



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS
DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
“MAT. LUIS MANUEL RIVERA GUTIÉRREZ”

MAESTRÍA EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

“CAMBIO DE SABOR LEPTÓNICO EN DECAIMIENTOS DEL
BOSÓN DE HIGGS”

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

PRESENTA:

L.F.M. GUILLERMO GONZÁLEZ ESTRADA

DIRECTORES DE TESIS:
DOCTOR EN FÍSICA JAVIER MONTAÑO DOMÍNGUEZ

DOCTOR EN FÍSICA FERNANDO IGUAZÚ RAMÍREZ ZAVALETA

MORELIA, MICHOACÁN, FEBRERO DEL 2018



*Dedicado a mi
familia y amigos*

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi familia principalmente a mis padres Eugenio y Josefina, por todo su apoyo y cariño que me han brindado, por apoyarme y alentarme a seguir adelante para cumplir mis metas propuestas, a mis hermanos Eugenio, Alejandro y Miriam por tenerlos y comprender que para mí este es mi trabajo.

A mi hermana Karina porque, a pesar de que ya no esta con nosotros, es la responsable de inculcarme la mentalidad de siempre mantenerme preparando académicamente.

Agradezco a mis compañeros Dani, Luis y Sebastián por las agradables tardes de trabajo, por compartir nuestros conocimientos, por el trabajo en equipo, su agradable compañía y apoyo.

A Brenda por acompañarme en todo este trayecto, por estar conmigo en los momentos buenos y complicados también, por animarme a seguir trabajando siempre, por tu apoyo incondicional y tu cariño gracias.

Agradezco a mis asesores el Dr. Fernando por compartir sus conocimientos y aceptarme como su tesista. Al Dr. Javier Montaña por su infinita paciencia, por compartir sus conocimientos y experiencias académicas conmigo, por las tardes de trabajo. Un excelente profesor, por todo gracias.

Finalmente agradezco a CONACyT por la beca otorgada para la realización de mi maestría.

Resumen

Presentamos el cálculo de la fluctuación cuántica a nivel de 1 lazo del decaimiento del bosón de Higgs a dos leptones distintos, $H \rightarrow \mu\tau$, inducido por un nuevo boson de norma masivo Z' con cambio de sabor predicho en los distintos modelos extendidos Z'_S , Z'_{LR} , Z'_χ , Z'_ψ y Z'_η . Mediante la propiedad del mecanismo de GIM leptónico eliminamos divergencias y términos espurios independientes de la masa leptónica virtual, para lo cual expresamos las funciones escalares de Passarino-Veltman expandidas en términos de los factores de supresión de Inami-Lim. Contrastamos nuestros resultados con recientes datos experimentales.

Palabras claves: Bosón Z' , cambio de sabor, mecanismo de GIM, razón de decaimiento, quarks, leptones.

Abstract

We present the calculation of the 1-loop level quantum fluctuation decay of the Higgs boson into two different leptons, $H \rightarrow \mu\tau$, induced by a new massive gauge boson Z' with flavor changing predicted in the extended models Z'_S , Z'_{LR} , Z'_χ , Z'_ψ y Z'_η . Through the leptonic GIM mechanism property we eliminate divergencies and spurious terms independent of the leptonic virtual mass, for which we express the Passarino-Veltman scalar functions expanded in terms of the Inami-Lim suppression factors. We contrast our results with recent experimental data.

Keywords: Z' boson, change of flavor, GIM mechanism, branching ratio, quark, leptons.

Índice general

Índice general	VII
Introducción	1
1. Modelo Estándar	5
1.1. Teoría electrodébil	7
1.1.1. Sector de Higgs	9
1.1.2. Sector de Yukawa	10
1.1.3. Sector de Yang-Mills	11
1.1.4. Sector de corrientes	12
1.2. Electrodinámica cuántica	13
2. Modelos Extendidos	15
2.1. Lagrangiano de corriente neutra con violación de sabor	15
2.2. Modelos $U'(1)$	16
3. Decaimiento del higgs a quarks up y charm en el modelo estándar	17
3.1. Decaimiento $H \rightarrow uc$ en el modelo estándar	18
3.2. Predicción de $H \rightarrow uc$	22
4. Decaimiento del higgs con cambio de sabor leptónico mediado por Z'	25
4.1. Decaimiento $H \rightarrow \mu\tau$ mediado por Z'	25
4.2. Predicción de $H \rightarrow \mu\tau$	27
5. Conclusión	29
A. Factores de forma de $H \rightarrow \mu\tau$	31
B. Funciones escalares de Passarino-Veltman para $H \rightarrow \mu\tau$	35
Bibliografía	37

Introducción

En el siglo V antes de nuestra era, Demócrito propuso que el cosmos estaba constituido por átomos, definidos como elementos indivisibles, y vacío. Se continuó con esta línea de pensamiento hasta 1897 con el descubrimiento del electrón gracias a los experimentos de dispersión que indicaron que los átomos no son fundamentales. Los experimentos ayudaron a los científicos a determinar que los átomos están constituidos por un núcleo y una nube de electrones, y que a su vez los núcleos están formados por neutrones y protones. Con el avance en los experimentos y técnicas de medición se descubrieron que estos últimos también poseen una estructura interna. Actualmente sabemos que las partículas elementales son los bloques más fundamentales de los cuales está constituida la materia. Una partícula se considera elemental si no hay evidencia experimental de que está compuesta por entes más pequeños.

Varios siglos después de emprender la búsqueda de los constituyentes fundamentales que forman el universo y la manera en que interactúan, surgió una teoría conocida como el Modelo Estándar de la física de partículas elementales (ME). El ME fue desarrollado a lo largo de la segunda mitad del siglo XX. La formulación actual se concibió en la década de 1970 después de la confirmación experimental de la existencia de los quarks. Matemáticamente, el ME es una teoría consistente con la mecánica cuántica y la relatividad especial, se basa en la simetría de norma no Abelianas (teoría de Yang Mills) con la implementación del rompimiento espontáneo de la simetría (mecanismo de Higgs). El ME describe tres de las cuatro interacciones conocidas en la Naturaleza: la electromagnética, la fuerza débil (involucrada en la formación de elementos químicos) y la fuerza fuerte (la cual mantiene a los protones, neutrones y núcleos juntos). La gravedad no es descrita por el ME debido a que la interacción es muy débil, y como resultado de ello no tiene efectos medibles a la escala de la física de partículas ni manifestaciones que nos puedan guiar a una teoría cuántica de campos. El ME asegura que la materia en el universo está constituida por fermiones elementales que interactúan a través de campos, de los cuales ellos mismos son las fuentes. Las partículas de fuerza asociadas con los campos de interacción son los bosones de norma.

Los cuantos del campo de la interacción electromagnética entre fermiones cargados eléctricamente son las partículas sin masa llamadas fotones, mientras que los cuantos de los campos de la interacción débil entre fermiones esta mediada por los bosones cargados W^+ y W^- y el bosón neutro Z . Debido a que estos bosones de norma son masivos, la interacción débil es de corto alcance ($\approx 10^{-3} fm$). En cuanto a la interacción fuerte, los cuantos se llaman gluones, tienen masa cero como los fotones, por ello podrá esperarse que tuvieran un alcance infinito. Sin embargo, a diferencia del campo electromagnético, los gluones están confinados.

La materia estable se compone de fermiones, que son partículas de espín $1/2$, en unidades de \hbar , que cumplen el principio de exclusión de Pauli y en aislamiento podrían ser

descritos por la ecuación de Dirac. En el ME existen 12 fermiones elementales. La ecuación de Dirac para fermiones masivos cargados predice la existencia de una antipartícula de la misma masa y con el mismo espín pero carga opuesta y momento magnético opuesto relativo a la dirección del espín, así que cada fermión tiene una antipartícula correspondiente. Los fermiones se clasifican de acuerdo con la forma en la que interactúan. Actualmente se conoce la existencia de 6 quarks, por lo que se dice que poseen 6 grados de libertad llamados sabores. Un sabor de quark puede cambiar a otro sabor a través de las interacciones débiles mediadas por los bosones débiles cargados W^\pm ; además los quarks tienen otro grado de libertad llamado color. Las interacciones entre quarks debidas a la carga de color, la cual no es nada más que la interacción fuerte, es mediada por los gluones, pero los quarks también interactúan a través de la fuerza electromagnética. Una de las dificultades en la investigación experimental de los quarks es que los quarks aislados jamás han sido observados. Los quarks siempre están confinados en sistemas compuestos que se extienden sobre distancias de alrededor de 1 fm. Los quarks se pueden agrupar formando bariones, compuestos por tres quarks, y los mesones, formados por un par de quarks (quark-antiquark). Los otros 6 fermiones elementales son los llamados leptones, los cuales interactúan solamente a través de la interacción electromagnética (si están cargados eléctricamente) y débil.

Para comprender un poco más de las interacciones descritas por las partículas mencionadas, no podemos dejar de lado el concepto de decaimiento o desintegración, mediante el cual nos es posible visualizar ciertos sucesos, por eso decimos que un decaimiento es un proceso en el que una partícula, elemental o compuesta, se transforma o transmuta en otras. En el caso de la desintegración de núcleos atómicos se habla de desintegración radiactiva. Otras partículas, como los hadrones y las partículas elementales del ME, también sufren desintegraciones. Una partícula que decae en otras más ligeras de forma espontánea se dice inestable. En general, una partícula de un tipo dado puede desintegrarse de diversas formas, según qué interacción esté involucrada y cuáles sean las partículas finales. Cada una de estas formas se denomina un canal. A priori no es posible predecir el canal mediante el que se desintegrará una cierta partícula, es aleatorio, aunque si las probabilidades relativas para cada uno de ellos. En los decaimientos se respetan leyes de conservación que aseguran que el valor de ciertas cantidades es igual tanto al comienzo como al final del proceso. Estas pueden ser la energía, el momento, la carga eléctrica u otros números cuánticos relacionados con las especies de partículas involucradas: el número leptónico, el número bariónico, etc.

La producción y decaimiento de los leptones es descrita satisfactoriamente por el ME de las interacciones electrodébiles. En el ME los fermiones se clasifican en tres generaciones o familias: cada generación contiene un par de leptones y un par de quarks. Salvo por la diferencia en su masa, los fermiones de la segunda y tercera familia exhiben un comportamiento físico similar a los fermiones de la primera familia [1].

En cuanto al higgs, denotado por H , ha sido la partícula más importante y de interés fundamental desde el surgimiento del ME, debido a que ésta juega un rol fundamental en el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, y es responsable de dotar de masa a las partículas elementales [2]. En 2012 se dio a conocer evidencia de una nueva partícula en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC por las siglas en ingles de Large Hadron Collider) del CERN, la cual tiene todas las propiedades del bosón de Higgs predicho por el ME. Puesto que los modos de decaimiento raros del bosón de Higgs serán medidos con mucha precisión en el futuro, conviene estudiar los efectos de posibles contribuciones de partículas predichas por modelos extendidos, las cuales se acoplen al bosón de Higgs y den una contribución mayor a sus decaimientos en comparación con lo que se espera que suceda en el ME [3].

Específicamente, es de nuestro interés investigar el acoplamiento $H\mu\tau$, no es predicho por

el ME, sin embargo, las medidas experimentales han reportado una razón de decaimiento $\text{Br}(H \rightarrow \mu\tau) = 0.84\%$ a 2.4σ de incertidumbre, medida rudimentaria que aún puede ser mejorada o descartada en futuros experimentos con mayor precisión .

Capítulo 1

Modelo Estándar

El ME es una teoría de norma basada en el grupo de simetrías locales

$$SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1), \quad (1.1)$$

que describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética (con excepción de la gravedad) hasta las escalas que han sido exploradas, desde el radio de Hubble de 10^{30} cm hasta escalas del orden de 10^{-6} cm mediante el intercambio de los correspondientes campos de espín 1 (bosones de norma): 8 gluones sin masa (g_i , $i = 1, \dots, 3$) y un fotón (γ) sin masa para las interacciones fuertes y electromagnéticas, respectivamente, y tres bosones masivos (W^\pm , Z) para la interacción débil. El ME es una teoría no lineal y contiene 19 parámetros libres:

- constantes de acoplamiento de los grupos de norma g_1, g_2, g_3 ;
- masas de los bosones m_H, m_W, m_Z ;
- masas de los leptones m_e, m_μ, m_τ ;
- masas de los quarks $m_u, m_d, m_s, m_c, m_b, m_t$;
- parámetros de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa.

