



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla



Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Los decaimientos raros del bosón de Higgs $H \rightarrow q_A q_B$ en la Extensión
del Modelo Estándar

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

José Alfonso Ahuatzi Avendaño

Asesorado por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez (FCFM-BUAP),

Puebla Pue. a 5 de Febrero de 2020



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla



Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Los decaimientos raros del bosón de Higgs $H \rightarrow q_A q_B$ en la Extensión
del Modelo Estándar

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

José Alfonso Ahuatzi Avendaño

Asesorado por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez (FCFM-BUAP),

Puebla Pue. a 5 de Febrero de 2020

Título: Los decaimientos raros del bosón de Higgs $H \rightarrow q_A q_B$ en la Extensión del Modelo Estándar

Estudiante: JOSÉ ALFONSO AHUATZI AVENDAÑO

COMITÉ

Dr. Gerardo Francisco Torres del Castillo
Presidente

Dr. Héctor Novales Sánchez
Secretario

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Vocal

Dr. Arturo Fernández Téllez
Suplente

Dr. J. Jesús Toscano Chávez (FCFM-BUAP),
Asesor

Coasesor

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas
Licenciatura en Física

Los decaimientos raros del bosón de Higgs
 $H \rightarrow q_A q_B$ en la Extensión del Modelo Estándar

Área: Partículas Elementales

Cuerpo Académico:

Partículas Elementales (FCFM-BUAP)

LGAC: Teoría y Fenomenología de las Interacciones Fundamentales

Tesista: José Alfonso Ahuatzi Avendaño

Asesor:

Dr. J. Jesús Toscano Chávez (FCFM-BUAP),

Febrero de 2020

Índice general

Resumen	I
Introducción	III
El modelo estándar	1
0.1 El sector electrodébil	3
0.1.1 El mecanismo de Higgs	3
0.1.2 El sector de Higgs	4
0.1.3 El sector de Yukawa	7
0.1.4 El sector de corrientes	9
0.1.5 El sector de Yang-Mills	11
La extensión del modelo estándar	15
0.2 Fundamentos de la simetría de Lorentz	15
0.3 Posibles efectos de violación de Lorentz	16
0.4 Marcos de referencia	17
0.5 El modelo estándar extendido	20
Los decaimientos $H \rightarrow q_A q_B$ en SME	23
0.6 Amplitud invariante al cuadrado $ \mathcal{M}_{SME} ^2$	23
0.7 Anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow q_A q_B)$ en términos de los campos de fondo $\vec{e}$ y $\vec{b}$	28
0.8 Branching ratio $\text{BR}(H \rightarrow q_A q_B)$	32
Conclusiones y perspectivas	35
Funciones f_j, F y $C_0(l)$	41
Trazas T_i y términos de la forma $YY^\dagger O$	43
Funciones escalares de Passarino-Veltman	47
Bibliografía	51

Los decaimientos raros del bosón de Higgs
 $H \rightarrow q_A q_B$ en la Extensión del Modelo Estándar

José Alfonso Ahuatzi Avendaño

Resumen

Se presenta el cálculo de la anchura de decaimiento de los procesos $H \rightarrow q_A q_B$, en el contexto de la extensión del modelo estándar (SME). Se presentan expresiones exactas considerando las transformaciones que deben efectuarse sobre los coeficientes de violación de Lorentz; en los que surge una dependencia temporal sideral. Se discute la naturaleza del rompimiento de la simetría de Lorentz y sus implicaciones en la distinción de transformaciones de observador y de partícula.

Introducción

La posibilidad de que la simetría de Lorentz no sea exacta a muy altas energías (o equivalentemente a pequeñas distancias) no está descartada. Existen dos posibles fuentes de desviación de las predicciones del grupo de Lorentz. La primera podría surgir del mecanismo de rompimiento espontáneo de una simetría continua; la segunda, que el espacio tiempo podría ser no conmutativo, esta última estudiada en teoría cuántica de campos.

El rompimiento espontáneo del grupo $SO(1, 3)$ en alguno de sus subgrupos, implica que los fotones y gravitones serían bosones de Nambu-Goldstone, un ejemplo de esto [1] es la equivalencia de electrodinámica con un modelo constreñido de Nambu con rompimiento espontáneo de una simetría continua (SSB por sus siglas en inglés). Se ha especulado que la imposición de invariancia de Lorentz sólo es en el sentido de que los efectos de no invariancia generados por SSB no son observados físicamente, de hecho al aplicar el rompimiento espontáneo de la simetría de Lorentz (SLSB) a una teoría efectiva, los términos de la lagrangiana no observables generan constricciones, que resultan ser fundamentos de teorías de norma, abelianas y no abelianas [2].

Por otra parte, invariancia de Lorentz no requiere que el espacio-tiempo sea un continuo, existe un ejemplo de espacio-tiempo discreto que cumple invariancia de Lorentz, considerando a las coordenadas espacio temporales, como operadores hermitianos cuyo espectro son los valores de posición. Este esquema exige una unidad de longitud natural mínima (a), que rompe la conmutatividad de las coordenadas [3]. Lo que evita descartar la idea *a priori* es que los efectos de conmutatividad y no conmutatividad son apreciables para valores muy grandes de momentos ($|p| \gg \hbar/a$), una teoría basada en un espacio-tiempo discreto dará los mismos resultados que las teorías de campo habituales, en la aproximación de bajas energías. El hecho de considerar a las coordenadas espacio-temporales como operadores genera objetos definidos en álgebras con una determinada estructura; por ejemplo, la cuantización de Weyl genera un mapeo entre elementos de dichas álgebras y las funciones clásicas de coordenadas cartesianas en teorías de norma abelianas [4]; en el caso de teorías de norma no abelianas existe un esquema que genera la equivalencia entre las teorías de Yang-Mills conmutativa y no conmutativa [5]. Modelos en los que es posible el acoplamiento de neutrinos derechos e izquierdos con fotones conllevan a una escala de no conmutatividad de $\Lambda_{NC} > 81 GeV$ [6].

Los dos enfoques principales de violación de la simetría de Lorentz, antes mencionados, están contenidos en la Extensión del Modelo Estándar (SME) [7], una formulación efectiva del Modelo Estándar que incorpora violación de la simetría de Lorentz y de CPT en forma independiente del modelo. Diversas implicaciones fenomenológicas en el contexto de esta teoría efectiva han sido exploradas en las referencias [8], [11].

En esta tesis estudiamos los decaimientos raros del bosón de Higgs $H \rightarrow q_A q_B$, con q_A y q_B dos quarks de diferente sabor, en el contexto de SME. En el SM, estos decaimientos del bosón de Higgs están altamente suprimidos debido, en parte a que surgen como una fluctuación cuántica de orden de un lazo, pero también por la supresión que introduce la matriz de Cabibbo, Kobayashi y Maskawa, mejor conocida como matriz CKM, que cuantifica la mezcla entre las diferentes familias de quarks. Un análisis reciente [13] usando los últimos datos experimentales muestra que los modos bs , bd , sd y cu tienen fracciones de decaimientos (BR) del orden de 10^{-7} , 10^{-8} , 10^{-8} y 10^{-15} , respectivamente, números que sitúan a estos procesos fuera de la sensibilidad experimental actual. El hecho de que estén tan suprimidos dentro del SM convierte a estos procesos en fuente de importante atención experimental, ya que su observación sería una clara señal de la presencia de nueva física, la cual estaría fuertemente vinculada al fenómeno del cambio de sabor, uno de los temas de la física de partículas que aun permanece oscuro. Los decaimientos raros del bosón de Higgs que cambian el sabor han sido objeto de intenso estudio en la literatura en diversos contextos tanto en el sector de quarks [14] como en el de leptones [15].

La estructura de la tesis se establece de la siguiente forma. En el Capítulo 1 se presenta un resumen del Modelo Estándar de partículas con enfoque en el sector electrodébil. En el capítulo 2 se presentan algunas características de la Extensión del Modelo Estándar, en el sentido del tratado de posibles efectos de violación de Lorentz y se

proporciona la extensión de la lagrangiana del sector de Yukawa. Se discute la transformación de Poincaré para los coeficientes de violación de Lorentz, así como la diferencia entre las transformaciones de observador y de partícula en SME. En el Capítulo 3 se presenta el producto principal de esta tesis: la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow q_A q_B)$ en términos de los campos de fondo que regulan la posible violación de la simetría de Lorentz. Finalmente, en el Capítulo 4 se presentan las conclusiones y las perspectivas sobre un posible procedimiento para calcular los coeficientes de violación de Lorentz, necesarios para calcular el BR de los procesos estudiados en esta tesis.

El modelo estándar

Todos los fenómenos naturales pueden describirse de manera fundamental mediante 4 interacciones elementales. Expresadas en orden creciente de intensidad éstas son: la gravedad, la interacción nuclear débil, la interacción electromagnética y la interacción nuclear fuerte; la intensidad de todas ellas depende de la distancia de la fuente de la fuerza. La descripción cuantitativa de estas interacciones a excepción de la gravedad, está contenida en el modelo estándar (SM), una teoría cuántica de campos, de norma, basada en el grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, renormalizable. $SU(3)_C$ describe la interacción fuerte, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ describe la interacción electrodébil y se rompe espontáneamente al grupo electromagnético $U(1)_Q$, la escala del rompimiento de simetría v es del orden de 246 GeV, la escala de Fermi. El modelo estándar opera sobre partículas e interacciones que (experimentalmente) suceden en longitudes de hasta 10^{-12}m .

La interacción débil opera en todas las partículas conocidas, causando reacciones que generan el decaimiento de estas partículas en leptones y hadrones (partículas estables). Por su intensidad y rango de acción ($2 \times 10^{-18}\text{m}$), esta es la única interacción que no genera agregados de materia, como lo hacen, por ejemplo, el electromagnetismo con las moléculas, la interacción fuerte con los hadrones (agregados de quarks) o la gravedad con las galaxias. A pesar de que la fuerza fuerte tiene una intensidad mucho más grande que el electromagnetismo, sus efectos no son observables en nuestra percepción de la naturaleza sino hasta el análisis de efectos nucleares o subnucleares. El hecho de que la fuerza fuerte forme agregados de materia no es una situación trivial y establece el concepto de confinamiento, este último debido a que la fuerza fuerte incrementa su intensidad si aumenta la distancia a contraposición del comportamiento del electromagnetismo (que disminuye con la distancia). Además la interacción fuerte tiene otra característica, llamada libertad asintótica, que consiste en que a muy altas energías (o equivalentemente pequeñas distancias) ésta prácticamente desaparece. Como consecuencia del confinamiento, quarks y gluones únicamente han sido encontrados en la naturaleza como estados de color neutros (hadrones y bolas de gluones, respectivamente).

La unión de la teoría relativista y la mecánica cuántica trajo consigo uno de los conceptos más importantes de la física de partículas y que después se confirmaría como un hecho experimental irrefutable; los constituyentes fundamentales de la materia existen en pares: para cada tipo de partícula, existe una antipartícula, idéntica en masa y opuesta en otras propiedades. Dichas propiedades adicionales son el punto de partida de la clasificación de las partículas conocidas, que hoy se pueden sintetizar como números cuánticos que cumplen una serie de reglas de conservación (o de no conservación) que delimitan la forma del universo conocido. En el SM los números cuánticos que se conservan son el espín, la carga eléctrica y la carga de color. Además hasta el momento se sabe que se conserva exactamente la simetría CPT.

Una clasificación primordial se puede dar considerando el espín (s), las partículas de espín $s = 1/2$ son llamadas fermiones y las partículas de espín entero $s = 0, 1, 2, \dots$ son llamadas bosones; esto toma un significado más profundo toda vez que fermiones y bosones obedecen a una estadística distinta, estadística de Fermi-Dirac y de Bose-Einstein, respectivamente.

Los fermiones se cuantizan con anticonmutador, y se conforman por leptones y quarks. Existen 3 familias de leptones, cada una formada por un neutrino y su correspondiente leptón cargado, denotados por $L_i (i = e, \mu, \tau)$:

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad L_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad L_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (1)$$

donde estos objetos son dobletes de isospín (de $SU(2)_L$) de leptones izquierdos. Los estados derechos de las partículas de (1) aparecen como singletes de $SU(2)_L$, aunque los neutrinos derechos no se han descubierto, en el contexto de las interacciones electrodébiles solo se puede hablar con seguridad de leptones cargados derechos, denotados por $R_i (i = e, \mu, \tau)$.

A la interacción eléctrica se le asocia la carga eléctrica e , y sus interacciones son mediadas por vectores sin masa, llamados fotones; de manera análoga, a la interacción fuerte se le asocian tres cargas de color: roja, azul y verde y sus interacciones son mediadas por vectores sin masa (de espín entero) llamados gluones. Todas las partículas que se encuentran bajo los efectos de la interacción fuerte son llamados hadrones, de esta clase pueden distinguirse bariones y mesones: los bariones (con número bariónico $B = \pm 1$), que son fermiones con espín $1/2, 3/2, \dots$ conformados por tres quarks y los mesones (con número bariónico $B = 0$) de espín entero, formados por un par quark-antiquark. Los números cuánticos que se conservan bajo interacciones fuertes son el isoespín T , su tercera componente I_3 y la extrañeza S o alternativamente la hipercarga fuerte $Y = B + S$.

Los quarks interactúan con las tres fuerzas, electromagnética, débil y fuerte. Para que tengan propiedades análogas a los leptones con respecto a la interacción electrodébil, los quarks deben acomodarse en dobletes y singletes. Existen tres familias de quarks y por ende tres dobletes del grupo $SU(2)_L$, los quarks de la entrada uno de cada doblete tienen carga eléctrica $+2/3$ y los de la segunda entrada $-1/3$:

$$Q_u = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad Q_c = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad Q_t = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2)$$

Existen seis singletes de quarks derechos: u_R, d_R, c_R, s_R, t_R y b_R . Cada quark puede aparecer con tres distintos tipos de carga de color: roja, verde y azul, su combinación es una carga de color neutra. Cada quark $q_i = u, c, t, d, s, b$ se transforma como un triplete de $SU(3)_C$ en la representación fundamental:

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Los quarks quedan totalmente definidos por los números cuánticos y las cantidades físicas de la Tabla 1; por ejemplo, al quark s se le asocia extrañeza $S = -1$ y a su correspondiente antiquark $S = 1$. Por otra parte, a cada quark se le asocia una hipercarga fuerte Y (no confundir con la hipercarga débil Y_W) de modo que, particularmente, bajo la relación $Y = B + S$, a u y d les corresponde extrañeza cero.

El modelo sólo incorpora neutrinos izquierdos. Pero se sabe que los neutrinos tienen masa pequeña (menor a $2eV$), por lo cual pueden existir los estados derechos.

Los bosones se cuantizan con conmutador y son los siguientes: ocho gluones g_a de masa cero, que son los mediadores de la fuerza fuerte; tres bosones de norma débiles W_μ^i y un campo de hipercarga B_μ . Los bosones de norma adquieren masa gracias al mecanismo de Higgs, dos de ellos cargados $W^\pm$ y uno neutro Z^0 , el generador del grupo $U(1)_Y$ no es roto, toda vez que el grupo de simetría permanece intacto $U(1)_{em} = U(1)_Q$, por lo que deja al fotón γ con masa cero. Los 8 generadores del grupo $SU(3)_C$ no son rotos espontáneamente por lo que los gluones permanecen sin masa.

Quark	u	d	s	c	b	t
Isoespín (isospin) T_3	1/2	-1/2	0	0	0	0
Extrañeza (strangeness) S	0	0	-1	0	0	0
Hipercarga (hypercharge) Y	1/3	1/3	-2/3	1/3	1/3	1/3
Encanto (charm) C	0	0	0	1	0	0
Numero bariónico B	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
Belleza (beauty) b	0	0	0	0	1	0
Masa (MeV)	2.2	4.7	95	1.27×10^3	4.18×10^3	173×10^3

Tabla 1: Propiedades experimentales de quarks

Con respecto a las cargas de color que surgen en la interacción fuerte, existen tres cargas opuestas: anti-roja, anti-azul y anti-verde. Lo que diferencia a la carga de color de la carga eléctrica es el hecho de que para formar una partícula neutra no solo existe el caso de carga-anticarga, también se pueden combinar las tres cargas para formar la carga neutra. Otra diferencia fundamental es que mientras la carga eléctrica es una

observable, la carga de color no. A diferencia de los fotones, los gluones si tienen carga de la interacción que median, de tal suerte que existen 8 diferentes cargas *gluónicas de color*, pero no anti-cargas. Las cargas gluónicas son distintas de las cargas y anti-cargas de los quarks. Los gluones autointeractúan aún en la ausencia de partículas de materia. Ante esta complejidad, la teoría de gluones no es trivial y es conocida como teoría de Yang-Mills.

0.1. El sector electrodébil

En Octubre de 1967 ocurrió el nacimiento de una de las simetrías más importantes en la historia de la física, inicialmente pensada como una teoría de la interacción fuerte para piones y sintetizada en el multitudinario artículo de S. Weinberg [17], *Un modelo para leptones*, el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ con el cual quedan unificadas las interacciones electromagnética y nuclear débil (interacción electrodébil) en el llamado modelo de Glashow-Salam-Weinberg (GSW). El modelo de GSW [18] al estar en concordancia con todos los hechos experimentales de la interacción electrodébil, es llamado el modelo estándar (SM) de la física electrodébil; contiene a la electrodinámica cuántica (QED) y el modelo de Fermi, mediante SSB; por lo que respecto a este modelo el electromagnetismo clásico descrito satisfactoriamente por las ecuaciones de Maxwell y la interacción universal de Fermi son un límite de bajas energías [19].

El modelo estándar electrodébil es una teoría de norma, no abeliana, basada en el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde sus portadores de fuerza no tienen masa; sin embargo, experimentalmente, se sabe que los bosones de la teoría son masivos ($W^\pm$, Z^0), a excepción de aquel asociado con el electromagnetismo (fotón), es así que se hace uso del mecanismo de Higgs para dotar de masa a los bosones de norma.

El SM es quiral toda vez que los fermiones se transforman bajo diferentes representaciones del grupo de norma, resultando en fermiones sin masa en la teoría simétrica. Las masas de los fermiones son generadas mediante SSB en el sector de Yukawa. La diagonalización de las matrices de masa introduce la matriz de mezcla de quarks en el sector de quarks de Yukawa, la cual puede dar paso a violación de CP [20]. El contenido del modelo se divide en el sector de Higgs, el sector de Yukawa, el sector de corrientes y el sector de Yang-Mills, una breve descripción de estos y del mecanismo de Higgs se proporciona en las siguientes secciones.

0.1.1. El mecanismo de Higgs

El mecanismo por el cual el rompimiento espontáneo de la simetría genera la masa de un bosón de norma fue explorado y generalizado a grupos no abelianos por Higgs, Kibble, Gurelnik, Hagen, Brout y Englert. De acuerdo al SM el mecanismo de Higgs es el responsable de existencia de la masa de los bosones de norma de la interacción débil ($W^\pm$ y Z^0). El bosón de Higgs también es responsable de la masa de quarks y leptones.

Los componentes del mecanismo de Higgs son dos: rompimiento espontáneo de una simetría continua (SSB) por medio del teorema de Goldstone y el uso de la simetría de norma local. El teorema de Goldstone indica que si la simetría de una cierta teoría $\mathcal{L}_0$ es rota espontáneamente, esta teoría contendrá bosones de Goldstone, los cuales están íntimamente relacionados con las corrientes de Noether $J^{\mu a}$. Los bosones de Goldstone satisfacen $p^2 = 0$ en la capa de masa (on-shell) y por ello no tienen masa.

Sea G , un grupo de Lie, y H un subgrupo de G , sus generadores pueden dividirse en dos conjuntos:

$$\underbrace{\{T^a\}}_{d_g} \longrightarrow \underbrace{\{T^{\bar{a}}\}}_{d_H}, \underbrace{\{T^{\hat{a}}\}}_{d_g - d_H} \quad (4)$$

Asociado con cada generador roto $T^{\hat{a}}$ de G , existe un escalar de masa cero o bosón de Goldstone. De acuerdo con el teorema de Goldstone, los generadores $T^{\hat{a}}$ de G son rotos en una escala v . El teorema induce una transformación de punto. Si $\mathcal{L}$ es invariante bajo G , también lo es bajo H , los multipletes de G pueden fragmentarse en multipletes de H . Si G es una simetría global, entonces se presenta el Rompimiento Espontáneo de una simetría (SSB)

$$G \longrightarrow H \quad (5)$$

Por otra parte, para dar paso al mecanismo de Higgs se utiliza la simetría local para eliminar los pseudo-bosones de Goldstone y dotar de masa a los bosones de norma. Los pseudo-bosones de Goldstone representan grados de libertad espurios toda vez que estos se pueden quitar con una norma especial, conocida como la norma unitaria. Los grados de libertad que ellos representan reaparecen como los estados de polarización longitudinal de los bosones de norma asociados con los generadores rotos. El mecanismo de Higgs se ilustra en las siguientes secciones.

0.1.2. El sector de Higgs

Este sector genera las masas del bosón de Higgs H y los bosones $W^\pm$ y Z^0 mediante el mecanismo de Higgs. El sector de Higgs consiste en un doblete, complejo de $SU(2)_W$ con hipercarga $Y_W = 1$.

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (6)$$

Sus acoplamientos con bosones de norma y autoacoplamientos están encriptados en la lagrangiana

$$\mathcal{L}_H = \mathcal{L}_{HC} - V(\Phi^\dagger, \Phi) = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi) \quad (7)$$

donde $V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$ es el potencial de Higgs. A $\mathcal{L}_{HC}$ se le llama el sector cinético de Higgs. Con los parámetros μ y λ de tal modo que el valor de expectación del vacío $\langle \Phi \rangle$ sea distinto de cero.

