



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Señales de violación de CPT y de Lorentz vía producción
del bosón de Higgs en LHC

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Omar Gil Mota

Asesorado por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.
3 de febrero de 2022

Título: Señales de violación de CPT y de Lorentz vía producción del bosón de Higgs en LHC

Estudiante: OMAR GIL MOTA

COMITÉ

Dr. Gerardo Francisco Torres del Castillo
Presidente

Dr. Héctor Novales Sánchez
Secretario

Dra. Mercedes Paulina Velázquez Quesada
Vocal

Dr. Arturo Fernández Téllez
Vocal

Dr. J. Jesús Toscano Chávez
Asesor

Índice general

Resumen	1
Introducción	3
1. El modelo estándar	5
1.1. El sector electrodébil	6
1.1.1. El mecanismo de Higgs	6
1.1.2. El sector de Higgs	8
1.1.3. El sector de Yukawa	11
1.1.4. El sector de corrientes	14
1.1.5. El sector de Yang-Mills	16
2. La extensión del modelo estándar	19
2.1. Simetría de Lorentz y de CPT	19
2.2. Violación de Lorentz	20
2.3. La extensión del modelo estándar	22
3. Estudio de la reacción $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$	25
3.1. La sección eficaz $\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)$	25
3.2. Intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$	27
3.3. El decaimiento $H \rightarrow gg$	28
3.4. El decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$	37
4. Conclusiones y perspectivas	43
Bibliografía	45

Resumen

Se presenta el cálculo de la anchura de decaimiento del proceso $H \rightarrow gg$ así como del proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$ en el contexto de la extensión del modelo estándar (SME) en términos de los coeficientes que parametrizan la posible violación de CPT y de Lorentz. Haciendo uso de estas anchuras de decaimiento y de la aproximación de anchura estrecha se calcula la intensidad de la señal del mecanismo de producción y detección del bosón de Higgs con la intención de mostrar un mecanismo para obtener cotas sobre los parámetros de violación de Lorentz usando el resultado experimental sobre la producción del bosón de Higgs por fusión de gluones y su decaimiento a dos fotones reportado por LHC.

Introducción

La posibilidad de que la simetría de Lorentz no sea exacta a muy altas energías o, equivalentemente, a muy pequeñas distancias, no está descartada. Existen dos posibles fuentes que podrían ser responsables de una desviación de las predicciones del grupo de Lorentz. La primera posibilidad podría surgir de un rompimiento espontáneo del grupo $SO(1,3)$ en alguno de sus subgrupos, lo cual implicaría que los fotones son en realidad bosones de Goldstone. Esta interesante posibilidad ha sido estudiada por diversos autores en la literatura [1–3]. La segunda posible fuente de violación de la simetría de Lorentz surge de la posibilidad de que el espaciotiempo sea no conmutativo. Esta posibilidad ya ha sido ampliamente estudiada en teoría cuántica de campos [4–11]. Estos dos enfoques de violación de esta simetría están contenidos en la así llamada Extensión del Modelo Estándar (SME) [12], la cual es una formulación efectiva del Modelo Estándar que incorpora violación de la simetría de Lorentz y de CPT en forma independiente del modelo. Diversas implicaciones teóricas [13] y fenomenológicas en el contexto de esta teoría han sido exploradas [14–19].

Las simetrías discretas de paridad (P), la cual está asociada con la reflexión de los ejes espaciales, inversión temporal (T) y conjugación de carga (C), la cual es una operación que intercambia partículas con sus antipartículas, juegan un papel central en la teoría cuántica de campos. Las operaciones P y T existen desde el nivel clásico, ya que se definen primariamente en el espaciotiempo, sin embargo, C es una operación completamente cuántica. Las teorías cuánticas convencionales, por ejemplo Electrodinámica Cuántica (QED) o el Modelo Estándar (SM), son construidas bajo la suposición de que se satisface la conservación conjunta de estas tres transformaciones, CPT, es decir que las lagrangianas correspondientes son pares bajo la aplicación sucesiva de las tres transformaciones. Sin embargo, la conservación de la simetría conjunta CPT no implica la conservación de cada una de las transformaciones por separado en una teoría dada. Aunque QED respeta cada una de ellas por separado, no es el mismo caso con el SM, el cual es impar bajo cada una de ellas e incluso bajo la operación de CP. Debe notarse que si CPT se conserva de manera general, entonces la violación de CP implica la violación de T.

