neutrinos y la dominación de la materia sobre la antimateria; sin dejar de mencionar que no incluye a la fuerza de gravedad debido a las escalas tan pequeñas en que ésta se maneja. Como consecuencia de ello, se han propuesto numerosos modelos de extensión al ME que presentan una posible solución a este tipo de problemas.

En particular, el quark top representa uno de los puntos de partida más atractivos para la búsqueda de la llamada nueva física(NF) debido al valor tan grande de la masa que posee. Por esta razón se han estudiado diversos procesos que lo involucran con el fin de probar las predicciones de varios modelos de extensión. La mayoría de estos procesos corresponden a decaimientos con cambio de sabor mediado por corrientes neutras (FCNC por sus siglas en inglés) o cargadas (FCCC). El ME no permite FCNC a nivel de árbol de modo que este tipo de procesos se dan a nivel de un loop en teoría de perturbaciones, sin embargo los decaimientos del quark top están suprimidos por el mecanismo de GIM, por lo que el valor de su branching ratio (BR) es en extremo pequeño. No obstante, algunos modelos de extensión presentan una mejora de varios órdenes de magnitud para este valor, prediciendo incluso valores al alcance de algunos de los aceleradores de partículas actuales.

Dentro de la diversidad de modelos de extensión que han sido propuestos existen aquellos que involucran nuevas partículas que el ME no predice. Estas partículas poseen determinadas características y bajo ciertas condiciones permiten algunos procesos de NF. Los bosones de norma Z' , por ejemplo, surgen a raíz de modelos con simetría extendida ante el grupo $U(1)$ y pueden tener acoplamientos con cambio de sabor a nivel de árbol en el sector de los quarks, por lo que pueden inducir a nivel de un loop el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$. En esta tesis se analiza dicha contribución a este decaimiento. El cálculo se realiza suponiendo la contribución de un bosón de norma neutro con acoplamientos generales con cambio de sabor. Posteriormente se analiza un caso específico para estos acoplamientos con el fin de obtener una estimación para el branching ratio correspondiente. En este caso, la teoría predice que $BR(t \rightarrow c\gamma)$ podría ser del orden de 10^{-9} y su valor decrece cuando aumenta la masa del bosón de norma $m_{Z'}$. Un análisis más detallado requiere la obtención de cotas para los valores de los parámetros que intervienen en la anchura del decaimiento. Dadas las escalas de energía que se manejan en laboratorios como el large hadron collider (LHC) del CERN, el branching ratio de este proceso podría estar al alcance de medición y por ello se ha despertado el interés experimental en este tipo de eventos.

Capítulo 1

El modelo estándar

1.1. Construcción del modelo estándar

1.1.1. Antecedentes

El modelo estándar (ME) de las interacciones fuerte y electrodébil es una teoría cuántica de campos que describe tres de las cuatro fuerzas fundamentales conocidas (mediadas por bosones de norma) y el comportamiento de las partículas elementales que constituyen la materia (fermiones), las cuales se caracterizan a través de su masa, espín y números cuánticos. Dicha teoría fue desarrollada durante 1960 y 1970 y ha sido validada por diversos descubrimientos experimentales y mediciones consistentes con sus predicciones. Aunque existen razones para creer que el ME es el límite a bajas energía de una teoría más fundamental, provee actualmente la mejor descripción de la física de partículas y su fenomenología.

Los fermiones (con espín= $\frac{1}{2}$) están organizados en tres generaciones de tal manera que la segunda y tercera de éstas son una replica de la primera, solo que los fermiones tiene una masa distinta (Cuadro 1.1). Las partículas elementales más pesadas son inestables y decaen rápidamente a las más ligeras, las cuales conforman la materia ordinaria. Existen dos tipos de fermiones, los quarks y los leptones. Los primeros se presentan en seis diferentes sabores (u, d, s, c, t, b) con carga de color (rojo, azul, verde y el correspondiente anticolor para los antiquarks) pero no se encuentran libres en la naturaleza y solo pueden mezclarse para formar objetos incoloros llamados hadrones, además son las únicas partículas sensibles a todas las fuerzas descritas por el ME. Por su parte, los leptones se presentan en tres diferentes sabores (e, μ, τ) y a cada uno de éstos se le asocia su correspondiente neutrino. Estos sólo son sensibles a las fuerzas electromagnética y débil. Los leptones no tienen carga de color pero sí su propio número leptónico asignado para cada familia. Los fermiones obedecen la estadística de Fermi-Dirac cumpliendo por tanto el principio de exclusión de Pauli, que indica que dos fermiones no pueden ocupar el mismo estado cuántico simultáneamente. Además, son descritos por la ecuación de Dirac por lo que se les asocia una quiralidad.

Fermiones	Carga eléctrica (e)	Familia 1	Familia 2	Familia 3
Quarks	2/3	Up	Charm	Top
	-1/3	Down	Strange	Bottom
Leptones	1	Electrón	Muón	Tau
	0	e -neutrino	μ -neutrino	τ -neutrino

Cuadro 1.1: Familias de fermiones en el modelo estándar.

Las interacciones entre partículas de materia están asociadas con el intercambio de bosones de norma correspondientes a las cuatro fuerzas fundamentales (Cuadro 1.2). Los bosones obedecen la estadística de Bose-Einstein que permite que varias partículas coexistan en el mismo estado cuántico. La fuerza gravitacional (con rango ∞), mediada por el aún hipotético gravitón, es despreciable en los experimentos de física de partículas. Por otra parte, la fuerza electromagnética (con rango

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

1.1. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

∞) es mediada por el fotón y actúa en partículas eléctricamente cargadas, mientras que la fuerza fuerte (con rango 10^{-15} m) es mediada por los gluones y actúa solo sobre las partículas poseedoras de carga de color o quarks (tanto los quarks como los gluones permanecen confinados). Los gluones acarrean una unidad de carga de color y una de anticolor $g_{a\bar{b}}$ por lo que se encuentran en nueve combinaciones, no obstante se omite el color neutral o blanco quedando por tanto ocho bosones de este tipo. Finalmente la fuerza débil (con rango 10^{-16} m), mediada por los bosones Z y W^\pm , es la responsable de los decaimientos radioactivos y los procesos de cambios de sabor. Los bosones de esta fuerza a diferencia de los anteriores poseen masa y como consecuencia la interacción débil es de corto alcance a bajas energías. No obstante, esta fuerza posee una característica muy peculiar pues se encontró que viola la paridad P , la conjugación de carga C y su combinación CP .

Nombre	Nomenclatura	Carga eléctrica (e)	Masa (GeV)
Bosón vectorial(2)	W^\pm	1	80.33
Bosón Vectorial	Z	0	91.187
Fotón	γ	0	0
Gluón (8)	$g_{a\bar{b}}$	0	0

Cuadro 1.2: Partículas mediadoras de las fuerzas en el modelo estándar.

1.1.2. Campos de norma

El teorema de Noether indica que la invarianza de un sistema descrito por algún lagrangiano ante ciertas transformaciones está relacionado con la conservación de alguna cantidad física. Dicho de otra manera, para toda simetría existe una ley de conservación. Un principio fundamental en las teorías de campo es la invarianza de norma (gauge invariance). Este principio está basado en el hecho de que la física no depende de cómo se describan los parámetros del sistema. En mecánica cuántica las transformaciones de norma se representan como cambios de fase en la función de onda de manera tal que la densidad de probabilidad no cambia:

$$\psi \rightarrow \psi' = U\psi \Rightarrow |\psi|^2 = |\psi'|^2, \quad (1.1)$$

donde U un elemento del grupo de norma que puede escribirse en su forma exponencial como sigue

$$U = \exp \{-i\theta^k \cdot T^k\}, \quad (1.2)$$

siendo θ^k son los parámetros de transformación y T^k los generadores del grupo. Estos últimos cumplen la relación de anticonmutación

$$[T^a, T^b] = if_{abc}T^c, \quad (1.3)$$

con f_{abc} las constantes del álgebra de Lie que representan.

En teoría cuántica de campos la transformación se aplica a los campos mismos (la función ψ se reinterpreta como uno de estos) y se dice que existe una simetría si la densidad lagrangiana permanece invariante ante cierta transformación, la cual puede catalogarse como global o local. El primer caso sucede si la fase cambia de la misma manera en todos los puntos del espacio-tiempo, la cantidad conservada asociada es la carga (eléctrica, de color, débil). En el caso de las transformaciones locales o de norma la fase es una función de las coordenadas del espacio-tiempo, al realizar una transformación de este tipo se debe introducir la derivada covariante para preservar la invarianza de norma, lo cual implica una interacción con un nuevo campo vectorial. En este caso la cantidad conservada no es tan fácil de describir puesto que no se trata de observables físicas. Las interacciones fundamentales se relacionan con los grupos de norma que se muestran en el Cuadro 1.3.

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.2. ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE LA SIMETRÍA

Fuerza	Grupo	Elementos	Generadores	Bosón de norma
Electromagnética	$U(1)$	$U = \exp\{i\alpha\}$	1	1 (B_μ)
Débil	$SU(2)$	$U = \exp\{\alpha_a \tau_a\}$	3	3 (W^\pm, Z)
Fuerte	$SU(3)$	$U = \exp\{\alpha_a \tau_a\}$	8	8 (G_μ^a)

Cuadro 1.3: Grupos de norma para las interacciones del modelo estándar.

De esta forma el ME está basado en el principio de invarianza de norma ante el grupo $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. Las fuerzas fundamentales están asociadas a grupos de simetría de manera tal que para cada generador del grupo existe un bosón de norma. Dado que el grupo $SU(2)$ tiene 3 generadores, las matrices de Pauli, se requieren tres bosones de norma que son los de la interacción débil. Por su parte el grupo $SU(3)$ tiene 8 generadores, las matrices de Gell-Mann, correspondientes a 8 bosones de norma llamados gluones. Para los fermiones se definen los números cuánticos Q , T_3 e Y los cuales representan la carga eléctrica, la carga débil y la hipercarga respectivamente, de modo que se cumple la relación $Y = Q - T_3$.

1.2. Rompimiento espontáneo de la simetría

Los términos de masa para los fermiones $-m\bar{\psi}\psi$ toman la forma

$$\begin{aligned} -m\bar{\psi}\psi &= -m(\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L)(\psi_L + \psi_R) \\ &= -m[\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R], \end{aligned} \quad (1.4)$$

donde ψ_R y ψ_L son campos espinoriales izquierdo y derecho:

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi. \quad (1.5)$$

Dado que ψ_L y ψ_R tienen comportamiento distinto bajo rotaciones, pues el primero está asociado con un doblete mientras que el segundo se relaciona con un isosinglete, se tiene que estos términos de masa violan invarianza de norma.

Por su parte, los términos de masa asociados los bosones de norma son del tipo $-m_V^2 B_\mu^a B^{a,\mu}$ y también violan invarianza de norma ya que se tienen transformaciones para los campos como la siguiente

$$B_\mu^a \rightarrow B_\mu^{a'} = B_\mu^a + \partial_\mu \alpha^a + g\epsilon_{abc} B_\mu^b \alpha^c. \quad (1.6)$$

Por lo tanto, con el fin de describir una teoría completa, debe introducirse algún mecanismo que permita dotar de masa a estas partículas sin violar la invarianza de norma, pues experimentalmente se ha demostrado que la poseen. A este proceso se le conoce como rompimiento espontáneo de la simetría (RES) y surge cuando el vacío (estado de mínima energía) de algún sistema está degenerado. Si se elige algún vacío en particular, de la infinidad de posibilidades, se dice que se ha roto la simetría pues ya no existe la libertad de realizar otra transformación de norma. El vacío se encontrará entonces en un solo punto. El resultado de este mecanismo depende del tipo de simetría y solo sucede cuando se trata de una simetría continua. Si la simetría es global aparecerá un escalar sin masa, llamado bosón de Goldstone, por cada generador roto (Teorema de Goldstone). Se dice que estos bosones contienen los mismos números cuánticos que dicho generador. Por el contrario, si se trata del rompimiento de una simetría local se tiene el llamado mecanismo de Higgs y los bosones de Goldstone no son físicos, pues son absorbidos por los bosones de norma para adquirir masa. En el caso del grupo $SU(2)$ que compete al ME se introduce un doblete escalar complejo de modo que se tienen cuatro campos escalares, tres de los cuales serán engullidos por los bosones de norma y el campo restante es el asociado al bosón de Higgs.

1.3. La teoría electrodébil de los fermiones

La densidad lagrangiana invariante de norma ante el grupo $SU(2) \times U(1)$ para los quarks en el ME es la siguiente

$$\mathcal{L}_q = \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_{qY} + \mathcal{L}_{qF}, \quad (1.7)$$

donde

- \mathcal{L}_S es la densidad lagrangiana del sector escalar.
- \mathcal{L}_N es la densidad lagrangiana del sector de norma.
- \mathcal{L}_{qY} es la densidad lagrangiana del sector de Yukawa.
- \mathcal{L}_{qF} es la densidad lagrangiana del sector de los quarks.