El rompimiento espontáneo de la simetría (SSB) requiere que $\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$ y las condiciones de potencial mínimo:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi_i^\dagger} = [\mu^2 + 2\lambda(\Phi^\dagger \Phi)] \Phi_i = 0 \quad (8)$$

dichas condiciones corresponden al caso en que el vacío es infinitamente degenerado. La superficie de energía mínima es una 4-esfera: $\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}$. Para romper espontáneamente la teoría de $U(2)_L \times U(1)_Y$ a $U(1)_e$ se elige una dirección particular de modo que:

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad Q \Phi_0 = 0 \quad (9)$$

donde $Q \equiv \frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y}{2}$ (relación de Gell-Mann-Nishijima) es el generador del grupo electromagnético $U(1)_Q$ y define la dirección del rompimiento espontáneo de la simetría, nótese que esta condición no proviene del principio de invariancia de norma de $SU(2) \times U(1)$, sino de una condición propia del modelo de GSW. Directamente se observa que Φ_0 es dejado invariante por $U(1)_Q$: $e^{i\alpha^a Q} \Phi_0 = \Phi_0$. La teoría física debe desarrollarse en el entorno del mínimo elegido. Esto significa que debemos hacer el siguiente corrimiento:

$$\Phi \longrightarrow \Phi_0 + \Phi(x) = \begin{pmatrix} G_W^\pm \\ v + H + iG_Z \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (10)$$

donde $G_W^\pm$ y G_Z son campos de masa cero (bosones de Goldstone) donde $G_W^\pm$ tiene carga eléctrica 1 en unidades de e y G_Z y H son neutros eléctricamente. En la norma unitaria los campos $G_W^\pm$ y G_Z pueden borrarse:

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{2} \end{pmatrix} \quad (11)$$

Del desarrollo del potencial de Higgs se puede calcular la masa del bosón de Higgs m_H en términos de los parámetros λ y v :

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{\lambda}{4} [4v^2 H^2 - v^4 + H^4 + 4vH^2] = \frac{1}{2} m_H^2 H^2 + \dots \quad (12)$$

siendo $m_H^2 = 2\lambda v^2$. La masa de los bosones de norma débiles surge de la parte cinética. La derivada covariante del grupo electrodébil está expresada en términos de los generadores del grupo $SU(2)_L$: $\frac{\sigma^i}{2}$, con σ^i las matrices de Pauli y $\frac{Y}{2}$ el generador del grupo $U(1)_Y$

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \\ &= \partial_\mu - i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) - i(g W_\mu^3 - g' B_\mu) \frac{\sigma^3}{2} - ig' Q B_\mu \end{aligned} \quad (13)$$

La segunda representación de la derivada covariante se obtiene de la definición de los siguientes objetos

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad \sigma^\pm = \frac{1}{2} (\sigma^1 \pm i \sigma^2) \quad (14)$$

Con las relaciones (11) y (13) obtenemos lo siguiente

$$D_\mu \Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\partial_\mu H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{i}{2} (g W_\mu^3 - g' B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (15)$$

de manera que el sector cinético de Higgs resulta ser de la forma:

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H) (\partial^\mu H) + \frac{g^2}{4} (v+H)^2 W_\mu^- W^{+\mu} \\ &\quad + \frac{g^2}{8} (v+H)^2 \left(W_\mu^3 - \frac{g'}{g} B_\mu \right) \left(W^{3\mu} - \frac{g'}{g} B^\mu \right) \end{aligned} \quad (16)$$

De esta última expresión se puede estimar la masa de los bosones: $W^\pm$ considerando sólo el segundo término:

$$\frac{g^2}{4} (v+H)^2 W_\mu^- W^{+\mu} = m_W^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \dots \quad (17)$$

donde se define $m_W = \frac{gv}{2}$. Por otra parte, el bosón de Higgs dota de masa al bosón Z^0 a través del tercer término de (16). El proceso de obtener la masa del bosón Z^0 es un tanto laborioso toda vez que la teoría original se encuentra en un plano definido por los bosones W^3 y B y debemos efectuar una rotación al plano de los bosones Z^0 y el fotón γ , modulado por el ángulo de Weinberg θ_W , que además dicta la equivalencia entre las masas

de los bosones W y Z^0 . Dicho ángulo se define como $\tan\theta_W \equiv \frac{g'}{g}$, de modo que se cumplen las siguientes relaciones:

$$\cos\theta_W = c_W = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad \sin\theta_W = s_W = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (18)$$

Al evaluar los senos y cosenos del ángulo θ_W en el tercer término de (16) se obtiene:

$$\begin{aligned} & \frac{g^2}{8}(v+H)^2 \left(W_\mu^3 - \frac{g'}{g} B_\mu \right) \left(W^{3\mu} - \frac{g'}{g} B^\mu \right) \\ &= \frac{g^2}{8}(v+H)^2 \left(W_\mu^3, B_\mu \right) \begin{pmatrix} 1 & -\frac{s_W}{c_W} \\ -\frac{s_W}{c_W} & \frac{s_W^2}{c_W^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{g^2 v^2}{8} \left(W_\mu^3, B_\mu \right) \begin{pmatrix} 1 & -\frac{s_W}{c_W} \\ -\frac{s_W}{c_W} & \frac{s_W^2}{c_W^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} + \dots \\ &= \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} \left(W_\mu^3, B_\mu \right) \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} + \dots \end{aligned} \quad (20)$$

La última relación se expresa con campos eigenestados de norma, para pasar a los campos eigenestados de masa se debe diagonalizar la matriz M de eigenvalores $\lambda = 0, 1$ dada por:

$$M = \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} \quad (21)$$

La matriz que diagonaliza a M es una matriz (S) de rotación en dos dimensiones de la forma:

$$S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \quad (22)$$

que define una rotación en un plano (antes mencionada) de la forma:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (23)$$

bajo este cambio de variables el término de masa de la ec. (20) ahora se ve de la forma:

$$\frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} \left(W_\mu^3, B_\mu \right) M \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} \left(Z_\mu, A_\mu \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} Z_\mu Z^\mu \quad (24)$$

de modo que se ha demostrado que el fotón representado por A_μ permanece sin masa y el bosón Z^0 tiene una masa $m_Z = \frac{m_W}{c_W}$. El hecho de que SM predice correctamente las masas de los bosones de norma es uno de los mayores logros de la teoría. Experimentalmente se observó que es más fácil producir bosones neutros Z^0 que bosones cargados, dado que éstos últimos necesitan procesos de alto orden, mientras los bosones neutros se pueden dar en aniquilación de pares (ej. $e^- e^+ \rightarrow Z^0$).

0.1.3. El sector de Yukawa

El sector de Yukawa genera las masas de leptones y quarks vía el mecanismo de Higgs. La lagrangiana se divide naturalmente en los sectores de leptones y quarks:

$$\mathcal{L}_Y = \mathcal{L}_Y^l + \mathcal{L}_Y^q \quad (25)$$

El término de masa de un campo espinorial es de la forma $-m\bar{\psi}\psi$ pues:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\cancel{\partial} - m)\psi \quad \text{con} \quad \cancel{\partial} = \gamma^\mu \partial_\mu \quad (26)$$

El espinor ψ puede descomponerse en sus partes fundamentales $\psi(x) = (P_L + P_R)\psi = P_L\psi + P_R\psi = \psi_L + \psi_R$ donde $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$. Por otra parte se define $\bar{\psi}(x) = \psi^\dagger(x)\gamma^0$ de modo que $\bar{\psi}_L = \bar{\psi}P_R$ y $\bar{\psi}_R = \bar{\psi}P_L$. Por lo tanto un término de masa adecuado para tratar teorías quirales, debe ser escrito como

$$-m\bar{\psi}\psi = -m\bar{\psi}_L\psi_R - m\bar{\psi}_R\psi_L \quad (27)$$

En la teoría electrodébil los estados izquierdos y derechos de leptones y quarks se introducen como:

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ l_{iL} \end{pmatrix} \quad R_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (28)$$

donde L_i son dobletes de $SU(2)_L$, mientras R_i son singletes derechos. De manera similar

$$Q_i = \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix} \quad u_{iR}, d_{iR} \quad i = 1, 2, 3 \quad (29)$$

donde Q_i son dobletes de $SU(2)_L$ y u_{iL}, d_{iL} son singletes izquierdos de $SU(2)_L$, mientras u_{iR}, d_{iR} son singletes derechos de $SU(2)_L$ que representan el contenido de quarks cuya lagrangiana es la siguiente:

$$\mathcal{L}_Y^q = -Y_{ij}^d \bar{Q}_i' \Phi d_{Rj}' + h.c - Y_{ij}^u \bar{Q}_i' \tilde{\Phi} u_{Rj}' + h.c \quad (30)$$

al considerar suma sobre índices de sabor i, j , las $Y_{ij}^{d,u}$ representan componentes de matrices 3×3 generales y adimensionales, llamadas constantes de Yukawa, Φ representa el doblete de Higgs

$$\Phi = \begin{pmatrix} G_W^\pm \\ \frac{v + H + iG_Z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (31)$$

$G^\pm$ son los pseudobosones de Goldstone que absorbe el campo $W_\mu^\pm$, una vez más utilizamos la norma unitaria de modo que sin pérdida de generalidad

$$\begin{aligned} Y_{ij}^d (\bar{u}_{iL}', \bar{d}_{iL}') \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} d_{jR}' + h.c. &= Y_{ij}^d \frac{v + H}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL}' d_{jR}' + h.c. \\ &= \frac{v + H}{\sqrt{2}} (\bar{d}_L', \bar{s}_L', \bar{b}_L') \begin{pmatrix} Y_{11}^d & Y_{12}^d & Y_{13}^d \\ Y_{21}^d & Y_{22}^d & Y_{23}^d \\ Y_{31}^d & Y_{32}^d & Y_{33}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_R' \\ s_R' \\ b_R' \end{pmatrix} + h.c. \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \bar{D}_L' Y^d D_R' + h.c. \end{aligned} \quad (32)$$

donde D' es un vector en el espacio de sabor, Y^d es la matriz de Yukawa completamente general. Análogamente, definiendo un vector $U^T = (u, c, t)$ en el espacio de sabor:

$$Y_{ij}^u \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi} u'_{jR} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \bar{U}'_L Y^u U'_R + h.c. \quad (33)$$

Así, en términos de los campos eigenestados de norma, tenemos

$$\mathcal{L}_Y^q = -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \bar{D}'_L Y^d D'_R - \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \bar{U}'_L Y^u U'_R + h.c. \quad (34)$$

Para pasar a eigenestados de masa, se introduce una transformación unitaria con $V_{L,R}^{d,u\dagger} = (V_{L,R}^{d,u})^{-1}$, de modo que:

$$D'_L = V_L^d D_L; \quad D'_R = V_R^d D_R, \quad U'_L = V_L^u U_L, \quad U'_R = V_R^u U_R \quad (35)$$

Con dichas transformaciones se tiene lo siguiente:

$$\bar{D}'_L = \bar{D}_L V_L^{d\dagger} \quad \bar{U}'_L = \bar{U}_L V_L^{u\dagger} \quad (36)$$

Sustituyendo las expresiones (36) en la lagrangiana para el sector de quarks, se obtiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^q &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \bar{D}_L V_L^{d\dagger} Y^d V_R^d D_R + h.c. - \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \bar{U}_L V_L^{u\dagger} Y^u V_R^u U_R + h.c. \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{H}{v}\right) \left[\bar{D}_L (V_L^{d\dagger} v Y^d V_R^d) D_R + \bar{U}_L (V_L^{u\dagger} v Y^u V_R^u) U_R \right] + h.c. \end{aligned} \quad (37)$$

Usando el hecho de que una matriz de la forma $V_L^{d\dagger} Y^d V_R^d$ es diagonalizable y sus eigenvalores son reales positivos podemos establecer las siguientes relaciones, donde las m_i para $i = d, s, b, u, c, t$ representan las masa de los quarks:

$$M^d = V_L^{d\dagger} \frac{v}{\sqrt{2}} Y^d V_R^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \quad M^u = V_L^{u\dagger} \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u V_R^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (38)$$

de modo que la expresión (37) adquiere la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^q &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right) \left[\bar{D}_L M^d D_R + \bar{D}_R M^d D_L + \bar{U}_L M^u U_R + \bar{U}_R M^u U_L \right] \\ &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right) \left[\bar{D} M^d (P_R + P_L) D + \bar{U} M^u (P_R + P_L) U \right] \\ &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right) \left[\bar{D} M^d D + \bar{U} M^u U \right] \end{aligned} \quad (39)$$

A este nivel el Higgs no media cargas entre diferentes familias, es decir hay conservación del sabor.

La lagrangiana del sector de Yukawa leptónico también contiene constantes de Yukawa adimensionales y generales:

$$\mathcal{L}_Y^l = -Y_{ij}^l \bar{L}'_i \Phi l'_{Rj} + h.c. \quad (40)$$

una vez más utilizamos la norma unitaria y definimos un vector en el espacio de sabor $E'^T = (e', \mu', \tau')$ de modo que se obtiene:

$$\begin{aligned} -Y_{ij}^l \bar{L}'_i \Phi'_{Rj} &= -Y_{ij}^l (\bar{\nu}_{iL}, \bar{l}_{iL}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} l'_{jR} = -\frac{v+H}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l \bar{l}'_{iL} l_{jR} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (v+H) \bar{E}'_L Y^l E'_R = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{E}'_L v Y^l E'_R \end{aligned} \quad (41)$$

Sea la transformación unitaria $E' = V_L^l E_L$, $E'_R = V_R^l E_R$, donde $V_{L,R}^{l\dagger} = (V_{L,R}^l)^{-1}$, podemos escribir la lagrangiana en términos de los eigenestados de masa. Usando una vez más el hecho de que una matriz de la forma $V_L^{d\dagger} Y^l V_R^d$ es diagonalizable y sus eigenvalores son reales positivos podemos establecer la matriz de masa de leptones:

$$M^l = V_L^{l\dagger} \frac{v}{\sqrt{2}} Y^l V_R^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \quad (42)$$

de modo que la expresión (41) adquiere la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^l &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right) [\bar{E}_L M^l E_R + \bar{E}_R M^l E_L] \\ &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right) [\bar{E} M^l (P_R + P_L) E] \\ &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{E} M^l E \end{aligned} \quad (43)$$

Al acoplarse el bosón de Higgs únicamente al mismo tipo de leptón cargado, el sector de Yukawa leptónico conserva el sabor.

0.1.4. El sector de corrientes

El sector de corrientes establece términos cinéticos de quarks y leptones y sus respectivas interacciones con los bosones de norma, mediante el uso de la derivada covariante del sector electrodébil. La interacción de fermiones y bosones de norma da lugar a corrientes cargadas y neutras. El sector se divide naturalmente en la contribución de quarks y leptones, como en el sector de Yukawa:

$$\mathcal{L}_c = \mathcal{L}_c^l + \mathcal{L}_c^q \quad (44)$$

Definiendo las derivadas covariantes de la forma:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad \tilde{D} = \partial_\mu - ig' \frac{Y_{lR}}{2} B_\mu \quad (45)$$

la lagrangiana para leptones es:

$$\mathcal{L}_c^l = i \bar{L}'_i \not{D} L'_i + i l'_{Ri} \tilde{\not{D}} l'_{Ri} \quad (46)$$

Partiendo de la ecuación (13) y usando la relación: $\frac{g'}{g} = \frac{s_W}{c_W}$ podemos reescribir la derivada covariante como sigue:

$$\begin{aligned}
D_\mu &= \partial_\mu - i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) - i \left(g W_\mu^3 - g \frac{s_W}{c_W} B_\mu \right) \frac{\sigma^3}{2} - i g \frac{s_W}{c_W} Q B_\mu \\
&= \partial_\mu - i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) - \frac{ig}{2c_W} [\sigma^3 c_W^2 + \sigma^3 s_W^2 - 2s_W^2 Q] Z_\mu - i g s_W \left[\frac{\sigma^3}{2} - \frac{\sigma^3}{2} + Q \right] A_\mu \\
&= \partial_\mu - i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) - \frac{ig}{2c_W} [\sigma^3 - 2s_W^2 Q] Z_\mu - i e Q A_\mu
\end{aligned} \tag{47}$$

Análogamente para el singlete:

$$\tilde{D} = \partial_\mu - i e Q A_\mu + i g Q \frac{s_W^2}{c_W} Z_\mu \tag{48}$$

Usando las representaciones anteriores de la derivada covariante, la lagrangiana del sector leptónico de corrientes es la siguiente:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_c^l &= i \bar{\nu}'_{iL} \not{\partial} \nu'_{iL} + i \bar{l}'_{iL} \not{\partial} l'_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{l}'_{iL} \gamma^\mu \nu'_{iL} + e Q A_\mu \bar{l}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL} \\
&\quad + \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{\nu}'_{iL} \gamma^\mu \nu'_{iL} - (1 + 2s_W^2 Q) (\bar{l}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL})] + i \bar{l}'_{iR} \not{\partial} l'_{iR} \\
&\quad + e Q A_\mu \bar{l}'_{iR} \gamma^\mu l'_{iR} - \frac{s_W^2}{c_W} g Q Z_\mu \bar{l}'_{iR} \gamma^\mu l'_{iR}
\end{aligned} \tag{49}$$

De manera análoga a como se hizo en el sector de Yukawa, se definen los vectores $\nu'^T = (\nu'_e, \nu'_\mu, \nu'_\tau)$, $E'^T = (e', \mu', \tau')$ de manera que podemos reescribir la lagrangiana como sigue:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_c^l &= i \bar{\nu}'_L \not{\partial} \nu'_L + i \bar{E}'_L \not{\partial} E'_L + i \bar{E}'_R \not{\partial} E'_R + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}'_L \gamma^\mu E'_L \\
&\quad + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{E}'_L \gamma^\mu \nu'_L + e A_\mu Q \bar{E}'_L \gamma^\mu E'_L + e A_\mu Q \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R \\
&\quad + \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{\nu}'_L \gamma^\mu \nu'_L - (1 + 2s_W^2 Q) (\bar{E}'_L \gamma^\mu E'_L)] - \frac{s_W^2}{c_W} g Q Z_\mu \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R
\end{aligned} \tag{50}$$

Usando la transformación unitaria utilizada en el sector de Yukawa $E' = V_L^l E_L$, $E' = V_R^l E_R$, donde $V_{L,R}^{l\dagger} = (V_{L,R}^l)^{-1}$, podemos escribir la lagrangiana en términos de los eigenestados de masa. Como ν' no aparece en el sector leptónico de Yukawa, la transformación para pasar estos objetos a estados de masa es arbitraria, por lo que por conveniencia se transformarán de la misma forma que E' . Esta elección resultará en la eliminación de los términos que generan violación de sabor en las corrientes cargadas. Se tiene $\nu'_L = V_L^l \nu_L$, de modo que $\bar{\nu}'_L = \bar{\nu}_L V_L^{l\dagger}$. Con esto último, es fácil verificar que dicha transformación genera la conservación del sabor de las corrientes neutras:

$$\bar{\nu}'_L \gamma^\mu E'_L = \bar{\nu}_L V_L^{l\dagger} \gamma^\mu V_L^l E_L = \bar{\nu}_L \gamma^\mu E_L \tag{51}$$

También se puede ver que no existen acoplamientos entre miembros de distintas familias, en el caso de las corrientes cargadas:

$$\begin{aligned}
\bar{E}'_L \not{\partial} E'_L + \bar{E}'_R \not{\partial} E'_R &= \bar{E}_L \not{\partial} V_L^{l\dagger} V_L^l E_L + \bar{E}_R \not{\partial} V_R^{l\dagger} V_R^l E_R = \bar{E} P_R \not{\partial} P_L E + \bar{E} P_L \not{\partial} P_R E \\
&= \bar{E} \not{\partial} P_L^2 E + \bar{E} \not{\partial} P_R^2 E = \bar{E} \not{\partial} (P_L + P_R) E = \bar{E} \not{\partial} E
\end{aligned} \tag{52}$$

Finalmente, la lagrangiana expresada en eigenestados de masa es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c^l = & i\bar{\nu}_L \partial \nu_L + iE \not{\partial} E + \frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \bar{\nu} \gamma^\mu P_L E + W_\mu^- \bar{E} \gamma^\mu P_L \nu) \\ & + eA_\mu (Q \bar{E} \gamma^\mu E) + \frac{g}{2c_W} Z_\mu (\bar{\nu} \gamma^\mu P_L \nu + g_L^l \bar{E} \gamma^\mu E_L + g_R^l \bar{E} \gamma^\mu E_R) \end{aligned} \quad (53)$$

donde se definieron las constantes: $g_L^l = -(1 + 2s_W^2 Q)$ y $g_R^l = -2s_W^2 Q$.