Aunque no respetadas aisladamente, existe un fuerte soporte teórico y experimental sobre el carácter fundamental de la simetría conjunta CPT. Esta simetría, conocida como el teorema de CPT [20], es un principio fundamental de las teorías de campo, que son la base de teorías muy exitosas, como es el caso del SM. El teorema de CPT descansa en tres suposiciones básicas: (1) localidad, (2) unitariedad de la matriz S y (3) simetría de Lorentz. La simetría de CPT implica la igualdad entre la masa de una partícula y su

antipartícula, o en el caso de partículas inestables, establece que los tiempos de vida de la partícula y su antipartícula coinciden exactamente. También implica que la carga eléctrica que posee la antipartícula es distinta de la que posee la partícula sólo por el signo, lo cual limita fuertemente el resto de las propiedades electromagnéticas de las partículas. En años recientes, se ha probado que la violación de CPT implica la violación de la simetría de Lorentz [21], lo cual confiere al teorema CPT un carácter fundamental que, sin embargo, no tiene por qué mantener su vigencia a escalas de distancias tan pequeñas como la escala de Planck.

Desde el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), se abrió una nueva era en la física de altas energías. Desde entonces muchos de los experimentos planeados a futuro en LHC tienen como objetivo estudiar los decaimientos del bosón de Higgs a distintas partículas del SM. En este proyecto se propone estudiar posibles efectos de violación de CPT en el contexto del SME mediante el estudio del proceso que dio lugar a la primera observación del bosón de Higgs, a través del mecanismo de fusión de gluones que conduce a la producción de bosones de Higgs reales, los cuales decaen en pares de fotones. Mucho esfuerzo experimental está siendo dedicado a estudiar el decaimiento del Higgs a dos fotones con un muy alto nivel de precisión, dado que este proceso es muy sensible a efectos de nueva física. La intensidad de la señal de dicho mecanismo de producción y detección, el cual es caracterizado por la reacción $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$, es constantemente actualizada por las colaboraciones ATLAS y CMS de LHC en el CERN. El valor más reciente que se ha reportado para la intensidad de la señal relativa a la predicción del SM es [24–26]:

$$\mu_{\gamma\gamma} = \frac{\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)_{SM}} = 1.10^{+0.10}_{-0.09}$$

Una medida precisa de $\mu_{\gamma\gamma}$ es de gran importancia pues cualquier desviación de la unidad proporciona un mecanismo para evidenciar, o en su defecto constreñir, la presencia de efectos de nueva física más allá del SM. El propósito de este proyecto es investigar la sensibilidad de este proceso ante la posible presencia de efectos de nueva física que violen la simetría *CPT* y obtener cotas para los parámetros a^{tt} y b^{tt} correspondientes al sector de quarks que es impar bajo *CPT* en el SME usando el resultado experimental sobre el decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones reportado por LHC.

La estructura de esta tesis se establece de la siguiente forma. En el capítulo 1 se presenta un resumen del Modelo Estándar de física de partículas con enfoque en el sector electrodébil. En el capítulo 2 se presenta una descripción de la Extensión del Modelo Estándar enfocado al sector de quarks con violación de CPT, así como las reglas de Feynman relevantes para el cálculo de la intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$. En el capítulo 3 se presenta el resultado principal de esta tesis: el cálculo de la intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$ en el contexto del SME en términos de los coeficientes que parametrizan la violación de CPT y de la simetría de Lorentz en el marco de referencia del bosón de Higgs. Finalmente, en el capítulo 4 se presentan las conclusiones y perspectivas del proyecto.

Capítulo 1

El modelo estándar

El modelo estándar (SM) de física de partículas es una teoría cuántica de campos de norma renormalizable. Es la teoría de mayor éxito experimental con la que se cuenta actualmente para describir el diseño del universo y se ha encargado de explicar de manera exitosa las observaciones obtenidas en los colisionadores de partículas desde 1974.

Las cuatro interacciones elementales: la gravedad, la interacción nuclear débil, la interacción nuclear fuerte y la interacción electromagnética; describen de manera fundamental todos los fenómenos naturales. Estas interacciones, a excepción de la gravedad, son descritas de manera exitosa por SM a través del grupo de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ donde la C en $SU(3)_C$ representa color, la L en $SU(2)_L$ representa que actúa únicamente en estados de quiralidad izquierda y la Y en $U(1)_Y$ representa la hipercarga. $SU(3)_C$ es la parte que describe la interacción fuerte, mientras que $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es la parte que describe la interacción electrodébil y que, tras el rompimiento espontáneo de la simetría a la escala de Fermi v (v es del orden de 246 GeV) da lugar al grupo electromagnético $U(1)$.

Una de las consecuencias más importantes de la unión entre la teoría de la relatividad especial y la mecánica cuántica se encuentra en la predicción de que los constituyentes más fundamentales de la materia se encuentran en la naturaleza en pares, es decir, se predice la existencia de una antipartícula correspondiente a cada partícula conocida, la cual es idéntica en masa, pero es opuesta en otras de sus propiedades. Dichas propiedades, o números cuánticos, son usados para implementar una clasificación de las partículas conocidas y cumplen con una serie de reglas que delimitan la manera en que se comporta la descripción que se tiene hasta ahora del universo conocido. En SM, el conjunto de estas propiedades que se conservan son la carga eléctrica, la carga de color y el espín de las partículas.