De acuerdo con el ME, los *fermiones* se dividen en *leptones* y *quarks*, son partículas elementales, representaciones irreducibles del grupo de simetría de norma del ME, es decir, no poseen estructura interna. Las partículas que poseen estructura interna se llaman *hadrones*, están constituidos por quarks: *bariones* cuando están formados por tres quarks o tres antiquarks, y *mesones* cuando están constituidos por un quark y un antiquark [4].

El contenido de materia fermiónica consiste en tres familias de quarks y tres familias de leptones, clasificados en tres generaciones (sabores o familias), las cuales las describimos a continuación:

■ *Leptones* :

- Tipo up: neutrino del electrón (ν_e), neutrino del muón (ν_μ) y neutrino del tau (ν_τ), con carga eléctrica 0.
- Tipo down: electrón (e), muón (μ) y tau (τ), con carga eléctrica -1 .

■ *Quarks* : existen seis quarks en tres estados posibles de *color*, rojo, verde y azul, por lo tanto hay 18 quarks.

- Tipo up: up (u), charm (c), top (t), con carga eléctrica $2/3$.
- Tipo down: down (d), strange (s), bottom (b), con carga eléctrica $-1/3$.

Una característica especial de los quarks es poseer carga eléctrica fraccionada $+2/3e$ y $-1/3e$. Sin embargo, no se han detectado quarks libres, están siempre confinados formando hadrones, de tal modo que la suma aritmética de las cargas de los quarks que conforman a un determinado hadrón es siempre un múltiplo entero de e [4].

A cada partícula le corresponde una antipartícula, entonces existen en total 12 leptones y 36 quarks. Cada familia está formada por dos partículas de espín $1/2$, f y f' , misma masa, mismo espín pero carga opuesta y momento magnético opuesto relativo a la dirección del espín. En el ME los neutrinos tienen masa cero, por esa razón no tienen componente de quiralidad derecha.

La clasificación de las partículas del ME está dada en la Tabla 1.1. Las partículas mediadoras de fuerza descritas por el ME también tienen espín al igual que los fermiones, pero en este caso el valor del espín es 1, por lo que las partículas mediadoras de fuerza son los bosones. Consecuentemente no siguen el principio de exclusión de Pauli. En las Tablas 1.2 y 1.3 se muestran en detalle las características de las partículas elementales del ME.

Campo de interacción	Mediador (Bosón)	Espín
Campo gravitacional	Gravitón	2
Campo débil	Bosones de norma (W^+, W^-, Z)	1
Campo electromagnético	Fotón(γ)	1
Campo fuerte	Gluón (g)	1

Tabla 1.1: Propiedades de las partículas mediadoras de fuerza.

<i>Quark</i>	Carga eléctrica (e)	Masa ($\times c^{-2}$)
Up (u)	$+2/3$	$2.2_{-0.4}^{+0.6}$ MeV
Down (d)	$-1/3$	$4.7_{-0.4}^{+0.5}$ MeV
Charm (c)	$+2/3$	1.28 ± 0.03 GeV
Strange (s)	$-1/3$	96_{-4}^{+8} MeV
Top (t)	$+2/3$	173.1 ± 0.6 GeV
Bottom (b)	$-1/3$	$4.18_{-0.03}^{+0.04}$ GeV

Tabla 1.2: Propiedades de los quarks.

- 8 gluones g_α que son los bosones de norma del grupo de color $SU_C(3)$, que con la interacción de los quark determinan la fuerza fuerte.

<i>Leptones</i>	Carga eléctrica (e)	Masa ($\times c^{-2}$)
Electrón (e^-)	-1	0.5110MeV
Neutrino del electrón (ν_e)	0	$< 3 \times 10^{-6}$ MeV
Muón (μ^-)	-1	105.658 MeV
Neutrino del muón (ν_μ)	0	< 0.17 MeV
Tau (τ^-)	-1	1.777 GeV
Neutrino del tau (ν_τ)	0	< 15.5 MeV

Tabla 1.3: Propiedades de los leptones.

- 4 bosones de norma W^\pm , Z y γ que son las partículas portadoras de las interacciones electrodébiles $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$.

Las principales propiedades físicas de estos bosones de norma son: los gluones g_α no tienen masa, son eléctricamente neutros, pero tienen carga de color. Como consecuencia de esto los gluones no solamente interactúan con los quarks sino también consigo mismo. Los bosones W^\pm y Z son partículas masivas y también interactúan entre sí. El bosón Z es eléctricamente neutro, mientras que los bosones W^\pm tienen carga eléctrica $Q_{em} = \pm 1$, respectivamente, finalmente el fotón γ es eléctricamente neutro y no autointeractúa consigo mismo. El conjunto de campos de norma del grupo $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ se divide en tres subgrupos:

1. Para $SU_C(3)$ se le asocian los ocho campos gluónicos G_μ^a ,
2. Para $SU_L(2)$ se le asocian los tres campos electrodébiles W_μ^i ,
3. Para $U_Y(1)$ se le asocia el campo de la hipercarga B_μ .

Los campos se agrupan en multipletes (representaciones irreducibles) bajo las transformaciones del grupo. Los quarks son tripletes y los leptones son singletes bajo el grupo $SU_C(3)$ de color. Bajo el grupo $SU_L(2)$ las componentes levógiras (left) se transforman de forma distinta que las dextrógiras (right): los campos left son dobletes y los right son singletes de isospin débil T . El índice Y se refiere a la hipercarga. La carga eléctrica, el isospín y la hipercarga de los campos están relacionados mediante $Q = T_3 + Y$ [5].

Las tres familias de quarks y leptones tienen las mismas propiedades (interacciones de norma), solo difieren en las masas y en el número cuántico de sabor de sus campos. Las generaciones de fermiones se denotan por ψ_i , $i = 1, 2, 3$, donde i es el índice de la familia de sabor. Las familias se encuentran en orden jerárquico de acuerdo a la magnitud de su masa.

1.1. Teoría electrodébil

Cuando la teoría de *Glashow-Weinberg-Salam* (GWS) fue propuesta fue revolucionaria porque unificaba la interacción débil y electromagnética. Sin embargo, para ser una teoría exitosa en física, la completez matemática no es suficiente, pues tiene que describir fenómenos que realmente están sucediendo y se comprueban experimentalmente. Por su construcción, fue hecha para reproducir la interacción de Fermi en los límites de bajas energías. Por lo tanto, cubre la menor cantidad de datos experimentales que han sido observados hasta el momento de su propuesta. Su verificación tiene que hacerse, bien mediante la reproducción

de los procesos de altas energías que aún no se han llevado a cabo correctamente o nuevos fenómenos que no fueron incluidos en la teoría de Fermi. La teoría GWS requería la existencia de las corrientes neutras y predijo la masa de los bosones de norma, los cuales no se encontraron cuando fue propuesta.

En esta teoría electrodébil la dinámica de los fermiones es descrita mediante un lagrangiano de Dirac invariante de norma bajo el grupo $SU(2) \otimes U(1)$. Una de las características primordiales de dicho modelo es que la interacción electrodébil actúa sobre fermiones derechos e izquierdos de manera distinta, por lo que las corrientes cargadas de Yang-Mills incluyen solo fermiones izquierdos. Además, no se incluye a los neutrinos derechos dado que experimentalmente no se han observado. De esta forma, los campos fermiónicos izquierdos se agrupan en dobletes y los campos derechos en singletes del grupo $SU(2)_L$, con simetría de isospín, donde L (izquierdo) indica la asimetría existente entre fermiones de distinta helicidad. Los campos fermiónicos entonces estarán dados de la siguiente forma

Leptones:

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, e_R, \mu_R, \tau_R,$$

Quarks:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

En el modelo no se introducen términos con masa en el lagrangiano fermiónico a menos que se rompa explícitamente la simetría de norma. Por otro lado las fuerzas electromagnéticas y débil no pueden ser descritas por separado ya que actúan sobre los mismos campos fermiónicos, por ello el grupo de norma que describe la interacción electrodébil es $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, el cual es el mínimo grupo de norma posible que permite describir lo observado en la naturaleza. La exigencia de que el lagrangiano de los campos fermiónicos sea invariante bajo transformaciones del grupo antes mencionado, introduce de forma natural cuatro campos bósónicos no masivos, W_μ^k ($k = 1, 2, 3$) y $B_\mu(x)$ asociados a los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente.

El lagrangiano de la teoría electrodébil se divide en dos partes, una contiene solamente los campos bosónicos y otra contiene campos fermiónicos y bosónicos. La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills. El sector bosónico-fermiónico está comprendido por los sectores de corrientes y de Yukawa, por lo que el lagrangiano electrodébil se puede escribir como:

$$\mathcal{L}^{ED} = \mathcal{L}^{fer} + \mathcal{L}^{boson}, \tag{1.2}$$

donde

$$\mathcal{L}^{fer} = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \tag{1.3}$$

$$\mathcal{L}^{boson} = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \tag{1.4}$$

donde \mathcal{L}_C , \mathcal{L}_Y , \mathcal{L}_H , \mathcal{L}_{YM} , representan los sectores de corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente. En seguida se describen de manera breve cada uno de los sectores.

1.1.1. Sector de Higgs

La simetría gauge está rota espontáneamente, lo que exige la introducción de un campo escalar, el campo de Higgs, y permite que los bosones débiles y los fermiones sean masivos, tal y como los observamos en la naturaleza.

El bosón de Higgs es una partícula predicha en 1964 por Peter Higgs. En la interacción electrodébil existía una contradicción muy seria referente a las partículas W^+ , W^- y Z . El corto alcance de sus interacciones exigía masas relativamente elevadas. Sin embargo, la simetría de esa teoría requiere que las masas sean nulas. Esta paradoja se supera si las masas de W^+ , W^- y Z , son proporcionadas por otras partículas que son los bosones de Higgs, mediante el llamado mecanismo de Higgs, el cual afirma que las partículas W y Z interactúan constantemente con campo de bosones de Higgs, lo que le proporciona masa. El mecanismo está considerado como el origen de las masas de todas las partículas elementales. Tanto las partículas W y Z , como el fotón son bosones sin masa propia. Los primeros muestran una enorme masa porque interactúan fuertemente con el campo de Higgs y el fotón no muestra ninguna masa porque no interactúa en absoluto con el campo de Higgs. El bosón de Higgs tiene espín cero, no posee carga eléctrica ni carga de color, por lo que no interactúa con el fotón ni con los gluones. Sin embargo, interactúa con todas las partículas del modelo que poseen masa: los quarks, los leptones cargados y los bosones W^+ , W^- y Z^0 .

El rompimiento espontáneo simetría (RES) aparece cuando el vacío del sistema (estado de mínima energía) está degenerado. El vacío físico es uno entre los posibles estados de mínima energía conectados por las simetrías del lagrangiano. Cuando la naturaleza lo elige se rompe la simetría de los estados físicos, aunque se preserva la del lagrangiano.

El resultado del RES depende del tipo de simetría. Si el lagrangiano es invariante bajo un grupo continuo de simetrías G , pero el vacío es invariante sólo bajo un subgrupo $H \subset G$, entonces aparecen tantos estados sin masa y spin 0 (bosones de Goldstone) como generadores de G que no lo son de H , es decir, el número de simetrías que se han roto (teorema de Goldstone). Si las simetrías del lagrangiano son locales (gauge o norma) estos bosones de Goldstone son absorbidos por los bosones de gauge asociados a las simetrías rotas dotándolos de una masa (mecanismo de Higgs-Kibble) [6].

Veamos ahora cómo implementar este mecanismo para dar masa a los bosones de gauge débiles del ME. En el ME la simetría está rota del siguiente modo,

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{RES} U(1)_{QED}. \quad (1.5)$$

Para lograr este esquema de RES hemos de introducir un doblete de campos escalares complejos (cuatro campos reales: dos cargados y dos neutros),

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

y el lagrangiano invariante bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.7)$$

con $\lambda > 0$, $\mu^2 < 0$ y

$$D_\mu \Phi = [\partial_\mu - ig\tilde{W}_\mu + ig'y_\Phi B_\mu]\Phi, \quad (1.8)$$

donde $y_\Phi = Q_\Phi - T_3 = \frac{1}{2}$.

El potencial escalar es similar al anterior y el mínimo degenerado corresponde a

$$|\langle 0|\Phi(x)|0\rangle| \equiv |\Phi_0(x)| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

con $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Solo los campos escalares neutros pueden adquirir un valor esperado en el vacío (VEV) pues la carga es una cantidad conservada. Nótese que el fotón sólo se acopla a los campos escalares cargados, cuyo VEV es nulo, lo que será crucial para que el fotón no adquiera masa, como veremos. Al elegir uno entre todos los posibles estados fundamentales (1.8), todos ellos conectados por transformaciones $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (cuatro generadores), se rompe espontáneamente esta simetría quedando como remanente $U(1)_{QED}$ (un generador), lo que da lugar a la aparición de tres escalares sin masa.