El sector de corrientes de quarks tiene una estructura similar al sector de corrientes leptónico, una vez más caracterizado por estructuras de Lorentz γ^μ y $\gamma^\mu \gamma^5$, la lagrangiana es:

$$\mathcal{L}_c^q = i\bar{Q}'_i \not{D} Q'_i + i\bar{u}'_{iR} \not{D} u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR} \not{D} d'_{iR} \quad (54)$$

Utilizando los vectores $U'^T = (u', c', t')$, $D'^T = (d', s', b')$ y la representación fundamental de la derivada covariante para el término de doblete (47), y la derivada covariante del término de singlete (48), la lagrangiana escrita en eigenestados de masa es la siguiente:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c^q = & i\bar{U}'_L \not{D} U'_L + i\bar{D}'_L \not{D} D'_L + i\bar{U}'_R \not{D} U'_R + i\bar{D}'_R \not{D} D'_R + \frac{g}{\sqrt{2}} [W_\mu^+ \bar{U}'_L \gamma^\mu D'_L + W_\mu^- \bar{D}'_L \gamma^\mu U'_L] \\ & + eA_\mu (Q \bar{D}'_L \gamma^\mu D'_L + Q \bar{U}'_R \gamma^\mu U'_R + Q \bar{D}'_R \gamma^\mu D'_R) + \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{U}'_L \gamma^\mu U'_L - (1 + 2s_W^2 Q)(\bar{D}'_L \gamma^\mu D'_L)] \\ & - \frac{s_W^2}{c_W} g Q Z_\mu \bar{U}'_R \gamma^\mu U'_R - \frac{s_W^2}{c_W} g Q Z_\mu \bar{D}'_R \gamma^\mu D'_R \end{aligned} \quad (55)$$

De forma similar al sector de Yukawa, se utilizan transformaciones unitarias para pasar a los estados de masa: $U'_{L,R} = V_{L,R}^u U_{L,R}$, $D'_{L,R} = V_{L,R}^d D_{L,R}$. Como consecuencia del cambio de base, se obtienen las corrientes cargadas y neutras del sector de quarks. Se puede ver que las corrientes neutras conservan el sabor: $\bar{U}'_R \gamma^\mu U'_R = \bar{U}_R \gamma^\mu U_R$, $\bar{D}'_R \gamma^\mu D'_R = \bar{D}_R \gamma^\mu D_R$. A pesar de esto, sí existe cambio de sabor a través de procesos con corrientes neutras, pero dichos procesos se dan a nivel de un lazo y son llamados corrientes neutras de cambio de sabor: FCNCs (flavor-changing neutral currents). En el caso de las corrientes cargadas sí existe violación de sabor, pues existen interacciones entre distintas familias de quarks, provenientes de la transformación definida en el sector de Yukawa:

$$\bar{U}'_L \gamma^\mu D'_L = \bar{U}_L V_L^{u\dagger} \gamma^\mu V_L^d D_L = \bar{U}_L V_L^{u\dagger} V_L^d \gamma^\mu D_L = \bar{U}_L G \gamma^\mu D_L \quad (56)$$

donde se ha definido $G = V_L^{u\dagger} V_L^d$, llamada la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). En suma, las corrientes cargadas cambian el sabor de los quarks.

Desde el punto de vista de la física de partículas, la asimetría bariónica del universo implica la violación de CP [46], la cual está confirmada experimentalmente y en SM se da a través del rompimiento explícito de la simetría por medio de una fase compleja en la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. A pesar de esto, la contribución de violación de CP de SM no explica la asimetría bariónica observada, por lo que se espera que contribuciones de procesos con violación de CP en teorías más allá del modelo estándar arreglen dicha incógnita.

0.1.5. El sector de Yang-Mills

En 1954, C. N. Yang y R. Mills hicieron una generalización del lagrangiano de la electrodinámica cuántica, en el que el grupo de norma ya no sólo era abeliano ($U(1)_Y$), sino que también se incluía el grupo no abeliano $SU(2)_L$. El resultado de proponer teorías no abelianas fue un gran acierto en la historia de la física de partículas.

Por ejemplo, en QCD, los gluones son descritos por un campo de Yang-Mills sobre el grupo de Lie $SU(3)$ (no abeliano) asociado a la simetría de color. En el caso del sector electrodébil, el sector de Yang-Mills determina las interacciones que existen entre los bosones de norma. Al grupo no abeliano $SU(2)_L$ se le asocia el tensor de campo $W_{\mu\nu}$, y al grupo $U(1)_Y$ se le asocia el tensor de campo $B_{\mu\nu}$:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k \quad (57)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (58)$$

de modo que asociado al grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la lagrangiana del sector de Yang-Mills electrodébil es la siguiente:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^iW^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (59)$$

De la expresión para B_μ proveniente de la ec. (23) se puede escribir:

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu = \partial_\mu(-s_W Z_\nu + c_W A_\nu) - \partial_\nu(-s_W Z_\mu + c_W A_\mu) \\ &= -s_W(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu) + c_W(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) = -s_W Z_{\mu\nu} + c_W F_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (60)$$

Análogamente para $W_{\mu\nu}^3$, usando el símbolo de Levi Civita ϵ^{ijk} con $\epsilon^{123} = 1$ y como de la definición dada en la ec. (14) se tiene $W_\mu^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)$, $W_\mu^2 = \frac{i}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2)$:

$$W_{\mu\nu}^3 = c_W Z_{\mu\nu} + s_W F_{\mu\nu} + g(W_\mu^1 W_\nu^2 - W_\mu^2 W_\nu^1) \quad (61)$$

$$= c_W Z_{\mu\nu} + s_W F_{\mu\nu} + ig(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) \quad (62)$$

Ahora, se definirán los siguiente tensores con contenido de carga eléctrica:

$$\hat{W}_{\mu\nu}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2) \quad \hat{W}_{\mu\nu}^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 + iW_{\mu\nu}^2) \quad (63)$$

de modo que al obtener la transformación inversa, se tiene:

$$W_{\mu\nu}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{W}_{\mu\nu}^+ + \hat{W}_{\mu\nu}^-) \quad W_{\mu\nu}^2 = \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{W}_{\mu\nu}^+ - \hat{W}_{\mu\nu}^-) \quad (64)$$

Con estas últimas identidades y la definición $W_{\mu\nu}^+ = \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+$ podemos escribir expresiones análogas a la ec. (62) para $\hat{W}_{\mu\nu}^+$ y $\hat{W}_{\mu\nu}^-$. Nótese que la expresión $\hat{W}_{\mu\nu}^-$ se calcula haciendo $\hat{W}_{\mu\nu}^- = (\hat{W}_{\mu\nu}^+)^{\dagger}$.

$$\begin{aligned} \hat{W}_{\mu\nu}^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(\partial_\mu W_\nu^1 - \partial_\nu W_\mu^1 + g(W_\mu^2 W_\nu^3 - W_\mu^3 W_\nu^2)\right) - i\left(\partial_\mu W_\nu^2 - \partial_\nu W_\mu^2 + g(W_\mu^3 W_\nu^1 - W_\mu^1 W_\nu^3)\right)\right] \\ &= \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+ + g\left[\frac{i}{\sqrt{2}}W_\nu^3(W_\mu^1 - iW_\mu^2) - \frac{i}{\sqrt{2}}W_\mu^3(W_\nu^1 - iW_\nu^2)\right] \\ &= W_{\mu\nu}^+ + ig\left[W_\mu^+ W_\nu^3 - W_\nu^+ W_\mu^3\right] \end{aligned} \quad (65)$$

Por último sustituyendo $W_\mu^3 = c_W Z_\mu + s_W A_\mu$ en la ec. anterior se obtiene:

$$\hat{W}_{\mu\nu}^+ = W_{\mu\nu}^+ + igc_W(W_\mu^+ Z_\nu - W_\nu^+ Z_\mu) + ie(W_\mu^+ A_\nu - W_\nu^+ A_\mu) \quad (66)$$

Donde se puede identificar $e = gs_W$ como la carga eléctrica. Después del álgebra correspondiente, la lagrangiana de Yang-Mills del sector electrodébil toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM} = & -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2}ie \left[-W_{\mu\nu}^- (W^{+\mu} A^\nu - W^{+\nu} A^\mu) + (W_\mu^- A_\nu - W_\nu^- A_\mu) W^{+\mu\nu} - F_{\mu\nu} (W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{+\mu} W^{-\nu}) \right] \\ & - \frac{1}{2}e^2 (W_\mu^- A_\nu - W_\nu^- A_\mu) (W^{+\mu} A^\nu - W^{+\nu} A^\mu) \\ & + \frac{1}{2}igc_W \left[-W_{\mu\nu}^- (W^{+\mu} Z^\nu - W^{+\nu} Z^\mu) + (W_\mu^- Z_\nu - W_\nu^- Z_\mu) W^{+\mu\nu} - Z_{\mu\nu} (W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{+\mu} W^{-\nu}) \right] \\ & - \frac{1}{2}egc_W \left[(W_\mu^- Z_\nu - W_\nu^- Z_\mu) (W^{+\mu} A^\nu - W^{+\nu} A^\mu) + (W_\mu^- A_\nu - W_\nu^- A_\mu) (W^{+\mu} Z^\nu - W^{+\nu} Z^\mu) \right] \\ & - \frac{1}{2}g^2 c_W^2 (W_\mu^- Z_\nu - W_\nu^- Z_\mu) (W^{+\mu} Z^\nu - W^{+\nu} Z^\mu) \\ & - \frac{1}{4}g^2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) (W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{+\mu} W^{-\nu}) \end{aligned} \quad (67)$$

De modo que este sector determina las interacciones que existen entre los bosones de norma electrodébiles: $W^\pm$, Z y A .

La extensión del modelo estándar

En este capítulo se presenta el modelo estándar extendido (SME). Se analiza el concepto de la simetría de Lorentz, su naturaleza fundacional de la teoría cuántica de campos, así como la importancia de poner a prueba su validez en todos los campos de la física de partículas conocidos. También se analiza el significado de la violación de Lorentz y cuáles han sido los esfuerzos dirigidos a encontrar fuentes de posible violación de dicha simetría. Por último, se analizan las transformaciones de cambio de sistema de referencia en el contexto de SME, como serán utilizadas en el calculo del branching ratio BR del decaimiento $H \rightarrow q_A q_B$.

0.2. Fundamentos de la simetría de Lorentz

La noción galileana de un espacio y tiempo absolutos permaneció latente por cientos de años hasta el siglo XX, y fundamentó el desarrollo de dos de las teorías más importantes de la física clásica: la mecánica de Newton y las leyes de Maxwell, descritas en espacios euclidianos descansando en la noción de los sistemas de referencia inerciales (definidos por la 2da Ley de Newton). El advenimiento de la relatividad especial desarrollada por Einstein derribó la validez absoluta de la teoría de Newton y comprobó la validez e invariancia de las leyes de Maxwell bajo un nuevo tipo de transformaciones, desarrolladas por Lorentz.

La simetría de Lorentz está resumida en el principio de relatividad, noción establecida por Galileo, que dicta que los resultados de cualquier experimento no dependen de la orientación del laboratorio (invariancia ante rotaciones) o de su velocidad en el espacio (invariancia ante boosts). El principio de relatividad, impone constricciones en el grupo de automorfismos del espacio-tiempo. La homogeneidad del espacio-tiempo, la isotropía del espacio y el principio de relatividad de Galileo indican que los únicos candidatos para una simetría concordante con el principio de relatividad son los grupos de Galileo y de Lorentz. El desconocimiento de partículas que viajen a una velocidad mayor que la de la luz (c), indica que las influencias causales pueden propagarse a lo sumo a velocidad c , por lo que las ecuaciones diferenciales parciales que expresan las leyes de la naturaleza deben ser hiperbólicas, con la característica de que las líneas de mundo deben ser internas al cono de luz. El grupo de Lorentz es consistente con la existencia de una velocidad límite.

Propiamente, el grupo de Lorentz es un grupo lineal de $GL(4, R)$, de transformaciones ortogonales, denotado por $O(1, 3)$. Se tiene que $L^\mu_\nu \in O(1, 3)$ si y solo si se satisface

$$g_{\mu\nu} L^\mu_\alpha L^\nu_\beta = g_{\alpha\beta} \quad (68)$$

Por otra parte el espacio $O(1, 3)$ al ser una variedad se puede descomponer en la unión disjunta de componentes:

$$O(1, 3) = \underbrace{O_+^\uparrow(1, 3) \cup O_+^\downarrow(1, 3)}_{SO(1,3)} \cup O_-^\uparrow(1, 3) \cup O_-^\downarrow(1, 3) \quad (69)$$

donde los subíndices $+$, $-$ significan determinante positivo y negativo, respectivamente y las flechas $\uparrow, \downarrow$ denotan preservación y reversión temporal, respectivamente. De estas componentes solo $O_+^\uparrow(1, 3)$ es un subgrupo el cual incluye a las transformaciones ortócronas (mantienen la dirección temporal), propias (mantienen la orientación

espacial) de Lorentz, por tal motivo $SO(1, 3)$, llamado el grupo de Lorentz reducido, puede considerarse de manera efectiva el grupo de Lorentz.

Para cualquier grupo $G \subset GL(n, R)$, le corresponde un grupo inhomogéneo IG dado por el producto semidirecto:

$$IG = \{(a, A) \mid a \in R^n, A \in G\} \quad \text{con} \quad (a, A)(a', A') = (a + A \cdot a', A \cdot A') \quad (70)$$

el cual puede pensarse como un subgrupo de $GL(n + 1, R)$ con la correspondencia

$$(a, A) \mapsto \begin{pmatrix} 1 & 0^T \\ a & A \end{pmatrix} \quad (71)$$

Los grupos $IO_+^\uparrow(1, 3)$ e $ISO(1, 3)$ son llamados en diferentes contextos grupos de Poincaré. Se considera al grupo de Poincaré $ISO(1, 3)$, el grupo conformado por los grupos de Lorentz $SO(1, 3)$ y al grupo de las traslaciones $T(1, 3)$, siendo fundamental en la física ya que la transformación más general en el 4-espacio es caracterizada por sus elementos.

0.3. Posibles efectos de violación de Lorentz

Como se ha ilustrado, la simetría de Lorentz tiene sólido sustento matemático (ej. en la teoría de grupos) y una sorprendente corroboración experimental [11], por ello es fundamento de las dos teorías más grandes latentes a la actualidad: el modelo estándar y la relatividad general; siendo una simetría global del modelo estándar en un espacio-tiempo plano y una simetría local en ciertos sistemas (dados por el principio de equivalencia) en la relatividad general. Por ser un concepto fundacional, la simetría de Lorentz debe ponerse a prueba, y tiene sentido buscar su violación en todos los campos conocidos. Esta corriente de pensamiento bien puede descansar en hechos históricos; un ejemplo de esto es la violación de paridad, propuesta por Lee y Yang para el decaimiento del kaón K^+ [21] y posteriormente confirmada en el famoso experimento de C. S. Wu en el decaimiento β de núcleos atómicos [22].

La motivación actual para buscar efectos de violación de la simetría de Lorentz es la búsqueda de nueva física en la escala de Planck $m_p = 10^{19}$ GeV. Actualmente parece imposible hacer experimentos a esa escala de energía, dado que hay una diferencia de 15 órdenes de magnitud entre ella y las energías manejadas en el LHC. La alternativa es estudiar la física, usando sensibilidad de la escala de Planck y no energía a la escala de Planck, mediante desviaciones de la física altamente suprimidas [23].

Un esquema de trabajo para analizar posibles efectos de violación de Lorentz (LV) es la extensión del modelo estándar SME (ver sección 0.5). Más de 1000 trabajos en este contexto se han llevado a cabo y sus resultados son registrados como coeficientes de violación de Lorentz, los cuales son tratados de distintas formas en la literatura; Kostelecky y Russell han hecho un compendio anual de estos coeficientes en un proyecto llamado *Data Tables for Lorentz and CPT Violation*, la última de estas entregas puede consultarse en [24]. La forma de los coeficientes cambia bajo transformaciones de Lorentz de observador, además estos coeficientes se vuelven dependientes del tiempo en un sistema de referencia que esté en constante cambio de movimiento (rotaciones y boost); por tal motivo, los coeficientes de LV son reportados, de manera estandarizada, en el marco de referencia celeste ecuatorial centrado en el Sol [25], el cual es aproximadamente inercial en el rango de tiempo de cualquier experimento terrestre (que no rebase los cientos de años) o del sistema solar, por tal motivo en el sistema centrado en el Sol los coeficientes de LV son constantes. Un marco estándar de laboratorio, el marco centrado en el Sol, un marco fijo a una plataforma que orbita la Tierra (como la estación espacial internacional) y sus respectivas transformaciones se presentan en [26].

La investigación de violación de Lorentz ha encontrado su auge en la exploración de la sensibilidad de los experimentos ante rotaciones y boost. Muchos experimentos usan rotaciones en el propio laboratorio y otros toman ventaja de rotación de la Tierra en un día sideral. Invariancia ante boosts también es investigada considerando la velocidad de rotación de la Tierra y de su traslación alrededor del Sol. Los marcos de referencia utilizados en la

literatura dependen del sector de la física que se estudia. En [25] se analizan diferencias de tiempo en experimentos usando relojes atómicos en satélites (como la ISS). En [27] se analiza la cross section de dispersiones electrón-protón. En [28] se analizan posibles anomalías en la órbita de la Luna debido a violación de Lorentz usando recorrido de láseres entre la Tierra y la Luna. En [29] se analizan posibles acoplamientos de materia a gravedad, y se abre la pauta al estudio de diferentes sistemas de referencia, particularmente la consideración del movimiento del Sol con respecto al centro del sistema solar puede proveer mejores cotas de coeficientes de LV gracias a la dependencia temporal sideral.

Ahora discutiremos un aspecto importante de las transformaciones de Lorentz en el contexto del SME. Existe una diferencia entre transformaciones de Lorentz de observador y de partícula. Una transformación de Lorentz de observador es un cambio de marco de referencia, el cual puede verse como una rotación o un boost de los vectores base, aunque exista violación de Lorentz la física permanece independiente de la perspectiva del observador. Para establecer una transformación de Lorentz de partícula necesitamos pensar en un experimento duplicado; uno con una rotación o boost efectuada con respecto al otro, ambos estudiados desde un marco de referencia fijo; en este caso, ante violación de Lorentz, la física entre ambos sistemas es distinta [11]. En otras palabras, en el SME los resultados experimentales no dependen de la perspectiva del observador; sin embargo, sí pueden cambiar cuando el experimento mismo es rotado o empujado en alguna dirección en el espacio. En la mecánica clásica esto no sucede así, toda vez que las transformaciones de observador y de partícula (transformaciones pasiva y activa, respectivamente) son inversas una de la otra. En suma, la violación de la simetría de Lorentz se manifiesta en la invalidez del principio de relatividad.

Pero, ¿Cómo se manifiesta el hecho de que la física puede cambiar ante transformaciones de partícula en la teoría?, los coeficientes de Lorentz actúan de manera efectiva como campos de fondo del vacío y sólo tienen interacciones con algunas especies de partículas y al tener índices de Lorentz tienen direcciones privilegiadas en el espacio-tiempo en cualquier marco de referencia. El hecho de que las transformaciones de observador y de partícula no sean equivalentes en SME, recae en las reglas de transformación de los coeficientes de LV. Bajo transformaciones de observador, $Y_{\mu\nu}^{AB}$ se transforma como un 2-tensor, y bajo transformaciones de partícula, como escalares [30]. Hacer una transformación de partícula equivale a transformar todas las cantidades bajo transformaciones de Lorentz a excepción de los campos de fondo [31].

0.4. Marcos de referencia

Como se ha establecido anteriormente, las leyes de la física y las cantidades medibles son independientes del marco de referencia de observador. Como los coeficientes de Lorentz cambian bajo transformaciones de Lorentz, debemos establecer las transformaciones debido a que en nuestro cálculo del decaimiento de Higgs a dos quarks de distinto sabor, la amplitud invariante al cuadrado se calcula en el marco del reposo del Higgs (marco de ref. H), pero los experimentos de física de partículas se hacen normalmente en laboratorios terrestres (marco de ref. L) y a su vez los coeficientes de LV se reportan en el marco de referencia centrado en el Sol (marco de ref. S), estos marcos de referencia se ilustran en la figura 1.

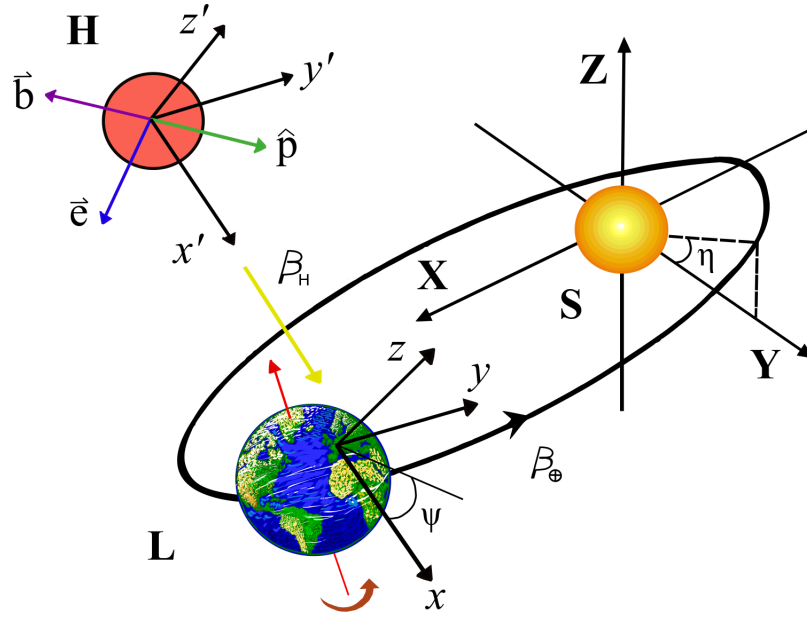


Figura 1: Marcos de referencia

El sistema de referencia S está centrado en el Sol, la notación estándar de sus coordenadas en la literatura es $\{T, X, Y, Z\}$. El eje Z está alineado con el polo norte celeste con una declinación de 90° . Los ejes X y Y tienen una declinación de 0° . El eje X apunta del centro del Sol a la dirección del equinoccio vernal en la esfera celeste en el año 2000, fecha que también define el origen de la coordenada T ($T=0$). El eje Y forma un sistema de ejes derecho con X y Z. $\beta_\oplus$ es la velocidad de boost de la Tierra medida en el sistema S, con un valor aproximado de $\beta_\oplus \simeq 10^{-4}$. El ángulo η es el ángulo entre el plano formado por los ejes XY y el plano orbital de la Tierra y su valor aproximado es $\eta \simeq 23,4^\circ$. La Tierra intersecta el plano XY en dos puntos, los nodos ascendiente y descendiente [28]. En la figura 1 la Tierra está situada en el nodo ascendiente, en la parte positiva del eje X.