Puede darse una clasificación de las partículas considerando su espín (s). Las partículas de espín $s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ son llamadas fermiones y obedecen la estadística conocida como estadística de Fermi-Dirac, mientras que las partículas de espín entero $s = 0, 1, 2, 3, \dots$ son llamadas bosones y la estadística que obedecen es conocida como estadística de Bose-Einstein.

Los fermiones se dividen en dos grupos, leptones y quarks. Existen tres familias de leptones, cada una formada por un leptón cargado y su correspondiente neutrino. Estas tres familias son denotadas por:

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad L_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad L_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (1.1)$$

donde L_i ($i = e, \mu, \tau$) son dobletes izquierdos de $SU_L(2)$. Los estados derechos de estas partículas aparecen en la teoría como singletes derechos de $SU_L(2)$, dado que los neutrinos derechos no son incluidos en el SM, en el sector electrodébil sólo se pueden incluir con seguridad los leptones cargados de quiralidad derecha, los cuales son denotados por l_{Ri} ($i = e, \mu, \tau$).

Los quarks interactúan con las fuerzas electromagnética, débil y fuerte. Estos son acomodados en dobletes y singletes. Existen tres familias de quarks y por lo tanto se acomodan en tres dobletes de $SU_L(2)$:

$$Q_u = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad Q_c = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad Q_b = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (1.2)$$

los quarks de la primera entrada de cada doblete tienen carga eléctrica $+\frac{2}{3}$ mientras que los de la segunda entrada tienen carga $-\frac{1}{3}$.

Existen seis singletes de quarks derechos, $u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$. Cada quark puede aparecer con tres tipos de carga de color: roja, verde y azul. Además cada quark se transforma como un triplete de $SU_C(3)$ en la representación fundamental:

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

1.1. El sector electrodébil

El sector electrodébil del SM es una teoría de norma, no abeliana, que tiene como base el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Sus portadores de fuerza no tienen masa, sin embargo, experimentalmente se encuentra que los bosones W^\pm, Z son masivos, mientras que aquel asociado al electromagnetismo, el fotón, no lo es. En esta teoría se hace uso del mecanismo de Higgs para dotar de masa a los bosones de norma. Por otro lado, las masas de los fermiones son generadas mediante el rompimiento espontáneo de la simetría en el sector de Yukawa. Este capítulo está destinado a presentar una breve descripción del sector electrodébil del SM de física de partículas.

1.1.1. El mecanismo de Higgs

El sector electrodébil de SM fue desarrollado en los años 60's por Glashow, Salam y Weinberg. Está basado en el grupo de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$ y describe las interacciones

entre partículas de materia.

Aunque renormalización y las teorías de norma explican las interacciones de electrones con fotones, las teorías de norma por sí solas no son capaces de describir las interacciones fuerte y débil, las cuales son caracterizadas por tener fuerzas de corto alcance. Para que una fuerza sea de corto alcance en el contexto de teoría cuántica de campos (QFT) los bosones portadores de la fuerza deben ser dotados de masa.

Para dar a un bosón un rango de acción corto se debe introducir en la Lagrangiana un término de masa como $m^2 A_\mu A^\mu$, pero este término viola la simetría de norma y por lo tanto no puede ser introducido sin mayor cuidado. Sin embargo, esto no significa que la simetría de norma evite que todos los bosones de norma tengan masa. De ser así, únicamente las interacciones de largo alcance, como la gravedad o la interacción electromagnética, podrían ser descritas por teorías de norma. La solución a esta problemática en SM es dada por el mecanismo de Higgs, el cual dota de masa a los bosones de norma sin violar esta simetría, cuya idea general consiste en lo que se describe a continuación.

Sea G un grupo de Lie con d_G generadores denotados por T^a y H un subgrupo de G con d_H generadores denotados por $T^{\bar{a}}$, donde $d_H < d_G$. Los generadores $T^{\bar{a}}$ de H también son generadores de G . De esta manera, los generadores de G pueden ser divididos en dos conjuntos:

$$\underbrace{\{T^a\}}_{d_G} \longrightarrow \underbrace{\{T^{\bar{a}}\}}_{d_H}, \underbrace{\{T^{\hat{a}}\}}_{d_G - d_H} \quad (1.4)$$

Suponga que se tiene una lagrangiana \mathcal{L} que depende sólo de campos escalares dados en alguna representación no trivial de G , $\mathcal{L}(\varphi_r, \partial_\mu \varphi_r)$. Si esta lagrangiana es invariante bajo G , entonces también lo será bajo H . Esto significa que el multiplete de campos φ_r de G puede ser arreglado en multipletes de campos $\varphi_{\bar{s}}$ de H ,

$$\mathcal{L}(\varphi_r, \partial_\mu \varphi_r) \longrightarrow \mathcal{L}(\varphi_{\bar{s}}, \partial_\mu \varphi_{\bar{s}})$$

de tal manera que la simetría H se vuelve manifiesta, pero la simetría G queda oculta. Si G es global, entonces se presenta el fenómeno de rompimiento espontáneo de la simetría G en H tomando un ϕ_0 constante que es dejado invariante por H

$$G \longrightarrow H$$

y se dice que el grupo G es roto de manera espontánea en el grupo H .