Parametrizamos ahora el doblete escalar en término de excitaciones sobre el vacío físico,

$$\Phi(x) = \exp\left\{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)\right\} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

donde sigue habiendo cuatro campos escalares reales, $\theta^i(x)$ y $H(x)$. Los tres campos $\theta^i(x)$, son los que serían *bosones de Goldstone* pero haciendo uso de la invariancia gauge del lagrangiano podemos transformar $\Phi(x)$ en cada punto x por un campo en el que éstos desaparecen, preservándose como único campo escalar físico el bosón de Higgs $H(x)$. Así, en el llamado *gauge unitario*,

$$\Phi(x) \rightarrow^G \exp\left\{-i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)\right\} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + H(x)] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Los tres grados de libertad que aparentemente se pierden se convierten en el estado de polarización longitudinal de W^\pm y Z pues, tras el RES, W_μ y Z_μ se convierten en campos masivos de spin 1. En efecto,

$$(D_\mu\Phi)^\dagger D^\mu\Phi \rightarrow^G \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left\{ \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right\}, \quad (1.12)$$

que contiene los términos de masa para los bosones débiles,

$$M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2}vg, \quad (1.13)$$

mientras que el fotón permanece sin masa. Todo ello preserva la simetría gauge del lagrangiano. El precio que hemos de pagar es la introducción del campo de Higgs.

1.1.2. Sector de Yukawa

El sector de yukawa, tiene como propósito dotar de masa a los fermiones por medio de un rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Como los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como producto de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs.

Como los neutrinos no tienen helicidad derecha no tienen representación física en el sector de Yukawa. El lagrangiano que describe la interacción de los bosones de Higgs y los fermiones está definida como

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^u \bar{\psi}_L \phi^c \psi_R - Y_{ij}^d \bar{\psi}_L \phi \psi_R + h.c., \quad (1.14)$$

donde ϕ^c se transforma covariantemente bajo $SU_L(2)$, definido como

$$\phi^c = i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

el isodoublete ϕ^c a veces denotado $\tilde{\phi}$ tiene hipercarga $Y = 1$, τ_2 es la segunda matriz de Pauli, ϕ^* es el complejo conjugado del campo de Higgs.

Las matrices de Yukawa, Y_{ij}^u y Y_{ij}^d , son parámetros libres que definen la intensidad de los vértices y consecuentemente las reglas de Feynman del lagrangiano, donde i, j son los índices de la familia. Este lagrangiano es una cantidad invariante bajo el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, entonces el lagrangiano de Yukawa se puede escribir como

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}_L^i \phi^c u_R^j - Y_{ij}^d \bar{Q}_L^i \phi d_R^j - Y_{ij}^u \bar{l}_L^i \phi^c l_R^j - Y_{ij}^d \bar{l}_L^i \phi l_R^j + Lh.c., \quad (1.16)$$

es el lagrangiano de Yukawa leptones quarks, los campos de Higgs pueden ser tantos como el modelo del mecanismo de Higgs lo permita.

1.1.3. Sector de Yang-Mills

La estructura de este sector está completamente determinada por el carácter no abeliano del grupo electrodébil. El lagrangiano de Yang-Mills tiene la propiedad de ser invariante bajo una transformación de norma local, describe a los grupos de norma del ME, $SU(3)$ para el color, $SU(2)$ para el isoespín y $U(1)$ para la hipercarga, y está dada por:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \sum_{A=1}^8 G_{\mu\nu}^A G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^a B_a^{\mu\nu}. \quad (1.17)$$

Los campos de fuerza de color están dados por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f^{ijk} G_\mu^i G_\nu^k \quad (1.18)$$

$i, j, k = 1, \dots, 8$.

$G_{\mu\nu}^a$ son los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los ocho campos $G_\mu^a(X)$ de los gluones, correspondientes a los ocho generadores de $SU(3)$, f^{ijk} las constantes de estructura del grupo $SU(3)$ y g_3 la constante de acoplamiento de color. Los campos de fuerza de isoespín son

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.19)$$

$i, j, k = 1, 2, 3$.

Con $W_{\mu\nu}^a$ los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los campos de norma $W_\mu^a(X)$ correspondientes a los tres generadores de $SU(2)$, ϵ^{ijk} es la constante de estructura del grupo $SU(2)$ que coincide con el tensor de Levi-Civita y g_2 la constante de acoplamiento del grupo de isoespín. Finalmente, el campo de fuerza de hipercarga es

$$B_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a, \quad (1.20)$$

$B_{\nu\mu}$ son los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los campos de norma $B_\mu(X)$ asociados a $U(1)$.

1.1.4. Sector de corrientes

En el sector cinético de quarks y leptones se representan las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones.

A los acoplamientos de pares de fermiones con el bosón W^\pm se le conoce como corrientes cargadas, mientras que a los acoplamientos de pares de fermiones con los bosones Z y γ se les denominan corrientes neutras. El lagrangiano asociado, con la propiedad de invariancia de norma, se puede descomponer en dos partes, a saber:

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C \quad (1.21)$$

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

La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo.

Interacciones de corrientes cargadas

El lagrangiano \mathcal{L}_F dado por

$$\mathcal{L}_F = i \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j(x) \not{D} \psi_j(x), \quad (1.22)$$

contiene interacciones entre fermiones y bosones de gauge,

$$\mathcal{L}_F \supset g \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \tilde{W}_\mu \psi_1 - g' B_\mu \sum_{j=1}^3 y_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \psi_j. \quad (1.23)$$

El término que contiene la matriz

$$\tilde{W}_\mu = \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2} W_\mu^\dagger \\ \sqrt{2} W_\mu & -W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

da lugar a interacciones de corrientes cargadas con el campo vectorial cargado de las W^\pm , $W_\mu \equiv \frac{W_\mu^1 + i W_\mu^2}{\sqrt{2}}$ y su complejo conjugado $W_\mu^\dagger \equiv \frac{W_\mu^1 - i W_\mu^2}{\sqrt{2}}$,

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^\dagger \bar{f}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) f'(x) + h.c. \quad (1.25)$$

Interacciones de corrientes neutras

La ecuación (1.22) también contiene interacciones con los campos de gauge neutros W_μ^3 y B_μ . Nos gustaría identificar estos bosones con el Z y el fotón. Sin embargo, como el fotón tiene las mismas interacciones con ambas quiralidades fermiónicas, el bosón de gauge singlete B_μ no puede ser el campo electromagnético A_μ . Para ello habría que imponer $y_1 = y_2 = y_3 =$ y $g'y_j = eQ_j$, lo que no puede cumplirse simultáneamente.

Como ambos campos son neutros, podemos probar con una combinación arbitraria de ellos:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

En términos de Z_μ y A_μ el lagrangiano de corrientes neutras queda:

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j \gamma^\mu (-A_\mu [gT_3 \sin \theta_W + g' y_j \cos \theta_W] + Z_\mu [gT_3 \cos \theta_W - g' y_j \sin \theta_W]) \psi_j, \quad (1.27)$$

donde $T_3 = \sigma_3/2(0)$ es la tercera componente del isospín del doblete (singlete). Para obtener la electrodinámica cuántica (QED) de la parte con A_μ hay que imponer las condiciones:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad , \quad Y = Q - T_3, \quad (1.28)$$

donde Q es el operador de carga eléctrica,

$$Q_1 = \begin{pmatrix} Q_f & 0 \\ 0 & Q_{f'} \end{pmatrix}, Q_2 = Q_f, Q_3 = Q_{f'}. \quad (1.29)$$

La primera igualdad relaciona los acoplamientos g y g' de $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente, con el acoplamiento electromagnético e , lo que proporciona la unificación de las interacciones electrodébiles. La segunda fija las hipercargas fermiónicas Y en términos de las cargas eléctricas y los números cuánticos de isospín débil:

$$y_1 = Q_f - \frac{1}{2} = Q_{f'} + \frac{1}{2}, y_2 = Q_f, y_3 = Q_{f'}. \quad (1.30)$$

Sustituyendo las cargas de los quarks y los leptones, observamos que los neutrinos *right* tienen carga e hipercarga nulas, es decir no se acoplan ni al fotón ni a la Z , y tampoco se acoplan a los W^\pm , pues sólo lo hacen los campos *left*. Por tanto los ν_R son estériles y, si los neutrinos no tuvieran masa, no haría falta introducirlos.

El lagrangiano de corrientes neutras queda finalmente:

$$\mathcal{L}_{NC} = \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{NC}^Z, \quad (1.31)$$

donde

$$\mathcal{L}_{QED} = -e A_\mu Q_{f^{(l)}} \bar{f}^{(l)}(x) \gamma^\mu f^{(l)}(x), \quad (1.32)$$

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = e Z_\mu \bar{f}^{(l)}(x) \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma^5) f^{(l)}(x), \quad (1.33)$$

con $v_f = (T_3^{fL} - 2Q_f \sin^2 \theta_W)/(2 \sin \theta_W \cos \theta_W)$ y $a_f = T_3^{fL}/(2 \sin \theta_W \cos \theta_W)$.

1.2. Electrodinámica cuántica

Un ejemplo ilustrativo de una teoría de norma lo ofrece la electrodinámica cuántica, que es la teoría que incorpora la mecánica cuántica con la relatividad especial (QED por sus siglas en inglés). El campo en este caso representa partículas cargadas de espín 1/2. La invariancia ante una transformación de norma global implica la conservación de la carga eléctrica a través de una corriente conservada. La invariancia ante una transformación de norma local implica la existencia de un campo vectorial de interacción, el campo electromagnético, cuyo cuanto es el fotón. La constante de acoplamiento entre el campo del fotón y los otros campos es la carga eléctrica [7].

El lagrangiano de esta teoría es invariante de norma ante el grupo $U(1)$. La ley de transformación para los campos es

$$\psi' = U_r \psi, \quad (1.34)$$

donde $U_r = e^{iq\theta} \in U(1)$. Haciendo variaciones infinitesimales de θ en el espacio-tiempo obtenemos

$$\psi' = U_r \psi \approx (1 + iq\theta)\psi. \quad (1.35)$$

La densidad lagrangiana correspondiente al campo de Dirac para un fermión libre es

$$\mathcal{L}_D = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (1.36)$$

la cual es invariante bajo (1.40), siempre y cuando intercambiemos la derivada ordinaria ∂_μ por la derivada covariante D_μ , la cual debe satisfacer la relación siguiente:

$$(D_\mu\psi)' = UD_\mu\psi, \quad (1.37)$$

donde

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \quad (1.38)$$

siendo A_μ el campo electromagnético, que se debe transformar de la siguiente manera:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\theta. \quad (1.39)$$

Por otro lado el tensor de intensidad del campo electromagnético $F^{\mu\nu}$ tiene asociada una densidad lagrangiana que define la dinámica de este campo

$$\mathcal{L}_N = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.40)$$

donde

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.41)$$

Esta densidad lagrangiana es invariante ante transformaciones de norma. Usando (1.37) y (1.41) se obtiene la densidad lagrangiana que describe completamente la electrodinámica cuántica (QED):

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - J^\mu A_\mu, \quad (1.42)$$

donde $J^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ es la densidad de corriente electromagnética [8].

Capítulo 2

Modelos Extendidos

2.1. Lagrangiano de corriente neutra con violación de sabor

En el marco de modelos extendidos que contienen sectores generalizados de corrientes, consideramos el lagrangiano renormalizable más general que incluye violación de sabor fermiónica mediada por un nuevo bosón de norma masivo neutro de espín 1, procedente de algún modelo de gran unificación o extendido que es expresado de la siguiente forma [9]

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{NC} &= \sum_{i,j=1}^3 (\bar{f}_{Li} \gamma^\alpha \Omega_{Lfifj} f_{Lj} + \bar{f}_{Ri} \gamma^\alpha \Omega_{Rfifj} f_{Rj}) Z'_\alpha + \text{h.c.} \\
&= \sum_{i,j=1}^3 [(\bar{f}_{Li} \gamma^\alpha \Omega_{Lfifj} f_{Lj} + \bar{f}_{Ri} \gamma^\alpha \Omega_{Rfifj} f_{Rj}) + (\bar{f}_{Lj} \gamma^\alpha \Omega_{Lfjfi}^* f_{Li} + \bar{f}_{Rj} \gamma^\alpha \Omega_{Rfjfi}^* f_{Ri})] Z'_\alpha \\
&= \sum_{i,j=1}^3 [\bar{f}_i \gamma^\alpha (\Omega_{Lfifj} P_L + \Omega_{Rfifj} P_R) f_j + \bar{f}_j \gamma^\alpha (\Omega_{Lfjfi}^* P_L + \Omega_{Rfjfi}^* P_R) f_i] Z'_\alpha, \quad (2.1)
\end{aligned}$$

donde f_i (f_j) es cualquier fermión del ME, $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)$ son los proyectores de quiralidad y Z'_α es el nuevo bosón de norma neutro masivo predicho por diversas extensiones del ME. Los parámetros Ω_{Lfifj} , Ω_{Rfifj} representan las intensidades de los acoplamientos $Z' f_i f_j$. Por simplicidad, se asumirá que $\Omega_{Lfifj} = \Omega_{Lfjfi}$ y $\Omega_{Rfifj} = \Omega_{Rfjfi}$ [9].