1.3.1. Sector escalar

Dado que los bosones W^\pm y Z poseen masa se introduce un doblete escalar complejo cuyo valor de expectación es diferente de cero, lo que inducirá el mecanismo de RES:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_A \\ \phi_B \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Si $\exp\{-i\theta\}$ es un elemento del grupo $U(1)$ y U un elemento del grupo $SU(2)$, entonces se requiere una lagrangiana invariante ante la transformación de $SU(2) \times U(1)$,

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp\{-i\theta\}U\phi. \quad (1.9)$$

La densidad lagrangiana adecuada para este caso está dada como

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi). \quad (1.10)$$

La derivada covariante para el grupo de norma electrodébil contiene los bosones B_μ y W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) asociados a los grupos de norma $U(1)$ y $SU(2)$, respectivamente:

$$D_\mu \phi = \left[\partial_\mu + i\frac{g_1}{2}B_\mu + i\frac{g_2}{2}W_\mu \right] \phi, \quad (1.11)$$

con

$$W_\mu(x) = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1.12)$$

donde g_1 y g_2 son las constantes de acoplamiento de los grupos de norma. El potencial $V(\phi^\dagger \phi)$ se conoce como potencial de Higgs (Figura 1.1) y toma la forma

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.13)$$

Se tienen dos casos, si $\mu^2 > 0$ entonces el mínimo es trivial $|\phi_0| = 0$ y el RES no puede darse. Por el contrario, si $\mu^2 < 0$ el mínimo se encuentra degenerado en una circunferencia de radio $|\phi_0(x)| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}$ donde v es el valor de expectación de vacío, en este caso el mecanismo de Higgs tiene lugar.

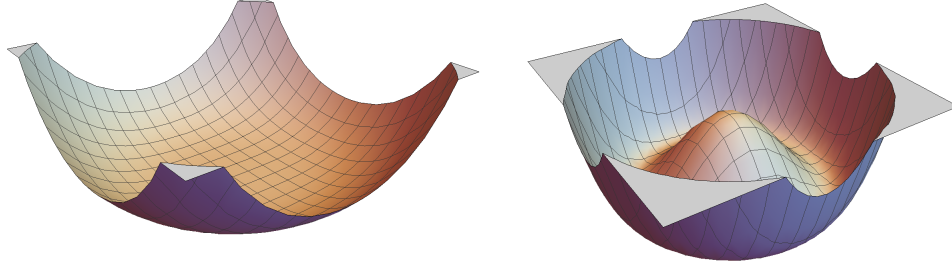


Figura 1.1: Potencial de Higgs para los casos $\mu^2 > 0$ (izquierda) y $\mu^2 < 0$ (derecha). En el primer caso no puede darse el RES pues el mínimo se encuentra en un solo punto. En el segundo caso el mecanismo de Higgs tiene lugar ya que el mínimo está degenerado en una circunferencia debido a la forma de *sombrero* que adquiere la función.

Respecto a la transformación de norma, se tiene la libertad de elegir la configuración donde $\phi_A = 0$ y ϕ_B es real. Entonces el estado fundamental es $\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ y los estados excitados son

$$\phi \rightarrow \phi' = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Nótese que que los generadores L_1, L_2, L_3 y Y del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ están rotos, pues si se aplica cualquiera de ellos al valor de expectación el resultado no se anula. Por otro lado, dado que el vacío no contiene cargas $Q_v = L^3 + Y = 0$ se tiene que la invarianza de norma se preserva para U_{em} . Es decir, el grupo electrodébil $SU(2)_Y \times U(1)_Y$ se rompe espontáneamente al grupo $U(1)_{em}$ lo que conlleva a que el bosón de norma de la interacción electromagnética carezca de masa.

Una vez rota la simetría el campo escalar genera masa para los bosones de norma. La densidad lagrangiana toma la forma

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)' - V(\phi'^\dagger \phi'), \quad (1.15)$$

y la derivada covariante se transforma como $D_\mu \phi \rightarrow D'_\mu \phi' = \left[\partial_\mu + i \frac{g_1}{2} B_\mu + i \frac{g_2}{2} W_\mu \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}$.

Si consideramos las ecuaciones (1.11),(1.12) esta derivada resulta ser

$$(D^\mu \phi)' = \begin{pmatrix} 0 \\ \partial^\mu \frac{h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + i \frac{g_1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{B^\mu}{\sqrt{2}} (v + h) \end{pmatrix} + \frac{ig_2}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^+ (v + h) \\ -\frac{w_\mu^3}{\sqrt{2}} (v + h) \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

El potencial puede escribirse en término del campo escalar h

$$V(\phi'^\dagger \phi) = -\frac{\mu^4}{4\lambda} - \mu^2 h^2 + \lambda v h^3 + \frac{\lambda}{4} h^4. \quad (1.17)$$

Entonces la densidad lagrangiana queda como sigue

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g_2^2}{2} \frac{W_\mu^- W_\mu^+}{2} (v + h)^2 + \left[\frac{g_2^2}{4} W_\mu^3 W^{3\mu} - \frac{g_1 g_2}{2} W_\mu^3 B^\mu + \frac{g_1^2}{4} B_\mu B^\mu \right] \frac{1}{2} (v + h)^2 \\ &- V(h). \end{aligned}$$

El término $W_\mu^3 B^\mu$ no tiene significado físico, por lo que se considera la siguiente rotación

$$\begin{aligned} Z_\mu &= W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W, \end{aligned} \quad (1.18)$$

donde θ_W , conocido como ángulo de Weinberg, satisface las relaciones

$$\cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.19)$$

Finalmente la densidad lagrangiana para el sector escalar queda como

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g_2^2}{4} W_\mu^- W_\mu^+ (v+h)^2 + \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu (v+h)^2 - V(h). \quad (1.20)$$

1.3.2. Sector de norma

La densidad lagrangiana que corresponde a este sector está dada de la siguiente forma

$$\mathcal{L}_N = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu}. \quad (1.21)$$

El sector de norma contiene la dinámica de los bosones de norma y deriva la interacción entre ellos. Para construir los invariantes del sector de norma se requiere la presencia de los tensores W_μ^i y $B_{\mu\nu}$, asociados al grupo de norma no abeliano $SU(2)$ y al grupo de norma abeliano $U(1)$, respectivamente

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.22)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (1.23)$$

Considerando también la relación antes vista, $W_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 \mp W_{\mu\nu}^2)$, la densidad lagrangiana puede reescribirse de la siguiente forma

$$\mathcal{L}_N = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{3\mu\nu} W^{3\mu\nu} + \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu}. \quad (1.24)$$

De forma análoga al caso anterior se considera la rotación dada en la ecuación (1.18) para tener los campos físicos, tomando en cuenta también las relaciones (1.22) y (1.23):

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= A_{\mu\nu} \cos \theta_W - Z_{\mu\nu} \sin \theta_W, \\ W_{\mu\nu}^3 &= A_{\mu\nu} \sin \theta_W + Z_{\mu\nu} \cos \theta_W - ig_2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\nu^- W_\mu^+). \end{aligned} \quad (1.25)$$

La densidad lagrangiana para el sector de norma queda entonces como

$$\mathcal{L}_N = -\frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \left[(D_\mu W_\nu^\dagger)^* - (D_\nu W_{\mu u}^\dagger)^* \right] [D^\mu W^{\nu\dagger} - D^\nu W^{\mu\dagger}] + \mathcal{L}_{int}, \quad (1.26)$$

donde \mathcal{L}_{int} contiene los términos de interacciones de los bosones de norma.

Una vez que se ha llevado a cabo el RES, las densidades lagrangianas de los sectores escalar y de norma, (1.11) y (1.26), quedan dadas como sigue:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \mu^2 h^2 + \frac{g_2^2}{4} W_\mu^- W_\mu^+ (v+h)^2 + \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu (v+h)^2 + \dots, \\ \mathcal{L}_N &= -\frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \left[(D_\mu W_\nu^\dagger)^* - (D_\nu W_{\mu u}^\dagger)^* \right] [D^\mu W^{\nu\dagger} - D^\nu W^{\mu\dagger}] + \dots, \end{aligned}$$

donde los términos denotados por \dots representan términos de interacción. Puede observarse claramente que se han generado los términos de masa para los bosones de norma. El espectro físico de partículas de la teoría está dado como sigue

- El fotón A_μ sin masa.
- El bosón de norma neutro Z_μ con masa $m_Z^2 = \frac{1}{4} (g_1^2 + g_2^2) v^2$.
- Los bosones de norma cargados W^\pm con masa $m_W^2 = \frac{1}{2} g_2^2 v^2$.
- El bosón escalar de Higgs h con masa $\sqrt{-2\mu^2}$.

1.3.3. Sector de Yukawa

A través de evidencias experimentales se ha determinado que la fuerza débil distingue entre la parte derecha ψ_R e izquierda ψ_L de los campos fermiónicos. De este modo se asocian dobletes escalares para la primera de éstas e isosingletes para la segunda, en referencia a la generación que pertenece cada fermión:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^- \quad (1.27)$$

$$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^- \quad (1.28)$$

$$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^- \quad (1.29)$$

Si se trabaja con los quarks se debe construir una mecanismo que permita dotar de masa tanto a la parte derecha como a la parte izquierda, a diferencia del sector de leptones en donde se considera que los neutrinos no poseen masa.

Considérese el doblete izquierdo del grupo $SU(2)$ y los isosingletes derechos u_R y d_R :

$$\mathbb{L} = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad u_R, \quad d_R. \quad (1.30)$$

Para dotar de masa a los quarks debe introducirse el mecanismo de RES por medio de la llamada densidad lagrangiana de Yukawa

$$\mathcal{L}_{qY} = - \sum_{ij} [G_{ij}^d (\mathbb{L}_i^\dagger d_{Rj} + G_{ij}^{d*} d_{Rj}^\dagger (\phi^\dagger \mathbb{L}_i) + G_{ij}^u (\mathbb{L}_i^\dagger \epsilon \phi^*) u_{Rj} + G_{ij}^{u*} u_{Rj}^\dagger (\phi^T \epsilon \mathbb{L}_i)], \quad (1.31)$$

donde la matriz $\epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ es un elemento del grupo $SU(2)$ que conforma el doblete $(\phi^\dagger \quad \epsilon \mathbb{L}_i)$.

La matriz ϵ se introduce con el fin de mantener una analogía con el desarrollo de la teoría electrodébil para los leptones, resaltando la diferencia de que los neutrinos no tienen masa mientras que todos los quarks si la poseen.

Después del RES el lagrangiano se transforma como

$$\mathcal{L}_{qY} = - \frac{1}{\sqrt{2}} (v + h) \sum_{ij} [G_{ij}^d d_{Li}^\dagger d_{Rj} + G_{ij}^{d*} d_{Rj}^\dagger d_{Li} + G_{ij}^u u_{Li}^\dagger u_{Rj} + G_{ij}^{u*} u_{Rj}^\dagger u_{Li}]. \quad (1.32)$$

Las matrices \mathbb{G}^d y \mathbb{G}^u con entradas G_{ij}^d y G_{ij}^u son matrices complejas de 3×3 y pueden ser escritas de forma diagonal con entradas reales mediante la rotación

$$\begin{aligned} \frac{v}{\sqrt{2}} \mathbb{G}^d &= \mathbb{D}_L^\dagger \mathbb{M}^d \mathbb{D}_R, \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \mathbb{G}^u &= \mathbb{U}_L^\dagger \mathbb{M}^u \mathbb{U}_R, \end{aligned} \quad (1.33)$$

donde \mathbb{D}_L , \mathbb{D}_R , \mathbb{U}_L y \mathbb{U}_R son matrices unitarias, mientras que \mathbb{M}^d y \mathbb{M}^u son matrices con entradas reales. Estas últimas contienen los valores de la masa de cada quark tipo up o down:

$$\mathbb{M}^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}, \quad \mathbb{M}^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}. \quad (1.34)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. LA TEORÍA ELECTRODÉBIL DE LOS FERMIONES

Al llevar a cabo la rotación anterior se obtienen los campos físicos para los quarks como sigue:

$$\begin{aligned}
 d'_{Li} &= \mathbb{D}_{Lij} d_{Lj}, \\
 d'_{Ri} &= \mathbb{D}_{Rij} d_{Rj}, \\
 u'_{Li} &= \mathbb{U}_{Lij} u_{Lj}, \\
 u'_{Ri} &= \mathbb{U}_{Rij} u_{Rj}.
 \end{aligned} \tag{1.35}$$

Entonces la densidad lagrangiana de Yukawa resulta ser, prescindiendo de las primas,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{qY} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(v+h)[m_d(d_L^\dagger d_R + d_R^\dagger d_L) + m_u(u_L^\dagger u_R + u_R^\dagger u_L) \\
 &\quad + [m_s(s_L^\dagger s_R + s_R^\dagger s_L) + m_c(c_L^\dagger c_R + c_R^\dagger c_L) \\
 &\quad + [m_b(b_L^\dagger b_R + b_R^\dagger b_L) + m_t(t_L^\dagger t_R + t_R^\dagger t_L)],
 \end{aligned} \tag{1.36}$$

donde es evidente la presencia de masa para los quarks de las tres generaciones debido al acoplamiento con el doblete escalar. También se generan acoplamientos del bosón de Higgs con los quarks.