Asociado con cada uno de los generadores rotos de G , denotados por $T^{\hat{a}}$, existe un escalar de masa cero, también llamado bosón de Goldstone. De acuerdo con el teorema de Goldstone, los $d_G - d_H$ generadores $T^{\hat{a}}$ de G son rotos en una escala v .

Cuando la simetría es de norma, surge el mecanismo de Higgs. En este caso existen campos de norma, además de los campos escalares que permiten romper espontáneamente

la simetría:

$$\underbrace{\{A_\mu^a\}}_{d_G} \longrightarrow \underbrace{\{A_\mu^{\bar{a}}\}}_{d_H}, \underbrace{\{A_\mu^{\hat{a}}\}}_{d_G - d_H} \quad (1.5)$$

Bajo H , $A_\mu^{\bar{a}}$ se transforman como conexiones, pero los campos $A_\mu^{\hat{a}}$ se transforman de manera tensorial. Debido a la invariancia bajo H , los campos $A_\mu^{\bar{a}}$ no pueden tener masa, pero los campos $A_\mu^{\hat{a}}$ sí. El mapeo en sí no dota de masa a los campos $A_\mu^{\hat{a}}$, sólo dice que estos pueden tener masa, ya que se transforman como campos de materia. Entonces, es necesario un mecanismo que permita introducir el término de masa de tal manera que no se destruya la simetría G . Este mecanismo es el Mecanismo de Higgs.

En el caso de una simetría local, los pseudo-bosones de Goldstone son absorbidos por los campos de norma asociados con los generadores rotos y estos a su vez adquieren masa. La manera en que este mecanismo dota de masa a los bosones de norma es ilustrada en las siguientes secciones.

1.1.2. El sector de Higgs

Este sector genera las masas del bosón de Higgs, H , y de los bosones W^\pm y Z mediante el mecanismo de Higgs. Para aplicar el mismo y dotar de masas a los bosones W^\pm y Z se introduce el doblete escalar complejo ϕ . Mediante el mecanismo de Higgs, ϕ tendrá un potencial que rompe espontáneamente la simetría del vacío y el valor esperado del vacío resultante será aquello que dote de masa a los bosones de norma, con el resultado de que la teoría rota tendrá la simetría $U(1)$ asociada a electrodinámica cuántica (QED).

El sector de Higgs consiste en un doblete complejo de $SU_L(2)$ con hipercarga $Y = 1$

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

y su lagrangiana es dada por

$$\mathcal{L}_H = \mathcal{L}_{HC} - V(\Phi^\dagger, \Phi) \quad (1.7)$$

donde $\mathcal{L}_{HC} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ es llamado el sector cinético de Higgs, mientras que $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ es conocido como el potencial de Higgs y es dado como:

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.8)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \Phi} &= 0 \\ \Rightarrow |\phi^0|^2 + |\phi^+|^2 &= -\frac{\mu^2}{2\lambda} \\ &\equiv \frac{v^2}{2} \end{aligned} \quad (1.9)$$

las cuales corresponden al caso en el que el vacío es infinitamente degenerado. Sin embargo esto no presenta complicación alguna, pues para romper espontáneamente la simetría basta con hacer la elección de una dirección en particular, de este modo se escoge

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

La dirección especificada por el vacío Φ_0 no es invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$, pero sí bajo $U(1)$, de modo que se garantiza la conservación de la carga eléctrica.

La teoría física debe desarrollarse en el entorno del mínimo de potencial elegido, para esto se realiza la siguiente transformación:

$$\Phi \longrightarrow \Phi_0 + \Phi = \begin{pmatrix} G_W^\pm \\ \frac{v + H + iG_z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

donde G_W^\pm y G_z son pseudo-bosones de Goldstone asociados con los bosones de norma débiles W^\pm y Z , los cuales pueden borrarse al usar la norma unitaria, de tal manera que

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Desarrollando el potencial de Higgs se puede calcular la masa del bosón de Higgs, m_H , de manera directa

$$\begin{aligned} V(\Phi^\dagger, \Phi) &= \frac{\lambda}{4} [4v^2 H^2 - v^4 + H^4 + 4vH^2] \\ &= \frac{1}{2} m_H^2 H^2 + \dots \end{aligned} \quad (1.13)$$

donde dicha masa es dada por $m_H^2 = 2\lambda v^2$.