El marco de laboratorio L tiene coordenadas $\{t, x, y, z\}$, situado en el hemisferio norte, el eje z apunta radialmente hacia fuera de la Tierra, los ejes x y y forman un plano perpendicular a z (tangencial a la superficie de la Tierra). El eje y genera un sistema de mano derecha con x y z. El eje x está desplazado un ángulo ψ con respecto al sur en sentido contrahorario. Tomar $\psi = 0$ implica usar el marco de laboratorio estándar presentado en [26], antes mencionado e ilustrado en la figura 1.

La amplitud invariante al cuadrado de los decaimientos del bosón de Higgs a quarks de distinto sabor depende de las direcciones en que son expulsados los quarks, definidas por un vector unitario $\hat{p}$ y sus respectivas proyecciones sobre los campos de fondo $\vec{e}$ y $\vec{b}$, definidos en el marco de referencia H. Estos campos de fondo se construyen aprovechando la antisimetría de las matrices $Y_{\mu\nu}^{AB}$ en los índices de Lorentz [15] y están dados por las relaciones

$$Y_{0i}^{AB} = e_i^{AB} \quad Y_{ij}^{AB} = \epsilon_{ijk} b_k^{AB} \quad (72)$$

Por otra parte las matrices $Y_{\mu\nu}^{AB}$ se deben transformar tensorialmente, como lo hace el tensor métrico en la ecuación (68), cuando queremos pasar del marco de referencia L al marco de referencia H; esta transformación de observador, ya que se deja intacto el fenómeno de observación, un decaimiento de una partícula madre a dos partículas hijas, siendo dos perspectivas distintas el tener un marco de referencia montado en el Higgs o en el laboratorio. En otras palabras, esto solo significa un cambio de coordenadas en el cual medimos los momentos de los quarks proporcionales a $\hat{p}$. Los coeficientes de LV se denotan por $Y_{\mu\nu}^{AB}$ en el marco H y $X_{\mu\nu}^{AB}$ en el marco L, suponemos que los vectores base $\{\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'\}$ y $\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$ apuntan en la misma dirección y el movimiento relativo se da a lo largo del eje x con β_H

(configuración estándar), así su regla de transformación es

$$\begin{aligned} e_i^{AB} &= L_0^\mu L_i^\nu X_{\mu\nu}^{AB} \\ \epsilon_{ijk} b_k^{AB} &= L_i^\mu L_j^\nu X_{\mu\nu}^{AB} \end{aligned} \quad (73)$$

con una matriz de transformación de Lorentz:

$$(L_\beta^\alpha) = \begin{pmatrix} \gamma_H & -\beta\gamma_H & 0 & 0 \\ -\beta\gamma_H & \gamma_H & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (74)$$

Para pasar del marco de referencia S al sistema de referencia L tenemos la siguiente transformación, donde los coeficientes de LV se denotan como $H_{\mu\nu}^{AB}$ en S

$$X_{\mu\nu}^{AB} = \begin{cases} R^{iK} R^{jL} H_{KL}^{AB} & \text{si } \mu, \nu = i, j \in \{1, 2, 3\} \\ R^{iK} H_{K0}^{AB} & \text{si } \mu, \nu = i, 0 \end{cases} \quad (75)$$

con una matriz de transformación dada por la siguiente expresión:

$$R^{iI} = \begin{pmatrix} \cos\psi & -\sin\psi & 0 \\ \sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\chi \cos\omega_\oplus T_\oplus & \cos\chi \sin\omega_\oplus T_\oplus & -\sin\chi \\ -\sin\omega_\oplus T_\oplus & \cos\omega_\oplus T_\oplus & 0 \\ \sin\chi \cos\omega_\oplus T_\oplus & \sin\chi \sin\omega_\oplus T_\oplus & \cos\chi \end{pmatrix} \quad (76)$$

Donde, $i = x, y, z = 1, 2, 3$ denota un índice en el sistema L, mientras $I = X, Y, Z$ denota un índice en el sistema S; χ denota la colatitud del laboratorio y el ángulo ψ denota la dirección con respecto al sur del eje x (medido en sentido antihorario) en que viaja el bosón de Higgs [27, 32], toda vez que supondremos que el bosón de Higgs viaja paralelamente al eje x en el plano xy . Esto no representa pérdida de generalidad porque bajo rotaciones de las direcciones de movimiento de los bosones de Higgs o de los quarks, los campos de fondo $\vec{e}$ y $\vec{b}$ permanecen estáticos. Por otra parte, éste decaimiento tiene dos grados de libertad, por la conservación del momento y la energía y la relación de capa de masa, esto significa que los ángulos que representan la dirección de decaimiento de los quarks son parámetros libres.

En la expresión (140) podemos ver que en los marcos de referencia L y H, los coeficientes de LV tienen una dependencia temporal sidereal. Debido a la frecuencia angular de la Tierra $\omega_\oplus$, existen oscilaciones en las observables de los experimentos en SME, generadas por las contracciones de los coeficientes de LV con los vectores independientes del experimento en cuestión (e.g. momentos o vectores de spin). Particularmente, el decaimiento $H \rightarrow q_A q_B$ es modulado por el vector $\hat{p}$ que indica la dirección de decaimientos de los quarks en el marco de referencia H; la dirección relativa de este vector con respecto al eje de la Tierra genera una variación de las observables en el experimento, esto ha sido estudiado gráficamente en [31, 34]. La frecuencia angular sidereal terrestre es $\omega_\oplus \simeq 2\pi/(23h56min)$, el tiempo $T_\oplus$ es medido en el sistema S en uno de los tiempos en que los ejes y y Y coinciden, elegidos arbitrariamente para cada experimento, traducándose en una corrección de tiempo en la coordenada T .

La transformación R puede generarse a través de una serie de rotaciones, considerando que la velocidad $\beta_\oplus$ de la Tierra con respecto al Sol es muy pequeña [33]. En efecto, la matriz de transformación (140) puede descomponerse de la siguiente manera:

$$R = [R_z(\psi)]^{-1} R_y(\chi) R_z(\omega_\oplus T_\oplus) \quad (77)$$

donde las matrices $R_z(\psi)$ y $R_y(\chi)$ son las bien conocidas matrices de rotación en tres dimensiones:

$$R_z(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad R_y(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & -\sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (78)$$

Para obtener los efectos relevantes de violación de Lorentz basta suponer que la órbita de la Tierra es circular, toda vez que la contribución de órbitas elípticas es suprimida por potencias de la excentricidad ϵ^2 de la órbita (para la Tierra $\epsilon_\oplus^2 \lesssim 0,1$). En contraste, si se hacen análisis usando satélites con órbitas elípticas muy pronunciadas, armónicos de más alto orden deben tomarse en cuenta [25].

Como se ha discutido, la transformación (77) establece los valores de los coeficientes de Lorentz para realizar cálculos en el marco de reposo del bosón de Higgs y es una excelente aproximación, a pesar de eso, no debe olvidarse que la transformación más general es una transformación de Poincaré, por lo que se debe considerar también el efecto de traslación del centro del sistema Solar a la posición de la órbita de la Tierra. Para considerar dicha traslación, se debe considerar la velocidad del marco de referencia del laboratorio con respecto al marco de referencia del Sol. Dicha velocidad tiene la siguiente expresión:

$$\vec{\beta} = \beta_\oplus \begin{pmatrix} \sin\omega_\oplus T \\ -\cos\eta \cos\omega_\oplus T \\ -\sin\eta \cos\omega_\oplus T \end{pmatrix} + \beta_L \begin{pmatrix} -\sin\omega_\oplus T_\oplus \\ \cos\omega_\oplus T_\oplus \\ 0 \end{pmatrix} \quad (79)$$

El tiempo T difiere de $T_\oplus$ de acuerdo al momento del día en que se haga el experimento. β_L es la velocidad del laboratorio debido a la rotación de la Tierra, y es mucho más despreciable que $\beta_\oplus$, $\beta_L = 1,5 \times 10^{-6}$.

La orientación del decaimiento de los quarks está modulada por los ángulos α y Φ , éstas son las variables en las que se debe integrar para obtener el espacio fase, necesario para obtener la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow q_A q_B)$. Debemos tener en mente que los campos $\vec{e}$ y $\vec{b}$ son estáticos y sus componentes quedan totalmente definidas por los coeficientes de LV. En la figura 2 se muestra esta configuración.

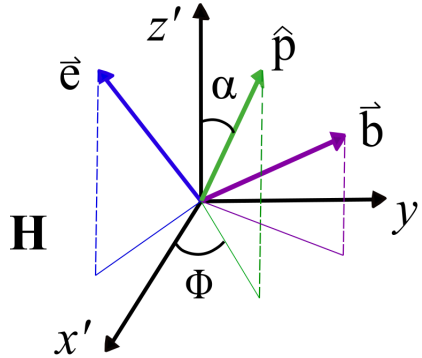


Figura 2: Marco de reposo del bosón de Higgs

0.5. El modelo estándar extendido

La Extensión del Modelo Estándar es una extensión de la teoría de norma basada en el grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ (Modelo Estándar) que incorpora efectos de violación de CPT y Lorentz en forma independiente del modelo [7]. Este modelo puede verse como el límite a bajas energías de una teoría fundamental con dinámica invariante de Lorentz con violación espontánea de Lorentz. Dicha teoría es covariante bajo rotaciones y boosts de observador; mientras covariancia ante rotaciones y boosts de partícula no se satisface. La simetría de Lorentz permanece siendo una simetría fundamental porque el rompimiento de la simetría es espontáneo. La simetría de Lorentz que se rompe bajo transformaciones de partícula, es una simetría global y da lugar a modos de Nambu-Goldstone.

Un sector importante del SME, es la extensión del modelo estándar mínimo (mSME) construida con operadores de dimensión cuatro o menor que describe las principales contribuciones a LV porque los términos de mayor dimensión son suprimidos por factores inversos a la escala de Planck, con respecto a aquellos de mSME.

Los campos fundamentales en SME son los campos de norma, leptones, quarks y el bosón de Higgs. Sin embargo, aunque las cotas de coeficientes de LV se dan en un gran espectro de partículas, la mayoría de éstas se dan para el sector hadrónico, aunque su estructura sea no trivial y la relación entre coeficientes de gluones, quarks y hadrones no sea completamente entendida. El estudio de la violación de Lorentz en partículas compuestas es un trabajo arduo de latente interés [35].

La lagrangiana del modelo es extendida de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}_{SME} = \mathcal{L}_{SM} + \Delta\mathcal{L} \quad (80)$$

donde $\mathcal{L}_{SM}$ representa a la teoría estándar y $\Delta\mathcal{L}$ contiene los términos que violan la simetría de Lorentz $SO(1, 3)$ y, en algunos casos, invariancia bajo CPT. Los términos que violan la simetría de Lorentz están hechos de productos de la forma $T^{\mu_1, \dots, \mu_n} \mathcal{O}_{\mu_1, \dots, \mu_n}$, donde los $T^{\mu_1, \dots, \mu_n}$ son n -tensores de Lorentz constantes, los cuales, aunque no representan grados de libertad, introducen direcciones especiales en el espacio, cuya presencia puede afectar de manera significativa el comportamiento dinámico de las partículas conocidas. Por otra parte, las cantidades $\mathcal{O}_{\mu_1, \dots, \mu_n}$ están hechas de contracciones apropiadas de campos del SM, los cuales son n -tensores bajo $SO(1, 3)$ e invariantes bajo el grupo de norma del SM.

La parte relevante para los decaimientos buscados son los acoplamientos entre fermiones y el campo de Higgs, los cuales tienen la estructura de norma usual de los acoplamientos de Yukawa, pero incluyen matrices de Dirac no triviales. El sector de Yukawa extendido es CPT-par y está dado por la lagrangiana

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa}^{CPT-par} = & - \left[(Y_L)^{AB} \bar{L}'_A \Phi R'_B + (Y_U)^{AB} \bar{Q}'_A \Phi U'_B + (Y_D)^{AB} \bar{Q}'_A \Phi D'_B \right] \\ & - \frac{1}{2} \left[(H_L)^{AB} \bar{L}'_A \Phi \sigma^{\mu\nu} R'_B + (H_U)^{AB} \bar{Q}'_A \Phi \sigma^{\mu\nu} U'_B + (H_D)^{AB} \bar{Q}'_A \Phi \sigma^{\mu\nu} D'_B \right] \end{aligned} \quad (81)$$

En esta lagrangiana, $\bar{L}'$ es el doblete que representa un leptón de quiralidad izquierda; R' el singlete de quiralidad derecha. Centramos nuestra atención en el sector de quarks de Yukawa, caracterizado por los términos de (81) proporcionales a $H_{U,D}^{AB}$, matrices 3×3 escalares de Lorentz y complejas en general, no tienen dimensiones y así como los acoplamientos de Yukawa en SM, no son necesariamente hermitianas; $A, B, \dots$ son índices de sabor, $\mu, \nu, \dots$ son índices de Lorentz, D' representa un quark de tipo down (d, s, b) de quiralidad derecha y U' un quark, también derecho, pero de tipo up (u, c, t); en tanto que $\bar{Q}' = (\bar{U}'_L, \bar{D}'_L)$ es un doblete izquierdo del grupo débil $SU_L(2)$, de los cuales hay tres y son conocidos como familias. La prima puesta sobre estos espinores significa que se debe realizar una transformación unitaria para definir los campos estados de masa, los cuales son representados por letras no primadas. Por otra parte, Φ es el doblete de Higgs, el cual es responsable de generar las masas de las partículas conocidas a través del mecanismo de Higgs.

Las matrices $H_{U,D}^{AB}$ que llevan dos índices de Lorentz, están contraídas con el 2-tensor $\sigma^{\mu\nu}$, definido por medio del siguiente conmutador $\sigma^{\alpha\beta} = \frac{i}{2}[\gamma^\alpha, \gamma^\beta]$, donde las γ^α son las matrices de Dirac.

Ahora veamos los efectos de aplicar la transformación unitaria (35), ya empleada en la sección del SM, en la parte de la lagrangiana $\Delta\mathcal{L}$, en la norma unitaria:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Delta^{Yq} = & -\frac{1}{2} \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \left[\bar{U}'_L (H_U)_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} U'_R + \bar{D}'_L (H_D)_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} D'_R \right] + H.c. \\ = & -\frac{1}{2} \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \left[\bar{U}_L V_L^{U\dagger} (H_U)_{\mu\nu} V_R^U \sigma^{\mu\nu} U_R + \bar{D}_L V_L^{D\dagger} (H_D)_{\mu\nu} V_R^D \sigma^{\mu\nu} D_R \right] + H.c. \end{aligned} \quad (82)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Delta^{Yq} = & -\frac{1}{2} (v+H) \left[\bar{U} P_R (Y_U)_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} P_R U + \bar{D} P_R (Y_D)_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} P_R D \right] + H.c. \\ = & -\frac{1}{2} (v+H) \left[\bar{U} ((Y_U)_{\mu\nu} P_R + (Y_U)_{\mu\nu}^\dagger P_L) \sigma^{\mu\nu} U + \bar{D} ((Y_D)_{\mu\nu} P_R + (Y_D)_{\mu\nu}^\dagger P_L) \sigma^{\mu\nu} D \right] \end{aligned} \quad (83)$$

De modo que la lagrangiana de SME para el sector de Yukawa de quarks está dada por la siguiente lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{SME}^{Yq} = - \sum_A \left(m_{q_A} + \frac{gm_{q_A}}{2m_W} H \right) \bar{q}_A q_A - \frac{1}{2} \sum_{A,B} (v + H) \bar{q}_A (Y_{\mu\nu}^{AB} P_R + Y_{\mu\nu}^{BA*} P_L) \sigma^{\mu\nu} q_B \quad (84)$$

En ésta última expresión se sobreentiende que hay dos tipos de matrices Y , (Y_U , Y_D) definidas como $Y_{\mu\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}} V_L^\dagger(H)_{\mu\nu} V_R$. En el esquema perturbativo hay dos tipos de acoplamientos, $-(v/2) \bar{q}_A (Y_{\mu\nu}^{AB} P_R + Y_{\mu\nu}^{BA*} P_L) \sigma^{\mu\nu} q_B$ y el vértice $-(1/2) H \bar{q}_A (Y_{\mu\nu}^{AB} P_R + Y_{\mu\nu}^{BA*} P_L) \sigma^{\mu\nu} q_B$

Los decaimientos $H \rightarrow q_A q_B$ en SME

Desde el descubrimiento del boson de Higgs se ha reportado una larga lista de sus acoplamientos y modos de decaimiento, particularmente han sido bien estudiados los modos $\gamma\gamma$, ZZ , WW y $\tau\tau$. Los acoplamientos del bosón de Higgs con partículas elementales depende de las masas de éstas, los acoplamientos son débiles para partículas de masa pequeña y muy fuertes para partículas muy masivas. La dependencia de los acoplamientos de Higgs a fermiones es lineal en las masas de fermiones; análogamente, para bosones la dependencia es cuadrática.

Recientemente la colaboración CMS ha reportado una medición directa del decaimiento del Higgs a dos quarks del mismo sabor, de tipo bottom, $H \rightarrow b\bar{b}$, lo cual significa el primer modo de decaimiento observado del bosón de Higgs a dos quarks [36], que además es el proceso más probable de esta clase de decaimiento (ver Tabla 2). Dado que los acoplamientos del bosón de Higgs a quarks de la primera y segunda generación son suprimidas por acoplamientos débiles de Yukawa en SM, contribuciones de nueva física pueden dominar sobre las predicciones de SM. Todos los acoplamientos de Yukawa que involucran quarks u , d , s , c o b tienen branching ratios muy pequeños para ser observados en el LHC, pues son opacados por las contribuciones de QCD.

Los decaimientos del bosón de Higgs a quarks están altamente suprimidos en SM, debido a que surgen como una fluctuación cuántica a orden de un lazo [13]. Cálculos previos reportan branching ratios para el modo bs de 2×10^{-3} [37] en una teoría efectiva en el sector de Yukawa y de 10^{-7} [13] en el contexto de SM.

Debido al gran interés en los procesos del bosón de Higgs en que se viole el sabor en el sector de quarks (o el sabor leptónico), las colaboraciones ATLAS y CMS han iniciado programas para la detección de dichos acoplamientos. Dos posibles procesos con violación de sabor pueden ser: el decaimiento del bosón de Higgs al quark top fuera de la capa de masa, (proceso que aún no es realizable en el LHC) o ante decaimientos exóticos del quark top. Por otra parte, procesos que incluyen quarks de tipo bottom ($H \rightarrow bj$) con j un quark ligero, resultan opacados por la contribución de QCD, por lo que una detección directa está fuera de la sensibilidad experimental del LHC. Un análisis numérico usando una teoría efectiva en el contexto del ILC, reporta que para branching ratios mayores del 5 %, pueden surgir resultados experimentales, que no serían opacados por las contribuciones más relevantes del SM [12].

En este capítulo se obtiene una expresión exacta de la amplitud invariante de los decaimientos $H \rightarrow q_A q_B$ en SME. Se dan expresiones exactas de la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow q_A q_B)$ en términos de los campos de fondo de tipo espacial $\vec{e}$ y $\vec{b}$ definidos en la sección 0.4.

0.6. Amplitud invariante al cuadrado $|\mathcal{M}_{SME}|^2$

La amplitud invariante de los decaimientos $H \rightarrow q_A q_B$ en el contexto del SME es de la forma:

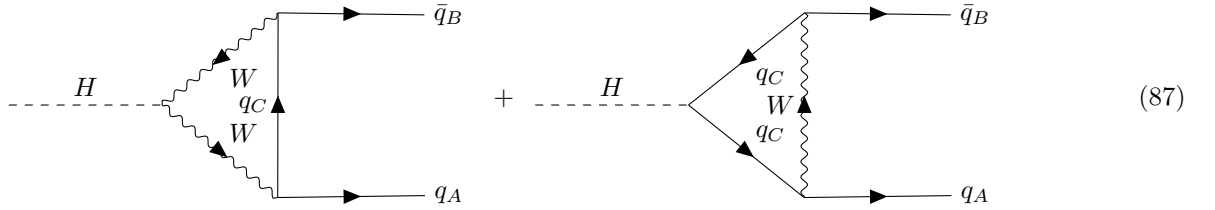
$$\mathcal{M}_{SME} = \mathcal{M}_{SM} + \mathcal{M}_{LV} \quad (85)$$

Nuestro propósito es calcular la anchura de decaimiento y el branching ratio BR, para ello necesitamos la amplitud invariante al cuadrado dada por la ec. (86). Los efectos más relevantes de violación de Lorentz pueden surgir del término de interferencia de SM y LV $\mathcal{M}_{int} = \mathcal{M}_{SM} \mathcal{M}_{LV}^\dagger + \mathcal{M}_{LV} \mathcal{M}_{SM}^\dagger$ proporcionales a $O(Y_{\alpha\beta}^{AB})$, por otra parte $|\mathcal{M}_{LV}|^2$ debe estar suprimido por términos del orden $O(Y_{\alpha\beta}^{AB2})$; a pesar de esto, para el cálculo de la anchura de decaimiento se verá que la única contribución de violación de Lorentz proviene de $|\mathcal{M}_{LV}|^2$ al integrar en el espacio fase.