1.3.4. Sector fermiónico

Para la construcción de una densidad lagrangiana invariante de norma debe considerarse el hecho de que el acoplamiento de W_μ está determinado solamente por el grupo $SU(2)$ mientras que el acoplamiento de B_μ está dado por la carga eléctrica de los quarks (Tabla 1.1). El lagrangiano es entonces

$$\mathcal{L}_{qF} = \mathbb{L}^\dagger \tilde{\sigma}^\dagger i D_\mu \mathbb{L} + u_R^\dagger i \sigma^\mu D_\mu u_R + d_R^\dagger i \sigma^\mu D_\mu d_R. \tag{1.37}$$

Las derivadas covariantes para estos campos son las siguientes

$$\begin{aligned}
 D_\mu \mathbb{L} &= \left(\partial_\mu + i \frac{g_2}{2} W_\mu + i \frac{g_1}{6} B_\mu \right) \mathbb{L}, \\
 D_\mu u_R &= \left(\partial_\mu + i \frac{2g_1}{3} B_\mu \right) u_R, \\
 D_\mu d_R &= \left(\partial_\mu - i \frac{g_1}{3} B_\mu \right) d_R.
 \end{aligned} \tag{1.38}$$

Como se tienen tres generaciones de quarks deben considerar tres dobletes izquierdos y seis isosingletes derechos.

$$\mathbb{L}_k = \begin{pmatrix} u_{Lk} \\ d_{Lk} \end{pmatrix}, \quad u_{Rk}, \quad d_{Rk}, \quad k = 1, 2, 3. \tag{1.39}$$

Además, la densidad lagrangiana puede ponerse en términos de los tensores W_μ y B_μ , mencionados con anterioridad, dando como resultado

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{qF} &= \mathbb{L}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu i \left(\begin{array}{cc} \partial_\mu + \frac{2ie}{3} A_\mu + \frac{ie}{3 \sin \theta_W} (1 + 2 \cos \theta_W) Z_\mu, & \frac{ie}{\sqrt{2} \sin \theta_W} W_\mu^+ \\ \frac{ie}{\sqrt{2} \sin \theta_W} W_\mu^-, & -\frac{ie}{3} A_\mu - \frac{ie}{3 \sin 2\theta_W} (2 + \cos 2\theta_W) Z_\mu \end{array} \right) \mathbb{L} \\
 &\quad + u_R^\dagger \sigma^\mu i \left[\partial_\mu + \frac{2ie}{3} A_\mu - \frac{2ie}{3} \tan \theta_W Z_\mu \right] u_R + d_R^\dagger \sigma^\mu i \left[\partial_\mu - \frac{ie}{3} A_\mu - \frac{ie}{3} \tan \theta_W Z_\mu \right] d_R.
 \end{aligned}$$

Ahora bien, esta densidad lagrangiana contiene los acoplamientos de los quarks con los bosones W^\pm y Z_μ , los cuales se muestran de manera explícita a continuación.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{qZ} = & \sum_i \left[-u_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu u_{Li} \left(\frac{e}{\sin 2\theta_W} \right) Z_\mu \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right) \right. \\
& + u_{Ri}^\dagger \sigma^\mu u_{Ri} \left(\frac{e}{\sin 2\theta_W} \right) Z_\mu \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \\
& + d_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu d_{Li} \left(\frac{e}{\sin 2\theta_W} \right) Z_\mu \left(1 - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \\
& \left. - d_{Ri}^\dagger \sigma^\mu d_{Ri} \left(\frac{e}{\sin 2\theta_W} \right) Z_\mu \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W, \right. \tag{1.40}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{qW} = & -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} \sum_i [u_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu d_{Li} W_\mu^+ + d_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu u_{Li} W_\mu^-] \\
= & -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} (u_L^\dagger, c_L^\dagger, t_L^\dagger) \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}^\mu d_L \\ \sigma^\mu S_L \\ \sigma^\mu b_L \end{pmatrix} W_\mu^+ \\
& + \text{Hermítico conjugado}, \tag{1.41}
\end{aligned}$$

donde la matriz de 3×3 \mathbb{V}_{CKM} con entradas V_{ij} es conocida como la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa y cumple la relación $\mathbb{V}_{CKM} = \mathbb{U}_L \mathbb{D}_L^\dagger$. Esta matriz tiene 9 entradas complejas por lo que se tienen 18 parámetros reales. Por la condición de unitariedad $\mathbb{V}_{CKM}^\dagger \mathbb{V}_{CKM} = 1$ este número se reduce a 9, los cuales se pueden parametrizar con tres números reales de acuerdo a los ángulos de una rotación. Los 6 restantes pueden asociarse a las fases de los campos de los quarks, cinco de las cuales son removibles. Es decir, la matriz \mathbb{V}_{CKM} puede ser parametrizada en términos de tres ángulos de rotación θ_{ij} y una fase δ_{13} .

Para finalizar, se hace mención de los parámetros que caracterizan al ME.

- Las nueve masas para los fermiones.
- Los cuatro parámetros independientes de la matriz \mathbb{V}_{CKM} .
- Las constantes de acoplamiento de los grupos de norma $U(1)$, $SU(2)$ y $SU(3)$.
- El valor de expectación del vacío.
- La masa del bosón de Higgs.

Capítulo 2

Fenomenología del quark top

2.1. Antecedentes históricos

En 1995 se anunció el hallazgo del último de los seis quarks predichos por el ME, el quark top. Dicho suceso tuvo lugar en el colisionador Tevatrón del Laboratorio Nacional de Fermi, con las colaboraciones de CDF (Collider Detectors at Fermilab) y DØ (D-zero), donde también se continuó con el trabajo experimental para aumentar la precisión de sus mediciones. El descubrimiento de este fermión es una evidencia a favor de la estructura de tres generaciones para las partículas elementales de materia del ME y al mismo tiempo representa un camino para la búsqueda Nueva Física (NF). Debido a esto se han desencadenado numerosas propuestas que tratan de explicar las propiedades tan peculiares que posee esta partícula, pero aún no se tienen resultados experimentales suficientes para verificar la validez de sus predicciones. La existencia del top fue predicha desde 1977 con el descubrimiento de su compañero de generación, el quark bottom. Particularmente en los fenómenos de mezcla del sistema de mesones $B_0 - \bar{B}_0$ se tuvo el primer indicativo de un quark masivo, pues se requería la existencia de una partícula con $T_3 = \frac{1}{2}$, $Q = \frac{2}{3}$ y una masa cercana a 170 GeV, lo que brindó una estimación de las energías que tenían que manejarse en los desarrollos experimentales para su descubrimiento. Actualmente, la producción de quarks top continúa con el fin de descubrir nuevos decaimientos que sirvan de punto de partida para una teoría más general.

2.1.1. Aspectos experimentales

Las propiedades de una partícula pueden estudiarse a través de los procesos que la involucren tales como su desintegración, aniquilación y dispersión. Para la primera se pueden tener varios estados finales conocidos como modos de decaimiento. Además se manejan términos como la anchura de decaimiento Γ , definida como el inverso del tiempo de vida medio τ de una partícula $\Gamma = 1/\tau$. La razón de la anchura de decaimiento de un modo específico sobre la anchura de decaimiento total se conoce como Branching Ratio (BR),

$$BR(X \rightarrow X_1 + X_2 + \dots) = \frac{\Gamma(X \rightarrow X_1 + X_2 + \dots)}{\Gamma_t}. \quad (2.1)$$

Por su parte, para los procesos de aniquilación de partículas y dispersión se puede definir el concepto de sección eficaz σ que consiste en el área efectiva para la colisión y está dada en función de la densidad de partículas del medio, las cuales funcionan como dianas (target particles) para la partícula entrante. La sección eficaz depende de la energía en el centro de masas E_{cm} por lo que su valor puede variar de manera drástica si la energía aumenta o disminuye de un experimento a otro.

Se tiene entonces que tanto la sección eficaz σ , como el branching ratio (BR) y la anchura de decaimiento son cantidades importantes a medir en los experimentos, de acuerdo al proceso que se consideren, para conocer la naturaleza del comportamiento de las partículas y por tanto establecer relaciones con la teoría que las describa más adecuadamente.

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL QUARK TOP

2.1. ANTECEDENTES HISTÓRICOS

Caso particular para la dispersión de dos a dos partículas. Considérese un estado inicial con dos partículas de masa m_1, m_2 y cuadrimomentos p_1 y p_2 , respectivamente, y un estado final con dos partículas de masa m_3, m_4 y cuadrimomentos p_3, p_4 . Las variables de Mandelstam se definen como

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2, \\ t &= (p_1 - p_3)^2, \\ u &= (p_1 - p_4)^2. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Debido a la conservación de la energía $p_1 + p_2 = p_3 + p_4$, se tiene que las variables cumplen la relación $s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$. Es conveniente trabajar en el sistema de referencia del centro de masa donde las partículas entrantes tienen cuadrimomentos definidos como $p_1 = (E, p)$ y $p_2 = (E_2, -p)$, de modo que $s = (E_1 + E_2)^2$ y por tanto $E_{cm} = \sqrt{s}$. El cuadrimomento al cuadrado de una partícula mediadora es igual a alguna de las variables de Mandelstam y su propagador puede escribirse como $i/(a - m^2)$ con $a = s, t, u$. Por eso puede hacerse referencia a las amplitudes de estos procesos como canal- s , canal- t y canal- u (Figura 2.1).

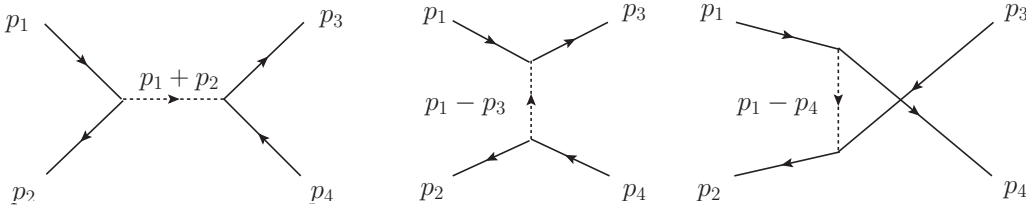


Figura 2.1: De izquierda a derecha, diagramas de Feynman para un proceso de dispersión de $2 \rightarrow 2$ en los canales s, t y u .

2.1.2. Perfil del quark top

- **Masa.** La característica más relevante del quark top, que lo distingue del resto de fermiones, es el valor tan elevado de su masa $m \sim \frac{v}{\sqrt{2}}$ (con v el valor de expectación del vacío para el campo de Higgs) el cual está muy cerca de la escala de energía del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. De hecho, el quark top posee el acoplamiento de Yukawa más grande de todos los fermiones $Y_t \sim 1$.
- **Tiempo de vida medio.** Al poseer una masa tan grande el quark top resulta ser muy inestable, con un tiempo de vida de $4 \times 10^{-25} s$, lo que lo convierte en el único quark capaz de decaer antes de hadronizarse, es decir, no existen sistemas de hadrones que lo contengan y su estudio se reduce al de una partícula aislada.
- **Espín.** Muchos de los números cuánticos de este quark tales como el espín, no han sido medidos de manera directa pero el modo de decaimiento observado $t \rightarrow Wb$ y la conservación del momento angular indican sin lugar a dudas que el top quark se trata de un fermión, pues si su espín fuera de $\frac{3}{2}$ por citar un ejemplo, la sección eficaz del proceso $t\bar{t}$ sería menor a la medida experimentalmente en el Tevatrón de Fermilab.
- **Cargas de color y eléctrica.** El quark top, al igual que el resto de los quarks, posee carga de color y se transforma como un triplete ante el grupo $SU(3)$ de las interacciones fuertes. No obstante, el confinamiento de esta carga impide su medida directa pero las mediciones en el Tevatrón para $t\bar{t}$ son consistentes con las predicciones del ME para un triplete y un antitriplete de color. Por otro lado, el quark top es el compañero del bottom en la tercera generación por lo que le corresponde una carga eléctrica $Q = \frac{2}{3}e$, $e > 0$. Ésta última

puede ser determinada a través de la producción $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}\gamma$ cuya sección eficaz es proporcional a Q_t^2 .

2.2. Mecanismos de producción y decaimientos del quark top

Según el ME, en los colisionadores de hadrones son posibles dos mecanismos de producción para el quark top: la producción de pares $t\bar{t}$ vía la interacción fuerte y la producción individual t por medio de la interacción electrodébil. Solo una pequeña fracción de estos eventos cumplen los criterios de selección impuestos con el fin de eliminar los ruidos de fondo (QCD background) y son suficientes para determinar el valor de algunos parámetros de la partícula, principalmente la masa. Sin embargo, el lugar de producción del quark top y los vértices de decaimiento están separados por un orden de $O(10^{-16})$, una distancia muchos órdenes de magnitud menor a la resolución espacial de cualquier detector. Por tanto la detección de esta partícula debe hacerse por medio de la reconstrucción de sus partículas resultantes. Afortunadamente, debido a su gran masa sus efectos relativistas no son tan altos y como consecuencia sus productos tienen una gran separación angular en el sistema de laboratorio.

2.2.1. Producción de pares

De acuerdo con el ME, el principal mecanismo de producción de pares $t\bar{t}$ es la aniquilación quark-antiquark, pues se tiene una sección eficaz de $\sigma(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) \approx 85\% \sigma(tt)$ con $E_{cm} = 1.96$ TeV. El porcentaje restante corresponde a la fusión de gluones con $\sigma(g\bar{g} \rightarrow t\bar{t}) \approx 15\% \sigma(tt)$. Sin embargo para un valor más alto, $E_{cm} = 14$ TeV, se tiene $\sigma(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) \approx 10\% \sigma(tt)$ y $\sigma(g\bar{g} \rightarrow t\bar{t}) \approx 90\% \sigma(tt)$. En la Figura 2.2 se muestran los diagramas de Feynman a nivel de árbol de estos procesos.

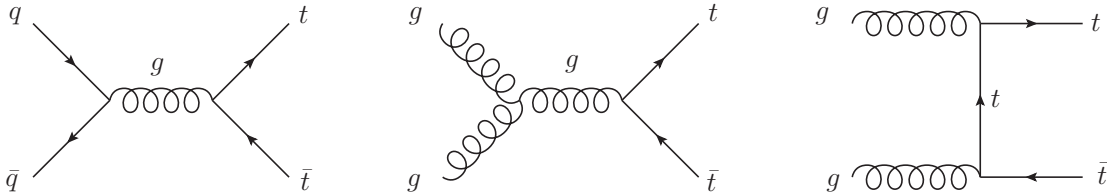


Figura 2.2: Diagramas de Feynman de la interacción fuerte para la producción de pares $t\bar{t}$ en un colisionador hadrónico.