La masa de los bosones de norma débiles puede ser calculada a partir del sector cinético de Higgs en la lagrangiana (1.7) si se expresa la derivada covariante del grupo electrodébil en términos de los generadores del grupo $SU_L(2)$, $\frac{\sigma^i}{2}$, y el generador del grupo $U_Y(1)$, $\frac{Y}{2}$, de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \\ &= \partial_\mu - i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) - i(gW_\mu^3 - g'B_\mu) \frac{\sigma^3}{2} - ig' Q B_\mu \end{aligned} \quad (1.14)$$

Juntando las dos ecuaciones (1.14) y (1.12) se obtiene que:

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \begin{pmatrix} \frac{v + H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{i}{2} (gW_\mu^3 - g'B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{v + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

con lo cual el sector cinético de Higgs puede ser escrito en la forma:

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu H) (\partial^\mu H) + \frac{g^2}{4} (v+H)^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g^2}{8} (v+H)^2 (W_\mu^3 - \frac{g'}{g} B_\mu) (W^{3\mu} - \frac{g'}{g} B^\mu) \quad (1.16)$$

de donde se puede calcular la masa de los bosones W^\pm al considerarse únicamente el segundo término, de tal forma que:

$$\frac{g^2}{4} (v+H)^2 W_\mu^- W^{+\mu} = m_W^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \dots \quad (1.17)$$

donde se definió la masa de los bosones W^\pm $m_W = \frac{gv}{2}$. El bosón de Higgs dota de masa al bosón Z a través del tercer término en (1.16). Para poder ver cómo es dotado de masa se debe aplicar la siguiente rotación a los campos de norma W_μ^3 y B_μ

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

donde se definieron $c_W \equiv \cos \theta_W$ y $s_W \equiv \sin \theta_W$ con el ángulo débil, θ_W , dado por:

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.19)$$

de modo que se cumplen las siguientes relaciones:

$$c_W \equiv \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad s_W \equiv \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (1.20)$$

De la expresión dada por (1.16) se obtiene el siguiente término de masa:

$$\frac{g^2}{8} (v+H)^2 (W_\mu^3 - \frac{g'}{g} B_\mu) (W^{3\mu} - \frac{g'}{g} B^\mu) = \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} + \dots \quad (1.21)$$

Al realizar el cambio de variables definido por (1.18), el término de masa toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} + \dots &= \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} (Z_\mu, A_\mu) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} Z_\mu Z^\mu \end{aligned} \quad (1.22)$$

de modo que se observa que el fotón, representado por A_μ , permanece sin masa mientras que el bosón Z adquiere una masa $m_Z = \frac{m_W}{c_W}$ mediante el mecanismo de Higgs.

Se puede ver que a través del rompimiento de la simetría se ha dado masa a los campos W_μ^+ , W_μ^- y Z_μ . Estos campos corresponden a las partículas portadoras de fuerza de la interacción débil. Mientras que el campo A_μ permanece sin masa y por lo tanto existe una simetría $U(1)$ que permanece sin romperse, esta simetría corresponde a la interacción electromagnética, como se había mencionado al principio de esta sección.

1.1.3. El sector de Yukawa

En este sector del SM se generan las masas de los fermiones por medio del mecanismo de Higgs. El sector puede ser dividido de manera natural en dos subsectores:

$$\mathcal{L}_Y = \mathcal{L}_Y^l + \mathcal{L}_Y^q, \quad (1.23)$$

donde \mathcal{L}_Y^l y \mathcal{L}_Y^q son los sectores de leptones y de quarks, respectivamente.

El término de masa de un campo espinorial es de la forma $-m\bar{\psi}\psi$ lo cual puede verse a partir de su lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(\not{\partial} - m)\psi \quad (1.24)$$

donde $\not{\partial} = \gamma^\mu \partial_\mu$

El espinor puede descomponerse en sus partes fundamentales de quiralidad derecha e izquierda:

$$\psi(x) = (P_L + P_R)\psi(x) = \psi_L + \psi_R \quad (1.25)$$

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 esto el término de masa debe ser escrito como

$$-m\bar{\psi}\psi = -m\bar{\psi}_L\psi_R - m\bar{\psi}_R\psi_L \quad (1.26)$$

y por lo tanto no puede ser invariante bajo el grupo electrodébil, así que las masas de los fermiones también deben ser generadas por medio del mecanismo de Higgs.

Sector de leptones

Este sector tiene la siguiente Lagrangiana:

$$\mathcal{L}_Y^l = -Y_{ij}^l \bar{L}_i \phi l_{Rj} + h.c., \quad (1.27)$$

donde se debe recordar que los leptones son organizados en dobletes izquierdos de $SU_L(2)$ con hipercarga de tal manera que reproduzcan la carga eléctrica correcta de acuerdo con el operador

$$Q = \frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y_L}{2}. \quad (1.28)$$

Esto ocurre si $Y_L = -1$, ya que entonces los neutrinos tienen carga cero y los leptones l_i carga -1 . No se introducen neutrinos derechos, sólo izquierdos, y como consecuencia, estas partículas aparecen con masa igual a cero. Por otro lado, los leptones cargados l se introducen como singletes de $SU_L(2)$ con hipercarga $Y_R = -2$. Además, Y_{ij} son constantes adimensionales completamente generales, llamadas constantes de Yukawa.