Los acoplamientos que conservan sabor, $Q_{L,R}^i$, cuyos valores se muestran en la Tabla 2.1, están relacionados con las constantes de acoplamiento Ω de la siguiente manera: $\Omega_{Lfif_i} = -g_2 Q_L^i$ y $\Omega_{Rfif_i} = -g_2 Q_R^i$, donde g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' . Para varios modelos extendidos los acoplamientos de norma del Z' son

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

donde $g_1 = g / \cos \theta_W$, λ_g depende del patrón de rompimiento de simetría siendo del orden de la unidad y g es la constante de acoplamiento débil. En el modelo secuencial el acoplamiento de norma $g_2 = g_1$.

Consideraremos Z' en los siguientes modelos: Z'_S modelo secuencial, Z'_{LR} momento simétrico izquierda derecha, Z'_χ bosón que surge de la ruptura $SO(10) \rightarrow SU(5) \otimes U(1)$, el Z'_ψ que surge como resultado de $E_6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)$ [10], y el Z'_η inspirado en los modelos de super cuerdas [11–14].

	Z'_S	Z'_{LR}	Z'_ξ	Z'_ψ	Z'_η
Q_L^u	0.3456	-0.08493	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$
Q_R^u	-0.1544	0.5038	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{2}{2\sqrt{15}}$
Q_L^d	-0.4228	-0.08493	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$
Q_R^d	0.0772	-0.6736	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{2}{2\sqrt{15}}$
Q_L^e	-0.2684	0.2548	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$
Q_R^e	0.2316	-0.3339	$\frac{-3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{15}}$
Q'_L	0.5	0.2548	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$

Tabla 2.1: Acoplamiento diagonales de quiralidad de los modelos extendidos.

2.2. Modelos $U'(1)$

Existen varios tipos de modelos $U(1)'$ que predicen Z' que interactúa con quarks y leptones, se distinguen entre ellos por la masa del Z' . A continuación se mencionan algunos de estos tipos de modelos:

- El bosón Z_{ME} secuencial se define con los mismo acoplamiento del bosón Z del ME.
- La carga eléctrica Q y la hipercarga $Y = Q - T_R^3$ pueden ser escritas como

$$Q = T_L^3 + Y = T_L^3 + T_{BL}, \quad (2.3)$$

donde $T_{BL} = (B - L)/2$, con (BL) el número barionico (léptonico). En modelos tipo izquierda-derecha (LR), que pueden surgir de $SU_L(3) \otimes SU_R(2) \otimes U_Y(1)$, se tiene una corriente neutra dada por

$$-L_{CN} = g J_{3L}^\mu W_{L\mu}^3 + g_R J_{3R}^\mu W_{R\mu}^3 + g_{BL} J_{BL}^\mu W_{BL\mu}, \quad (2.4)$$

Aquí es conveniente reescribir (2.4) rotando W_R^3 y W_{BL} a una nueva base B y Z_2^0 como se hace en el ME. Esto deja invariante el término cinético. Se puede considerar $B = \cos \gamma W_{3R} + \sin \gamma W_{BL}$ y tomar a γ de tal forma que B se acopla a $g'Y$, se puede observar que

$$\frac{1}{e^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g'^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g_R^2} + \frac{1}{g_{BL}^2}, \quad (2.5)$$

$Z_2^2 = \sin \gamma W_{3R} - \cos \gamma W_{BL}$ está asociada a la carga

$$Q_{LR} = \sqrt{\frac{3}{5}} \left[\alpha T_{3R} - \frac{1}{\alpha} T_{BL} \right], \quad (2.6)$$

con $\alpha = \tan \gamma = \frac{g_R}{g_{BL}} = \sqrt{\kappa^2 \cot^2 \theta_W - 1}$ y $\kappa \equiv \frac{g_R}{g}$.

Capítulo 3

Decaimiento del higgs a quarks up y charm en el modelo estándar

Una de las posibles manifestaciones de nueva física, las cuales se están intentando medir experimentalmente con gran precisión, es el fenómeno de cambio de sabor con corrientes neutras (CSCN). Como es sabido, este fenómeno también está prohibido en el ME cuando sólo se consideran interacciones entre leptones o quarks, luego entonces, de manera natural se abre una brecha para búsqueda de nueva física en CSCN, tanto en el sector leptónico como en el sector de quarks, dado que este tipo de acoplamientos constituyen predicciones puras a nivel de fluctuación cuántica que dan lugar a manifestaciones de nueva física a energías alcanzables por los experimentos actuales. En el ME, las corrientes neutras conservan sabor: $Zf\bar{f}$, $Hf\bar{f}$ y $\gamma f\bar{f}$ son acoplamientos donde los fermiones son partículas cargadas, y neutras en el caso $Z\nu\bar{\nu}$. Una de las posibles manifestaciones de nueva física puede ocurrir en los fenómenos de cambio de sabor de corrientes neutras, por ejemplo: $Hf\bar{f}'$, tanto en el sector leptónico como en el sector de quarks. Nos interesa trabajar con el bosón Z' asociado al grupo de simetría $U'(1)$ predicho en extensiones del ME, dado que permite el cambio de sabor de corrientes neutras. Las transiciones entre leptones cargados son una cuestión importante, ya que si se producen transiciones entre leptones cargados será una señal clara del cambio de sabor leptónico [15].

El estudio de la violación de sabor ha cobrado interés debido al descubrimiento de oscilaciones de neutrinos, donde un neutrino creado con un sabor leptónico específico (electrón, muon o tau), es posteriormente medido con un sabor distinto, esto nos indica que la propiedad de conservación de sabor en el ME está violada en la naturaleza. Por lo que es importante estudiar fenómenos que violan sabor como posibles precursores de nuevas teorías que nos permitan explicar con mayores detalles la naturaleza de las partículas elementales [16]. La presencia de un nuevo bosón de norma masivo Z' es predicha en el estudio de numerosos modelos que son extensiones del ME de las interacciones fundamentales. El grupo de norma electrodébil $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1) \otimes U'(1)$ es el modelo más simple capaz de predecir la existencia del bosón Z' .

Nuestro trabajo consiste en estudiar el fenómeno conocido como violación de sabor leptónico mediado por la presencia del nuevo bosón de norma Z' . La violación de sabor leptónico está ausente en el ME pero puede surgir en modelos extendidos. Una de las características más interesantes de estos modelos es que contienen sectores generalizados de corrientes, las cuales favorecen las transiciones por partículas neutras masivas de espín 1, es decir, partículas como el bosón de norma masivo Z' . Los datos experimentales obtenidos por

las colaboraciones ATLAS y CMS [17] en el LHC han reportado la razón de decaimiento de $\text{Br}(H \rightarrow \mu\tau) = 0.84_{-0.37}^{+0.39} \% = 8.4 \times 10^{-3}$ a 2.4σ , por lo tanto es importante explorar nuevas teorías que puedan explicar el fenómeno detrás de los datos experimentales. El objetivo de este trabajo es calcular y predecir la razón de decaimiento de $H \rightarrow \mu\tau$ inducida por la fluctuación cuántica a nivel de un lazo debida a un nuevo bosón vectorial con cambio de sabor $Z' f \bar{f}'$.

3.1. Decaimiento $H \rightarrow uc$ en el modelo estándar

Como ya se ha comentado, en esta tesis estamos interesados en estudiar el decaimiento $H \rightarrow \mu\tau$ mediado por un bosón de norma Z' con cambio de sabor leptónico, sin embargo, con afán de primero esayar e instruirnos con un proceso similar y seguirlo como referencia técnica y metodológica abordaremos el decaimiento del higgs a quarks up y charm, $H \rightarrow uc$, a nivel de 1 lazo en el ME, puesto que es un proceso de características semejantes en cuanto a estructura de Dirac y que involucra mecanismo de GIM.

Para construir dicho proceso usaremos los acoplamientos $W q_i \bar{q}_j$ del siguiente lagrangiano

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma^\mu P_L d_j W_\mu^+ V_{u_i d_j} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_j \gamma^\mu P_L u_i W_\mu^- V_{u_j d_i}^*, \quad (3.1)$$

donde u_i y d_j son quarks, W^\pm son bosones vectoriales cargados, $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)$ son los proyectores de quiralidad, $V_{u_i d_j}$ y $V_{u_j d_i}^*$ son elementos de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [18].

La configuración genérica del proceso $H \rightarrow u_i u_j$ la establecemos como $H(p_3) \rightarrow u_i(p_1) u_j(p_2)$. La cinemática del proceso, con todas las partículas en capa de masa, es [19, 20]

$$p_3 = p_1 + p_2, \quad (3.2)$$

$$p_3^2 = (p_1 + p_2)^2, \quad (3.3)$$

$$p_3^2 = p_1^2 + 2p_1 \cdot p_2 + p_2^2 = m_H^2, \quad (3.4)$$

$$p_1^2 = m_{u_i}^2, \quad (3.5)$$

$$p_2^2 = m_{u_j}^2, \quad (3.6)$$

$$p_3^2 = m_H^2, \quad (3.7)$$

por lo tanto:

$$p_1 \cdot p_2 = \frac{m_H^2 - m_{u_i}^2 - m_{u_j}^2}{2}. \quad (3.8)$$

El decaimiento está conformado por los cuatro diagramas de Feynman dados en la Figura 3.2, siendo dos lazos de triángulo y dos burbujas, cuya amplitud total es

$$\mathcal{M}(H \rightarrow u_i \bar{u}_j) = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_4. \quad (3.9)$$

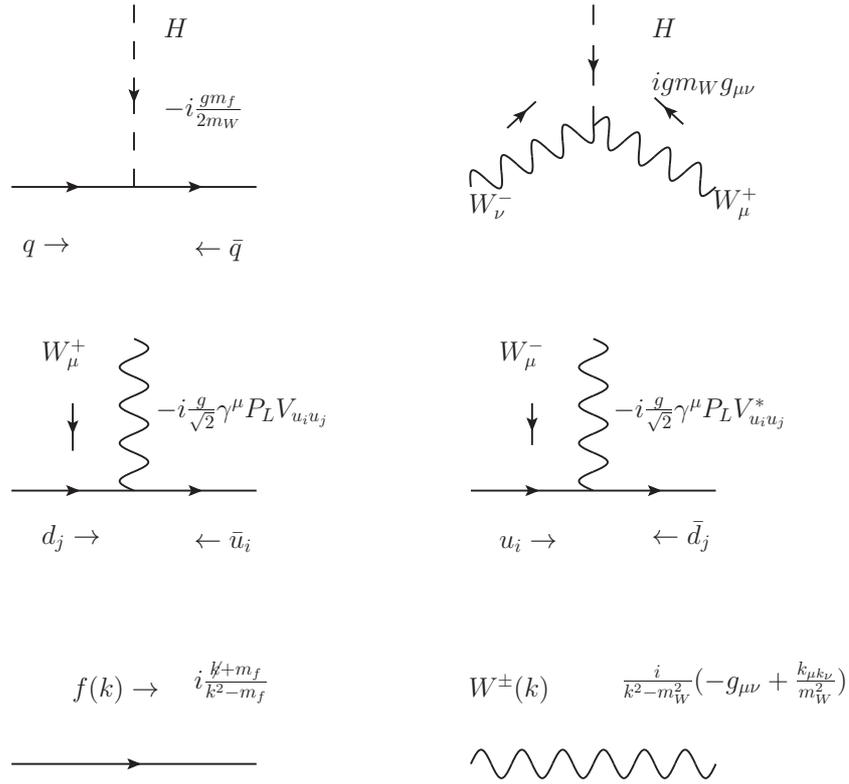


Figura 3.1: Reglas de Feynman para el decaimiento $H \rightarrow u_i u_j$ en el ME.