El quark top interactúa principalmente por la fuerza fuerte pero solo puede decaer debido a la fuerza débil. La gran parte de sus decaimientos corresponden a un bosón W y al quark bottom, el ME predice $BR(t \rightarrow Wb) > 0.998$, debido al gran acoplamiento del quark top y el quark bottom por el elemento V_{tb} de la matriz V_{CKM} . Por su parte, el bosón W decae casi instantáneamente (tiempo de vida $\sim 3 \times 10^{-25}$) en una de las siguientes dos formas.

- Leptónicamente en un par leptón-neutrino: $BR(W \rightarrow \ell_i \nu_{\ell_i}) \approx \frac{1}{9}$, con $\ell_i = e, \mu, \tau$.
- Hadrónicamente en dos jets a través de un par quark-antiquark: $BR(W \rightarrow q_1 \bar{q}_2) = \frac{2}{3}$.

En la Figura 2.3 se muestran los modos de decaimiento del par $t\bar{t}$ en función de los decaimientos del bosón de norma, de modo que pueden producirse jets, es decir chorros de partículas provenientes de la hadronización de un quark o un gluón, o bien partículas completamente hadrónicas o leptónicas.

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL QUARK TOP
2.2. MECANISMOS DE PRODUCCIÓN Y DECAIMIENTOS DEL QUARK TOP

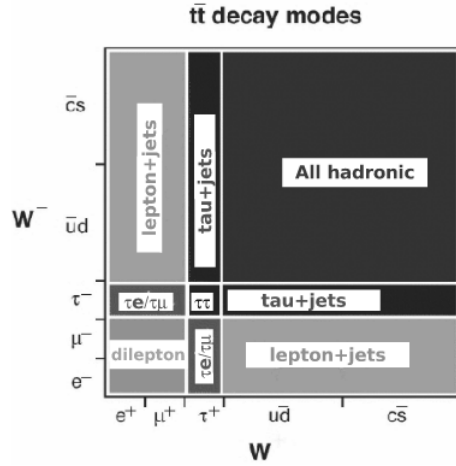


Figura 2.3: Modos de decaimiento de $t\bar{t}$ de acuerdo con los decaimientos del bosón de norma W .

De esta forma, se puede ver que el espectro de partículas de decaimiento del quark top producido por la aniquilación $q\bar{q}$ es muy amplio, ofreciendo una gran diversidad de formas para detectarlo y estudiarlo de manera indirecta. En la Figura 2.4 se puede observar un ejemplo de las partículas provenientes de los decaimientos $t \rightarrow W^+$ y $t \rightarrow W^-$, resaltando los posibles decaimientos de los bosones de norma W^\pm .

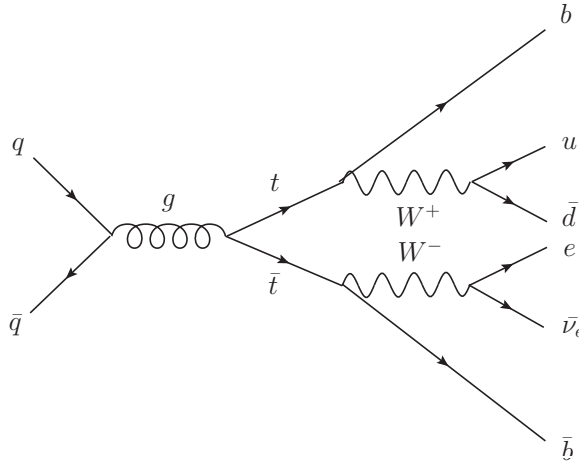


Figura 2.4: Partículas resultantes del decaimiento de los quarks top producidos por aniquilación quark-antiquark.

2.2.2. Producción individual

La producción individual del quark top no existe a nivel de árbol a través de corrientes neutras, por tanto este proceso se atribuye directamente a las corrientes cargadas. Este tipo de interacciones conectan al quark top con los quarks tipo down de manera proporcional al elemento $V_{tq'}$, $q' = d, s, b$ de la matriz V_{CKM} . En la Figura 2.5 se muestran tres maneras distintas de producción de quarks top individuales por medio de corrientes cargadas. La sección eficaz para estos procesos es proporcional a $|V_{tq'}|^2$.

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL QUARK TOP
2.2. MECANISMOS DE PRODUCCIÓN Y DECAIMIENTOS DEL QUARK TOP

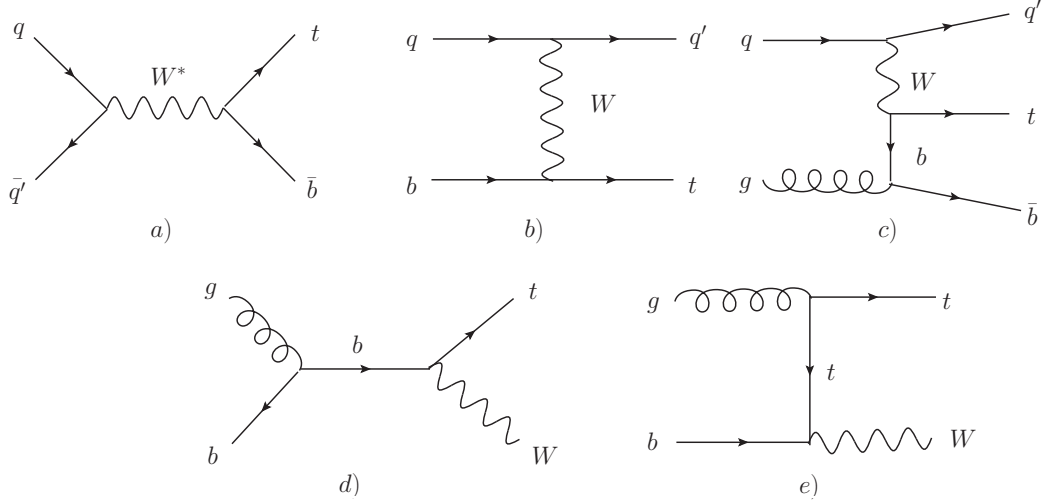


Figura 2.5: Diagramas de Feynman para la producción electrodébil de un top individual: a) canal s , b) y c) canal t y d) y e) asociados a la producción de un boson de norma W real.

Los valores experimentales de los parámetros del quark top se muestran en el Cuadro 2.1.

m_t	$ V_{tb} $	$ V_{ts} $	$ V_{td} $
$174.5 \pm 5.1 \text{ GeV}$	> 0.78	$(40.6 \pm 2.6) \times 10^{-3}$	$(7.4 \pm 0.8) \times 10^{-3}$

Cuadro 2.1: Valores experimentales de los parámetros del quark top.

2.2.3. Decaimientos del quark top en el modelo estándar

Como se mencionó con anterioridad, en el ME no es posible el cambios de sabor mediado por corrientes neutras (FCNC por sus siglas en inglés Flavour Changing Neutral Currents) a nivel de árbol. Dado que $|V_{tb}| \gg |V_{td}|, |V_{ts}|$, el canal de decaimiento dominante para el quark top es debido a corrientes cargadas. Después del proceso $t \rightarrow bW$ los decaimientos más probables son $t \rightarrow Ws$ y $t \rightarrow Wd$, que junto con $t \rightarrow WbZ$ resultan ser los únicos permitidos a nivel de árbol en esta teoría. Las mediciones experimentales en el Tevatrón han permitido establecer relaciones entre diferentes procesos tales como

$$\frac{BR(t \rightarrow Wb)}{BR(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2}. \quad (2.3)$$

Los decaimientos mediados por FCNC inducidos a un loop, $t \rightarrow Vq'$ donde $V = g, \gamma, Z$ y $q = u, c$, están altamente suprimidos por el mecanismo de Glashow-Iliopoulos-Maiani (mecanismo de GIM) y su branching ratio es típicamente del orden $O(10^{-13})$ en el ME. Con los datos experimentales actuales el ME predice $BR(t \rightarrow cg) \sim 4 \times 10^{-13}$, $BR(t \rightarrow c\gamma) \sim 5 \times 10^{-12}$ y $BR(t \rightarrow cZ) \sim 1 \times 10^{-13}$. Estos límites están muy por debajo del límite de detección de un colisionador. No obstante, los branching ratio de estos modos de decaimiento pueden incrementarse en varios órdenes de magnitud en escenarios más allá del ME, con lo cual alguno de estos decaimientos estarían dentro de los límites de detección del LHC.

2.3. Corrientes neutras con cambios de sabor

En el capítulo anterior se presentó la densidad lagrangiana que contiene las interacciones del bosón Z con los seis quarks del ME

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{qZ} = & \sum_i \left[-u_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu u_{Li} \left(\frac{e}{\sin 2\theta_W} \right) Z_\mu \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right) \right. \\
& + u_{Ri}^\dagger \sigma^\mu u_{Ri} \left(\frac{e}{\sin 2\theta_W} \right) Z_\mu \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \\
& + d_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu d_{Li} \left(\frac{e}{\sin 2\theta_W} \right) Z_\mu \left(1 - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \\
& \left. - d_{Ri}^\dagger \sigma^\mu d_{Ri} \left(\frac{e}{\sin 2\theta_W} \right) Z_\mu \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W. \right. \quad (2.4)
\end{aligned}$$

La corriente para este lagrangiano, dado que se trata de un bosón de norma neutro, es

$$\begin{aligned}
j_{\text{neutro}}^\mu = & \sum_i \left[u_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu u_{Li} \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right) - u_{Ri}^\dagger \sigma^\mu u_{Ri} \left(\frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right) \right. \\
& \left. - d_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu d_{Li} \left(1 - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) + d_{Ri}^\dagger \sigma^\mu d_{Ri} \left(\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \right]. \quad (2.5)
\end{aligned}$$

De acuerdo con las expresiones (1.35) se tiene que los eigenestados de masa de los quarks cumplen la siguiente relación

$$\begin{aligned}
\bar{f}'_{Li} f'_{Li} &= \bar{f}_{Li} f_{Li}, \\
\bar{f}'_{Ri} f'_{Ri} &= \bar{f}_{Ri} f_{Ri} \quad f = u, d. \quad (2.6)
\end{aligned}$$

Como consecuencia, la densidad lagrangiana con corrientes neutras permanece invariante cuando es expresada en términos de sus eigenestados de masa. Se dice entonces que las FCNC no existen en el ME a nivel de árbol.

Consideremos ahora la densidad lagrangiana que contiene las interacciones del bosón W :

$$\mathcal{L}_{qW} = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} \sum_i [u_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu d_{Li} W_\mu^+ + d_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu u_{Li} W_\mu^-]. \quad (2.7)$$

Cuando se pasa a los eigenestados de masa se tiene (omitiendo las primas):

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{qW} = & -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} (u_L^\dagger, c_L^\dagger, t_L^\dagger) \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}^\mu d_L \\ \sigma^\mu S_L \\ \sigma^\mu b_L \end{pmatrix} W_\mu^+ \\
& + \text{Hermítico conjugado}, \quad (2.8)
\end{aligned}$$

la corriente cargada es entonces

$$\begin{aligned}
j^\mu &= \sum_{ij} d_{Lj}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu u_{Li} V_{ij}^*, \quad (i = u, c, t; j = d, s, b) \\
&= \begin{pmatrix} d_L \\ d_s \\ d_b \end{pmatrix} \tilde{\sigma}^\mu (u_L \quad c_L \quad t_L) \mathbb{V}_{CKM}. \quad (2.9)
\end{aligned}$$

Vemos que en este caso se tienen expresiones del tipo $\bar{u}'_L d'_L = \bar{u}_L \mathbb{U}_L \mathbb{D}_L^\dagger d_L \bar{u}_L d_L$, por lo que se ha introducido la matriz \mathbb{V}_{CKM} que cumple

$$\mathbb{V}_{CKM} = \mathbb{U}_L \mathbb{D}_L^\dagger \Rightarrow \bar{u}'_L d'_L = \bar{u}_L \mathbb{V}_{CKM} d_L. \quad (2.10)$$

De este modo, la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa acopla cada quark del tipo up a todos los quarks del tipo down, es decir, por medio de corrientes cargadas es posible el proceso de cambio de sabor en las tres diferentes familias de quarks.

2.4. Decaimientos del quark top con cambio de sabor

Hemos visto que en el ME las corrientes neutras con cambio de sabor están ausentes a nivel de árbol pero pueden inducirse a nivel de un loop por medio de las corrientes cargadas. En particular, las transiciones del tipo $t \rightarrow qV$ con $V = \gamma, g, Z$ son procesos de interés en los experimentos actuales. En el Cuadro 2.2 se muestran algunas estimaciones de BR de estos modos de decaimiento para esta teoría y algunas de sus extensiones. Se incluye el proceso raro $t \rightarrow bW^+Z$ que aunque no se encuentra suprimido por el mecanismo de GIM lo está por el espacio fase.