La Lagrangiana de este sector en la norma unitaria puede ser escrita como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^l &= -Y_{ij} \bar{L}_i \phi l_{Rj} + h.c. \\ &= -\frac{Y_{ij} v}{\sqrt{2}} \bar{l}_{iL} l_{Rj} - \frac{Y_{ij}}{\sqrt{2}} H \bar{l}_{iL} l_{Rj} + h.c. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Se define el siguiente vector en el espacio de sabor

$$E = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}, \quad (1.30)$$

con lo cual la lagrangiana toma la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_Y^l = \bar{E}_L \hat{M}_l E_R - H \bar{E}_L \frac{Y}{\sqrt{2}} E_R + h.c., \quad (1.31)$$

donde se ha definido la matriz de masa $\hat{M}_l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y$. Para poder determinar las masas de los leptones cargados se debe obtener una forma diagonal para la matriz \hat{M}_l . Para ello se hace uso del siguiente resultado del álgebra lineal:

Para cualquier matriz M , siempre es posible encontrar dos matrices, A y B , tales que AMB es una matriz real y diagonal.

Para hacer uso del resultado mencionado anteriormente se consideran las siguientes transformaciones unitarias:

$$E'_L = V_L^l E_L \quad ; \quad E'_R = V_R^l E_R, \quad (1.32)$$

donde V_L^l y V_R^l son matrices unitarias. Con esto la Lagrangiana en la ecuación (1.31) toma la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_Y^l = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}'_L M_l E'_R + h.c.. \quad (1.33)$$

donde M_l es una matriz diagonal y real:

$$M_l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

Recordando que $m_W = \frac{gv}{2}$, se puede escribir la Lagrangiana del sector de Yukawa leptónico como:

$$\mathcal{L}_Y^l = - \left(1 + \frac{gH}{2m_W} \right) \sum_{l=e,\mu,\tau} m_l \bar{l} l \quad (1.35)$$

A partir de esta expresión se puede ver que en este sector no se genera cambio de sabor.

Sector de quarks

Los quarks son acomodados en el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ como dobletes izquierdos de $SU_L(2)$ con hipercarga $Y_L = \frac{1}{3}$.

$$Q_i = \begin{pmatrix} U_i \\ D_i \end{pmatrix}_L \quad (1.36)$$

con $i = 1, 2, 3$

Por otra parte, los estados de helicidad derecha U_{Ri} y D_{Ri} son acomodados en singletes de $SU_L(2)$ con hipercargas $Y_R^U = \frac{4}{3}$ y $Y_R^D = -\frac{2}{3}$, respectivamente.

La lagrangiana de este sector renormalizable invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ está dada por:

$$\mathcal{L}_Y^q = -Y_{ij}^D \bar{Q}_i \phi D_{Rj} + h.c. - Y_{ij}^U \bar{Q}_i \tilde{\phi} U_{Rj} + h.c. \quad (1.37)$$

donde

$$\tilde{\phi} = i\sigma^2 \phi^* = \begin{pmatrix} -G_W^- \\ v + H - iG_z \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

es un doblete de $SU_L(2)$ con hipercarga -1 . En la norma unitaria toma la forma:

$$\tilde{\phi} = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

Con esto, la lagrangiana \mathcal{L}_Y^q puede ser escrita como:

$$\mathcal{L}_Y^q = -(1 + \frac{H}{v})(\bar{D}_L \hat{M}_D D_R + \bar{U}_L \hat{M}_U U_R) + h.c. \quad (1.40)$$

donde

$$\hat{M}_{U,D} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{U,D}$$

y además

$$D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}$$

son vectores en el espacio de sabor de los quarks y la matriz Y o \hat{M} es completamente general.

Para diagonalizar las matrices de masa \hat{M}_D y \hat{M}_U se introducen las siguientes transformaciones unitarias:

$$\begin{aligned} D'_L &= V_L^d D_L \\ D'_R &= V_R^d D_R \\ U'_L &= V_L^u U_L \\ U'_R &= V_R^u U_R \end{aligned} \quad (1.41)$$

Con estas transformaciones se tiene lo siguiente:

$$\begin{aligned} \bar{D}_L \hat{M}_D D_R &= \bar{D}'_L V_L^d \hat{M}_D V_R^{d\dagger} D'_R = \bar{D}'_L M_D D'_R \\ \bar{U}_L \hat{M}_U U_R &= \bar{U}'_L V_L^u \hat{M}_U V_R^{u\dagger} U'_R = \bar{U}'_L M_U U'_R \end{aligned} \quad (1.42)$$

donde M_D y M_U son matrices reales y diagonales

$$M_D = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}, \quad M_U = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

Por lo tanto, al simplificar la notación y haciendo uso de los operadores de proyección P_L y P_R , se puede escribir la lagrangiana de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}_Y^q = -(1 + \frac{gH}{2m_W}) \sum_{q=u,d,\dots} m_q \bar{q}q \quad (1.44)$$

de donde se puede ver también que en este sector no se genera cambio de sabor.