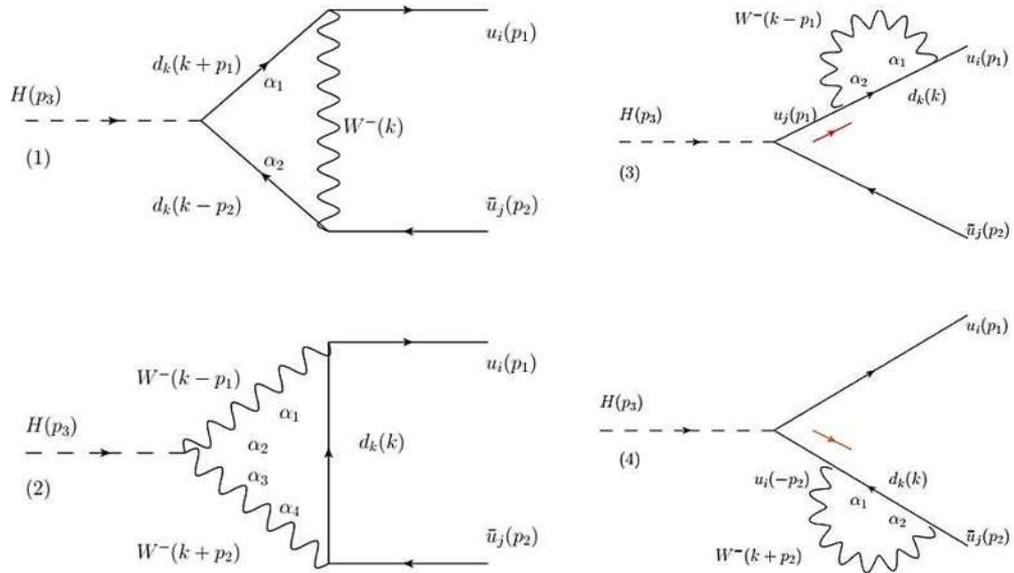


Figura 3.2: Diagramas de Feynman para el decaimiento genérico $H \rightarrow u_i u_j$ en el ME.

Las correspondientes amplitudes de cada lazo, considerando los tres quarks virtuales d_k ,

$k = 1, 2, 3$, siendo $d_1 = d$, $d_2 = s$ y $d_3 = b$, están dadas por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 = & -i^6 \frac{g^3 m_{dk} \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^*}{4m_W} \\ & \times \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{ui}) \gamma^{\alpha_1} P_L(\not{k} + m_{dk}) (\not{k} - \not{p}_1 - \not{p}_2 + m_{dk}) \gamma^{\alpha_2} P_L v(p_2, m_{uj})}{(k^2 - m_{dk}^2) [(k - p_1 - p_2)^2 - m_{dk}^2] ((k - p_1)^2 - m_W^2)} \\ & \times \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k - p_1)^{\alpha_1} (k - p_1)^{\alpha_2}}{m_W^2} \right], \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2 = & i^6 \frac{1}{2} g^3 m_W \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* \int \frac{d^4 k}{2\pi^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{ui}) \gamma^{\alpha_1} P_L(\not{k} + m_{dk}) \gamma^{\alpha_4} P_L v(p_2, m_{uj})}{(k^2 - m_{dk}^2) [(k - p_1)^2 - m_W^2] ((k + p_2)^2 - m_W^2)} \\ & \times \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k - p_1)^{\alpha_1} (k - p_1)^{\alpha_2}}{m_W^2} \right] g^{\alpha_2 \alpha_3} \left[-g^{\alpha_3 \alpha_4} + \frac{(k + p_2)^{\alpha_3} (k + p_2)^{\alpha_4}}{m_W^2} \right], \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_3 = & \frac{-i^6 g^3 m_{uj} \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^*}{4m_W (m_{ui}^2 - m_{uj}^2)} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{ui}) \gamma^{\alpha_1} P_L(\not{k} + m_{dk}) \gamma^{\alpha_2} P_L (m_{uj} + \not{p}_1) v(p_2, m_{uj})}{(k^2 - m_{dk}^2) [(k - p_1)^2 - m_W^2]} \\ & \times \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k - p_1)^{\alpha_1} (k - p_1)^{\alpha_2}}{m_W^2} \right], \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_4 = & \frac{g^3 m_{ui} \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^*}{4m_W (m_{uj}^2 - m_{ui}^2)} \int \frac{d^4 k}{2\pi^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{ui}) (m_{ui} - \not{p}_2) \gamma^{\alpha_1} P_L(\not{k} + m_{dk}) \gamma^{\alpha_2} P_L v(p_2, m_{uj})}{(k^2 - m_{dk}^2) [(k + p_2)^2 - m_W^2]} \\ & \times \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k + p_2)^{\alpha_1} (k + p_2)^{\alpha_2}}{m_W^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Las integrales se resuelven con el método de descomposición tensorial de Passarino-Veltman mediante la paquetería especializada `FeynCalc` en `Mathematica`.

La amplitud total tiene la estructura de Dirac

$$\mathcal{M}(H \rightarrow u_i \bar{u}_j) = \bar{u}(p_1, m_{ui}) (F_V + F_A \gamma_5) v(p_2, m_{uj}), \quad (3.14)$$

$$F_{V,A} = \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* f_{V,A}(m_H, m_{ui}, m_{uj}, m_{dk}, m_W), \quad (3.15)$$

donde F_V y F_A son los factores de forma vectorial y axial, respectivamente. Los factores de forma son finitos gracias al mecanismo de GIM, como veremos más adelante. Vale la pena destacar que los diagramas de triángulo se suman para lograr finitud entre ellos mediante GIM, y análogamente las burbujas se suman para lograr finitud entre ellas.

Explícitamente los factores de forma $F_{V,A}$ son muy extensos, por lo que sólo mostramos

una parte representativa de ellos:

$$F_V = \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* \frac{ig^3}{256m_W^3 \pi^2} \left[\frac{(m_{ui} + m_{uj})(m_{dk}^2 - m_W^2)}{m_{ui} m_{uj}} + \frac{2(m_{ui} + m_{uj})(-2m_{dk}^2 + m_H^2 - 4m_W^2 - 2m_{ui} m_{uj})}{(m_H + m_{ui} + m_{uj})(m_H - m_{ui} - m_{uj})} B_0(m_H^2, m_{dk}^2, m_{dk}^2) + \dots + \frac{m_{ui}(m_{ui}^3 - 2m_{uj} m_W^2) C_0(m_H^2, m_{ui}^2, m_{uj}^2, m_{dk}^2, m_W^2) m_{dk}^2}{(m_H + m_{ui} + m_{uj})(m_H - m_{ui} + m_{uj})} + \dots \right], \quad (3.16)$$

y análogamente para el factor axial. (Adelantamos decir que para el caso $H \rightarrow \mu\tau$ mediado por Z' , abordado en el siguiente capítulo, presentaremos los factores de forma completos y detalles concernientes a ellos.) A_0 , B_0 y C_0 son las funciones escalares de Passarino-Veltman (PaVe), todas las funciones se listan en la Tabla 3.1 [21]. Las A_0 y B_0 son divergentes, ejemplo:

$$A_0(m^2) = m^2 \left(\Delta\epsilon + \log \frac{\mu^2}{m^2} + 1 \right), \quad (3.17)$$

con

$$\Delta\epsilon \equiv \frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \log 4\pi, \quad (3.18)$$

donde $\epsilon = (4 - D)/2$ es la divergencia.

Funciones escalares de Passarino-Veltman	
$A_0(m_{dk}^2)$	$C_0(m_H^2, m_{ui}^2, m_{uj}^2, m_{dk}^2, m_{dk}^2, m_W^2)$
$A_0(m_W^2)$	$C_0(m_H^2, m_{ui}^2, m_{uj}^2, m_W^2, m_W^2, m_{dk}^2)$
$B_0(m_H^2, m_{dk}^2, m_{dk}^2)$	
$B_0(m_H^2, m_W^2, m_W^2)$	
$B_0(m_{ui}, m_{dk}^2, m_W^2)$	
$B_0(m_{uj}, m_{dk}^2, m_W^2)$	

Tabla 3.1: Funciones A_0 , B_0 y C_0 .

La propiedad del mecanismo de GIM [18] de los elementos de la matriz CKM

$$\sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* = \delta_{ij}, \quad (3.19)$$

permite eliminar de los factores de forma $F_{V,A}$ los términos independientes de la masa virtual m_{dk} y conservar los que sí dependen de ella. Este mecanismo es imprescindible para lograr finitud en la amplitud, puesto que A_0 y B_0 aportan el término divergente $\Delta\epsilon$ que sobrevive en los factores de forma, pero el cual es independiente de la masa interna m_{dk} , o dicho de otra forma, no es proporcional a ella, esto es

$$F_V^{\text{div}} = \frac{-ig^2 m_H^2}{256\pi^2 m_W^3} (m_{ui} + m_{uj}) \Delta\epsilon \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* = 0, \quad (3.20)$$

$$F_A^{\text{div}} = \frac{-ig^2 m_H^2}{256\pi^2 m_W^3} (m_{uj} - m_{ui}) \Delta\epsilon \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* = 0. \quad (3.21)$$

Tras verificar que el mecanismo de GIM da finitud al proceso debemos deshacernos de los términos espurios o independientes de la masa virtual m_{dk} , tenemos que separar los factores de forma como

$$\sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* [f(m_{dk}) + f(\cancel{m_{dk}})] = \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* f(m_{dk}), \quad (3.22)$$

explícitamente escribirlos en función de los términos de supresión de GIM o de Inami-Lim [22] $m_{dk}^n/m_W^n \ll 1$, $n = 2, 3, 4, \dots$, por lo tanto es imperativo expresar las PaVe de la misma manera para conseguir dicha separación. Un vez logrado lo anterior es posible continuar con el cálculo del proceso.

La amplitud cuadrada es

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}(H \rightarrow u_i \bar{u}_j)|^2 &= \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \\ &= 2N_C m_H^2 \left\{ \left[1 - \frac{(m_{u_i} + m_{u_j})^2}{m_H^2} \right] |F_V|^2 + \left[1 - \frac{(m_{u_i} - m_{u_j})^2}{m_H^2} \right] |F_A|^2 \right\}, \end{aligned} \quad (3.23)$$

donde N_C es el número de color fermiónico, 1 para leptones y 3 para quarks debido a sus versiones rojo, verde y azul.

La anchura de decaimiento es

$$\Gamma(H \rightarrow u_i \bar{u}_j) = \frac{1}{16\pi m_H} \sqrt{\left[1 - \frac{(m_{u_i} + m_{u_j})^2}{m_H^2} \right] \left[1 - \frac{(m_{u_i} - m_{u_j})^2}{m_H^2} \right]} |\overline{\mathcal{M}}(H \rightarrow u_i \bar{u}_j)|^2. \quad (3.24)$$

La razón de decaimiento es

$$\text{Br}(H \rightarrow u_i u_j) = \frac{\Gamma(H \rightarrow u_i u_j)}{\Gamma_H}, \quad (3.25)$$

donde

$$\Gamma(H \rightarrow u_i u_j) = \Gamma(H \rightarrow u_i \bar{u}_j) + \Gamma(H \rightarrow \bar{u}_i u_j) = 2\Gamma(H \rightarrow u_i \bar{u}_j), \quad (3.26)$$

y Γ_H es la anchura total de decaimiento del higgs.

3.2. Predicción de $H \rightarrow uc$

Para conocer la contribución parcial de cada quark virtual, d , s y b , escribimos explícitamente

$$F_{V,A} = \sum_{k=1}^3 V_{uidk} V_{ujdk}^* f_k^{V,A} = V_{ud} V_{cd}^* f_d^{V,A} + V_{us} V_{cs}^* f_s^{V,A} + V_{ub} V_{cb}^* f_b^{V,A}. \quad (3.27)$$

Para evaluar la razón de decaimiento seguimos los valores dados en PDG [17]: $m_u = 0.0022$ GeV, $m_c = 1.28$ GeV, para el quark virtual $m_d = 0.0044$ GeV, $m_s = 0.096$ GeV y $m_b = 4.18$ GeV, la anchura total teórica del higgs para $m_H = 125.09$ GeV es de $\Gamma_H = 4.1 \times 10^{-3}$ GeV [23]. Nuestra predicción es

$$\text{Br}(H \rightarrow uc) = 4.85 \times 10^{-11}, \quad (3.28)$$

Quark virtual	Br($H \rightarrow uc$)
d	1.18×10^{-24}
s	3.57×10^{-17}
b	4.85×10^{-11}
Total	4.85×10^{-11}

Tabla 3.2: Razón de decaimiento de $H \rightarrow uc$.

cuyas contribuciones parciales están dadas en la Tabla 3.2.