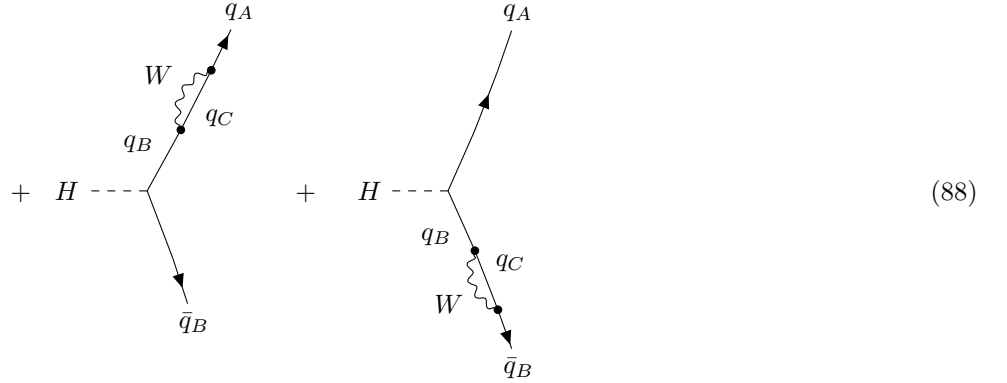
$$|\mathcal{M}_{SME}|^2 = |\mathcal{M}_{SM}|^2 + \mathcal{M}_{SM} \mathcal{M}_{LV}^\dagger + \mathcal{M}_{LV} \mathcal{M}_{SM}^\dagger + |\mathcal{M}_{LV}|^2 \quad (86)$$

En el SM los decaimientos del bosón de Higgs a dos quarks de distinto sabor son llamados decaimientos de corrientes neutras de cambio de sabor (FCNC). Estos procesos dependen del cociente m_C^2/m_W^2 , con m_C la masa del quark que circula en el loop. Para $m_C^2/m_W^2 \ll 1$ los decaimientos son fuertemente suprimidos, esto es el famoso mecanismo de Glashow-Illiopolus-Maiani (GIM).

En la norma unitaria, en el modelo estándar, las transiciones con cambio de sabor del bosón de Higgs $H \rightarrow q_A q_B$ están dadas por los siguientes diagramas de Feynman:



$$(87)$$



$$(88)$$

La amplitud invariante considerando los 4 diagramas de Feynman anteriores ya fue calculada en [13] y usaremos sus resultados toda vez que se dan expresiones exactas en el esquema del mecanismo GIM, en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman, cuya definición se da en el Apéndice 0.8.

La amplitud invariante en SM $\mathcal{M}_{SM}$ está dada por

$$\mathcal{M}_{SM} = -\frac{i}{(4\pi)^2} \frac{g^3}{2} \bar{u}_A(p_1, s_1) (F_L P_L + F_R P_R) v_B(p_2, s_2) \quad (89)$$

donde $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ son los operadores de proyección, F_L es definida de la siguiente manera

$$F_L = \sqrt{\frac{x_A}{x_W}} \sum_C G_{AC} G_{CB}^* \left\{ f_0 + \sum_{l=1}^2 f_l m_H^2 C_0(l) + f_3 \log\left(\frac{x_W}{x_C}\right) + f_4 F(x_W) + f_5 F(x_C) + f_6 F(x_A, x_C, x_W) + f_7 F(x_B, x_C, x_W) \right\} \quad (90)$$

donde G es la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), las expresiones f_j , las funciones F y las funciones escalares de Passarino-Veltman $C_0(l)$ se muestran en el apéndice 0.8. Se han introducido nuevas variables x_J , δ y

ζ definidas de la forma $\delta = 1 - 2(x_A + x_B) + (x_A - x_B)^2$, $\zeta = (x_A - x_B)^3 - 2(x_A^2 - x_B^2) + x_A - x_B$,

$$x_A \equiv \frac{m_A^2}{m_H^2} \quad x_B \equiv \frac{m_B^2}{m_H^2} \quad x_C \equiv \frac{m_C^2}{m_H^2} \quad x_W \equiv \frac{m_W^2}{m_H^2} \quad (91)$$

En esas expresiones las masas m_A , m_B son de quarks externos y m_C denota la masa de quarks circulando en el loop. El factor de forma F_R se obtiene de hacer $F_R = F_L(m_A \longleftrightarrow m_B)$. La amplitud es libre de divergencias ultravioletas.

El cálculo de la amplitud de SM al cuadrado es muy sencilla toda vez que F_L y F_R son escalares, sumando sobre los posibles estados de spin podemos implementar el truco de Casimir, sean T y N matrices de 4 dimensiones se tiene

$$\sum_{s_1} \sum_{s_2} \bar{u}(p_1, s_1) T v(p_2, s_2) \bar{v}(p_2, s_2) N u(p_1, s_1) = \text{Tr}[(\not{p}_1 + m_A) T (\not{p}_2 - m_B) N] \quad (92)$$

Haciendo uso de la relación (92) obtenemos la expresión de $|\mathcal{M}_{SM}|^2$

$$|\mathcal{M}_{SM}|^2 = c_1^2 \left\{ |F_L|^2 \text{Tr}[(\not{p}_1 + m_A) P_L (\not{p}_2 - m_B) P_R] + F_L F_R^* \text{Tr}[(\not{p}_1 + m_A) P_L (\not{p}_2 - m_B) P_L] \right. \\ \left. + F_R F_L^* \text{Tr}[(\not{p}_1 + m_A) P_R (\not{p}_2 - m_B) P_R] + |F_R|^2 \text{Tr}[(\not{p}_1 + m_A) P_R (\not{p}_2 - m_B) P_L] \right\} \quad (93)$$

donde la constante tiene un valor $c_1 = g^3/2(4\pi)^2$, sustituyendo los valores de estas trazas obtenemos:

$$|\mathcal{M}_{SM}|^2 = c_1^2 \left[(|F_L|^2 + |F_R|^2) (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)) - 4m_A m_B \text{Re}[F_L F_R^*] \right] \quad (94)$$

El sector de Yukawa extendido puede generar las transiciones con cambio de sabor del bosón de Higgs $H \rightarrow q_A q_B$ a nivel de árbol y como tal se representa por los siguientes tres diagramas de Feynman:

$$\text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} + \text{Diagram 3} \quad (95)$$

La amplitud invariante, considerando los tres diagramas es la siguiente:

$$\mathcal{M}_{LV} = -\frac{i}{2} \bar{u}_A(p_1, s_1) [Y_{\alpha\beta}^{AB} P_R + Y_{\alpha\beta}^{BA*} P_L] \sigma^{\alpha\beta} v_B(p_2, s_2) \\ - i \frac{vgm_B}{4m_W} \bar{u}_A(p_1, s_1) [Y_{\alpha\beta}^{AB} P_R + Y_{\alpha\beta}^{BA*} P_L] \sigma^{\alpha\beta} \frac{(\not{p}_1 + m_B)}{p_1^2 - m_B^2} v_B(p_2, s_2) \\ - i \frac{vgm_A}{4m_W} \bar{u}_A(p_1, s_1) \frac{(\not{p}_2 + m_A)}{p_2^2 - m_A^2} [Y_{\alpha\beta}^{AB} P_R + Y_{\alpha\beta}^{BA*} P_L] \sigma^{\alpha\beta} v_B(p_2, s_2) \quad (96)$$

Si definimos el cambio de variables

$$\begin{aligned} V_{\alpha\beta}^{AB} &= \frac{1}{2}(Y_{\alpha\beta}^{AB} + Y_{\alpha\beta}^{BA*}) \\ A_{\alpha\beta}^{AB} &= \frac{1}{2}(Y_{\alpha\beta}^{AB} - Y_{\alpha\beta}^{BA*}) \end{aligned} \quad (97)$$

podemos reescribir

$$Y_{\alpha\beta}^{AB} P_R + Y_{\alpha\beta}^{BA*} P_L = V_{\alpha\beta}^{AB} + A_{\alpha\beta}^{AB} \gamma^5 \quad (98)$$

Sustituyendo el valor de $m_W = \frac{gv}{2}$ y usando la condición de capa de masa: $p_1^2 = m_A^2$, $p_2^2 = m_B^2$ obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{LV} &= -\frac{i}{2} V_{\alpha\beta}^{AB} \bar{u}_A(p_1, s_1) \left[\sigma^{\alpha\beta} + \frac{m_B}{m_A^2 - m_B^2} \sigma^{\alpha\beta} (\not{p}_1 + m_B) + \frac{m_A}{m_B^2 - m_A^2} (\not{p}_2 + m_A) \sigma^{\alpha\beta} \right] v_B(p_2, s_2) \\ &\quad - \frac{i}{2} A_{\alpha\beta}^{AB} \bar{u}_A(p_1, s_1) \left[\gamma^5 \sigma^{\alpha\beta} + \frac{m_B}{m_A^2 - m_B^2} \gamma^5 \sigma^{\alpha\beta} (\not{p}_1 + m_B) + \frac{m_A}{m_B^2 - m_A^2} (\not{p}_2 + m_A) \gamma^5 \sigma^{\alpha\beta} \right] v_B(p_2, s_2) \end{aligned} \quad (99)$$

Ahora calcularemos $|\mathcal{M}_{LV}|^2$. Con el objetivo de usar el truco de Casimir definamos los siguiente tensores:

$$\eta^{\alpha\beta} = \sigma^{\alpha\beta} + \frac{m_B}{m_A^2 - m_B^2} \sigma^{\alpha\beta} (\not{p}_1 + m_B) + \frac{m_A}{m_B^2 - m_A^2} (\not{p}_2 + m_A) \sigma^{\alpha\beta} \quad (100)$$

$$\rho^{\alpha\beta} = \gamma^5 \sigma^{\alpha\beta} + \frac{m_B}{m_A^2 - m_B^2} \gamma^5 \sigma^{\alpha\beta} (\not{p}_1 + m_B) + \frac{m_A}{m_B^2 - m_A^2} (\not{p}_2 + m_A) \gamma^5 \sigma^{\alpha\beta} \quad (101)$$

De modo que la amplitud se puede visualizar de manera más compacta:

$$\mathcal{M}_{LV} = -\frac{i}{2} [V_{\alpha\beta}^{AB} \bar{u}_A \eta^{\alpha\beta} v_B + A_{\alpha\beta}^{AB} \bar{u}_A \rho^{\alpha\beta} v_B] \quad (102)$$

Sumando sobre los posibles estados de spin

$$\begin{aligned} |\bar{\mathcal{M}}_{LV}|^2 &= \frac{1}{4} \sum_s [V_{\alpha\beta}^{AB} \bar{u}_A \eta^{\alpha\beta} v_B + A_{\alpha\beta}^{AB} \bar{u}_A \rho^{\alpha\beta} v_B] [V_{\lambda\rho}^{BA*} \bar{v}_B \hat{\eta}^{\lambda\rho} u_A + A_{\lambda\rho}^{BA*} \bar{v}_B \hat{\rho}^{\lambda\rho} u_A] \\ &= \frac{1}{4} \sum_s \left\{ V_{\alpha\beta}^{AB} V_{\lambda\rho}^{BA*} \bar{u}_A \eta^{\alpha\beta} v_B \bar{v}_B \hat{\eta}^{\lambda\rho} u_A + V_{\alpha\beta}^{AB} A_{\lambda\rho}^{BA*} \bar{u}_A \eta^{\alpha\beta} v_B \bar{v}_B \hat{\rho}^{\lambda\rho} u_A \right. \\ &\quad \left. + A_{\alpha\beta}^{AB} V_{\lambda\rho}^{BA*} \bar{u}_A \rho^{\alpha\beta} v_B \bar{v}_B \hat{\eta}^{\lambda\rho} u_A + A_{\alpha\beta}^{AB} A_{\lambda\rho}^{BA*} \bar{u}_A \rho^{\alpha\beta} v_B \bar{v}_B \hat{\rho}^{\lambda\rho} u_A \right\} \end{aligned} \quad (103)$$

donde hemos definido $\hat{\eta}^{\lambda\rho} = \gamma^0 \eta^{\lambda\rho} \gamma^0$ y $\hat{\rho}^{\lambda\rho} = \gamma^0 \rho^{\lambda\rho} \gamma^0$. Usando la propiedad elemental $\sigma^{\alpha\beta\dagger} = \gamma^0 \sigma^{\alpha\beta} \gamma^0$ podemos ver que

$$\hat{\eta}^{\lambda\rho} = \sigma^{\lambda\rho} + \frac{m_B}{m_A^2 - m_B^2} (\not{p}_1 + m_B) \sigma^{\lambda\rho} + \frac{m_A}{m_B^2 - m_A^2} \sigma^{\lambda\rho} (\not{p}_2 + m_A) \quad (104)$$

$$\hat{\rho}^{\lambda\rho} = -\sigma^{\lambda\rho} \gamma^5 - \frac{m_B}{m_A^2 - m_B^2} (\not{p}_1 + m_B) \sigma^{\lambda\rho} \gamma^5 - \frac{m_A}{m_B^2 - m_A^2} \sigma^{\lambda\rho} \gamma^5 (\not{p}_2 + m_A) \quad (105)$$

Observando que $V_{\lambda\rho}^{BA*} = V_{\lambda\rho}^{AB}$ y $A_{\lambda\rho}^{BA*} = -A_{\lambda\rho}^{AB}$ y con el uso sistemático del truco de Casimir, el cuadrado de la amplitud invariante se reduce a una suma de cuatro trazas representadas por los tensores T_i , $i = 1, 2, 3, 4$

$$|\bar{\mathcal{M}}_{LV}|^2 = \frac{1}{4} \left\{ V_{\alpha\beta}^{AB} V_{\lambda\rho}^{AB} T_1^{\alpha\beta\lambda\rho} - V_{\alpha\beta}^{AB} A_{\lambda\rho}^{AB} T_2^{\alpha\beta\lambda\rho} + A_{\alpha\beta}^{AB} V_{\lambda\rho}^{AB} T_3^{\alpha\beta\lambda\rho} - A_{\alpha\beta}^{AB} A_{\lambda\rho}^{AB} T_4^{\alpha\beta\lambda\rho} \right\} \quad (106)$$

$$\begin{aligned} T_1^{\alpha\beta\lambda\rho} &= Tr[(\not{p}_1 + m_A)\eta^{\alpha\beta}(\not{p}_2 - m_B)\hat{\eta}^{\lambda\rho}] \\ T_2^{\alpha\beta\lambda\rho} &= Tr[(\not{p}_1 + m_A)\eta^{\alpha\beta}(\not{p}_2 - m_B)\hat{\rho}^{\lambda\rho}] \\ T_3^{\alpha\beta\lambda\rho} &= Tr[(\not{p}_1 + m_A)\rho^{\alpha\beta}(\not{p}_2 - m_B)\hat{\eta}^{\lambda\rho}] \\ T_4^{\alpha\beta\lambda\rho} &= Tr[(\not{p}_1 + m_A)\rho^{\alpha\beta}(\not{p}_2 - m_B)\hat{\rho}^{\lambda\rho}] \end{aligned} \quad (107)$$

La forma explícita de las trazas se muestra en el apéndice 0.8. La amplitud invariante al cuadrado en términos de las variables originales $Y_{\alpha\beta}^{AB}$ se obtiene sustituyendo los términos de la transformación (97). Debido a que las matrices Y^{AB} son complejas y simétricas en los índices A, B , la relación (106) ahora tiene dos términos independientes

$$\begin{aligned} |\bar{\mathcal{M}}_{LV}|^2 &= Y_{\alpha\beta}^{AB} Y_{\lambda\rho}^{AB} A^{\alpha\beta\lambda\rho} + Y_{\alpha\beta}^{AB} Y_{\lambda\rho}^{BA*} B^{\alpha\beta\lambda\rho} + Y_{\alpha\beta}^{BA*} Y_{\lambda\rho}^{AB} B^{\alpha\beta\lambda\rho*} + Y_{\alpha\beta}^{BA*} Y_{\lambda\rho}^{BA*} A^{\alpha\beta\lambda\rho*} \\ &= 2Re[Y_{\alpha\beta}^{AB} Y_{\lambda\rho}^{AB} A^{\alpha\beta\lambda\rho}] + 2Re[Y_{\alpha\beta}^{AB} Y_{\lambda\rho}^{AB*} B^{\alpha\beta\lambda\rho}] \end{aligned} \quad (108)$$

Los tensores $A^{\alpha\beta\lambda\rho}$ y $B^{\alpha\beta\lambda\rho}$ se muestran a continuación:

$$\begin{aligned} A^{\alpha\beta\lambda\rho} &= \left[\frac{2}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ 8m_A^3 m_B^3 g^{\alpha\rho} g^{\beta\lambda} + 16m_A^3 m_B p_2^\beta p_2^\rho g^{\alpha\lambda} + 16m_A m_B^3 p_1^\beta p_1^\rho g^{\alpha\lambda} \right. \\ &\quad - 16m_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] p_1^\beta p_2^\rho g^{\alpha\lambda} - 32m_A m_B p_1^\beta p_2^\rho p_1^\lambda p_2^\lambda \\ &\quad - 4im_A^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] p_2^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{2\tau} - 4im_B^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] p_1^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{1\tau} \\ &\quad \left. + 16im_A m_B p_1^\beta p_2^\alpha \epsilon^{\lambda\rho\tau\delta} p_{1\tau} p_{2\delta} - im_A m_B M_\epsilon \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} \right\} \end{aligned} \quad (109)$$

donde se ha definido el polinomio de masas M_ϵ

$$M_\epsilon = \left[(m_A + m_B)^4 + m_H^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] - (m_H^2 + 2m_A m_B)(m_A^2 + m_B^2) \right] \quad (110)$$

$$\begin{aligned} B^{\alpha\beta\lambda\rho} &= \left[\frac{2}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ -4m_A^2 m_B^2 [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] g^{\alpha\rho} g^{\beta\lambda} \right. \\ &\quad - 8m_A^2 [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] p_2^\beta p_2^\rho g^{\alpha\lambda} - 8m_B^2 [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] p_1^\beta p_1^\rho g^{\alpha\lambda} \\ &\quad + 2im_A^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] (p_2^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{2\tau} - p_2^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{2\tau}) \\ &\quad + 2im_B^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] (p_1^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{1\tau} - p_1^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{1\tau}) \\ &\quad - 8im_A m_B (p_1^\beta p_2^\alpha \epsilon^{\lambda\rho\tau\delta} p_{1\tau} p_{2\delta} - p_1^\rho p_2^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\tau\delta} p_{1\tau} p_{2\delta}) \\ &\quad \left. - 2im_A m_B [p_2^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{1\tau} - p_2^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{1\tau} + p_1^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{2\tau} - p_1^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{2\tau}] \right\} \end{aligned} \quad (111)$$

Ahora se muestra la contribución de interferencia $\mathcal{M}_{int}$, desarrollada de manera análoga a las expresiones (94) y

(108), lo cual incluye evaluar una serie de trazas elementales

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{int} = \mathcal{M}_{SM} \mathcal{M}_{LV}^\dagger + \mathcal{M}_{LV} \mathcal{M}_{SM}^\dagger = & \left[\frac{2c_1 m_A m_B}{(m_A - m_B)(m_A + m_B)} \right] \times \\ & \left[Y_{\alpha\beta}^{AB} (F_L^* - F_R) (2ip_1^\beta p_2^\alpha + \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} p_{1\lambda} p_{2\rho}) - Y_{\alpha\beta}^{BA*} (F_L - F_R^*) (2ip_1^\beta p_2^\alpha - \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} p_{1\lambda} p_{2\rho}) \right] \end{aligned} \quad (112)$$

0.7. Anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow q_A q_B)$ en términos de los campos de fondo $\vec{e}$ y $\vec{b}$

Es conveniente hacer la reducción de estos términos en el marco de reposo del Higgs, toda vez que en este marco, los momentos de los quarks son colineales y de sentido opuesto y esto implica una serie de simplificaciones en las contracciones de coeficientes de Lorentz $Y_{\alpha\beta}^{AB}$ y los tensores de Lorentz de tipo $\mathcal{O}_{\mu_1, \dots, \mu_n}$. Dado este sistema de referencia la energía de los quarks E_1 y E_2 queda totalmente definida, como se muestra a continuación. Sabemos que por la conservación de energía y momento se debe satisfacer $p^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu$, ya que en el marco de reposo del Higgs su cuadrimomento es $p = (m_H, \vec{0})$, la parte temporal conlleva a $m_H = p_1^0 + p_2^0$ y la parte espacial a $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$. Considerando la notación $|\vec{p}_2| = |\vec{p}_1| = |\vec{p}|$ y utilizando la relación de energía relativista obtenemos la siguiente ecuación:

$$m_H = p_1^0 + p_2^0 = E_1 + E_2 = \sqrt{m_A^2 + \vec{p}^2} + \sqrt{m_B^2 + \vec{p}^2} \quad (113)$$

De esta ecuación podemos despejar el momento $\vec{p}^2$:

$$\vec{p}^2 = \frac{m_H^2}{4} - \frac{(m_A^2 + m_B^2)}{2} + \frac{(m_A^2 - m_B^2)^2}{4m_H^2} \quad (114)$$

Y si sustituimos esta expresión en las relaciones de E_1 y E_2 obtenemos

$$E_1 = \frac{m_H}{2} + \frac{m_A^2 - m_B^2}{2m_H} \quad E_2 = \frac{m_H}{2} + \frac{m_B^2 - m_A^2}{2m_H} \quad (115)$$

Como se ha discutido anteriormente, la teoría es invariante bajo transformaciones de observador, pero se rompe la invariancia bajo transformaciones de partícula. Esto se traduce en que la dinámica de los quarks se ve afectada por campos de fondo, los cuales provienen de una descomposición de las matrices que rompen la simetría de Lorentz $Y_{\alpha\beta}^{AB}$ (análogamente al tensor electromagnético) en vectores de tipo magnético y eléctrico, establecidos por la transformación (136).