	ME	SUSY	MDDH III	TC	MI
$BR(t \rightarrow c\gamma)$	10^{-12}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-8}	$< 10^{-3}$
$BR(t \rightarrow cZ)$	10^{-12}	10^{-8}	10^{-6}	10^{-7}	
$BR(t \rightarrow cg)$	10^{-10}	10^{-7}	10^{-5}	10^{-6}	< 0.4
$BR(t \rightarrow bW^+Z)$	10^{-6}		10^{-2}		
$BR(t \rightarrow cW^+W^-)$	10^{-10}		10^{-5}		
$BR(t \rightarrow c\gamma\gamma)$	10^{-16}		10^{-5}		
$BR(t \rightarrow c\gamma Z)$	10^{-10}		10^{-5}		
$BR(t \rightarrow cgg)$	10^{-15}		10^{-5}		

Cuadro 2.2: Branching ratios para algunos decaimientos raros del quark top en el modelo estándar (**ME**), modelos supersimétricos (**SUSY**), modelo de dos dobletes de Higgs tipo III (**MDDH III**), modelos de technicolor (**TC**) y estimaciones independientes de modelo (**MI**)

Capítulo 3

Cálculo de la contribución de un bosón de norma neutro al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$

Como ya se discutió en el capítulo anterior, los decaimientos mediados por FCNC a nivel de un loop se encuentran altamente suprimidos en el ME por el mecanismo de GIM. Por esta razón es de interés estudiar dichos procesos en modelos de extensión que predicen incrementos en su branching ratio, con lo cual podrían estar al alcance de la detección experimental en los aceleradores de partículas y así servir como una prueba para el modelo. El análisis de estos procesos se realiza por medio de teoría de perturbaciones, lo que permite calcular la amplitud de transición asociada a dichos procesos mediante el método de diagramas de Feynman, los cuales consisten en una representación gráfica de un proceso en particular. A través una serie de prescripciones (reglas de Feynman) se puede obtener de manera relativamente simple la amplitud de cada diagrama. Una vez que se tiene la amplitud a determinado orden de teoría de perturbaciones, se procede al cálculo de la sección eficaz o la anchura de decaimiento correspondiente. Los valores de estas cantidades resultan ser de gran importancia pues corresponden justamente a observables experimentales. En esta capítulo se presentará el cálculo de la anchura del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en donde el cambio de sabor será inducido por un bosón de norma neutro con acoplamiento con cambio de sabor a nivel de árbol.

3.1. Sección eficaz y anchura de decaimiento

En teoría cuántica de campos la sección eficaz y la anchura de decaimiento de un proceso están determinadas a través de la amplitud total y del espacio fase de los cuádrimomentos. Estas cantidades se describen a continuación.

- **Anchura de decaimiento.** Es una medida de probabilidad de un proceso de decaimiento por unidad de tiempo τ , es decir, está directamente relacionada con el tiempo de vida medio de la partícula que decae (se cumple la siguiente relación $\Gamma = \frac{1}{\tau}$) y por tanto con sus canales o modos de decaimiento. Para una partícula X que decae en N partículas finales la expresión de la anchura de decaimiento está dada por

$$d\Gamma(X \rightarrow X_1 + X_2 + \dots + X_N) = \frac{(2\pi)^4}{2M_x} |\mathcal{M}|^2 d\Phi(P; p_1, \dots, p_N). \quad (3.1)$$

en donde el espacio fase está dado por

$$d\Phi(P; p_1, \dots, p_N) = \delta^4\left(P - \sum_{i=1}^N p_i\right) \prod_{i=1}^N \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}.$$

**CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA CONTRIBUCIÓN DE UN BOSÓN DE
NORMA NEUTRO AL DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$**
3.2. CINEMÁTICA DEL DECAIMIENTO $T \rightarrow C\gamma$

- **Sección eficaz.** Es la medida de probabilidad de una dispersión en específico bajo un conjunto determinado de condiciones iniciales y finales. Físicamente es un factor de proporcionalidad entre el número de dispersiones N_s , el número de partículas entrantes N_a y del medio N_b en el área A , $N_s = \sigma \frac{N_a N_b}{A}$. Para dos partículas X_1 y X_2 que se dispersan, la expresión de la sección eficaz resulta

$$d\sigma(X_1 + X_2 \rightarrow X_3 + X_4 + \dots) = \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} |\mathcal{M}|^2 d\Phi(p_1 + p_2; p_3, \dots, p_N). \quad (3.2)$$

Un proceso puede ser la combinación de varios subprocesos y entonces la amplitud total resulta ser la suma de las amplitudes de estos últimos; cada subproceso está representado por un único diagrama de Feynman. En teoría de perturbaciones la amplitud se expresa como una aproximación de una serie infinita

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_{1-loop} + \mathcal{M}_{2-loop} + \dots, \quad (3.3)$$

dependiendo del proceso a tratar se consideran uno o más términos de dicha serie, pero en una teoría perturbativa es suficiente con obtener solo los primeros términos de la serie. El término de menor orden se conoce como amplitud de Born, $\mathcal{M}_0 = \mathcal{M}_{\text{Born}}$.

3.2. Cinemática del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$

Considérese el siguiente decaimiento con cambio de sabor del quark top:

$$t(p_1) \rightarrow c(p_2)\gamma(q), \quad (3.4)$$

donde a cada partícula se le ha asignado su correspondiente 4-momento. Se cumple la ley de conservación $p_1 = p_2 + q$, por lo que solo dos 4-momentos son independientes. Los estados iniciales y finales corresponden a partículas reales, on-shell, y por tanto se tienen las siguientes identidades

$$p_1^2 = m_t^2, \quad (3.5)$$

$$p_2^2 = m_c^2, \quad (3.6)$$

$$q^2 = 0. \quad (3.7)$$

Esto indica que el fotón y los quarks top y charm satisfacen las ecuaciones de movimiento clásicas a diferencia de las partículas virtuales por ejemplo que no cumplen la relación de energía momento. Conviene dejar los cuadrimentos en términos de las masas de las partículas reales, pues estos valores son constantes y pueden manejarse fácilmente. De esta forma se deduce que $0 = q^2 = (p_1 - p_2)^2 = m_t^2 + m_c^2 - 2p_1 \cdot p_2$, es decir, el producto escalar de los 4-momentos entrantes y salientes es igual a

$$p_1 \cdot p_2 = \frac{m_t^2 + m_c^2}{2}. \quad (3.8)$$

Por otro lado, de manera análoga al electromagnetismo donde no existen componentes del campo eléctrico ni del magnético en la dirección de propagación, se tiene que el campo electromagnético es transversal a su 4-momento

$$q_\alpha \epsilon^\alpha(q) = 0, \quad (3.9)$$

lo que implica que los términos proporcionales a q_α en la amplitud pueden ser omitidos. Alternativamente se puede reemplazar $p_{2\alpha} \rightarrow p_{1\alpha}$, dado que $q_\alpha = p_{1\alpha} - p_{2\alpha} \rightarrow 0$.

3.3. Decaimiento $t \rightarrow c\gamma$

3.3.1. Diagramas de Feynman

El decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ solo puede originarse a nivel de un loop al menor orden de teoría de perturbaciones puesto que a nivel de árbol este vértice (Figura 3.1) no existe ya que viola invarianza de norma. En efecto, si el fotón pudiera acoplarse con dos fermiones reales distintos la amplitud correspondiente tomaría la forma $\mathcal{M} \sim \bar{u}(p_2)\gamma^\alpha u(p_1)\epsilon_\alpha$ con α el índice de Lorentz asociado al fotón. Por invarianza de norma electromagnética se debe cumplir la llamada identidad de Ward $\bar{u}(p_2)\gamma^\alpha u(p_1)q_\alpha = 0$. Mediante el cálculo explícito se tiene $\bar{u}(p_2)\not{q}u(p_1) = \bar{u}(p_2)(\not{p}_1 - \not{p}_2)u(p_1) \neq 0$, haciéndose evidente una contradicción. En este sentido se dice que los procesos con FCNC mediados por el fotón sólo están permitidos a uno o más loops en teoría de perturbaciones.

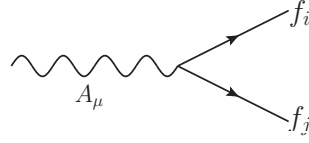


Figura 3.1: Vértice inexistente a nivel de árbol debido a que viola invarianza de norma.

El decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ inducido por un bosón de norma neutro se genera mediante los tres diagramas de Feynman mostrados en la Figura 3.2. Nótese que el 4-momento en cada vértice de estos diagramas se conserva. Además, dado que se tiene un loop, habrá un 4-momento indeterminado k que será integrado sobre todo el espacio de momentos incluyendo la integral $\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4}$.

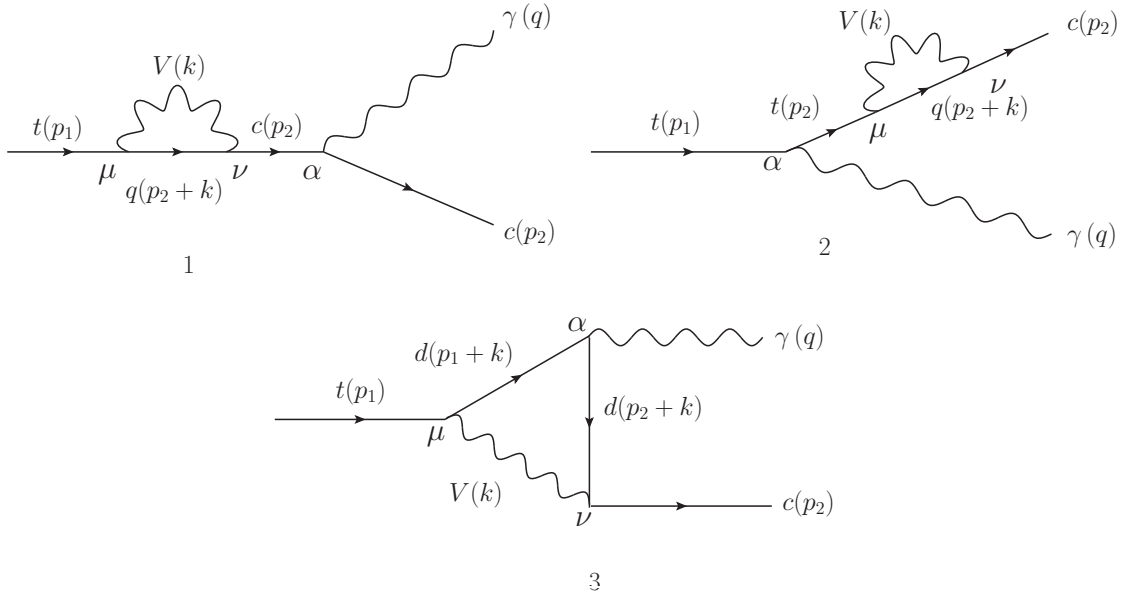


Figura 3.2: Diagramas de Feynman a nivel de un loop para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ inducido por un bosón de norma neutro V con acoplamientos con cambio de sabor. El quark que circula dentro del loop es de tipo up y puede ser un quark del modelo estándar o un nuevo quark predicho por un modelo de extensión.

**CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA CONTRIBUCIÓN DE UN BOSÓN DE
NORMA NEUTRO AL DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$**
3.3. DECAIMIENTO $T \rightarrow C\gamma$

3.3.2. Reglas de Feynman y cálculo de la amplitud

La construcción de la amplitud de los diagramas de la Figura 3.2 se obtiene a partir de la aplicación de de una serie de prescripciones (reglas de Feynman) obtenidas a partir de la teoría cuántica de campos, en este caso de la electrodinámica y la teoría no abeliana electrodébil. Estas reglas dependen del carácter virtual o real de la partícula, es decir, se distingue entre una partícula entrante o saliente y un propagador. Las reglas de Feynman útiles para este decaimiento se muestran en la Figura 3.3.

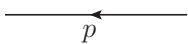
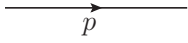
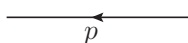
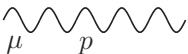

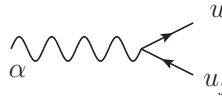
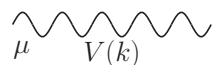
<p>Teoría electrodinámica</p> <p>Fermiones externos</p> <p style="text-align: center;"></p> <p style="text-align: center;">p</p> <p style="text-align: center;"></p> <p style="text-align: center;">p</p> <p>Propagador de Dirac</p> <p style="text-align: center;"></p> <p style="text-align: center;">p</p> <p>Propagador del fotón</p> <p style="text-align: center;"></p> <p style="text-align: center;">μ p</p> <p>Vértice del fotón</p> <p style="text-align: center;"></p> <p style="text-align: center;">q_i q_j</p>	<p style="text-align: center;">$u(p)$ Inicial</p> <p style="text-align: center;">$\bar{u}(p)$ Final</p> <p style="text-align: center;">$i \frac{p_\alpha \gamma^\alpha + m}{p^2 - m^2}$</p> <p style="text-align: center;">$\epsilon_\mu^*(p)$ Final</p> <p style="text-align: center;">$-ieQ_f \gamma^\mu$</p>	<p>Teoría de gauge no – abeliana</p> <p>Vértice de norma</p> <p style="text-align: center;"></p> <p style="text-align: center;">u_i u_j</p> <p>Propagador del norma</p> <p style="text-align: center;"></p> <p style="text-align: center;">μ $V(k)$</p> <p style="text-align: center;">$g_L^{ij} \gamma^\alpha P_L + g_R^{ij} \gamma^\alpha P_R$</p> <p style="text-align: center;">$\frac{-i}{k^2 - m_V^2} \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_V^2} \right)$</p>
--	--	--

Figura 3.3: Reglas de Feynman necesarias para el cálculo del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$. Nótese que el vértice con cambio de sabor $Vu_i u_j$ está dado en función de constantes de acoplamiento genéricas.