En la referencia [24] estimaron para este proceso una razón de decaimiento de 5.31×10^{-15} , por tanto nuestra predicción es cuatro ordenes de magnitud más grande.

Toda la metodología aplicada en este capítulo será implementada en el siguiente, donde calcularemos $H \rightarrow \mu\tau$ mediado por el bosón Z' con cambio de sabor leptónico, mostraremos explícitamente sus factores de forma $F_{V,A}$ y sus PaVe.

Capítulo 4

Decaimiento del higgs con cambio de sabor leptónico mediado por Z'

4.1. Decaimiento $H \rightarrow \mu\tau$ mediado por Z'

A partir de la experiencia adquirida en el cálculo $H \rightarrow uc$ del ME en el capítulo anterior, en este abordaremos $H \rightarrow \mu\tau$ en una extensión efectiva del ME que contiene un Z' con cambio de sabor fermiónico. Las constantes de acoplamiento de esta teoría efectiva las empataremos con las correspondientes, ya acotadas, de los modelos extendidos comentados en el capítulo 2.

Del lagrangiano efectivo de corriente neutra con cambio de sabor dado en la ecuación (2.1) [16] obtenemos las reglas de Feynman descritas en la Figura 4.1. En analogía al vértice HZZ del ME proponemos el vértice $HZ'Z'$, puesto que es imprescindible para lograr finitud mediante el mecanismo de GIM tal como ocurre con el vértice HWW en el proceso del capítulo anterior. Los diagramas de Feynman contribuyentes al decaimiento se muestran en la Figura 4.2. Trabajaremos con las interacciones izquierdas $f_L \bar{f}'_L Z'$ del lagrangiano (2.1). Las condiciones cinemáticas son semejantes a las dadas de las ecuaciones (3.2) a (3.8). En lo que sigue $f_i = l_i$, $f_j = l_j$ y $f_k = l_k$.

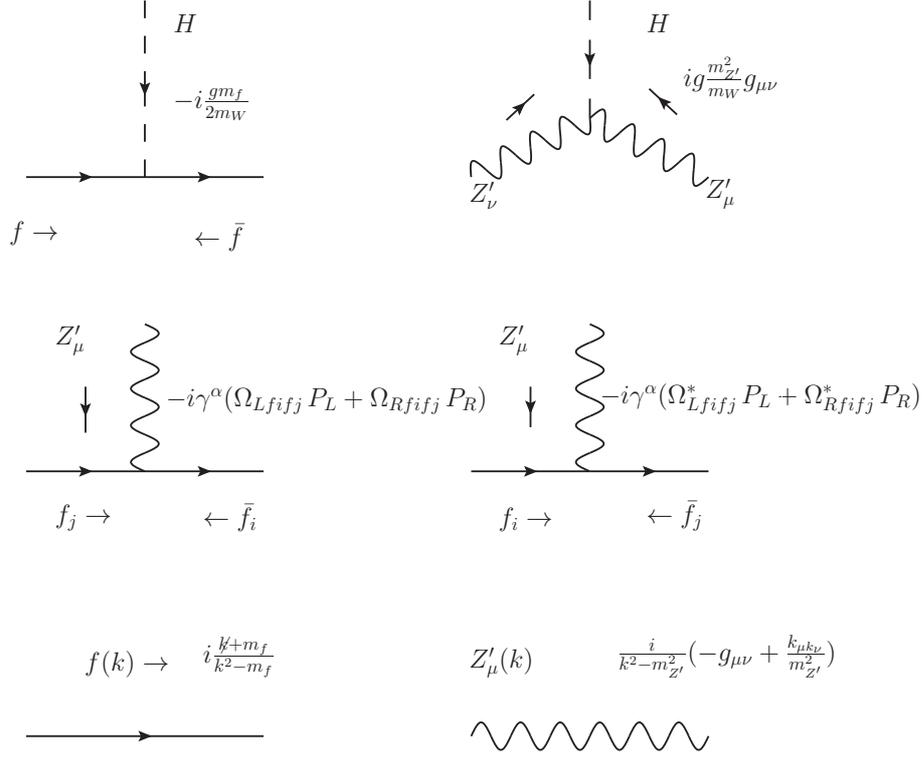
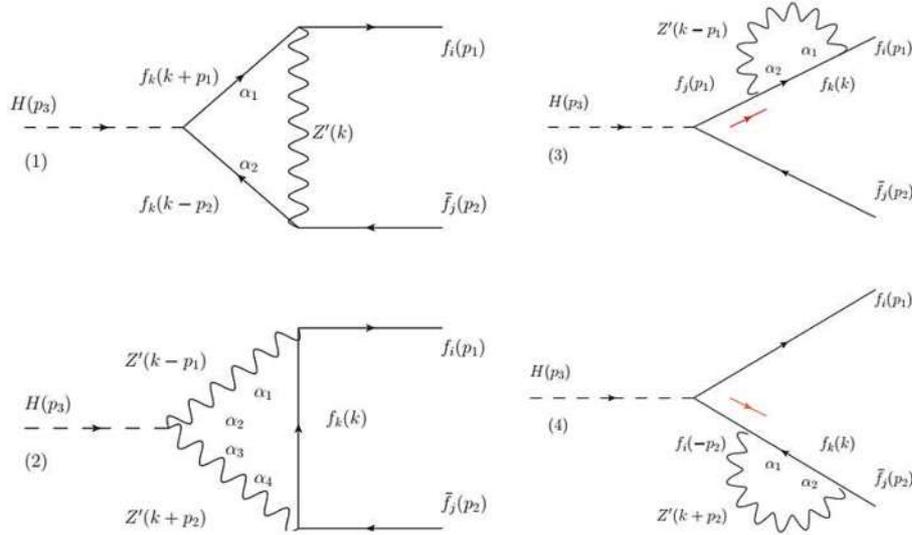
La amplitud total del decaimiento total es

$$\mathcal{M}(H \rightarrow f_i \bar{f}_j) = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_4, \quad (4.1)$$

con las correspondientes subamplitudes

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 = & -i^6 \frac{gm_{fk}}{2m_W} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{fi}) \gamma^{\alpha_1} (\Omega_{L f_i f_k} P_L) (k + \not{p}_1 + m_{fk})}{[(k + p_1)^2 - m_{fk}^2] [(k - p_2)^2 - m_{fk}^2] [k - p_1]^2 - m_{Z'}^2]} \\ & \times (k - \not{p}_2 + m_{fk}) \gamma^{\alpha_2} (\Omega_{L f_j f_i}^* P_L) v(p_2, m_{fj}) \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{k^{\alpha_1} k^{\alpha_2}}{m_{Z'}^2} \right], \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2 = & -i^6 \frac{m_{Z'}^2}{m_W} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{fi}) \gamma^{\alpha_1} (\Omega_{L f_i f_k} P_L) (k + m_{fk})}{[(k + p_1)^2 - m_{fk}^2] [(k - p_2)^2 - m_{fk}^2] [k - p_1]^2 - m_{Z'}^2]} \\ & \times \gamma^{\alpha_4} (\Omega_{L f_j f_i}^* P_L) v(p_2, m_{fj}) \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k - p_1)^{\alpha_1} (k - p_1)^{\alpha_2}}{m_{Z'}^2} \right] g_{\alpha_2 \alpha_3} \\ & \times \left[-g^{\alpha_3 \alpha_4} + \frac{(k - p_1)^{\alpha_3} (k - p_1)^{\alpha_4}}{m_{Z'}^2} \right], \end{aligned} \quad (4.3)$$


 Figura 4.1: Reglas de Feynman para el decaimiento $H \rightarrow \mu\tau$.

 Figura 4.2: Diagramas de Feynman para el decaimiento $H \rightarrow \mu\tau$.

$$\mathcal{M}_3 = \frac{-i^6 em_{fj}}{2m_W(m_{f_i}^2 - m_{f_j}^2)} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{f_i})\gamma^{\alpha_1}(\Omega_{Lfifk}P_L)(k + m_{fk})}{(k^2 - m_{f_k}^2) [(k - p_1)^2 - m_{Z'}^2]} \quad (4.4)$$

$$\times \gamma^{\alpha_2}(\Omega_{Lfjfk}^*P_L)(\not{p}_1 + m_{f_j})\cdot v(p_2, m_{u_j}) \left[-g^{\alpha_1\alpha_2} + \frac{(k - p_1)^{\alpha_1}(k - p_1)^{\alpha_2}}{m_{Z'}^2} \right],$$

$$\mathcal{M}_4 = \frac{-i^6 e m_{f_i}}{2m_W(m_{f_j}^2 - m_{f_i}^2)} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{f_i})(m_{f_i} - p_2)\gamma^{\alpha_1}(\Omega_{L f_i f_k} P_L)}{(k^2 - m_{f_k}^2)[(k+p)_2 - m_{Z'}^2]} \quad (4.5)$$

$$\times (k + m_{f_k})\gamma^{\alpha_2}(\Omega_{L f_j f_k}^* P_L)v(p_2, m_{f_j}) \left[-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k+p)_{\alpha_1}(k+p)_{\alpha_2}}{m_W^2} \right].$$

La amplitud final del decaimiento es

$$\mathcal{M}(H \rightarrow f_i \bar{f}_j) = \bar{u}(p_1, m_{f_i})(F_V + F_A \gamma_5)v(p_2, m_{f_j}), \quad (4.6)$$

$$F_{V,A} = \sum_{k=1}^3 V_{f_i f_k} V_{f_j f_k}^* f_{V,A}(m_H, m_{f_i}, m_{f_j}, m_{f_k}, m_{Z'}), \quad (4.7)$$

donde F_V y F_A son los factores de forma vectorial y axial, respectivamente, están organizados en el apéndice A. Como en el caso $H \rightarrow u_i u_j$ del capítulo anterior, los factores de forma son finitos gracias al mecanismo de GIM: los diagramas de triángulo se suman para lograr finitud entre ellos, y aquí debemos enfatizar que la consideración del diagrama de triángulo 2 con vértice $HZ'Z'$, ver Figura 4.2, es imprescindible para la finitud; análogamente las burbujas se suman para conseguir finitud entre ellas. Las funciones escalares de PaVe A_0 , B_0 y C_0 , expresadas apropiadamente para aplicar el mecanismo de GIM, están en el apéndice B.

Para obtener la razón de decaimiento seguimos de manera semejante las expresiones (3.23) a (3.26) del capítulo anterior, lo que nos conduce a

$$\text{Br}(H \rightarrow f_i f_j) = \frac{\Gamma(H \rightarrow f_i f_j)}{\Gamma_H}, \quad (4.8)$$

recordando que nos interesa específicamente el caso $f_i = \mu$ y $f_j = \tau$ que evaluaremos en la siguiente sección.

4.2. Predicción de $H \rightarrow \mu\tau$

Para calcular la razón de decaimiento del higgs a dos leptones distintos $H \rightarrow \mu\tau$ utilizaremos los valores de las constantes de acoplamiento de quiralidad que conservan sabor $Q_{L,R}^{f_i}$ de los distintos modelos extendidos dados en el Tabla 2.1 y mencionados en el capítulo 2 que están relacionados con nuestras constantes efectivas $\Omega_{R,L}$. El valor de los acoplamientos diagonales $|\Omega_{\tau\tau}|^2$ y $|\Omega_{\mu\mu}|^2$ los podemos obtener como lo hacen en la referencia [25] para $|\Omega_{\tau\mu}|^2$ y $|\Omega_{\tau e}|^2$, recordando que para los acoplamientos diagonales fueron tomados únicamente los acoplamientos de quiralidad izquierdos, como consecuencia $|\Omega_{\tau\tau}|^2 = |\Omega_{\mu\mu}|^2$, como se muestra en la Tabla 4.1, tomamos la masa de las partículas involucradas de $m_e = 0.000511$ GeV, $m_\mu = 0.1056583745$ GeV, $m_\tau = 1.77682$ GeV, y la anchura teórica del higgs de $\Gamma_H = 4.1 \times 10^{-3}$ GeV, con el mismo razonamiento análogo al ME calculamos la razón de decaimiento con las contribuciones de las partículas virtuales circulando internamente en el lazo en los distintos modelos.