Al utilizar la configuración de ángulos de la Figura 2, los términos que conforman $|\mathcal{M}_{SME}|^2$, son funciones implícitas de los ángulos de decaimiento α y Φ , la dependencia angular de estas expresiones es trivial, toda vez que las proyecciones de $\hat{p}$ con los vectores $\vec{e}$ y $\vec{b}$ se definen con coordenadas esféricas. La expresión (112) es una función implícita de los ángulos α y Φ

$$\mathcal{M}_{SM} \mathcal{M}_{LV}^\dagger + \mathcal{M}_{LV} \mathcal{M}_{SM}^\dagger = \left[\frac{8c_1 m_A m_B m_C |\vec{p}|}{(m_A^2 - m_B^2)} \right] \text{Re} \left[(F_L^* - F_R) \left(-(\vec{b} \cdot \hat{p}) + i(\vec{e} \cdot \hat{p}) \right) \right] \quad (116)$$

Las contracciones de los tensores $A^{\alpha\beta\lambda\rho}$ y $B^{\alpha\beta\lambda\rho}$ con sus respectivas matrices $Y_{\alpha\beta}^{AB}$ se muestran a continuación, utilizando las relaciones de cinemática y haciendo uso de los escalares de tipo $Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho}^\dagger O^{\alpha\beta\lambda\rho}$ y $Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho} O^{\alpha\beta\lambda\rho}$

presentados en el apéndice 0.8 en las ecuaciones (159)-(165). Se sobreentienden los índices de sabor haciendo uso de la notación $Y_{\alpha\beta} = Y_{\alpha\beta}^{AB}$ y $Y_{\alpha\beta}^\dagger = Y_{\alpha\beta}^{BA*}$ y se define el vector unitario $\hat{p}$ consistente con $\vec{p}_2 = |\vec{p}_2|\hat{p}$. Estos términos también son funciones implícitas de los ángulos de decaimiento α y Φ

$$\begin{aligned} Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho} A^{\alpha\beta\lambda\rho} = & \left[\frac{4}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ -8m_A m_B m_H^2 \vec{p}^2 [(\vec{e} \cdot \hat{p})^2 - (\vec{b} \cdot \hat{p})^2] \right. \\ & - 2m_A m_B (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2))^2 (\vec{e} \cdot \vec{e}) - 8m_A m_B (m_A^2 m_B^2 + m_H^2 \vec{p}^2) (\vec{b} \cdot \vec{b}) \\ & + 4i \left[m_A m_B M_\epsilon - 2(m_A^2 m_B^2 + (m_A^2 + m_B^2) \vec{p}^2) (m_H^2 - (m_A + m_B)^2) \right] (\vec{e} \cdot \vec{b}) \\ & \left. - 8i \left[2m_A m_B m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2) (m_H^2 - (m_A + m_B)^2) \right] \vec{p}^2 (\vec{e} \cdot \hat{p}) (\vec{b} \cdot \hat{p}) \right\} \end{aligned} \quad (117)$$

$$\begin{aligned} Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho}^\dagger B^{\alpha\beta\lambda\rho} = & \left[\frac{4}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ 8im_A m_B m_H^2 (\vec{e} \cdot \hat{p}) (\vec{b}^\dagger \cdot \hat{p}) \right. \\ & - 4i(m_A^2 + m_B^2) [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] \vec{p}^2 (\vec{b} \cdot \hat{p}) (\vec{e}^\dagger \cdot \hat{p}) \\ & + 4i \left[(m_A - m_B)^2 (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)) - 2(m_A^2 + m_B^2) \right] \vec{p}^2 (\vec{b} \cdot \vec{e}^\dagger) \\ & + 2i \left[2m_A^2 m_B^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] + m_A m_B (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2))^2 \right] [(\vec{b} \cdot \vec{e}^\dagger) + (\vec{e} \cdot \vec{b}^\dagger)] \\ & - \frac{1}{m_H^2} (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2))^2 [(m_A^4 + m_B^4) - 2m_A^2 m_B^2 - (m_A^2 + m_B^2) m_H^2] [(\vec{e} \cdot \vec{e}^\dagger) + (\vec{b} \cdot \vec{b}^\dagger)] \\ & - 4(m_A^2 + m_B^2) [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] \vec{p}^2 [(\vec{e} \cdot \hat{p}) (\vec{e}^\dagger \cdot \hat{p}) + (\vec{b} \cdot \hat{p}) (\vec{b}^\dagger \cdot \hat{p})] \\ & \left. - \frac{2}{m_H} (m_A^2 - m_B^2) (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2))^2 |\vec{p}| [(\vec{e} \times \vec{b}^\dagger) \cdot \hat{p} - (\vec{b} \times \vec{e}^\dagger) \cdot \hat{p}] \right\} \end{aligned} \quad (118)$$

Definimos las siguientes funciones:

$$\begin{aligned} g_1(\vec{e}, \vec{b}, \alpha, \Phi) &= \left[\frac{8c_1 m_A m_B m_C |\vec{p}|}{(m_A^2 - m_B^2)} \right] Re \left[(F_L^* - F_R) \left(-(\vec{b} \cdot \hat{p}) + i(\vec{e} \cdot \hat{p}) \right) \right] \\ g_2(\vec{e}, \vec{b}, \alpha, \Phi) &= 2Re[Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho} A^{\alpha\beta\lambda\rho}] \\ g_3(\vec{e}, \vec{e}^*, \vec{b}, \vec{b}^*, \alpha, \Phi) &= 2Re[Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho}^\dagger B^{\alpha\beta\lambda\rho}] \end{aligned} \quad (119)$$

La función g_1 corresponde a la contribución de interferencia $\mathcal{M}_{int}$ y las funciones g_2 y g_3 corresponden a la contribución de violación de Lorentz $\mathcal{M}_{LV}$. La amplitud invariante al cuadrado $|\mathcal{M}_{SME}|^2$ puede expresarse de la siguiente manera

$$|\mathcal{M}_{SME}|^2 = c_1^2 \left[(|F_L|^2 + |F_R|^2) (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)) - 4m_A m_B Re[F_L F_R^*] \right] + \sum_{i=1}^3 g_i(\alpha, \Phi) \quad (120)$$

Aunque la contribución menos suprimida por los coeficientes de Lorentz está dada por la función $g_1(\alpha, \Phi)$, veremos que esta función no contribuye a la anchura de decaimiento. El cálculo de la anchura de decaimiento es muy sencilla toda vez que se trata del decaimiento más elemental $0 \rightarrow 1 + 2$, y su derivación es bien conocida en el SM [38]; sin embargo, por encontrarnos en el contexto del SME existen sutiles diferencias.

El incluir coeficientes que rompen la simetría de Lorentz en la lagrangiana del modelo, no solo transforma las reglas de Feynman como en [7], sino que interfiere en la tecnología de cálculo de las observables. Las variantes del cálculo de secciones eficaces (cross section) y anchuras de decaimiento (decay rates) en SME ya han sido contempladas en la literatura en procesos en el sector electrodébil [31]. En [32] se considera la ecuación de Dirac en el SME

y se calcula la sección eficaz de la aniquilación electrón-positrón a dos fotones. En [34] se consideran los efectos del SME en el cálculo de anchura de decaimiento en el decaimiento del muón. Ambos cálculos coinciden en que debido a la modificación de la teoría vía los coeficientes de Lorentz, debe efectuarse una redefinición de los espinores para evitar los términos espurios que surgen en los términos con derivadas de la lagrangiana de QED. Dicha redefinición de espinores, así como las soluciones de la ecuación de Dirac modificada han sido ampliamente estudiadas en [39, 40]. La diferencia fundamental entre esas estimaciones y nuestro enfoque es el tipo de coeficientes involucrados. En nuestro caso, los coeficientes de LV contribuyen a acoplamientos de tipo Yukawa por lo que no intervienen en términos con derivadas, así que la redefinición de espinores no es necesaria y no hay cambios en la manera de tratar las identidades de completitud de espinores y el factor que acompaña a la expresión de la anchura de decaimiento. La expresión para la anchura de decaimiento, en el marco de reposo de la partícula P , se da como en [41].

$$\Gamma(P \rightarrow \{p_f\}) = \int \frac{1}{2m_P} |\mathcal{M}_{SME}|^2 d\Pi_n \quad (121)$$

donde la integral de $d\Pi_n$ representa el espacio fase de n partículas distintas, dado como

$$\int d\Pi_n = \left(\prod_f \int \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)}\left(p - \sum p_f\right) \quad (122)$$

La anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow q_A q_B)$ se calcula de manera pedestre. De la relación (121) para un espacio fase de $n = 2$ partículas distintas se tiene

$$\Gamma(H \rightarrow q_A q_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int |\mathcal{M}_{SME}|^2 \frac{\delta^4(p - p_1 - p_2)}{E_1 E_2} d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2 \quad (123)$$

Para resolver esta integral podemos usar la identidad de la delta de Dirac: $\delta^4(p - p_1 - p_2) = \delta(p^0 - p_1^0 - p_2^0) \delta^3(\vec{p} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)$, sustituyendo los valores $p^0 = m_H$, $p_i^0 = E_i$ y $\vec{p} = 0$

$$\Gamma(H \rightarrow q_A q_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int |\mathcal{M}_{SME}|^2 \frac{\delta(m_H - E_1 - E_2)}{E_1 E_2} \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2 \quad (124)$$

La integral con respecto a $\vec{p}_1$ se puede resolver trivialmente con el uso de la delta $\delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)$

$$\Gamma(H \rightarrow q_A q_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int |\mathcal{M}_{SME}|^2 \frac{\delta(m_H - E_1 - E_2)}{E_1 E_2} d^3 \vec{p}_2 \quad (125)$$

Esta integral puede resolverse con coordenadas esféricas (r, α, Φ) , y se entiende que en el espacio de momentos $r = |\vec{p}|$ de modo que la integral explícita es de la forma:

$$\Gamma(H \rightarrow q_A q_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty |\mathcal{M}_{SME}|^2 \frac{\delta(m_H - E_1 - E_2)}{E_1 E_2} r^2 \sin\alpha dr d\alpha d\Phi \quad (126)$$

donde $E_1 = \sqrt{r^2 + m_A^2}$ y $E_2 = \sqrt{r^2 + m_B^2}$. Para hacer la integral con respecto de la coordenda radial definimos el cambio de variable $u = E_1 + E_2$, de modo que $dr = E_1 E_2 \frac{du}{ur}$, haciendo el cambio de variable, obtenemos lo siguiente:

$$\Gamma(H \rightarrow q_A q_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_{(m_A + m_B)}^\infty |\mathcal{M}_{SME}|^2 \delta(m_H - u) \frac{r}{u} \sin\alpha du d\alpha d\Phi \quad (127)$$

Resolver la integral con respecto de u con la delta $\delta(m_H - u)$ implica hacer el cambio $u \rightarrow m_H$ y eso implica que r tienda a la constante $r = |\vec{p}| = \sqrt{\vec{p}^2}$, donde $\vec{p}^2$ es la expresión que habíamos encontrado en el análisis de cinemática (114).

$$\Gamma(H \rightarrow q_A q_B) = \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 m_H^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[|\mathcal{M}_{SM}|^2 + \sum_{i=1}^3 g_i(\alpha, \Phi) \right] \sin\alpha \, d\alpha \, d\Phi \quad (128)$$

El último paso es integrar sobre los ángulos α y Φ . Cuando el integrando no depende de estos ángulos, la amplitud es una constante y la integral aporta un factor de 4π como en el caso de $|\mathcal{M}_{SM}|^2$. Cuando la amplitud depende de los ángulos tenemos dos casos primordiales. Para un vector arbitrario $\vec{h}_i = \vec{e}, \vec{b}$ los términos proporcionales a $(\vec{h} \cdot \hat{p})$ no contribuyen porque la integral se hace idénticamente cero por los límites de integración:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (\vec{h} \cdot \hat{p}) \sin\alpha \, d\alpha \, d\Phi \\ = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[h_1 \sin^2\alpha \cos\Phi + h_2 \sin^2\alpha \sin\Phi + h_3 \sin\alpha \cos\alpha \right] d\alpha \, d\Phi = 0 \end{aligned} \quad (129)$$

Sin embargo, los términos proporcionales a $(\vec{h} \cdot \hat{p})^2$ o de manera general $(\vec{h}_1 \cdot \hat{p})(\vec{h}_2 \cdot \hat{p})$ sí contribuyen con un factor de $(4/3)\pi (\vec{h}_1 \cdot \vec{h}_2)$

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (\vec{h}_1 \cdot \hat{p})(\vec{h}_2 \cdot \hat{p}) \sin\alpha \, d\alpha \, d\Phi = \frac{4}{3}\pi (\vec{h}_1 \cdot \vec{h}_2) \quad (130)$$

Sustituyendo los resultados previos se obtiene:

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow q_A q_B) &= \frac{|\vec{p}|}{8\pi m_H^2} |\mathcal{M}_{SM}|^2 + \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 m_H^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sum_{i=2}^3 g_i(\alpha, \Phi) \sin\alpha \, d\alpha \, d\Phi \\ &= \frac{|\vec{p}|}{8\pi m_H^2} \left\{ |\mathcal{M}_{SM}|^2 + 2\text{Re}[F(\vec{e}, \vec{b})] \right\} \end{aligned} \quad (131)$$

La integral de $g_1(\alpha, \Phi)$ con respecto a los ángulos α y Φ se cancela idénticamente por los límites de integración (ec. (129)). La integración sobre las funciones $g_2(\alpha, \Phi)$ y $g_3(\alpha, \Phi)$ se efectúa haciendo uso de la expresión (130), el resultado de la integración se muestra en la función de los campos de fondo $F(\vec{e}, \vec{b})$

$$\begin{aligned} F(\vec{e}, \vec{b}) &= \left[\frac{4}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ -2m_A m_B \left[\frac{4}{3} m_H^2 \vec{p}^2 + (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2))^2 \right] (\vec{e} \cdot \vec{e}) \right. \\ &\quad - 8m_A m_B \left[\frac{2}{3} m_H^2 \vec{p}^2 + m_A^2 m_B^2 \right] (\vec{b} \cdot \vec{b}) + \frac{8}{3} i m_A m_B m_H^2 (\vec{e} \cdot \vec{b}^\dagger) \\ &\quad + 4i \left[m_A m_B M_\epsilon - \frac{4}{3} m_A m_B m_H^2 \vec{p}^2 - 2 \left(m_A^2 m_B^2 + \frac{2}{3} (m_A^2 + m_B^2) \vec{p}^2 \right) (m_H^2 - (m_A + m_B)^2) \right] (\vec{e} \cdot \vec{b}) \\ &\quad + 4i \left[\left((m_A - m_B)^2 - \frac{1}{3} (m_A^2 + m_B^2) \right) (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)) - 2(m_A^2 + m_B^2) \right] \vec{p}^2 (\vec{e}^\dagger \cdot \vec{b}) \\ &\quad + 2i \left[2m_A^2 m_B^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] + m_A m_B (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2))^2 \right] [(\vec{b} \cdot \vec{e}^\dagger) + (\vec{e} \cdot \vec{b}^\dagger)] \\ &\quad - \frac{1}{m_H^2} (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2))^2 [(m_A^4 + m_B^4) - 2m_A^2 m_B^2 - (m_A^2 + m_B^2) m_H^2] [|e|^2 + |b|^2] \\ &\quad \left. - \frac{4}{3} (m_A^2 + m_B^2) [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] \vec{p}^2 [|e|^2 + |b|^2] \right\} \end{aligned} \quad (132)$$

De modo que la anchura de decaimiento resulta ser:

$$\Gamma(H \rightarrow q_A q_B) = \frac{|\vec{p}|}{8\pi m_H^2} \left\{ c_1^2 \left[(|F_L|^2 + |F_R|^2)(m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)) - 4m_A m_B \text{Re}[F_L F_R^*] \right] + 2\text{Re}[F(\vec{e}, \vec{b})] \right\} \quad (133)$$

Nótese que en estas expresiones hay una distinción entre el producto $\vec{e} \cdot \vec{e}$ y $\vec{e} \cdot \vec{e}^\dagger = ee^* = |e|^2$.

0.8. Branching ratio $\text{BR}(H \rightarrow q_A q_B)$

En esta sección se presentará la definición del branching ratio $\text{Br}(H \rightarrow q_A q_B)$ del Higgs de masa $m_H = 125$ GeV, aunque no su valor, debido a que no se conocen cotas para los coeficientes de violación de Lorentz $A_{\alpha\beta}^{AB}$ y $V_{\alpha\beta}^{AB}$.

Cada modo de decaimiento Q_i de una partícula P , tiene su propia amplitud de probabilidad (M_i). La regla de Oro de Fermi nos da la anchura parcial de decaimiento Γ_i que es proporcional al cuadrado de M_i . La anchura de decaimiento total de la partícula P , Γ_P^{tot} , es la suma de todos los modos de decaimiento posibles: $\Gamma_P^{\text{tot}} = \sum_i^s \Gamma_i$, donde s es la cantidad de todos los decaimiento posibles por los que puede pasar la partícula P . El branching ratio del k -ésimo proceso, $\text{Br}(P \rightarrow Q_k)$, es la probabilidad relativa de que la partícula P decaiga al estado Q_k y se define como el cociente de la anchura parcial de decaimiento $\Gamma(P \rightarrow Q_k)$ con la anchura total de decaimiento de la partícula P :

$$\text{Br}(P \rightarrow Q_k) = \frac{\Gamma(P \rightarrow Q_k)}{\Gamma_P^{\text{tot}}} \quad (134)$$

Particularmente el branching ratio $\text{Br}(H \rightarrow q_A q_B)$ es la probabilidad relativa de que el bosón de Higgs decaiga a dos quarks de distinto sabor. El valor actual de Γ_H^{tot} es $\Gamma_H^{\text{tot}} = 4,07 \times 10^{-3}$ GeV, [42].

La anchura total de decaimiento del bosón de Higgs, Γ_H^{tot} , es una prueba importante del mecanismo de Higgs del SM. Se puede medir a partir de un colisionador $\gamma - \gamma$ o un colisionador $\mu^+ \mu^-$ y nuevas técnicas desarrolladas en los últimos años. Los canales relevantes de decaimiento del bosón de Higgs se enlistan en la Tabla 2 con sus respectivos branching ratios, obtenidos de [43]. Estos valores no difieren demasiado de otras referencias [42, 44].

Canal de decaimiento	Branching ratio [%]
$H \rightarrow b\bar{b}$	57.7
$H \rightarrow WW$	21.5
$H \rightarrow gg$	8.57
$H \rightarrow \tau\tau$	6.32
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.91
$H \rightarrow ZZ$	2.64
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.228
$H \rightarrow Z\gamma$	0.154
$H \rightarrow \mu\mu$	0.022

Tabla 2: Branching ratios del bosón de Higgs

En comparación con estos procesos, los decaimiento estudiados en esta tesis deben ser altamente suprimidos. Cálculos previos reportan branching ratios para el modo bs de 2×10^{-3} [37] en una teoría efectiva en el sector

de Yukawa y de 10^{-7} [13] en el contexto de SM. Se espera que los resultados obtenidos al evaluar la anchura de decaimiento, obtenida en esta tesis, provea valores del mismo orden; sin embargo, esto sólo podrá saberse al conocer valores de los coeficientes de violación de Lorentz $A_{\alpha\beta}$ $V_{\alpha\beta}$ del sector de Yukawa, que aun no se han reportado en la literatura.

Conclusiones y perspectivas

En este proyecto de tesis estudiamos los decaimientos raros del bosón de Higgs $H \rightarrow q_A q_B$, con q_A y q_B dos quarks de diferente sabor, en el contexto de SME. En el SM, estos decaimientos del bosón de Higgs están altamente suprimidos debido en parte a que surgen como una fluctuación cuántica de orden de un lazo, pero también por la supresión que introduce la matriz de Cabibbo, Kobayashi y Maskawa, mejor conocida como matriz CKM, que cuantifica la mezcla entre las diferentes familias de quarks. La contribución de SME es la adición de la contribución de SM y la contribución de violación de Lorentz, sin términos de interferencia. Esto se puede ver directamente en la expresión de la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow q_A q_B)$:

$$\Gamma(H \rightarrow q_A q_B) = \frac{|\vec{p}|}{8\pi m_H^2} \left\{ c_1^2 \left[(|F_L|^2 + |F_R|^2) (m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)) - 4m_A m_B \text{Re}[F_L F_R^*] \right] + 2\text{Re}[F(\vec{e}, \vec{b})] \right\} \quad (135)$$

la cual representa la contribución más notable de este trabajo de tesis. Dicha expresión está escrita en términos de los campos de fondo $\vec{e}$, $\vec{b}$ que regulan la posible violación de la simetría de Lorentz al definir direcciones privilegiadas del espacio que pueden afectar la dinámica de las partículas elementales. En otras palabras, la amplitud invariante al cuadrado de los decaimientos del bosón de Higgs a quarks de distinto sabor, depende de las direcciones en que son expulsados los quarks, definidas por un vector unitario $\hat{p}$ y su respectivas proyecciones sobre los campos de fondo $\vec{e}$ y $\vec{b}$, definidos en el marco de referencia H. Estos campos de fondo se construyen aprovechando la antisimetría de las matrices $Y_{\mu\nu}^{AB}$ en los índices de Lorentz [15] y están dados por las relaciones

$$Y_{0i}^{AB} = e_i^{AB} \quad Y_{ij}^{AB} = \epsilon_{ijk} b_k^{AB} \quad (136)$$

Las matrices $Y_{\mu\nu}^{AB}$ son llamados coeficientes de violación de Lorentz y aquellos relacionados con el sector de Yukawa extendido no han sido reportados en la literatura. Como los coeficientes de Lorentz cambian bajo transformaciones de Lorentz, debemos establecer las transformaciones debido a que en nuestro cálculo del decaimiento de Higgs a dos quarks de distinto sabor, la amplitud invariante al cuadrado se calcula en el marco del reposo del Higgs (marco de ref. H), pero los experimentos de física de partículas se hacen normalmente en laboratorios terrestres (marco de ref. L) y a su vez los coeficientes de LV se reportan en el marco de referencia centrado en el Sol (marco de ref. S). El origen de dichas transformaciones fue discutido en el sección de sistemas de referencia y se muestran a continuación. Los coeficientes de LV se denotan por $Y_{\mu\nu}^{AB}$ en el marco H y $X_{\mu\nu}^{AB}$ en el marco L, suponemos que los vectores base $\{\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'\}$ y $\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$ apuntan en la misma dirección y el movimiento relativo se da a lo largo del eje x con β_H (configuración estándar), así su regla de transformación es

$$\begin{aligned} e_i^{AB} &= L_0^\mu L_i^\nu X_{\mu\nu}^{AB} \\ \epsilon_{ijk} b_k^{AB} &= L_i^\mu L_j^\nu X_{\mu\nu}^{AB} \end{aligned} \quad (137)$$

con una matriz de transformación de Lorentz:

$$(L^\alpha_\beta) = \begin{pmatrix} \gamma_H & -\beta\gamma_H & 0 & 0 \\ -\beta\gamma_H & \gamma_H & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (138)$$

Para pasar del marco de referencia S al sistema de referencia L tenemos la siguiente transformación, donde los coeficientes de LV se denotan como $H_{\mu\nu}^{AB}$ en S

$$X_{\mu\nu}^{AB} = \begin{cases} R^{iK} R^{jL} H_{KL}^{AB} & \text{si } \mu, \nu = i, j \in \{1, 2, 3\} \\ R^{iK} H_{K0}^{AB} & \text{si } \mu, \nu = i, 0 \end{cases} \quad (139)$$

con una matriz de transformación dada por la siguiente expresión:

$$R^{iI} = \begin{pmatrix} \cos\psi & -\sin\psi & 0 \\ \sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\chi \cos\omega_\oplus T_\oplus & \cos\chi \sin\omega_\oplus T_\oplus & -\sin\chi \\ -\sin\omega_\oplus T_\oplus & \cos\omega_\oplus T_\oplus & 0 \\ \sin\chi \cos\omega_\oplus T_\oplus & \sin\chi \sin\omega_\oplus T_\oplus & \cos\chi \end{pmatrix} \quad (140)$$

De conocer las cotas de los coeficientes de violación de Lorentz $H_{\mu\nu}^{AB}$ (reportadas en S), se podría evaluar la anchura de decaimiento (135) para obtener el branching ratio, que a saber por los resultados previos de la literatura puede oscilar entre los valores: 10^{-7} - 10^{-3} .