Para escribir la amplitud correspondiente a cada diagrama de Feynman se recorren las líneas fermiónicas en sentido contrario al flujo fermiónico (indicado por la flecha), sin importar el sentido de recorrido de las líneas bosónicas. En cada vértice se debe escribir la expresión correspondiente a la regla de Feynman de acuerdo a los índices asignados. Las amplitudes para estos diagramas están dadas por:

$$\mathcal{M}_1 = \frac{2e}{3} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{m_c^2 - m_t^2} \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (\not{p}_1 + m_c) (g_L^{qc} P_L + g_R^{qc} + g_R^{qc}) \gamma^\nu (\not{p}_1 + \not{k} + m_q) \right. \\ \left. (g_L^{tq} P_L + g_R^{tq} P_R) \gamma^\mu \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_V^2} \right) u(p_1) \epsilon^{*\alpha}(q_2) \frac{1}{((p_1 + k)^2 - m_q^2)(k^2 - m_V^2)} \right], \quad (3.10)$$

$$\mathcal{M}_2 = \frac{2e}{3} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{m_c^2 - m_t^2} \bar{u}(p_2) (g_L^{qc} P_L + g_R^{qc} + g_R^{qc}) \gamma^\nu (\not{p}_2 + \not{k} + m_q) (g_L^{tq} P_L + g_R^{tq} P_R) \gamma^\mu \right. \\ \left. (\not{p}_2 + m_c) \gamma^\alpha \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_V^2} \right) u(p_1) \epsilon^{*\alpha}(q_2) \frac{1}{((p_2 + k)^2 - m_q^2)(k^2 - m_V^2)} \right], \quad (3.11)$$

**CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA CONTRIBUCIÓN DE UN BOSÓN DE
NORMA NEUTRO AL DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$
3.3. DECAIMIENTO $T \rightarrow C\gamma$**

$$\mathcal{M}_3 = \frac{2e}{3} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left[\bar{u}(p_2)(g_L^{qc} P_L + g_R^{qc} + g_R^{qc}) \gamma^\nu (\not{p}_2 + \not{k} + m_q) \gamma^\alpha (\not{p}_1 + \not{k} + m_q) (g_L^{tq} P_L + g_R^{tq} P_R) \right. \\ \left. \gamma^\mu \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_V^2} \right) u(p_1) \epsilon^{*\alpha}(q_2) \frac{1}{((p_2 + k)^2 - m_q^2)((1_2 + k)^2 - m_q^2)(k^2 - m_V^2)} \right]. \quad (3.12)$$

Como ya se comentó anteriormente, el 4-momento indeterminado k se debe integrar en todo el espacio de 4-momentos. Con este fin se hará uso de la parametrización de Feynman, que permite integrar sobre dicho espacio pero a cambio se obtiene una integral estándar que es más fácil de manipular. A modo de ejemplo del proceso que se realiza para integrar las amplitudes, se mostrará el desarrollo del cálculo del diagrama 1. Posteriormente se presentará el resultado del resto de los diagramas.

3.3.3. Parametrización de Feynman

La amplitud M_2 puede escribirse de la siguiente manera

$$\mathcal{M}_2 = e Q_t \bar{u}(p_2)(g_L^{qc} P_L + g_R^{qc} P_R) I (g_L^{qt} P_R + g_R^{qt} P_L) u(p_1) \left(\frac{\not{p}_2 + m_t}{m_c^2 - m_t^2} \right) \gamma^\alpha u(p_1) \epsilon^{*\alpha}(q), \quad (3.13)$$

donde

$$I = \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \gamma^\nu \frac{\not{p}_2 + \not{k} + m_q}{((p_2 + k)^2 - m_q^2)(k^2 - m_V^2)} \gamma^\mu \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_V^2} \right). \quad (3.14)$$

Notemos que se ha hecho uso de $\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0$, de esta forma P_L cambia por P_R y viceversa cuando se efectúa una conmutación. Además, emplearemos el método de regularización dimensional con el fin de aislar las divergencias que puedan existir en las amplitudes. Este método consiste en extender la integración sobre k a D dimensiones, con $D = 4 + 2\epsilon$, para después tomar el límite $\epsilon \rightarrow 0$ y así obtener el resultado en 4 dimensiones. En este método las divergencias ultravioletas aparecen como polos de ϵ .

Ahora bien, en D dimensiones las matrices de Dirac cumplen las siguientes propiedades

$$\begin{aligned} \gamma_\mu \gamma^\rho \gamma^\mu &= (2 - D) \gamma^\rho, \\ \gamma_\mu \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\mu &= 4g^{\alpha\beta} - (4 - D) \gamma^\alpha \gamma^\beta, \\ \gamma_\mu \gamma^\rho \gamma^\sigma \gamma^\tau \gamma^\mu &= -2\gamma^\tau \gamma^\sigma \gamma^\rho + (4 - D) \gamma^\rho \gamma^\sigma \gamma^\tau. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Entonces la integral toma la forma

$$I = \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \left[(2 - D)(\not{p}_2 + \not{k}) + Dm_q - \frac{1}{m_V^2} (\not{k}(\not{p}_2 + \not{k} + m_q)\not{k}) \right] \frac{1}{((p_2 + k)^2 - m_q^2)(k^2 - m_V^2)}. \quad (3.16)$$

El método de parametrización de Feynman consiste en que para resolver una integral de este tipo se emplean las parametrizaciones que se muestran a continuación.

$$\begin{aligned} \frac{1}{D_1 D_2} &= \int_0^1 \frac{dx}{(xD_1 + (1-x)D_2)^2}, \\ \frac{1}{D_1 D_2 D_3} &= \int_0^1 dx \int_0^{1-x} \frac{2dy}{(xD_1 + yD_2 + (1-x-y)D_3)^3}, \\ \frac{1}{D_1 D_2 D_3 D_4} &= \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \int_0^{1-x-y} \frac{6dz}{(xD_1 + yD_2 + zD_3 + (1-x-y)D_4)^4}, \end{aligned} \quad (3.17)$$

**CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA CONTRIBUCIÓN DE UN BOSÓN DE
NORMA NEUTRO AL DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$**
3.3. DECAIMIENTO $T \rightarrow C\gamma$

donde $D_i = (k - p_i)^2 - m_i^2$ representa a los propagadores que aparecen en la integral. En el caso que ocupa, solo hay dos propagadores por lo que obtendremos una integral paramétrica en una dimensión.

En la integral en cuestión, tomaremos $D_1 = (p_2 + k)^2 - m_q^2$ y $D_2 = k^2 - m_V^2$. Después de aplicar parametrización de Feynman, el denominador toma la forma

$$Den = \left((k + xp_2)^2 - M_2^2 \right)^2, \quad (3.18)$$

con

$$M_2^2 = x(m_q^2 - m_V^2) + m_V^2. \quad (3.19)$$

Una de las características de este tipo de integrales es que son invariantes ante los desplazamientos $k \rightarrow k + l$ con l constante ya que $d^D k \rightarrow d^D k + d^D l = d^D k$. Se considera entonces el desplazamiento $k \rightarrow k - xp_2$ y la integral I toma la forma

$$I = \int_0^1 dx \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \left[\frac{(2-D) \left((1-x)p_2 + \not{k} \right) + Dm_q}{(k^2 - M^2)^2} - \frac{1}{m_V^2} \frac{2(\not{k} - xp_2)(k - xp_2) \cdot p_2 - (k - xp_2)^2 p_2^2 + (k - xp_2)^2 (\not{k} - p_2) + m_q(k - xp_2)^2}{(k^2 - M^2)^2} \right]. \quad (3.20)$$

Aquí se puede hacer uso del reemplazo $k_\mu k_\nu \rightarrow \frac{k^2}{D} g_{\mu\nu}$, que es válido en regularización dimensional. Además se pueden eliminar todos los términos que contienen una potencia impar de k en el numerador puesto que las integrales correspondientes son cero. Las integrales que se obtienen son de la forma

$$A_n = \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{(k^2 - M^2)^n},$$

las cuales pueden ser modificadas por medio de una rotación de Wick $k_0 \rightarrow ip_0$, $\vec{k} \rightarrow \vec{p}$, con el fin de pasar a un espacio euclidiano. Se puede mostrar que el resultado final está dado por

$$A_n = \frac{(-1)^n i}{(4\pi)^{2+\epsilon}} \frac{\Gamma(n-2-\epsilon)}{\Gamma(n)} (M^2)^{2+\epsilon-n}. \quad (3.21)$$

En particular para $n = 2$ se tiene

$$A_2 = i\pi^2 J_2 = \frac{i}{(4\pi)^2} \left(-\frac{1}{\epsilon} - \gamma - \log \left(\frac{M^2}{4\pi\mu^2} \right) \right). \quad (3.22)$$

Nótese que se la divergencia de la integral, conocida como divergencia ultravioleta, se hace explícita debido al método de regularización aplicado. En este caso el término $1/\epsilon$ diverge en el límite $\epsilon \rightarrow 0$. Este tipo de términos debe cancelarse con otros términos que aparecen en otros diagramas de Feynman.

Una vez resuelta la integral I debe contraerse con el resto de elementos en la amplitud. Entonces, el término divergente Δ_2 , el cual multiplica a la divergencia $1/\epsilon$, de la amplitud M_2 está dado por

$$\Delta_2 = -\frac{1}{2(m_c^2 - m_t^2)m_V^2} \left\{ F_{1R} \left[g_L^{qc} \left(g_L^{qt} (m_c^4 - 3mc^2mq^2) + 2g_R^{qt} m_q m_t (m_q^2 - 3m_V^2) \right) + g_R^{qc} m_c \left(g_R^{qt} (m_c^2 - 3m_q^3) m_t + 2g_L^{qt} (m_q^3 - 3m_q m_V^2) \right) \right] + F_{1L} \left[g_R^{qc} \left(g_R^{qt} (m_c^4 - 3m_c^2 m_q^2) + 2g_L^{qt} m_q m_t (m_q^2 - 3m_V^2) \right) + g_L^{qc} m_c \left(g_L^{qt} (m_c^2 - 3m_q^2) m_t + 2g_R^{qt} (m_q^3 - 3m_q m_V^2) \right) \right] \right\}, \quad (3.23)$$

**CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA CONTRIBUCIÓN DE UN BOSÓN DE
NORMA NEUTRO AL DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$**
3.3. DECAIMIENTO $T \rightarrow C\gamma$

donde introdujimos la abreviación

$$\begin{aligned} F_{1L} &= \gamma^\alpha P_L, \\ F_{1R} &= \gamma^\alpha P_R. \end{aligned} \quad (3.24)$$

De manera análoga después de realizar el cálculo de los diagramas de Feynman restantes se obtienen los siguientes términos divergentes

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \frac{1}{2(m_c^2 - m_t^2)m_V^2} \left\{ F_{1L} \left(g_R^{qc} m_t (2g_L^{qt} m_q^3 - 3g_R^{qt} m_t m_q^2 - 6g_L^{qt} m_V^2 m_q + g_R^{qt} m_t^3) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + g_L^{qc} m_c (2g_R^{qt} m_q^3 - 3g_L^{qt} m_t m_q^2 - 6g_R^{qt} m_V^2 m_q + g_L^{qt} m_t^3) \right) \right. \\ &\quad \left. + F_{1R} \left[g_R^{qt} m_t \left(g_R^{qc} m_c (m_t^2 - 3m_q^2) + 2g_L^{qc} m_q (m_q^2 - 3m_V^2) \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + g_L^{qt} \left(g_L^{qc} (m_t^2 - 3m_q^2) m_t^2 + 2g_R^{qc} m_c m_q (m_q^2 - 3m_V^2) \right) \right] \right\} \\ \Delta_3 &= \frac{1}{2m_V^2} \left((F_{1R} g_L^{qc} g_L^{qt} + F_{1L} g_R^{qc} g_R^{qt}) m_t^2 + (F_{1L} g_L^{qc} g_L^{qt} + F_{1R} g_R^{qc} g_R^{qt}) m_c m_t \right. \\ &\quad \left. + (F_{1R} g_L^{qc} g_L^{qt} + F_{1L} g_R^{qc} g_R^{qt}) (m_c^2 - 3m_q^2) \right). \end{aligned} \quad (3.25)$$

Puede verificarse que

$$\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 = 0. \quad (3.26)$$

Es decir, la amplitud total está libre de divergencias.

3.3.4. Amplitud total para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$

Identidad de Gordon.

Para escribir la amplitud final es conveniente aplicar la identidad de Gordon. La amplitud de cada uno de los diagramas de Feynman tiene la forma general

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p_2) \mathcal{M}^\alpha u(p_1) \epsilon^{*\alpha}, \quad (3.27)$$

con

$$\mathcal{M}^\alpha = A_L p_1^\alpha P_L + A_R p_1^\alpha P_R + B_L \gamma^\alpha P_L + B_R \gamma^\alpha P_R. \quad (3.28)$$

Nótese que los términos del tipo $\gamma^\alpha P_{L,R}$ dados en (3.24) violan la invarianza de norma y, en efecto, estos términos se eliminan cuando se cancelan las divergencias ultravioletas. Ahora consideremos el siguiente término dipolar $\Gamma^\alpha = i\sigma^{\alpha\nu} q_\nu$ con $\sigma^{\alpha\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\alpha, \gamma^\nu] = \frac{i}{2}(\gamma^\alpha \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\alpha)$ y $q = p_1 - p_2$. Después de aplicar algebra de Dirac se obtiene

$$\begin{aligned} \Gamma^\alpha &= \bar{u}(p_2) \Gamma^\alpha P_L u(p_1) = \bar{u}(p_2) i\sigma^{\alpha\nu} q_\nu P_L u(p_1), \\ &= - \left(m_t \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha P_R u(p_1) + m_c \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha P_L u(p_1) - 2p_1^\alpha \bar{u}(p_2) P_L u(p_1) \right). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Entonces resulta que

$$p_1^\alpha \bar{u}(p_2) P_L u(p_1) = \frac{1}{2} \bar{u}(p_2) i\sigma^{\alpha\nu} q_\nu P_L u(p_1) + \frac{1}{2} m_t \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha P_R u(p_1) + \frac{1}{2} m_c \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha P_L u(p_1). \quad (3.30)$$

Dado que los términos monopulares (proporcionales a γ^α) no contribuyen en la amplitud, como se mencionó anteriormente, el siguiente reemplazo es válido:

$$p_1^\alpha P_L \rightarrow b\sigma^{\alpha\nu} q_\nu P_L. \quad (3.31)$$

**CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA CONTRIBUCIÓN DE UN BOSÓN DE
NORMA NEUTRO AL DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$
3.4. ANCHURA DE DECAIMIENTO DE $T \rightarrow C\gamma$**

Análogamente para el término que contiene el operador quiral P_R se obtiene

$$p_1^\alpha P_R \rightarrow b\sigma^{\alpha\nu} q_\nu P_R. \quad (3.32)$$

Finalmente \mathcal{M}^α puede ser escrita como

$$\mathcal{M}^\alpha = A_L F_{2L} + A_R F_{2R}, \quad (3.33)$$

donde $F_{2L} = i\sigma^{\alpha\nu} q_\nu P_L$ y $F_{2R} = i\sigma^{\alpha\nu} q_\nu P_R$.