En la Tabla 4.2 podemos apreciar el factor de peso global para cada canal en las diferentes teorías Z'_S , Z'_{LR} , Z'_χ , Z'_ψ y Z'_η . En la Figura 4.3 se presenta la predicción de la razón de decaimiento de $H \rightarrow \mu\tau$ en función de la masa del bosón vectorial Z' de los diferentes modelos, variando la masa desde 2.5 TeV hasta 5 TeV. En general, a medida que crece $m_{Z'}$

Modelos	$ \Omega_{\tau e} ^2$	$ \Omega_{\mu e} ^2$	$ \Omega_{\tau\mu} ^2$	$ \Omega_{\tau\tau} ^2 = \Omega_{\mu\mu} ^2$
Z'_S	5.14×10^{-2}	2.68×10^{-4}	3.99×10^{-2}	3.95×10^{-2}
Z'_{LR}	9.50×10^{-2}	7.71×10^{-4}	7.38×10^{-2}	7.03×10^{-3}
Z'_χ	3.72×10^{-2}	2.22×10^{-4}	2.89×10^{-2}	2.43×10^{-2}
Z'_ψ	2.01×10^{-1}	1.20×10^{-3}	1.56×10^{-1}	4.51×10^{-3}
Z'_η	5.02×10^{-1}	3.00×10^{-3}	3.91×10^{-1}	1.80×10^{-3}

Tabla 4.1: Valores de los acoplamientos en modelos extendidos.

Bosón Z'	$\Omega_{L\mu l_k} \Omega_{L\tau l_k}$		
	e	μ	τ
Z'_S	3.71×10^{-3}	3.97×10^{-2}	3.97×10^{-2}
Z'_{LR}	8.56×10^{-3}	2.27×10^{-2}	2.27×10^{-2}
Z'_χ	2.88×10^{-3}	2.65×10^{-2}	5.38×10^{-2}
Z'_ψ	1.55×10^{-2}	2.65×10^{-2}	2.65×10^{-2}
Z'_η	3.88×10^{-2}	2.65×10^{-2}	2.65×10^{-2}

Tabla 4.2: Factores de peso global para cada canal.

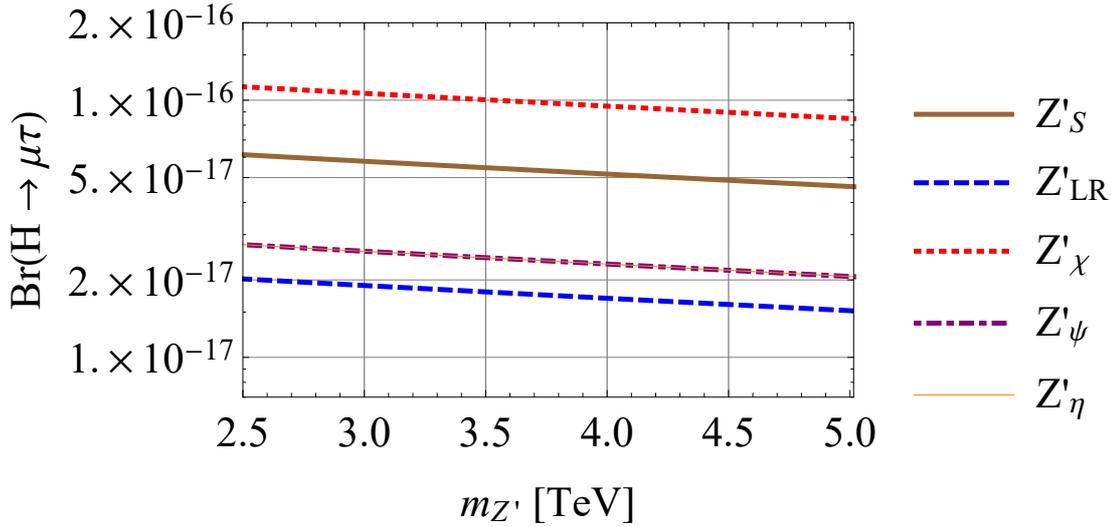


Figura 4.3: $\text{Br}(H \rightarrow \mu\tau)$ en función de la masa $m_{Z'}$.

la señal decae ligeramente, manifestación de desacoplamiento. El valor más alto es debido al bosón Z'_χ , que va de 10^{-16} a 10^{-17} , siendo el leptón virtual τ el absoluto responsable de la señal, mientras que las señales parciales debidas a los leptones virtuales e y μ son 10^{-38} y 10^{-26} , respectivamente. Los Z' restantes mantienen sus señales en 10^{-17} .

Experimentalmente ha sido reportado $\text{Br}(H \rightarrow \mu\tau) = 0.84^{+0.39}_{-0.37} \% = 8.4 \times 10^{-3}$ a 2.4σ [17], que es una medida de baja confiabilidad y aún no puede ser considerado un descubrimiento confirmado.

Capítulo 5

Conclusión

Hemos calculado efectos debidos a CSCN en el decaimiento raro $H \rightarrow \mu\tau$ inducido por un nuevo bosón de norma Z' con cambio de sabor. Este proceso, de gran interés en la búsqueda de nueva física, ha sido medido en experimentos recientes, en 2015 el LHC reportó $\text{Br}(H \rightarrow \mu\tau) = 0.84_{-0.37}^{+0.39} \% = 8.4 \times 10^{-3}$ a 2.4σ , que a pesar de ser una medida aún rudimentaria ha despertado fuertemente el interés en el fenómeno de violación de sabor leptónico en los últimos años, y se espera su corroboración con más precisión, o su descarte, en el futuro cercano.

En nuestro caso, para dicho decaimiento hemos presentamos expresiones analíticas de las amplitudes de los diagramas de Feynman a nivel de 1 lazo. Hemos aplicado estrictamente el mecanismo de GIM en los factores de forma: conservamos solamente la parte dependiente de la masa leptónica interna m_{fk} y eliminamos los términos espurios o independientes de ésta, para lo cual fue primordial obtener soluciones analíticas apropiadas de las funciones escalares de Passarino-Veltman en términos de los factores de supresión de GIM o de Inami-Lim $m_{fk}^n/m_{Z'}^n$, $n = 2, 4, \dots$. Realizamos predicciones del decaimiento para varios modelos extendidos que contienen un Z' , usamos cotas conocidas de las constantes de acoplamiento quirales de tales modelos. Considerando una masa del bosón de norma de $m_{Z'} = [2.5, 5]$ TeV obtuvimos $\text{Br}(H \rightarrow \mu\tau) = [10^{-16}, 10^{-17}]$, siendo el bosón Z'_χ el responsable de la mayor señal de 10^{-16} , en tanto que el resto de modelos se mantienen en 10^{-17} . Procesos raros de violación de sabor a nivel de 1 lazo, v. gr. $H \rightarrow \mu\tau$, $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow ee\bar{e}$, cuyos modelos teóricos involucren mecanismo de GIM están condenado a predecir señales extraordinariamente suprimidas y fuera del alcance de detección experimental en el futuro cercano. La no comprobación experimental de procesos con violación de sabor acaso sea síntoma de que la Naturaleza tiene predilección por dichos mecanismos de supresión.

Apéndice A

Factores de forma de $H \rightarrow \mu\tau$

Factores de forma del decaimiento $H \rightarrow \mu\tau$ inducido por Z' con cambio de sabor leptónico, donde $f_i = l_i$, $f_j = l_i$ y $f_k = l_k$. Factor de forma vectorial:

$$\begin{aligned}
 F_V = & \frac{ig \sum_{k=1}^3 \Omega_{Lf_i f_k} \Omega_{Lf_j f_k}^*}{128\pi^2 m_{f_i} m_{f_j} m_W m_{Z'}^2 (m_{f_i}^2 - m_{f_j}^2) ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2)} \\
 & \times \{ A_0(1) (m_{f_i} - m_{f_j}) (m_{f_i} + m_{f_j})^2 ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i} m_{f_j} \\
 & + m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 2)) \\
 & + A_0(2) (m_{f_i} - m_{f_j}) (m_{f_i} + m_{f_j})^2 ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i} m_{f_j} \\
 & - m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 2)) \\
 & - B_0(1) m_{f_j} ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i}^6 (- (m_{f_j}^2 - 2m_{Z'}^2 (r_{f_k} - 2))) + m_{f_i}^5 m_{f_j} (m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 2r_H - 2) \\
 & - 3m_{f_j}^2) + m_{f_i}^4 (-3m_{f_j}^4 + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (4r_{f_k} + r_H + 3) + 2m_{Z'}^4 (r_{f_k} (-2r_{f_k} + r_H - 2) + 4)) \\
 & - m_{f_i}^3 m_{f_j} (m_{f_j}^4 + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (-6r_{f_k} + r_H - 1) + m_{Z'}^4 (r_{f_k} + 2) (r_{f_k} + r_H - 1)) \\
 & + m_{f_i}^2 m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (m_{f_j}^2 (2r_{f_k} - 3) + m_{Z'}^2 (r_{f_k}^2 - 4r_{f_k} r_H + r_{f_k} + r_H - 2)) \\
 & + m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (m_{f_j}^4 (r_{f_k} - 3) - m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} (3r_{f_k} + r_H + 3) - 3(r_H + 2)) + m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2) r_H) \\
 & + m_{f_j}^2 m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2) (m_H^2 - m_{f_j}^2)) \\
 & - B_0(2) m_{f_i} ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i}^5 m_{f_j} (m_{f_j}^2 - m_{Z'}^2 (r_{f_k} - 3)) + m_{f_i}^4 (3m_{f_j}^4 + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (3 - 2r_{f_k} \\
 & + m_{Z'}^2 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2)) + m_{f_i}^3 m_{f_j} (3m_{f_j}^4 + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (-6r_{f_k} + r_H - 1) + m_{Z'}^4 (r_{f_k} (3r_{f_k} + r_H + 3) \\
 & - 3(r_H + 2))) + m_{f_i}^2 (m_{f_j}^6 - m_{f_j}^4 m_{Z'}^2 (4r_{f_k} + r_H + 3) - m_{f_j}^2 m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 - 4r_{f_k} r_H + r_{f_k} + r_H - 2) \\
 & - m_{Z'}^6 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2) r_H) + m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (m_{f_j}^4 (- (r_{f_k} + 2r_H - 2)) + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 2) (r_{f_k} + r_H \\
 & - 1) - m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2) r_H) - 2m_{f_j}^4 m_{Z'}^2 (m_{f_j}^2 (r_{f_k} - 2) + m_{Z'}^2 (r_{f_k} (-2r_{f_k} + r_H - 2) + 4))) \\
 & - 2B_0(3) m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 r_{f_k} (m_{f_i} - m_{f_j}) (m_{f_i} + m_{f_j})^2 ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) (2m_{f_i} m_{f_j} \\
 & + m_{Z'}^2 (2r_{f_k} - r_H + 4)) \\
 & - B_0(4) m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (m_{f_i} - m_{f_j}) (m_{f_i} + m_{f_j})^2 ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i}^2 (r_H + 2) + m_{f_j}^2 (r_H + 2) \\
 & - m_{Z'}^2 (2r_{f_k} (r_H + 2) + (r_H - 2) r_H + 8)) \\
 & + 2C_0(1) m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 r_{f_k} (m_{f_i} - m_{f_j}) (m_{f_i} + m_{f_j})^2 ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i}^3 m_{f_j} \\
 & - m_{f_i}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} - 2) + m_{f_i} m_{f_j} (m_{f_j}^2 - 2m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 1)) - m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} - 2) \\
 & + m_{Z'}^4 (2(r_{f_k} + 1) r_{f_k} - r_H - 4)) \\
 & - 2C_0(2) m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (m_{f_i} + m_{f_j}) (m_{f_j}^2 - m_{f_i}^2) ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) (2m_{f_i}^4 + m_{f_i}^2 (m_{f_j}^2 (r_H - 2) \\
 & - m_{Z'}^2 ((r_{f_k} + 2) r_H + 2r_{f_k})) + m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (r_H + 2) + 2m_{f_j}^4 - m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} (r_H + 2) + 2r_H) \\
 & + m_{Z'}^4 (r_{f_k} (r_{f_k} (r_H + 2) + (r_H - 1) r_H + 2) + 2(r_H - 2))). \} \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