Al no existir cotas para los coeficientes de violación de Lorentz $A_{\alpha\beta}^{AB}$ y $V_{\alpha\beta}^{AB}$ del sector de Yukawa extendido, la investigación de los decaimientos del bosón de Higgs a quarks de distinto sabor merece una extensión que estará fuera de los alcances de este trabajo de tesis. La contribución del sector electrodébil de SM a dipolos electromagnéticos del protón y neutrón podría ser utilizada para delimitar los coeficientes de violación de Lorentz $A_{\alpha\beta}^{AB}$ y $V_{\alpha\beta}^{AB}$ mediante contribuciones, provenientes de quarks en SME.

La física tiene un latente interés en la exploración de los dipolos electromagnéticos de partículas elementales y compuestas, siendo una de las fuentes más importantes de búsqueda experimental en el campo de la violación de la simetría de CP o equivalentemente violación de T y P. Dicho interés recae en algunas áreas como: el motivo de la asimetría bariónica del universo; el estudio de violación de invariancia de reversión temporal a nivel microscópico; encontrar la magnitud del parámetro θ (que viola la simetría T) que cuantifica la magnitud de interacción entre gluones; el problema cosmológico de la materia oscura (por medio del parámetro θ), etc.

Mientras los dipolos magnéticos son bien definidos en SM y existen experimentalmente, los dipolos eléctricos no tienen un sólido sustento, dado que su existencia implicaría la violación de invariancia de las simetrías T y P. El EDM del neutrón es idénticamente cero a uno y dos loops en SM, el valor predicho a tres loops es de $|d_n|_{SM} < 10^{-31} e \cdot cm$. Dado que los valores experimentales de dipolos magnéticos y las cotas superiores de dipolos eléctricos para nucleones son muy pequeños, estos establecen cotas rigurosas sobre procesos con violación de CP (e.g. [45]). El fenómeno de violación de CP es interesante *per se*, desde el punto de vista de la física de partículas, la asimetría bariónica del universo implica la violación de CP [46], la cual está confirmada experimentalmente y en el SM se da a través del rompimiento explícito de la simetría por medio de una fase compleja en la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. A pesar de esto, la contribución de violación de CP del SM no explica la asimetría bariónica observada, por lo que se espera que contribuciones de procesos con violación de CP en teorías más allá del modelo estándar arreglen dicha incógnita.

El modelo más sencillo indica que los dipolos eléctricos se generan por una asimetría de la distribución espacial de la carga eléctrica con respecto al eje de espín de la partícula en cuestión. El valor experimental del momento dipolar magnético del neutrón es de $\mu_n = -1,913... \pm 4,5 \times 10^{-7}$. Los límites más precisos de EDM se han dado para el neutrón, el electrón y el átomo de mercurio ^{199}Hg . Distintas colaboraciones reportan cotas del mismo orden de magnitud para el momento dipolar eléctrico del neutrón, por ejemplo $|d_n| < 5,5 \times 10^{-26} e \cdot cm$ en [47] o $d_n = -0,21 \pm 1,82 \times 10^{-26} e \cdot cm$ en [48]. Análogamente para el protón las cotas difieren por más de un orden de magnitud [49], existen los límites superiores siguientes:

$$|d_n| < 3 \times 10^{-26} e \cdot cm \quad (141)$$

$$|d_p| < 7,9 \times 10^{-25} e \cdot cm \quad (142)$$

La contribución a EDM y MDM de nucleones proveniente de quarks en el sector electrodébil es a orden de un lazo con la siguiente estructura

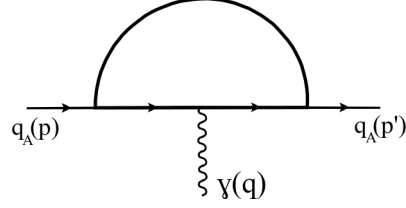


Figura 3: Corrección radiativa

las partículas intermediarias son el fotón γ , el bosón de Higgs H y los bosones de norma Z^0 , $W^\pm$. El cálculo de los coeficientes de violación de Lorentz $A_{\alpha\beta}^{AB}$ y $V_{\alpha\beta}^{AB}$ se encuentra en proceso y se han hecho avances significativos para las contribuciones provenientes de los diagramas del fotón y del bosón de Higgs, pero aún faltan las contribuciones de los bosones de norma Z y $W^\pm$. Se sabe que se puede hacer uso de los parámetros de Feynman x y y , para reducir la cantidad de propagadores iniciales, mediante integrales y derivadas, lo cual nos permite utilizar el método de descomposición de Passarino-Veltman. De hecho debido a que surgen algunas indeterminaciones, es necesario el uso de una extensión del esquema de Passarino Veltman desarrollado por Robin y Stuart [52]. La presentación del cálculo completo de estas contribuciones esta fuera de los alcances de este trabajo.

Apéndice

Funciones f_j , F y $C_0(l)$

A continuación se presentan las expresiones correspondientes a la amplitud (89) y la expresión (90), f_j , F , así como la definición de las funciones Passarino-Veltman $C_0(l)$. Las funciones escalares de Passarino-Veltman son dos:

$$C_0(1) = C_0(m_A^2, m_B^2, m_H^2, m_W^2, m_C^2, m_W^2) \quad (143)$$

$$C_0(2) = C_0(m_A^2, m_B^2, m_H^2, m_C^2, m_W^2, m_C^2) \quad (144)$$

Las funciones f_j son ocho, $j = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$:

$$f_0 = \frac{x_C}{x_W \delta} \left[(x_C + x_W)(1 - x_A + x_B) + x_A - 1 + x_B(x_A - x_B) \right] \quad (145)$$

$$\begin{aligned} f_1 = \frac{1}{2x_W \delta} & \left\{ x_W \left[2(x_B - x_A)(x_A^2 - x_A x_B + x_B^2) + 2x_A(2x_A - 1) - x_B(x_A + x_B + 1) \right] \right. \\ & + (x_A - x_B - 1) \left[2x_W^2(2x_W - 1) + x_W x_C(1 + 2(x_A + x_B - x_W - x_C)) \right. \\ & \left. \left. + x_C(x_A + x_B - x_C - 1) - x_A x_B \right] + 2x_W^2 x_B(x_A - x_B + 1) \right\} \end{aligned} \quad (146)$$

$$\begin{aligned} f_2 = \frac{x_C}{2x_W \delta} & \left\{ 2x_W \left[x_A - (x_A - x_B)(x_A + 2x_B) \right] + x_C \left[(x_A - x_B)^2 - x_A - 3x_B \right] \right. \\ & \left. + (x_A - x_B - 1) \left[4x_W^2 - 2x_C^2 + x_W(1 - 2x_C) \right] + x_B(x_A + x_B)(x_A - x_B + 1) \right\} \end{aligned} \quad (147)$$

$$f_3 = \frac{x_C}{2x_W(x_C - x_W)\delta} \left[(x_C - x_W)(x_A - x_B - 1) + x_B(x_B - x_A - 1) \right] \quad (148)$$

$$f_4 = \frac{x_C}{2x_W \delta} (2x_W + 1)(x_A - x_B - 1) \quad (149)$$

$$f_5 = \frac{x_C}{2x_W \delta} \left[2(x_C + 2x_W)(1 - x_A + x_B) + 2x_B(x_A - x_B) + x_A + x_B \right] \quad (150)$$

$$\begin{aligned} f_6 = \frac{x_C}{4x_A x_W \zeta} & \left\{ (x_C + x_W) \left[x_A \left(4x_A(1 - x_A) - x_A x_B + 2x_B(3x_B - 1) \right) - x_B(1 - x_B)^2 \right] \right. \\ & \left. + 2x_A \left[x_A \left((x_A + x_B)^2 - 2x_B(2x_B + 1) - 1 \right) + 4x_B(1 - x_B) \right] \right\} \end{aligned} \quad (151)$$

$$f_7 = \frac{x_C}{4x_W\zeta} \left\{ (x_C + x_W) \left[(1 - x_A - x_B)^2 + 4x_B(x_A - 2x_B) \right] \right. \\ \left. + x_A \left[x_B^2 - (1 - x_A)^2 \right] - 3x_B \left[x_A^2 - (1 + x_B)^2 + \frac{4}{3} \right] \right\} \quad (152)$$

Por último se muestran las definiciones de las funciones F . La función $F(x)$ está definida para las variables x_C y x_W

$$F(x) = 2\sqrt{4x-1} \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{4x-1}}\right), \quad x > 1/4 \quad (153)$$

La función $F(x_l, x_C, x_W)$ está definida para $l = 1, 2$, $x_{(1,2)} = x_{A,B}$ como

$$F(x_l, x_C, x_W) = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_C - x_W}{x_l} - \frac{x_C + x_W}{x_C - x_W} \right) \log\left(\frac{x_W}{x_C}\right) + \frac{x_+ x_-}{x_l} \log\left(\frac{x_+ + x_-}{x_+ - x_-}\right) \quad (154)$$

donde $x_{\pm} \equiv \sqrt{\left(\sqrt{x_C} \pm \sqrt{x_W}\right)^2 - x_l}$ y es válida para $x_l < (\sqrt{x_C} - \sqrt{x_W})^2$

Trazas T_i y términos de la forma $YY^\dagger O$

A continuación se muestran las trazas correspondientes a las ecuaciones (107), no son de utilidad en el cuerpo de texto porque corresponden al cuadrado de la amplitud invariante (106) en términos de las variables $A_{\alpha\beta}^{AB}$ y $V_{\alpha\beta}^{AB}$ y el análisis de este trabajo se desarrolló preferentemente en las variables $Y_{\alpha\beta}^{AB}$. El resultado es totalmente invariante ante el intercambio de m_A por m_B y los momentos p_1 y p_2 .

$$\begin{aligned}
 T_1^{\alpha\beta\lambda\rho} = & \left[\frac{8}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ -m_A^2 m_B^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] (g^{\alpha\rho} g^{\beta\lambda} - g^{\alpha\lambda} g^{\beta\rho}) \right. \\
 & - m_A^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] (p_2^\beta p_2^\rho g^{\alpha\lambda} - p_2^\beta p_2^\lambda g^{\alpha\rho} - p_2^\alpha p_2^\rho g^{\beta\lambda} + p_2^\alpha p_2^\lambda g^{\beta\rho}) \\
 & - m_B^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] (p_1^\beta p_1^\rho g^{\alpha\lambda} - p_1^\beta p_1^\lambda g^{\alpha\rho} - p_1^\alpha p_1^\rho g^{\beta\lambda} + p_1^\alpha p_1^\lambda g^{\beta\rho}) \\
 & - m_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] [(p_1^\rho p_2^\beta + p_1^\beta p_2^\rho) g^{\alpha\lambda} - (p_1^\lambda p_2^\beta + p_1^\beta p_2^\lambda) g^{\alpha\rho}] \\
 & - m_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] [(p_1^\lambda p_2^\alpha + p_1^\alpha p_2^\lambda) g^{\beta\rho} - (p_1^\rho p_2^\alpha + p_1^\alpha p_2^\rho) g^{\beta\lambda}] \\
 & \left. - 4m_A m_B (p_1^\beta p_2^\alpha - p_1^\alpha p_2^\beta) (p_1^\rho p_2^\lambda - p_1^\lambda p_2^\rho) \right\} \quad (155)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 T_2^{\alpha\beta\lambda\rho} = & \left[\frac{4}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ 2im_A^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] (p_2^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{2\tau} - p_2^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{2\tau}) \right. \\
 & + 2im_B^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] (p_1^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{1\tau} - p_1^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{1\tau}) \\
 & - 8im_A m_B (p_1^\beta p_2^\alpha - p_1^\alpha p_2^\beta) \epsilon^{\lambda\rho\tau\delta} p_{1\tau} p_{2\delta} \\
 & + im_A m_B [(m_A + m_B)^4 + m_H^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] - (m_H^2 + 2m_A m_B)(m_A^2 + m_B^2)] \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} \\
 & - im_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] (p_2^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{1\tau} - p_2^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{1\tau} + p_2^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{1\tau} - p_2^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{1\tau}) \\
 & - im_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] (p_1^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{2\tau} - p_1^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{2\tau} + p_1^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{2\tau} - p_1^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{2\tau}) \\
 & - 2im_A^2 m_B^2 (p_2^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{1\tau} - p_2^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{1\tau} - p_2^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{1\tau} + p_2^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{1\tau}) \\
 & \left. + 2im_A^2 m_B^2 (p_1^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{2\tau} - p_1^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{2\tau} - p_1^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{2\tau} + p_1^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{2\tau}) \right\} \quad (156)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_3^{\alpha\beta\lambda\rho} = & \left[\frac{4}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ -2im_A^2[m_H^2 - (m_A + m_B)^2] \left(p_2^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{2\tau} - p_2^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{2\tau} \right) \right. \\
& - 2im_B^2[m_H^2 - (m_A + m_B)^2] \left(p_1^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{1\tau} - p_1^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{1\tau} \right) \\
& + 8im_A m_B (p_1^\rho p_2^\lambda - p_1^\lambda p_2^\rho) \epsilon^{\alpha\beta\tau\delta} p_{1\tau} p_{2\delta} \\
& - im_A m_B \left[(m_A + m_B)^4 + m_H^2 [m_H^2 - (m_A + m_B)^2] - (m_H^2 + 2m_A m_B)(m_A^2 + m_B^2) \right] \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} \\
& - im_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] \left(p_2^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{1\tau} - p_2^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{1\tau} + p_2^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{1\tau} - p_2^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{1\tau} \right) \\
& - im_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] \left(p_1^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{2\tau} - p_1^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{2\tau} + p_1^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{2\tau} - p_1^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{2\tau} \right) \\
& - 2im_A^2 m_B^2 \left(p_2^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{1\tau} - p_2^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{1\tau} - p_2^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{1\tau} + p_2^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{1\tau} \right) \\
& \left. + 2im_A^2 m_B^2 \left(p_1^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda\tau} p_{2\tau} - p_1^\lambda \epsilon^{\alpha\beta\rho\tau} p_{2\tau} - p_1^\alpha \epsilon^{\beta\lambda\rho\tau} p_{2\tau} + p_1^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho\tau} p_{2\tau} \right) \right\} \quad (157)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_4^{\alpha\beta\lambda\rho} = & \left[\frac{-8}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right] \times \left\{ m_A^2 m_B^2 [m_H^2 - (m_A - m_B)^2] (g^{\alpha\rho} g^{\beta\lambda} - g^{\alpha\lambda} g^{\beta\rho}) \right. \\
& + m_A^2 [m_H^2 - (m_A - m_B)^2] (p_2^\beta p_2^\rho g^{\alpha\lambda} - p_2^\beta p_2^\lambda g^{\alpha\rho} - p_2^\alpha p_2^\rho g^{\beta\lambda} + p_2^\alpha p_2^\lambda g^{\beta\rho}) \\
& + m_B^2 [m_H^2 - (m_A - m_B)^2] (p_1^\beta p_1^\rho g^{\alpha\lambda} - p_1^\beta p_1^\lambda g^{\alpha\rho} - p_1^\alpha p_1^\rho g^{\beta\lambda} + p_1^\alpha p_1^\lambda g^{\beta\rho}) \\
& - m_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] \left[(p_1^\rho p_2^\beta + p_1^\beta p_2^\rho) g^{\alpha\lambda} - (p_1^\lambda p_2^\beta + p_1^\beta p_2^\lambda) g^{\alpha\rho} \right] \\
& - m_A m_B [m_H^2 - (m_A^2 + m_B^2)] \left[(p_1^\lambda p_2^\alpha + p_1^\alpha p_2^\lambda) g^{\beta\rho} - (p_1^\rho p_2^\alpha + p_1^\alpha p_2^\rho) g^{\beta\lambda} \right] \\
& \left. - 4m_A m_B (p_1^\beta p_2^\alpha - p_1^\alpha p_2^\beta) (p_1^\rho p_2^\lambda - p_1^\lambda p_2^\rho) \right\} \quad (158)
\end{aligned}$$

Por otra parte, la reducción de la amplitud invariante de la contribución de violación de Lorentz necesita de la contracción de términos de la forma $Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho}^\dagger O^{\alpha\beta\lambda\rho}$ y $Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho} O^{\alpha\beta\lambda\rho}$, estas contracciones se hacen considerando que $\epsilon^{0123} = 1$ y son de gran utilidad las identidades $\epsilon^{ijk} \epsilon^{ilm} = \delta^{jl} \delta^{km} - \delta^{jm} \delta^{kl}$ y $\epsilon^{ijk} \epsilon^{ijm} = 2\delta^{km}$. Cuando un 4-momento se encuentra como subíndice o superíndice significa que su índice de Lorentz está contraído. Dichas contracciones proveen de todas las contribuciones posibles de 4-momentos y campos de fondo $\vec{e}$ y $\vec{b}$. Estas expresiones son análogas a aquellas que surgen en relatividad con el tensor electromagnético:

$$Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho} g^{\alpha\rho} g^{\beta\lambda} = 2(\vec{e} \cdot \vec{e}^\dagger - \vec{b} \cdot \vec{b}^\dagger) \quad (159)$$

La única diferencia radica en que nosotros consideramos vectores complejos.

$$\begin{aligned}
Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho}^\dagger p^\rho p^\beta g^{\alpha\lambda} = & (\vec{e} \cdot \vec{p})(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{p}) + (\vec{b} \cdot \vec{p})(\vec{b}^\dagger \cdot \vec{p}) - (p^0)^2 (\vec{e} \cdot \vec{e}^\dagger) - (\vec{p} \cdot \vec{p})(\vec{b} \cdot \vec{b}^\dagger) \\
& + p^0 (\vec{e} \times \vec{b}^\dagger) \cdot \vec{p} - p^0 (\vec{b} \times \vec{e}^\dagger) \cdot \vec{p} \quad (160)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho}^\dagger p^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho q} = & 2p^0 q^0 (\vec{e} \cdot \vec{b}^\dagger) + 2(\vec{p} \cdot \vec{q})(\vec{b} \cdot \vec{e}^\dagger) - 2q^0 (\vec{b} \times \vec{b}^\dagger) \cdot \vec{p} - 2p^0 (\vec{e} \times \vec{e}^\dagger) \cdot \vec{q} \\
& - 2(\vec{e} \cdot \vec{p})(\vec{q} \cdot \vec{b}^\dagger) - 2(\vec{b} \cdot \vec{q})(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{p}) \quad (161)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_{\alpha\beta} Y_{\lambda\rho}^\dagger p^\rho \epsilon^{\alpha\beta\lambda q} = & -2p^0 q^0 (\vec{b} \cdot \vec{e}^\dagger) + 2(\vec{p} \cdot \vec{q})(\vec{e} \cdot \vec{b}^\dagger) + 2q^0 (\vec{b} \times \vec{b}^\dagger) \cdot \vec{p} - 2p^0 (\vec{e} \times \vec{e}^\dagger) \cdot \vec{q} \\
& - 2(\vec{e} \cdot \vec{p})(\vec{q} \cdot \vec{b}^\dagger) + 2(\vec{b} \cdot \vec{q})(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{p}) \quad (162)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_{\alpha\beta}Y_{\lambda\rho}^\dagger p^\beta q^\alpha \epsilon^{\lambda\rho pq} = & 2(\vec{b} \times \vec{p}) \cdot \vec{q} (\vec{e}^\dagger \times \vec{p}) \cdot \vec{q} + 2q^0(\vec{e} \cdot \vec{p})(\vec{e}^\dagger \times \vec{p}) \cdot \vec{q} + 2p^0(\vec{e} \cdot \vec{q})(\vec{e}^\dagger \times \vec{q}) \cdot \vec{p} \\
& + 2q^0 p^0 (\vec{e} \cdot \vec{p})(\vec{b}^\dagger \cdot \vec{q}) + 2p^0 q^0 (\vec{e} \cdot \vec{q})(\vec{b}^\dagger \cdot \vec{p}) - 2(q^0)^2 (\vec{e} \cdot \vec{p})(\vec{b}^\dagger \cdot \vec{p}) \\
& - 2(p^0)^2 (\vec{e} \cdot \vec{q})(\vec{b}^\dagger \cdot \vec{q}) + 2p^0(\vec{b}^\dagger \cdot \vec{q})(\vec{b} \times \vec{p}) \cdot \vec{q} + 2q^0(\vec{b}^\dagger \cdot \vec{p})(\vec{b} \times \vec{q}) \cdot \vec{p}
\end{aligned} \tag{163}$$

$$\begin{aligned}
Y_{\alpha\beta}Y_{\lambda\rho}^\dagger p^\rho q^\lambda \epsilon^{\alpha\beta pq} = & 2(\vec{b}^\dagger \times \vec{p}) \cdot \vec{q} (\vec{e} \times \vec{p}) \cdot \vec{q} + 2q^0(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{p})(\vec{e} \times \vec{p}) \cdot \vec{q} + 2p^0(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{q})(\vec{e} \times \vec{q}) \cdot \vec{p} \\
& + 2q^0 p^0 (\vec{b} \cdot \vec{p})(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{q}) + 2p^0 q^0 (\vec{b} \cdot \vec{q})(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{p}) - 2(q^0)^2 (\vec{b} \cdot \vec{p})(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{p}) \\
& - 2(p^0)^2 (\vec{b} \cdot \vec{q})(\vec{e}^\dagger \cdot \vec{q}) + 2p^0(\vec{b} \cdot \vec{q})(\vec{b}^\dagger \times \vec{p}) \cdot \vec{q} + 2q^0(\vec{b} \cdot \vec{p})(\vec{b}^\dagger \times \vec{q}) \cdot \vec{p}
\end{aligned} \tag{164}$$

Casos particulares pueden obtenerse de las expresiones anteriores. Por ejemplo, $Y_{\alpha\beta}Y_{\lambda\rho}p^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho p}$, $Y_{\alpha\beta}^\dagger Y_{\lambda\rho}^\dagger p^\beta \epsilon^{\alpha\lambda\rho p}$ son casos particulares de (161). Por otra parte, $Y_{\alpha\beta}Y_{\lambda\rho}p^\beta q^\alpha \epsilon^{\lambda\rho pq}$ y $Y_{\alpha\beta}^\dagger Y_{\lambda\rho}^\dagger p^\beta q^\alpha \epsilon^{\lambda\rho pq}$ pueden obtenerse directamente de (163).