Entonces, los coeficientes A_L y A_R de las amplitudes de los procesos son los términos de interés. Cabe mencionar que los coeficientes correspondientes a las amplitudes \mathcal{M}_1 y \mathcal{M}_2 son cero directamente, en este sentido se dice que los diagramas de burbuja cancelan las divergencias del diagrama de triángulo pero no contribuyen a la parte finita de la amplitud final, la cual es igual a la parte finita de la amplitud del diagrama 3, $\mathcal{M} = \mathcal{M}_3$.

Los coeficientes $F_{L,R}$ del diagrama de triángulo están dados como

$$A_L = \frac{2e}{3} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} 2dy f_{2L}(x, y), \quad (3.34)$$

$$A_R = \frac{2e}{3} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} 2dy f_{2R}(x, y), \quad (3.35)$$

donde e es la carga del electrón y los coeficientes f_{2L} y f_{2R} son

$$\begin{aligned} f_{2L} = & -\frac{1}{(4\pi)^2} \frac{2m_t}{M_3^2 m_V^2} \left\{ -g_R^{qc} m_c \left[g_L^{qt} m_q m_t (x-1)^2 + g_R^{qt} \left(-xy^2 m_c^2 - x^2 y m_c^2 + x y m_c^2 \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + m_t^2 x(x+y-1)^2 - 2m_V^2 x - m_q^2 y + m_q^2 x y + 2m_V^2 x y + M_3^2 (x+y-1) \right) \right] \right. \\ & \left. + g_L^{qc} \left[g_R^{qt} m_q \left(M_3^2 (x-1) + x \left(-(x-1) y m_c^2 - 4m_V^2 + m_t^2 (x-1)(x+y-1) \right) \right) \right] \right. \\ & \left. + g_L^{qt} m_t \left((x-1)(x+y+1) m_q^2 + 2m_V^2 x(x+y) + y^2 \left(M_3^2 + x \left(m_t^2 (x+y-1) - m_c^2 y \right) \right) \right) \right] \\ & \left. - M_3^2 \left[g_L^{qc} \left(g_R^{qt} (m_q - 3m_q x) + g_L^{qt} m_t (1-3y) \right) + g_R^{qc} g_R^{qt} m_c (3x+3y-2) \right] \log M_3^2 \right\}, \\ f_{2R} = & f_{2L} (g_L^{qt} \leftrightarrow g_R^{qt}, g_L^{qc} \leftrightarrow g_R^{qc}). \end{aligned} \quad (3.36)$$

donde

$$M_3^2 = x \left(-y m_c^2 + m_V^2 + m_t^2 (x+y-1) \right) - m_q^2 (x-1). \quad (3.37)$$

Aquí se ha considerado el factor proveniente de la integración del loop $\frac{1}{(4\pi)^2}$.

3.4. Anchura de decaimiento de $t \rightarrow c\gamma$

Para obtener la anchura debemos de obtener la amplitud cuadrada no polarizada, la cual se obtiene al sumar y promediar sobre las polarizaciones de las partículas y está dada por

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{1}{N} \sum_{\text{espín}} |\mathcal{M}|^2, \quad (3.38)$$

donde N es el número de polarizaciones de las partículas entrantes: $N = 2$ para el caso del quark top. Además $|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \mathcal{M}^\dagger \mathcal{M}$. El cálculo directo da como resultado

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{3}{2} (A_L^2 + A_R^2) (m_c^2 - m_t^2)^2. \quad (3.39)$$

**CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA CONTRIBUCIÓN DE UN BOSÓN DE
NORMA NEUTRO AL DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$**
3.4. ANCHURA DE DECAIMIENTO DE $T \rightarrow C\gamma$

Ahora bien, la anchura de decaimiento dada en la Ec.(3.1), se reduce en nuestro caso a

$$\Gamma(t \rightarrow c\gamma) = \frac{1}{8\pi} \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2 (m_t^2 - m_c^2)}{m_t^2 2m_t}. \quad (3.40)$$

Finalmente, combinando las ecuaciones (3.39) y (3.40) se obtiene que la anchura de decaimiento para el proceso $t \rightarrow c\gamma$ es

$$\Gamma(t \rightarrow c\gamma) = \frac{3(A_L^2 + A_R^2)(m_t^2 - m_c^2)^3}{32m_t^3\pi}. \quad (3.41)$$

Capítulo 4

Análisis numérico y discusión de resultados

En el capítulo anterior se obtuvieron los resultados analíticos para la anchura del proceso $t \rightarrow c\gamma$ de manera general, considerando la contribución de un bosón de norma neutro con acoplamiento con cambio de sabor. En este capítulo se enfocará en el análisis numérico de la contribución de un nuevo bosón de norma Z' , el cual puede provenir de un modelo de extensión con una simetría de norma extra ante el grupo $U(1)'$. Si los acoplamientos del bosón de norma Z' a los quarks no son universales, como si lo son en el caso del bosón de norma Z , se inducirá el cambio de sabor. Existen varios modelos de extensión basados en esta idea. De este modo, la utilidad de los resultados obtenidos para el decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ será ilustrada considerando la contribución de este nuevo bosón.

4.1. Física del bosón Z'

En el ME las corrientes neutras con cambio de sabor están ausente en las interacciones de norma y de Yukawa a nivel de árbol y solo pueden originarse mediante diagramas a nivel de un loop, por lo que están naturalmente suprimidos. Sin embargo, el branching ratio de este tipo de decaimientos puede incrementarse en varios órdenes de magnitud con la presencia de NF. Los procesos con cambio de sabor a nivel de árbol que involucran a los quarks de las primeras generaciones y que son inducidos por nuevas partículas están permitidos si dichas partículas son lo suficientemente pesadas o si sus acoplamientos con los quarks del ME resultan ser muy pequeños. De hecho existen cotas muy fuertes provenientes de las mediciones experimentales. Sin embargo, los procesos de cambio de sabor entre los quarks charm y top aun no han sido escrutados de manera profunda. Entre las partículas que inducir los decaimientos con cambio de sabor podemos mencionar a los bosones de norma Z' , que surgen a raíz de los modelos con simetría extendida y su nombre representa una analogía con el bosón Z del ME.

Los bosones de norma Z' resultan del rompimiento de una simetría de norma ante el grupo $U(1)'$ y surgen en modelos con un sector de norma extendido, resaltando por ejemplo la teoría de gran unificación (GUT), los modelos con simetría izquierda y derecha, los modelos de tipo little Higgs, los modelos con dimensioness extra, así como en el modelo conocido como sequential standard model. En particular, el modelo de GUT E_6 incluye dos grupos de norma $U(1)'$ extras, tal que dos bosones de norma Z'_ϕ y Z'_χ se generan a través del rompimiento $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi$ (el grupo $SU(5)$ contiene al grupo del ME). La mezcla de estos modelos deja un nuevo bosón $Z' = \cos\theta Z_\chi - \sin\theta Z_\psi$, donde θ determina el acoplamiento con los fermiones. Por otra parte, el modelo de simetría izquierda y derecha es un derivado de la descomposición del grupo de GUT $SO(10)$, donde un grupo de norma derecho es añadido al sector electrodébil del ME restaurando la paridad a altas energías a través del reemplazo de $SU(2)_L$ por $SU(2)_L \times SU(2)_R$ y $U(1)_Y$ por $U(1)_{B-L}$. De la misma forma que el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ genera al sector electrodébil, el grupo $SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ da lugar a los bosones de norma adicionales $W^{\pm'}$ y Z' . Finalmente en

CAPÍTULO 4. ANÁLISIS NUMÉRICO Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

4.1. FÍSICA DEL BOSÓN Z'

los modelos tipo sequential standard model, los bosones W' y Z' tienen los mismos acoplamientos que los bosones de norma W y Z .

Masa del bosón Z'

De acuerdo a las características de cada modelo se han establecido cotas experimentales para la masa del bosón Z' en diferentes escenarios, incluyendo el sequential standard model. En el Cuadro 4.1 se muestran los límites inferiores para algunos valores de $m_{Z'}$ en determinados modelos de extensión, señalándose el método por el cual se obtuvieron.

Modelo	Búsqueda directa $p\bar{p}$	Ajuste electrodébil
Sequential standard model	$m_{Z'} > 825$ GeV	$m_{Z'} > 1500$ GeV
Z_ψ de $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi$	$m_{Z'} > 675$ GeV	$m_{Z'} > 366$ GeV
Con simetría izquierda-derecha	$m_{Z'} > 630$ GeV	$m_{Z'} > 860$ GeV
Z_η de $E_6 \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times U(1)_\chi$	$m_{Z'} > 720$ GeV	$m_{Z'} > 619$ GeV
Z_χ de $S(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)$	$m_{Z'} > 690$ GeV	$m_{Z'} > 781$ GeV

Cuadro 4.1: Cotas para la masa del bosón de norma neutro Z' predicho por algunos modelos de extensión.

4.1.1. Acoplamientos del bosón Z' con FCNC

En el ME la densidad lagrangiana con corrientes neutras se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{NC} = gJ_3^\mu W_{3\mu} + g'J_y^\mu B_\mu = eJ_{em}^\mu A_\mu + g_1J_1^\mu Z_{1\mu}^0, \quad (4.1)$$

donde se considera la rotación de campos expresada en la ecuación (1.18). La corriente asociada al bosón $Z_{1\mu}^0$, derivado del rompimiento de simetría ante el grupo $SU(2) \times U(1)$ se muestra a continuación,

$$J_1^\mu = \sum_i \bar{f}_i \gamma^\mu [\epsilon_L^1(i)P_L + \epsilon_R^1(i)P_R] f_i. \quad (4.2)$$

Aquí $\epsilon_{L,R}^1$ representan el acoplamiento quiral del bosón $Z_{1\mu}^0$ con los fermiones \bar{f}_i , donde i corre sobre todos los quarks y leptones.

Si se agrega una nueva simetría abeliana ante el grupo $U(1)'$ la densidad lagrangiana ahora contiene términos que inducen acoplamientos con cambio de sabor y es de la forma

$$\mathcal{L}_{FCNC} = -eJ_{em}^\mu A_\mu - g_1J_1^\mu Z_{1\mu}^0 - g_2J_2^\mu Z_{2\mu}^0, \quad (4.3)$$

donde Z_1^0 es el bosón de norma neutro que surge del rompimiento del grupo $SU(2) \times U(1)$ en el ME y Z_2^0 es el nuevo bosón de norma neutro asociado al grupo $U(1)'$. La corriente neutra asociada a esta última simetría es similar a la que se asigna a el bosón Z , pero ahora puede contener cambio de sabor.

Considerando el escenario, que ocurre en algunos modelos de extensión, en donde los acoplamientos del bosón Z' con los leptones y los quarks tipo down son diagonales, es decir, los dos fermiones son del mismo sabor $Z' f_i f_i$, tomando en cuenta además que $\epsilon_{L,R}^d = Q_{L,R}^d \mathcal{I}$, $\epsilon_{L,R}^e = Q_{L,R}^e \mathcal{I}$, donde $Q_{L,R}^e$ y Q_L^e son las cargas quirales. En otras palabras, la interacción del bosón de norma Z' con los quarks tipo up está dada como

$$\mathcal{L}_{FCNC} = -g_2 Z'_\mu (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu (\epsilon'_L P_L + \epsilon'_R P_R) \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

donde $\epsilon'_{L,R}$ ahora son en general matrices no diagonales.

En particular, se considerará como ejemplo de aplicación un modelo que contiene un bosón de norma Z' neutro que induce el vértice de cambio de sabor $u_i u_j Z'$, donde u representa un quark tipo up. Se tiene la siguiente densidad lagrangiana de interacción

$$\mathcal{L}_{FCNC} = \bar{u}_i \gamma^\alpha (g_L^{u_i u_j} P_L + g_R^{u_i u_j} P_R) u_j Z'_\alpha, \quad (4.5)$$

con $u_{i,j} = u, c, t$ e $i \neq j$. El vértice correspondiente al proceso de cambio de sabor $u_i u_j Z'$ expresado en la interacción lagrangiana de la ecuación (4.5) ocurre a nivel de árbol. Este vértice contribuirá al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ nivel de un loop mediante tres diagramas de Feynman que se generan cuando se tienen los tres quarks tipo up dentro del loop. Sin embargo, aunque el vértice con cambio de sabor puede aparecer en cada uno de los dos extremos del propagador del bosón de norma Z' , solo consideraremos dos diagramas de Feynman, como se muestra en la Figura 4.1, ya que se omitirá el caso donde el quark interno es el quark u que consiste en dos vértices con cambio de sabor. Se espera que los acoplamientos con cambio de sabor estén mas suprimidos que los acoplamientos diagonales.