Factor de forma axial:

$$\begin{aligned}
 F_A = & \frac{ig \sum_{k=1}^3 \Omega_{L f_i f_k} \Omega_{L f_j f_k}^*}{128\pi^2 m_{f_i} m_{f_j} m_W m_{Z'}^2 (m_{f_i}^2 - m_{f_j}^2) ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2)} \\
 & \times \{ -A_0(1) (m_{f_i} - m_{f_j})^2 (m_{f_i} + m_{f_j}) ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i} m_{f_j} \\
 & - m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 2)) \\
 & - A_0(2) (m_{f_i} - m_{f_j})^2 (m_{f_i} + m_{f_j}) ((m_{f_i} - m_{f_j})^2 - m_H^2) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i} m_{f_j} \\
 & + m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 2)) \\
 & - B_0(1) m_{f_j} ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i}^6 (m_{f_j}^2 - 2m_{Z'}^2 (r_{f_k} - 2)) + m_{f_i}^5 m_{f_j} (m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 2r_H - 2) \\
 & - 3m_{f_j}^2) + m_{f_i}^4 (3m_{f_j}^4 - m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (4r_{f_k} + r_H + 3) + 2m_{Z'}^4 (r_{f_k} (2r_{f_k} - r_H + 2) - 4)) \\
 & - m_{f_i}^3 m_{f_j} (m_{f_j}^4 + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (-6r_{f_k} + r_H - 1) + m_{Z'}^4 (r_{f_k} + 2) (r_{f_k} + r_H - 1)) \\
 & - m_{f_i}^2 m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (m_{f_j}^2 (2r_{f_k} - 3) + m_{Z'}^2 (r_{f_k}^2 - 4r_{f_k} r_H + r_{f_k} + r_H - 2)) \\
 & + m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (m_{f_j}^4 (r_{f_k} - 3) - m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} (3r_{f_k} + r_H + 3) - 3(r_H + 2)) \\
 & + m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2) r_H) + m_{f_j}^2 m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2) (m_{f_j}^2 - m_H^2)) \\
 & - B_0(2) m_{f_i} ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i}^5 (-m_{f_j}) (m_{f_j}^2 - m_{Z'}^2 (r_{f_k} - 3)) + m_{f_i}^4 (3m_{f_j}^4 \\
 & + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (3 - 2r_{f_k}) + m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2)) - m_{f_i}^3 m_{f_j} (3m_{f_j}^4 + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (-6r_{f_k} + r_H - 1) \\
 & + m_{Z'}^4 (r_{f_k} (3r_{f_k} + r_H + 3) - 3(r_H + 2))) \\
 & + m_{f_i}^2 (m_{f_j}^6 - m_{f_j}^4 m_{Z'}^2 (4r_{f_k} + r_H + 3) - m_{f_j}^2 m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 - 4r_{f_k} r_H + r_{f_k} + r_H - 2) \\
 & - m_{Z'}^6 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2) r_H) + m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (m_{f_j}^4 (r_{f_k} + 2r_H - 2) - m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 2) (r_{f_k} + r_H - 1) \\
 & + m_{Z'}^4 (r_{f_k}^2 + r_{f_k} - 2) r_H) - 2m_{f_j}^4 m_{Z'}^2 (m_{f_j}^2 (r_{f_k} - 2) + m_{Z'}^2 (r_{f_k} (-2r_{f_k} + r_H - 2) + 4)) \\
 & - 2B_0(3) m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 r_{f_k} (m_{f_i} - m_{f_j})^2 (m_{f_i} + m_{f_j}) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (2m_{f_i} m_{f_j} \\
 & + m_{Z'}^2 (-2r_{f_k} + r_H - 4)) \\
 & + B_0(4) m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (m_{f_i} - m_{f_j})^2 (m_{f_i} + m_{f_j}) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i}^2 (r_H + 2) + m_{f_j}^2 (r_H + 2) \\
 & - m_{Z'}^2 (2r_{f_k} (r_H + 2) + (r_H - 2) r_H + 8)) \\
 & + 2C_0(1) m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 r_{f_k} (m_{f_i} - m_{f_j})^2 (m_{f_i} + m_{f_j}) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (m_{f_i}^3 m_{f_j} \\
 & + m_{f_i}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} - 2) + m_{f_i} m_{f_j} (m_{f_j}^2 - 2m_{Z'}^2 (r_{f_k} + 1)) + m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} - 2) + m_{Z'}^4 (-2(r_{f_k} + 1) r_{f_k} \\
 & + r_H + 4)) \\
 & - 2C_0(2) m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (m_{f_i} - m_{f_j})^2 (m_{f_i} + m_{f_j}) ((m_{f_i} + m_{f_j})^2 - m_H^2) (2m_{f_i}^4 + m_{f_i}^2 (m_{f_j}^2 (r_H - 2) \\
 & - m_{Z'}^2 ((r_{f_k} + 2) r_H + 2r_{f_k})) - m_{f_i} m_{f_j} m_{Z'}^2 (r_H + 2) + 2m_{f_j}^4 - m_{f_j}^2 m_{Z'}^2 (r_{f_k} (r_H + 2) + 2r_H) \\
 & + m_{Z'}^4 (r_{f_k} (r_{f_k} (r_H + 2) + (r_H - 1) r_H + 2) + 2(r_H - 2))) \}. \tag{A.2}
 \end{aligned}$$

Apéndice B

Funciones escalares de Passarino-Veltman para $H \rightarrow \mu\tau$

En lo que sigue $f_i = l_i$, $f_j = l_j$ y $f_k = l_k$. Las soluciones de $A_0(1)$, $A_0(2)$ y $B_0(4)$ son las originales, aquí $r_{Z'} \equiv m_{Z'}^2/m_H^2$. Las soluciones de $B_0(1)$, $B_0(2)$, $B_0(3)$, $C_0(1)$ y $C_0(2)$ son aproximaciones válidas para $m_{Z'} > m_H > m_{fk}$, donde $r_{fk} \equiv m_{fk}^2/m_{Z'}^2$, $r_H \equiv m_H^2/m_{Z'}^2$.

La función de 1 punto es

$$A_0(m^2) = -i16\pi^2\mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{k^2 - m^2} = m^2 \left(\Delta\epsilon + \log \frac{\mu^2}{m^2} + 1 \right), \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta\epsilon \equiv \frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \log 4\pi, \quad (\text{B.2})$$

donde $\epsilon = (4 - D)/2$ es la divergencia y μ es el parámetro de masa de 't Hooft.

Las funciones de 2 puntos son

$$\begin{aligned} B_0(1) &\equiv B_0(m_{f_i}^2, m_{f_k}^2, m_{Z'}^2) = -i16\pi^2\mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{(k^2 - m_{f_k}^2) [(k - p_1)^2 - m_{Z'}^2]} \\ &\simeq \Delta\epsilon + \log \frac{\mu^2}{m_{Z'}^2} + 1 + r_{fk} \log r_{fk}, \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{aligned} B_0(2) &\equiv B_0(m_{f_j}^2, m_{f_k}^2, m_{Z'}^2) = -i16\pi^2\mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{(k^2 - m_{f_k}^2) [(k + p_2)^2 - m_{Z'}^2]} \\ &\simeq B_0(1), \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

$$\begin{aligned} B_0(3) &\equiv B_0(m_H^2, m_{f_k}^2, m_{f_k}^2) = -i16\pi^2\mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{[(k + p_1)^2 - m_{f_k}^2] [(k - p_2)^2 - m_{f_k}^2]} \\ &\simeq \Delta\epsilon + \log \frac{\mu^2}{m_H^2} - 2r_{fk}(\log r_{fk} - 1 + i\pi) + 2 + i\pi, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

$$\begin{aligned} B_0(4) &= B_0(m_H^2, m_{Z'}^2, m_{Z'}^2) = -i16\pi^2\mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{[(k + p_1)^2 - m_{Z'}^2] [(k - p_2)^2 - m_{Z'}^2]} \\ &= \Delta\epsilon + \log \frac{\mu^2}{m_{Z'}^2} + 2 + \sqrt{1 - 4r_{Z'}} \log \left(\frac{2r_{Z'} + \sqrt{1 - 4r_{Z'}} - 1}{2r_{Z'}} \right). \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Las funciones de 3 puntos son

$$\begin{aligned}
C_0(1) &\equiv C_0(m_{f_i}^2, m_H^2, m_{f_j}^2, m_{Z'}^2, m_{f_k}^2, m_{f_k}^2) \\
&= -i16\pi^2 \mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{(k^2 - m_{Z'}^2) [(k + p_1)^2 - m_{f_k}^2] [(k - p_2)^2 - m_{f_k}^2]} \\
&\simeq \frac{1}{4} r_H^2 [1 - 2(2r_{f_k} + 1)(\log r_H - i\pi)] + r_H [-1 + (r_{f_k} + 1)(\log r_H - i\pi)] \\
&\quad + r_{f_k} \left(\log \frac{r_{f_k}}{r_H} - 1 + i\pi \right), \tag{B.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_0(2) &\equiv C_0(m_{f_i}^2, m_H^2, m_{f_j}^2, m_{f_k}^2, m_{Z'}^2, m_{Z'}^2) \\
&= -i16\pi^2 \mu^{2\epsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{(k^2 - m_{f_k}^2) [(k - p_1)^2 - m_{Z'}^2] [(k + p_2)^2 - m_{Z'}^2]} \\
&\simeq -\frac{r_H}{12m_H^2} \{-2r_{f_k} [r_H - 6(\log r_{f_k} + 1)] + r_H + 12\}. \tag{B.8}
\end{aligned}$$

Bibliografía

- [1] Contribución de partículas exóticas al decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones. BUAP, tesis, Helena Galicia Santos. 2014.
- [2] Rompimiento de la Simetría Electro débil y la Física del Higgs: Conceptos Básicos. De M. Gómez-Bock, M. Mondragón, M. Muhlleitner, R. Noriega-Papaqui, Pedraza1, M. Spira3, P.M. Zerwas. (septiembre 2005).
- [3] The Standar Model Higgs Bosson. Part of the lecture Physics *II*, UvA Particle Physics Master 2013 - 2014.
- [4] M. Antonio Moreira. El Modelo Estándar de la física de partículas. <http://www.if.ufrgs.br/moreira/modeloestandar.pdf>.
- [5] Ho-Kim Q. Pham Xuan Y. Elementary Particles and their interactions, Springer-Verlag Berlin, Heindelberg 1998.
- [6] Revised May 2016 by M. Carena (Fermi National Accelerator Laboratory and the University of Chicago), C. Grojean (DESY, Hamburg, on leave from ICREA, Barcelona), M. Kado (Laboratoire de l'Acc´el´erateur Lin´eaire, Orsay), and V. Sharma (University of California, San Diego).
- [7] Myriam Mondragón. Fronteras de la Física en el Siglo XXI . Octavio Miramontes y Karen Volke (Editores). CopIt-arXives, 2013 Mexico, D.F. ISBN: 978-1-938128- 03-5.
- [8] Marxil Sánchez García. Momento dipolar magnético de un leptón cargado en el modelo máas simple con un bosón de Higgs ligero. Tesis de Licenciatura. BUAP(2014).
- [9] J. I. Aranda, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, J.J. Toscano and E. S Tututi, Phys. Rev. D86, 035008 (2012).
- [10] R.W Robitt and J.L Rosner, Phys. Rev. D 25. 3036 (1982); R.W. Robinett, Phys. Rev. D 26 2388 (1982)
- [11] A. Arhrib, et al., Phys. Rev. D 73, 075015 (2006).
- [12] R. W. Robinett and Jonathan L. Rosner, Phys. Rev. D 26, 2396 (1982).
- [13] P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D 45, 278 (1992).
- [14] Flavor violation in chromo and electromagnetic dipole moments induced by Z' gauge bosons. J. I. Aranda, D. Espinosa-Gómez, B. Quezadas-Vivian, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, and E. S. Tututi.

- [15] Study of the lepton flavor-violation $H \rightarrow \mu\tau$ decay. From J.I aranda. J: Montaña. F. Ramirez Zavaleta. J.J Toscano and E.S tututi.
- [16] J. I. Aranda, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S Tututi, Phys. Rev. D86, 035008 (2012).
- [17] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update.
- [18] Particle Data Group, *CKM Quark-Mixing Matrix*, Revised January 2016 by A. Ceccucci (CERN), Z. Ligeti (LBNL), and Y. Sakai (KEK).
- [19] Quang Ho-Kim Xuan-Yem Pham. Elementary Particles and Their Interaction. Concepts and Phenomena.
- [20] The Physics of the Standard Model and Beyond. The Physics of the Standard Model and Beyond.
- [21] G. Passarino and M. Veltman, Nucl. Phys. B160 (1979) 151
- [22] T. Inami and C. S. Lim, Prog. Theor. Phys. **65**, 297 (1981) Erratum: [Prog. Theor. Phys. **65**, 1772 (1981)]. doi:10.1143/PTP.65.297
- [23] D. de Florian *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group], doi:10.23731/CYRM-2017-002 arXiv:1610.07922 [hep-ph].
- [24] Revisiting the flavor changing neutral current Higgs decays $H \rightarrow q_i q_j$ in the standar model. L.G Benitez-Guzmán, I. Garcia Jiménez, M.A López Osorio, E. Martínez-Pascual, J.J Toscano.
- [25] Propiedades magnéticas y cromomagnéticas de fermiones con violación de sabor. Brenda Quezadas Vivian. Tesis de maestría, UMSNH 2017.