1.1.4. El sector de corrientes

Este sector se divide en dos subsectores, el sector de corrientes leptónico y el sector de corrientes de quarks:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_c^l + \mathcal{L}_c^q \quad (1.45)$$

Sector de corrientes leptónico

Definiendo las siguientes derivadas covariantes:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.46)$$

$$\bar{D}_\mu = \partial_\mu - g' \frac{Y_{lR}}{2} B_\mu \quad (1.47)$$

la lagrangiana para el sector de corrientes leptónico es escrita como:

$$\mathcal{L}_c^l = i \bar{L}'_i \not{D} L'_i + i \bar{l}'_{Ri} \not{D} l'_{Ri} \quad (1.48)$$

Usando la relación $\frac{g'}{g} = \frac{s_W}{c_W}$ se pueden reescribir las derivadas covariantes como sigue:

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu - i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) - i \left(g W_\mu^3 - g \frac{s_W}{c_W} B_\mu \right) \frac{\sigma^3}{2} - ig \frac{s_W}{c_W} Q B_\mu \\ &= \partial_\mu - i \frac{g}{\sqrt{2}} (\sigma^+ W_\mu^+ + \sigma^- W_\mu^-) - \frac{ig}{2c_W} (\sigma^3 - 2s_W^2 Q) Z_\mu - ieQA_\mu \end{aligned} \quad (1.49)$$

y de manera análoga

$$\bar{D}_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu + igQ \frac{s_W^2}{c_W} Z_\mu \quad (1.50)$$

Usando esta forma de las derivadas covariantes, la lagrangiana del sector de corrientes leptónico puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c^l &= i \bar{\nu}'_{iL} \not{\partial} \nu'_{iL} + i \bar{l}'_{iL} \not{\partial} l'_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{l}'_{iL} \gamma^\mu \nu'_{iL} + eQA_\mu \bar{l}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL} \\ &\quad + \frac{g}{2s_W} Z_\mu (\bar{\nu}'_{iL} \gamma^\mu \nu'_{iL} - (1 + 2s_W^2 Q) (\bar{l}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL})) + i \bar{l}'_{iR} \not{\partial} l'_{iR} + eQA_\mu \bar{l}'_{iR} \gamma^\mu l'_{iR} \\ &\quad - \frac{s_W^2}{c_W} gQ Z_\mu \bar{l}'_{iR} \gamma^\mu l'_{iR} \end{aligned} \quad (1.51)$$

La cual puede ser reescrita si se definen los siguientes vectores

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

de tal manera que la lagrangiana se escribe de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c^l = & i\bar{\nu}'_L \not{\partial} \nu'_L + i\bar{E}'_L \not{\partial} E'_L + i\bar{E}'_R \not{\partial} E'_R + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}'_L \gamma^\mu E'_L + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{E}'_L \gamma^\mu \nu'_L \\ & eA_\mu Q \bar{E}'_L \gamma^\mu E'_L + eA_\mu Q \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R + \frac{g}{\sqrt{2}} Z_\mu (\bar{\nu}'_L \gamma^\mu \nu'_L - (1 + 2s_W^2 Q)(\bar{E}'_L \gamma^\mu E'_L)) \\ & \frac{s_W^2}{c_W} g Q Z_\mu \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R \end{aligned} \quad (1.52)$$

Usando la transformación unitaria $E'_L = V_L^l E_L$, $E'_R = V_R^l E_R$ se puede escribir la lagrangiana en términos de eigenestados de masa, sin embargo se debe notar que esta transformación no da información alguna sobre la manera en que se transforma ν , ya que estos no reciben masa en el sector de Yukawa. Se puede escoger por conveniencia las mismas matrices que transforman a los leptones cargados, es decir, hacer uso de la transformación $\nu'_L = V_L^l \nu_L$.

Es facil verificar que estas transformaciones generan la conservación de sabor de las corrientes neutras:

$$\bar{\nu}'_L \gamma^\mu E'_L = \bar{\nu}_L V_L^{l\dagger} \gamma^\mu V_L^l E_L = \bar{\nu}_L \gamma^\mu E_L \quad (1.53)$$

También se puede notar lo siguiente:

$$\begin{aligned} \bar{E}'_L \not{\partial} E'_L &= \bar{E}_L \not{\partial} E_L \\ \bar{E}'_R \not{\partial} E'_R &= \bar{E}_R \not{\partial} E_R \\ \bar{\nu}'_L \not{\partial} \nu'_L &= \bar{\nu}_L \not{\partial} \nu_L \end{aligned}$$