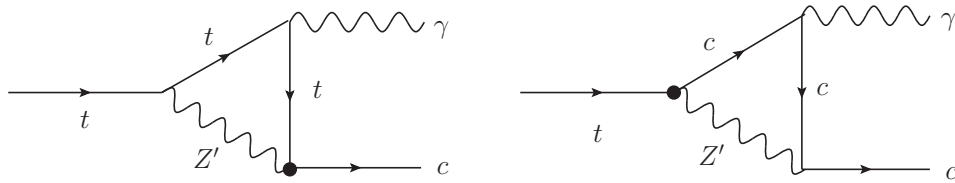


Figura 4.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en modelos con un nuevo bosón de norma Z' .

4.2. Análisis de resultados

Las constantes de acoplamiento $g_L^{u_i u_j}$ y $g_R^{u_i u_j}$ que aparecen en las ecuación (4.5) son parámetros que quedan determinados en un modelo en particular. Sin embargo, estos parámetros dependen a su vez de otras constantes que deben acotarse a partir de datos experimentales. Con el fin de obtener una estimación del valor de la anchura de decaimiento, por simplicidad se considera un modelo en donde $g_R^{u_i u_j} = 0$, es decir, el bosón Z' solo interactúa con la parte izquierda de los quarks up. Para los acoplamientos diagonales $Z' u_i u_i$, se considera que sus valores son idénticos a los valores de los acoplamientos del bosón Z del ME. Entonces la amplitud de la contribucion del diagrama con un quark virtual up al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ será proporcional al factor $g_L^{uc} g_L^{ut}$ y por tanto la anchura de decaimiento será proporcional al coeficiente $|g_L^{uc} g_L^{ut}|^2$, con $u = t, c$.

Tomando en consideración la ecuación (2.1) para el branching ratio de un canal de decaimiento y dado que la anchura total del quark top es $\Gamma_t = 2 \text{ GeV}$, puede escribirse entonces

$$BR(t \rightarrow c\gamma) = \frac{\Gamma(t \rightarrow c\gamma)}{2 \text{ GeV}}. \quad (4.6)$$

Resulta de interés analizar el branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ en función de la masa del bosón de norma Z' para estudiar el posible incremento que se puede presentar con distintos valores de ésta. En este caso se analizará el comportamiento de la contribución de cada diagrama de Feynman de la Figura 4.1 al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ y se analizará la cantidad $BR(t \rightarrow c\gamma)/|g_L^{uc} g_L^{ut}|^2$ con el fin de prescindir de los valores de las constantes de acoplamiento. El comportamiento del branching ratio en función de la masa $m_{Z'}$ se muestra en la Figura 4.2.

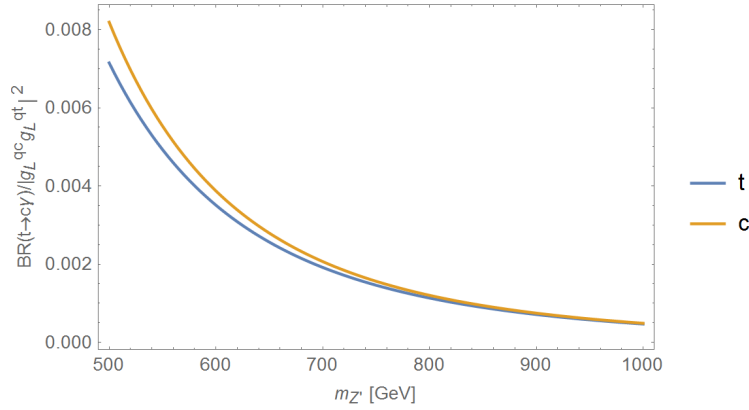


Figura 4.2: Contribución de los diagramas de Feynman de la Figura 4.1 al branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en función de la masa del bosón de norma Z' .

En la gráfica de la Figura 4.2 puede observarse que conforme la masa del bosón de norma Z' aumenta, el valor de $BR(t \rightarrow c\gamma)$ disminuye de manera drástica para valores de $m_{Z'}$ entre 500 y 900 GeV, y se mantiene aproximadamente constante para $m_{Z'} > 900$ GeV. Es de esperar que para valores pequeños de $m_{Z'}$ el branching ratio aumente considerablemente, pero ya están excluidos por las cotas experimentales.

Como ya se comentó anteriormente, para obtener una estimación del orden de magnitud que puede alcanzar el branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ se considerará que el bosón de norma Z' tiene acoplamientos diagonales con los quarks up idénticos a los acoplamientos del bosón Z del ME. Los valores de estas constantes para el nuevo bosón serán entonces

$$g_L^{Z'u_i u_i} = g_L^{Z u_i u_i} = \frac{g}{2c_W} \left(1 - \frac{4}{3} s_W^2 \right), \quad (4.7)$$

$$g_R^{Z'u_i u_i} = g_R^{Z u_i u_i} = \frac{g}{2c_W} \frac{4}{3} s_W^2, \quad (4.8)$$

donde $u_i = u, c, t$, $s_W^2 = \sin^2 \theta_W = 0.23$, $c_W^2 = \cos^2 \theta_W = 1 - s_W^2$ y $g \simeq \frac{e}{s_W} \simeq 0.66$. Ahora, dado que es de esperar que los acoplamientos diagonales sean más grandes que aquellos donde se cambia sabor, podemos asumir que

$$g_{L,R}^{Z'u_i u_j} \ll g_{L,R}^{Z'u_i u_i} \simeq 10^{-1}, \quad i \neq j. \quad (4.9)$$

Como aproximación general puede considerarse entonces que $g_{L,R}^{Z'u_i u_j} \simeq 10^{-2}$, por lo que se sigue que

$$\left| g_L^{Z'u_i u_j} g_L^{Z'u_i u_j} \right|^2 \simeq 10^{-6}. \quad (4.10)$$

Entonces la Figura 4.2 se modifica como se muestra en la Figura 4.3. Es importante resaltar que los modelos con acoplamientos del bosón Z' idénticos a los del bosón Z del ME, están fuertemente restringidos por las cotas experimentales, por lo que se espera que $m_{Z'}$ tenga valores muy grandes.

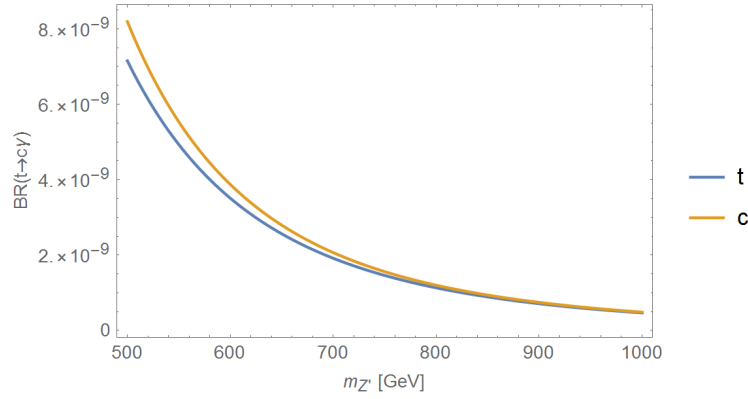


Figura 4.3: Contribución de los diagramas de Feynman de la Figura 4.1 al branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en función de la masa del bosón de norma Z' . Se ha utilizado la aproximación para los valores de las constantes de acoplamiento descrita en el texto, con lo cual se obtiene la estimación $\left|g_L^{Z'u_i u_j} g_L^{Z'u_i u_j}\right|^2 \simeq 10^{-6}$.

Comportamiento del branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ en el umbral $m'_Z = m_t - m_q$

Aunque la masa de un bosón de norma Z' está fuertemente acotada, es interesante estudiar el comportamiento del branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ en el umbral $m'_Z = m_t - m_q$. Si $m_t > m_u + m_{Z'}$, la amplitud del decaimiento es compleja, puesto que el quark u y Z' pueden ser reales porque el decaimiento $t \rightarrow cZ'$ estará cinemáticamente permitido. Por el contrario, si $m_t < m_q + m_{Z'}$ la amplitud es real ya que el decaimiento mencionado anteriormente no puede ocurrir, entonces las partículas que circulan el loop son virtuales. Este comportamiento se hace evidente cuando el valor de $m_{Z'}$ supera el umbral $m_t - m_q$ y aparece como una ligera perturbación en la curva del $BR(t \rightarrow c\gamma)$. Después de traspasar este umbral, la curva decrece cuando $m_{Z'}$ aumenta, tal como lo predice la teoría. En la Figura 4.4 se ilustra el comportamiento del branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ para valores de $m_{Z'}$ en el intervalo 100 GeV–1000 GeV. En este caso el valor del umbral se encuentra entre 150 GeV y 200 GeV. Cabe mencionar que se realizó una gráfica logarítmica de la función debido a la sensibilidad del $BR(t \rightarrow c\gamma)$ ante cambios de la masa $m_{Z'}$. También es evidente en esta Figura que la perturbación alrededor del umbral solo aparece cuando en el loop circula el quark $u = c$ puesto que para $u = t$ no es posible que se cumpla la condición $m_t > m_u + m_{Z'}$.

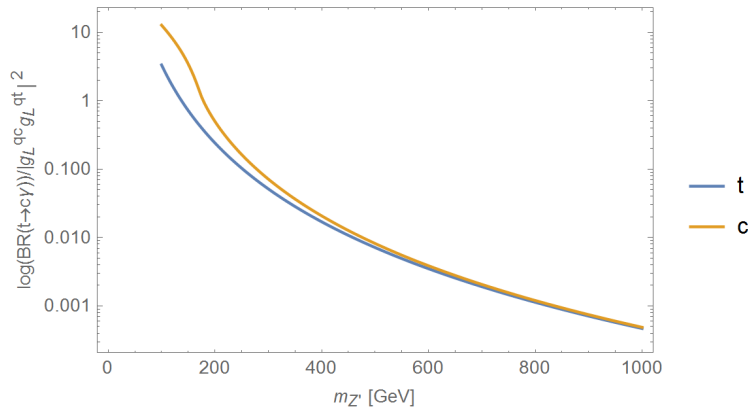


Figura 4.4: Logaritmo del branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ en función de $m_{Z'}$ en un intervalo más amplio con el fin de mostrar el comportamiento alrededor del umbral $m_t \sim m_u - m_{Z'}$.

Sin embargo, el comportamiento observado en la Figura 4.4 solo tiene interés académico pues los valores de $m_{Z'}$ están tan restringidos que el rango donde sucede la transición no tiene relevancia.

4.3. Conclusiones y perspectivas

En este trabajo se ha calculado la anchura del proceso con cambio de sabor $t \rightarrow c\gamma$ inducido a nivel de un lazo por un bosón de norma neutro V , el cual puede ser una predicción de modelos de extensión con un sector de norma. El cálculo se realizó en la norma unitaria y se utilizó el método de parametrización de Feynman para resolver las integrales de un loop, empleando el método de regularización dimensional para aislar las divergencias ultravioletas. Se obtuvo una expresión libre de divergencias ultravioletas para la amplitud invariante, dada en términos de dos coeficientes expresados mediante integrales paramétricas. Como un caso específico de aplicación de nuestro resultado analítico, se ha considerado la contribución de un nuevo bosón de norma Z' con acoplamientos con cambio de sabor a nivel de árbol. Dicho bosón de norma puede aparecer en modelos con extensión de simetría ante el grupo $U(1)'$. Mediante una serie de aproximaciones para los valores de los coeficientes de acoplamiento del bosón Z' con los quarks, se ha evaluado el comportamiento del branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ el intervalo de $500 \text{ GeV} < m_{V'} < 1000 \text{ GeV}$. El comportamiento observado es consistente con lo que se espera en un modelos de extensión del ME. Como trabajo a futuro se considera trabajar en el análisis de un modelo de extensión específico que involucre el bosón Z' , considerando los valores determinados por el modelo para las constantes de acoplamiento. Dado que el valor de la masa del bosón de norma está relaciona directamente con las constantes de acoplamiento de cambios de sabor, se podrían establecer cotas para estas últimas con el fin de dar mejores estimaciones a los valores del branching ratio para este tipo de procesos con cambio de sabor.

Bibliografía

- [1] D. Griffiths; *Introduction to elementary particles*; Alemania; John Wiley and sons; 1987.
- [2] W. N. Cottingham; D. A. Greenwood; *An introduction to the standar model of particle physics*; USA; Cambridge;Segundd edicióñ; 2007.
- [3] M. E. Peskin; D. V. Schroeder; *An Introduction to Quantum Field Theory*; USA; Westview Press; 1995.
- [4] M. Maggiore; *A Modern Introduction to Quantum Field Theory*; UK; Oxford University Press; 2005.
- [5] S. Weinberg; *The Quantum Theory of Fields*; USA; Cambridge University Press; 1995.
- [6] D. Chakraborty; J. Konigsberg; D. Rainwater; Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2003. 53:301–51; *Top-quark Physics*; 07 Jun 2012.
- [7] M. A. Pérez; G. Tavares-Velasco; CP531, Particles and Fields: Seventh Mexican Workshop,edited by A. Ayala, G. Contreras, and G. Herrera ; *Flavor changing neutral current decays of the top quark*; 2000.
- [8] F. Larios; R. Martínez; M. A. Pérez; International Journal of Modern Physics A Vol. 21, No. 17 (2006) 3473 Vol. 21, No. 17; *New Physics effects in the Flavor-Changing Neutral Couplings of the Top Quark*; 2006.
- [9] A. Arhrib; K. Cheung; C. W. Chiang; T.C. Yuan; Phys. Rev. D 73, 075015; *Single top quark production in flavor-changing Z' models*; 2006.
- [10] S. K. Gupta; G. Valencia; Phys. Rev. D 82, 035017; *Flavor changing Z' couplings at the LHC*; 2010.
- [11] W. S. Fuyuto; W. S. Hou; M. Kohda; Phys. Rev. D 93, 054021; *Z' -induced FCNC decays of top, beauty, and strange quarks*; 2016.