Por último también se tienen las identidades $Y_{\alpha\beta}Y_{\lambda\rho} \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} = -8(\vec{e} \cdot \vec{b})$ y (165)

$$\begin{aligned}
Y_{\alpha\beta}Y_{\lambda\rho}p^\beta q^\alpha p^\rho q^\lambda = & (q^0)^2 (\vec{e} \cdot \vec{p})^2 + (p^0)^2 (\vec{e} \cdot \vec{q})^2 - 2q^0 p^0 (\vec{e} \cdot \vec{p})(\vec{e} \cdot \vec{q}) \\
& + 2q^0 (\vec{e} \cdot \vec{p})(\vec{b} \times \vec{p}) \cdot \vec{q} + 2p^0 (\vec{e} \cdot \vec{q})(\vec{b} \times \vec{q}) \cdot \vec{p} + [(\vec{b} \times \vec{p}) \cdot \vec{q}]^2
\end{aligned} \tag{165}$$

Funciones escalares de Passarino-Veltman

Las integrales a un lazo en D dimensiones se clasifican de acuerdo al número de denominadores de propagadores N y el número p de momentos de integración. Para $p + D - 2N \geq 0$ las integrales divergen. Para trabajar las divergencias se usa regularización dimensional. En general, una integral tensorial a un lazo es de la forma:

$$T_{\mu_1, \dots, \mu_p}^N(p_1, \dots, p_{N-1}, m_o, \dots, m_{N-1}) = \frac{(2\pi\mu)^{4-D}}{i\pi^2} \int d^D q \frac{q_{\mu_1} \dots q_{\mu_p}}{D_0 D_1 \dots D_{N-1}} \quad (166)$$

Donde $D_0 = q^2 - m_o^2 + i\epsilon$, $D_i = (q + p_i)^2 - m_i^2 + i\epsilon$, $i = 1, \dots, N-1$, $i\epsilon$ se utiliza para tratar las singularidades de la integral. Por convención T^N se denota por las letras del alfabeto de modo que: $T^1 = A$, $T^2 = B$, $T^3 = C$, $T^4 = D$, etc. Todas estas integrales pueden reducirse a integrales escalares T_0^N por medio del esquema de Passarino-Veltman [51]. Se usa la notación $(q + p_0)^2 = q^2$, $(p_i - p_j)^2 = p_{ij}$.

Funciones escalares de Passarino-Veltman A_0 B_0 C_0 y D_0

$A_0(m_o^2)$	$\frac{1}{i\pi^2} \int d^D q \frac{1}{(q + p_i)^2 - m_i^2}$
$B_0(p_1^2, m_o^2, m_1^2)$	$\frac{1}{i\pi^2} \int d^D q \prod_{i=0}^1 \frac{1}{(q + p_i)^2 - m_i^2}$
$C_0(p_1^2, p_{12}, p_2^2, m_o^2, m_1^2, m_2^2)$	$\frac{1}{i\pi^2} \int d^D q \prod_{i=0}^2 \frac{1}{(q + p_i)^2 - m_i^2}$
$D_0(p_1^2, p_{12}, p_{23}, p_3^2, p_2^2, p_{13}, m_o^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2)$	$\frac{1}{i\pi^2} \int d^D q \prod_{i=0}^3 \frac{1}{(q + p_i)^2 - m_i^2}$

Las integrales escalares para $N > 4$ se pueden expresar en términos de D_0 . Las relaciones utilizadas en el esquema de Passarino-Veltman (Pa-Ve) son obtenidas de [51]. Es bien sabido que el esquema de reducción de integrales a un lazo no es útil ante determinantes de Gram cero $\mathcal{D} = 0$, a pesar de ello ya se ha desarrollado una extensión de este esquema desarrollado en [52] en el que se dan identidades entre funciones escalares C_0 y B_0 , desarrolladas en la signatura $diag(-, +, +, +)$. Como nosotros utilizamos la signatura $diag(+, -, -, -)$ debemos desarrollar expresiones análogas. Sabemos que en el esquema de Pa-Ve, los factores de forma C_1 y C_2 están definidos por la siguiente expresión:

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\mathcal{D}} \begin{pmatrix} p_2^2 & -p_1 \cdot p_2 \\ -p_1 \cdot p_2 & p_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_1 \\ R_2 \end{pmatrix} \quad (167)$$

donde, usando la notación de [51], R_1 y R_2 están dados de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
R_1 &= \frac{1}{2} \left[h_1 C_0(1, 2, 3) + B_0(1, 3) - B_0(2, 3) \right] \\
R_2 &= \frac{1}{2} \left[h_2 C_0(1, 2, 3) + B_0(1, 2) - B_0(1, 3) \right]
\end{aligned} \tag{168}$$

donde $h_1 = m_2^2 - m_1^2 - p_1^2$, $h_2 = m_3^2 - m_1^2 - p_2^2 - 2p_1 \cdot p_2$. Cuando el determinante de Gram $\mathcal{D} = p_1^2 p_2^2 - (p_1 \cdot p_2)^2$ se hace cero, para exigir consistencia del esquema Pa-Ve deben cumplirse las siguientes ecuaciones:

$$p_2^2 R_1 - p_1 \cdot p_2 R_2 = 0 \quad - p_1 \cdot p_2 R_1 + p_1^2 R_2 = 0 \tag{169}$$

Las expresiones de (169) proveen dos expresiones distintas para la función C_0 en términos de funciones B_0 que se muestran a continuación:

$$\begin{aligned}
C_0(p_1^2, p_2^2, (p_1 - p_2)^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2) &= \frac{1}{p_2^2 f_1 + p_1 \cdot p_2 f_2} \left\{ -p_1 \cdot p_2 B_0(p_1^2, m_1^2, m_2^2) \right. \\
&\quad \left. - (p_2^2 - p_1 \cdot p_2) B_0((p_1 - p_2)^2, m_1^2, m_3^2) + p_2^2 B_0(p_2^2, m_2^2, m_3^2) \right\}
\end{aligned} \tag{170}$$

$$\begin{aligned}
C_0(p_1^2, p_2^2, (p_1 - p_2)^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2) &= \frac{1}{p_1 \cdot p_2 f_1 + p_1^2 f_2} \left\{ -p_1^2 B_0(p_1^2, m_1^2, m_2^2) \right. \\
&\quad \left. + (p_1^2 - p_1 \cdot p_2) B_0((p_1 - p_2)^2, m_1^2, m_3^2) + p_1 \cdot p_2 B_0(p_2^2, m_2^2, m_3^2) \right\}
\end{aligned} \tag{171}$$

donde $f_1 = m_2^2 - m_1^2 - p_1^2$, $f_2 = m_3^2 - m_2^2 - p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2$. Por otra parte, estas identidades no son útiles para cierta elección de cinemática por lo que necesitamos las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}
C_0(p^2, p^2, 0, m_1^2, m_2^2, m_1^2) &= -\frac{p^2 + m_2^2 - m_1^2}{D} B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) + \frac{p^2 - (m_1^2 + m_2^2)}{D} B_0(0, m_1^2, m_1^2) \\
&\quad + \frac{2m_2^2}{D} B_0(0, m_2^2, m_2^2) + \frac{2(p^2 + m_2^2 - m_1^2)}{D}
\end{aligned} \tag{172}$$

$$\begin{aligned}
C_0(p^2, 0, p^2, m_1^2, m_2^2, m_2^2) &= -\frac{p^2 - m_2^2 + m_1^2}{D} B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) + \frac{p^2 - (m_1^2 + m_2^2)}{D} B_0(0, m_2^2, m_2^2) \\
&\quad + \frac{2m_1^2}{D} B_0(0, m_1^2, m_1^2) + \frac{2(p^2 + m_1^2 - m_2^2)}{D}
\end{aligned} \tag{173}$$

donde $D = [p^2 - (m_1 + m_2)^2][p^2 - (m_1 - m_2)^2]$. La expresión (172) se obtiene de la derivada con respecto del argumento m_1^2 de la función $B_0(p^2, m_1^2, m_2^2)$. Dado que las funciones B_0 son simétricas con respecto a sus masas (i.e. $B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) = B_0(p^2, m_2^2, m_1^2)$), la expresión (173) se obtiene trivialmente de (172).

Ya que existen expresiones equivalentes para funciones C_0 en términos de funciones B_0 , estas funciones pueden igualarse para obtener expresiones entre las funciones B_0 con distintos argumentos. Haciendo $m_1^2 = m_3^2$ y tomando una cinemática de modo que $(p_1 - p_2)^2 = 0$ en la relación (170) e igualando esta expresión a (172), obtenemos la siguiente igualdad:

$$\begin{aligned}
B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) &= \left[\frac{D + R(-p^2 + m_1^2 + m_2^2)}{D + R(-p^2 - m_2^2 + m_1^2)} \right] B_0(0, m_1^2, m_1^2) \\
&\quad - \frac{2m_2^2 R}{D + R(-p^2 - m_2^2 + m_1^2)} B_0(0, m_2^2, m_2^2) - \frac{2(p^2 + m_2^2 - m_1^2) R}{D + R(-p^2 - m_2^2 + m_1^2)}
\end{aligned} \tag{174}$$

R está definido como $R = 3p^2 + m_1^2 - m_2^2$ y D como se había definido anteriormente.

Bibliografía

- [1] O. J. Franca; R. Montemayor; L. F. Urrutia. *Emergent electrodynamics from the Nambu model for spontaneous Lorentz symmetry breaking*. Phys. Rev. D **85**, 085008. (2012)
- [2] J. L. Chkareuli, C. D. Froggatt, H. B. Nielsen. *Lorentz Invariance and Origin of Symmetries*. Phys. Rev. Lett. **87**, 091601. (2001)
- [3] H. S. Snyder; *Quantized Space-Time*. Phys. Rev. **71**, 38. (1947)
- [4] Madore, J., Schraml, S., Schupp, P., Wess, J., 2000. *Gauge theory on noncommutative spaces*. Eur. Phys. J. C **16**, 161–167 (2000). DOI: [10.1007/s100520000394](https://doi.org/10.1007/s100520000394)
- [5] N. Seiberg; E. Witten *String Theory and Noncommutative Geometry*. (1999) [arXiv:hep-th/9908142](https://arxiv.org/abs/hep-th/9908142).
- [6] P. Schupp, J. Trampetić, J. Wess, G. Raffelt. Eur. Phys. J. C **36** (3) 405-410 (2004) DOI: [10.1140/epjc/s2004-01874-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-01874-5).
- [7] D. Colladay and V. Alan Kostelecky, *Lorentz-violating extension of the standard model*, Phys. Rev. D **58**, 116002. (1998)
- [8] G. Ahuatzin, I. Bautista, J. A. Hernández-López, F. Ramírez-Zavaleta, and J. J. Toscano, *Decay $b \rightarrow s\gamma$ in the presence of a constant antisymmetric tensor field*. Phys. Rev. D **82**, 053001. (2010)
- [9] N. Cabibbo. *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. Phys. Rev. Lett. **10**, 531. (1963)
- [10] M. Kobayashi and K. Maskawa. *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [11] J. Ehlers; C. Lämmerzahl. *Special Relativity Will it Survive the Next 101 Years?* Lecture Notes in Physics. 702. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. (2006) DOI: [10.1007/b11758914](https://doi.org/10.1007/b11758914).
- [12] D. Barducci; A. J. Helmboldt. *Quark flavour-violating Higgs decays at the ILC*. (2018) [arXiv:1710.06657](https://arxiv.org/abs/1710.06657) [hep-ph]
- [13] Benitez-Guzmán, L.G., García-Jiménez, I., López-Osorio, M.A., Martínez-Pascual, E., Toscano, J.J., 2015. *Revisiting the flavor changing neutral current Higgs decays $H \rightarrow q_i q_j$ in the Standard Model*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **42** (2015) 085002 (10pp). DOI: [10.1088/0954-3899/42/8/085002](https://doi.org/10.1088/0954-3899/42/8/085002)
- [14] J. I. Aranda, A. Cordero-Cid, F. Ramirez-Zavaleta, J.J. Toscano, E. S. Tututi, Phys. Rev. D **81**, 077701 (2010).
- [15] M. A. López-Osorio, E. Martínez-Pascual, J. J. Toscano, *Implications of Lorentz violation on Higgs-mediated lepton flavor violation*, J. Phys. G. **43**, 025003 (2016). DOI: [10.1088/0954-3899/43/2/025003](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/2/025003)
- [16] A. I. Hernández-Juárez; J. Montaño; H. Novales-Sánchez; M. Salinas; J. J. Toscano; and O. Vázquez-Hernández. *One-loop structure of the photon propagator in the standard model extension*. Phys. Rev. D **99**, 013002. (2019)
- [17] Steven Weinberg. *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. **19**, 1264. (1967)
- [18] Greiner, W., Müller, B., 2009. *Gauge theory of weak interactions*, 4th ed. Springer, Heidelberg ; New York DOI: [10.1007/978-3-540-87843-8](https://doi.org/10.1007/978-3-540-87843-8)

- [19] J. Jackson. *Classical electrodynamics* Wiley, New York, NY, 3rd ed. (1999)
- [20] A. Denner; *Techniques for the calculation of electroweak radiative corrections at the one-loop level and results for W-physics at LEP200.* (2007) [arXiv:0709.1075 \[hep-ph\]](#)
- [21] T. D. Lee and C. N. Yang. *Question of Parity Conservation in Weak Interactions.* Phys. Rev. **104**, 254. (1956)
- [22] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay.* Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)
- [23] J. D. Tasson. *What Do We Know About Lorentz Invariance?.* Rep. Prog. Phys. **77**, 062901 (2014) DOI: [10.1088/0034-4885/77/6/062901](#)
- [24] A. Kostelecky; N. Russell. *Data tables for Lorentz and CPT violation.* Rev. Mod. Phys. **83**: 11 (2011); Un complemento al 2018 puede consultarse en [arXiv:0801.0287 \[hep-ph\]](#)
- [25] R. Bluhm, V. A. Kostelecký, C. D. Lane, and N. Russell. *Probing Lorentz and CPT violation with space-based experiments.* Phys. Rev. D **68**, 125008. (2003)
- [26] V. A. Kostelecky; M. Mewes. *Signals for Lorentz violation in electrodynamics.* Phys. Rev. D **66**, 056005 (2002).
- [27] E. Lunghi; N. Sherrill. *Lorentz violation and the electron-ion collider.* Phys. Rev. D **98**, 115018 (2018)
- [28] J. B. R. Battat; J. F. Chandler; C. W. Stubbs. *Testing for Lorentz Violation: Constraints on Standard-Model-Extension Parameters via Lunar Laser Ranging.* Phys. Rev. Lett. **99**, 241103. (2007)
- [29] V. A. Kostelecky; J. D. Tasson. *Matter-gravity couplings and Lorentz violation.* Phys. Rev. D **83**, 016013 (2011)
- [30] D. Colladay; A. Kostelecky. *CPT Violation and the Standard Model.* Phys. Rev. D **55**, 6760 (1997)
- [31] J. P. Noordmans. *Lorentz violation in weak decays*, (2014). Ph.D. thesis, University of Groningen, [S.l.]. ISBN: [978-90-367-7287-7](#)
- [32] D. Colladay; A. Kostelecky *Cross Sections and Lorentz Violation.* Phys. Lett. B511 (2001) 209-217 DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00649-9](#).
- [33] I. S. Karpikov; D. V. Kirpichnikov; D. A. Tliso. *Space anisotropy search at colliders.* [arXiv:1612.02217 \[hep-ph\]](#)
- [34] J. P. Noordmans, C. J. G. Onderwater, H. W. Wilschut, and R. G. E. Timmermans. *Question of Lorentz violation in muon decay* Phys. Rev. D **93**, 116001. (2016)
- [35] B. Altschul. *Lorentz violation and α decay.* Phys. Rev. D **79**, 016004. (2009)
- [36] A. M. Sirunyan et al. *Observation of Higgs Boson Decay to Bottom Quarks.* Phys. Rev. **121**, 121801 (2018)
- [37] Harnik R, Kopp J and Zupan J *Flavor violating Higgs decays* 2013 J. High. Energy. Phys. **JHEP03(2013)026**
- [38] D. J. Griffiths. *Introduction to elementary particles.* Wiley, 2nd rev. version. New York. Physics textbook (2008) url: <https://cds.cern.ch/record/111880>
- [39] V. A. Kostelecky and R. Lehnert. *Stability, causality, and Lorentz and CPT violation.* Phys. Rev. D **63**, 065008
- [40] R. Lehnert. *Dirac theory within the Standard-Model Extension.* Journal of Mathematical Physics **45**, 3399 (2004) DOI: [10.1063/1.1769105](#). [arXiv:hep-ph/0401084](#).
- [41] M. E. Peskin; D. V. Schroeder. *An Introduction to quantum field theory.* USA: Addison-Wesley (1995)
- [42] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics.* Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [43] A. Denner; S. Heinemeyer; I. Puljak; D. Rebuszi; and M. Spira; *Standard Model Higgs-Boson Branching Ratios with Uncertainties.* 2011. [arXiv:1107.5909v2 \[hep-ph\]](#)
- [44] V. Barger; M. Ishida, and Wai-Yee Keung. *Total Width of 125 GeV Higgs Boson.* Phys. Rev. Lett. **108**, 261801 (2012)

- [45] T. Gutsche, B. Hiller, A. N. Kovalenko et al. *Relating CP-Violating Decays to the Neutron EDM*. Few-Body Syst (2018) 59: 66. <https://doi.org/10.1007/s00601-018-1387-6>
- [46] M. Aoki, N. Oshimo, and A. Sugamoto. *Baryon asymmetry and neutron EDM*. [arXiv:hep-ph/9804457v1](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9804457v1). (1998)
- [47] A. P. Serebrov. *New Measurements of the Neutron Electric Dipole Moment with the Petersburg Nuclear Physics Institute Double Chamber Electric Dipole Moment Spectrometer*. Physics of Particles and Nuclei Letters, 2015, Vol. 12, No. 2, pp. 286–296. DOI: [10.1134/S1547477115020193](https://doi.org/10.1134/S1547477115020193)
- [48] J. M. Pendlebury et al. *Revised experimental upper limit on the electric dipole moment of the neutron*. Phys. Rev. D **92**, 092003 (2015)
- [49] W. C. Griffith et al. *Improved Limit on the Permanent Electric Dipole Moment of ^{199}Hg* . Phys. Rev. Lett. **102**, 101601 (2009).
- [50] V. Shtabovenko; R. Mertig; F. Orellana. *New Developments in FeynCalc 9.0*. [hep-ph] 28 Jan (2018) [arXiv:1601.01167v2](https://arxiv.org/abs/1601.01167v2)
- [51] R. K. Ellis; Z. Kunszt; K. Melnikov; G. Zanderighi. *One-loop calculations in quantum field theory: From Feynman diagrams to unitarity cuts*. Physics Reports **518** (2012) 141–250.
- [52] G. Robin and G. Stuart. *Reduction of one-loop tensor form factors to scalar integrals: a general scheme*. Nuclear Physics B **519** (1998) 483–513