La lagrangiana expresada en eigenestados de masa es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c^l = & i\bar{\nu}_L \not{\partial} \nu_L + i\bar{E} \not{\partial} E + \frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \bar{\nu} \gamma^\mu P_L E + W_\mu^- \bar{E} \gamma^\mu P_L \nu) + eA_\mu (Q \bar{E} \gamma^\mu E) \\ & + \frac{g}{2c_W} Z_\mu (\bar{\nu} \gamma^\mu P_L \nu + g_L^l \bar{E}_L \gamma^\mu E_L + g_R^l \bar{E}_R \gamma^\mu E_R) \end{aligned} \quad (1.54)$$

donde se ha definido la constante $g_L^l = -(1 + 2s_W^2 Q)$ y también $g_R^l = -2s_W^2 Q$

Sector de corrientes de quarks

Este sector tiene una estructura similar al sector de corrientes leptónico. La lagrangiana del sector de corrientes de quarks es:

$$\mathcal{L}_c^q = i\bar{Q}'_i \not{D} Q'_i + i\bar{u}'_{iR} \not{D} u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR} \not{D} d'_{iR} \quad (1.55)$$

Definiendo lo siguientes vectores

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

y haciendo uso de las representaciones de las derivadas covariantes para el término de doblete y el término del singlete, dadas por (1.49) y (1.50) respectivamente, se puede escribir la lagrangiana como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_c^q = & i\bar{U}'_L \not{\partial} U'_L + i\bar{D}'_L \not{\partial} D'_L + i\bar{U}'_R \not{\partial} U'_R + i\bar{D}'_R \not{\partial} D'_R + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ \bar{U}'_L \gamma^\mu D'_L + W_\mu^- \bar{D}'_L \gamma^\mu U'_L) \\
& + eA_\mu(Q\bar{D}'_L \gamma^\mu D'_L + Q\bar{U}'_R \gamma^\mu U'_R + Q\bar{D}'_R \gamma^\mu D'_R) + \frac{g}{2c_W} Z_\mu(\bar{U}'_L \gamma^\mu U'_L - (1 + 2s_W^2 Q)(\bar{D}'_L \gamma^\mu D'_L)) \\
& - \frac{s_W^2}{c_W} g Q Z_\mu \bar{U}'_R \gamma^\mu U'_R - \frac{s_W^2}{c_W} g Q Z_\mu \bar{D}'_R \gamma^\mu D'_R
\end{aligned} \tag{1.57}$$

Para expresar esta lagrangiana en términos de eigenestados de masa se hace uso de la transformación unitaria $D'_L = V_L^d D_L$, $D'_R = V_R^d D_R$, $U'_L = V_L^u U_L$, $U'_R = V_R^u U_R$. Es sencillo ver que los términos cinéticos, así como las corrientes mediadas por Z_μ y A_μ son invariantes bajo estas transformaciones. Sin embargo, en el sector de corrientes cargadas ocurre que:

$$\bar{U}'_L \gamma^\mu D_L = \bar{U}'_L K \gamma^\mu D'_L \tag{1.58}$$

donde $K \equiv V_L^u V_L^{d\dagger}$ es la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa o matriz CKM. Las corrientes cargadas dan lugar al cambio de sabor:

$$\frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \gamma^\mu K \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.59}$$

La lagrangiana para el sector de corrientes de quarks se escribe entonces como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_c^q = & i\bar{U}_i \not{\partial} U_i + i\bar{D}_i \not{\partial} D_i + \frac{g}{\sqrt{2}}(K_{ij} W_\mu^+ \bar{U}_i \gamma^\mu P_L D_j + h.c.) \\
& + \frac{g}{\sqrt{2}} Z_\mu(\bar{U}_i \gamma^\mu (g_V^U - g_A^U \gamma_5) U_i + \bar{D}_i \gamma^\mu (g_V^D - g_A^D \gamma_5) D_i) \\
& + eA_\mu(Q_u \bar{U}_i \gamma^\mu U_i + Q_b \bar{D}_i \gamma^\mu D_i)
\end{aligned} \tag{1.60}$$

donde se han definido las siguientes constantes $g_V^U = \frac{1}{2} - 2Q_u s_W^2$, $g_A^U = \frac{1}{2}$, $g_V^D = -\frac{1}{2} - 2Q_b s_W^2$, $g_A^D = -\frac{1}{2}$ con $Q_U = \frac{2}{3}$ y $Q_b = -\frac{1}{3}$

1.1.5. El sector de Yang-Mills

En el caso del sector electrodébil, el sector de Yang-Mills determina las interacciones que existen entre los bosones de norma. Este sector se construye con las estructuras covariantes dadas por los tensores de campo $W_{\mu\nu}$ y $B_{\mu\nu}$ asociados a los grupos $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$ respectivamente:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \tag{1.61}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.62}$$

de modo que se tiene la lagrangiana del sector de Yang-Mills electrodébil

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{1.63}$$

Se puede escribir $B_{\mu\nu}$ de la siguiente manera haciendo uso de (1.18):

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ &= \partial_\mu(-s_W Z_\nu + c_W A_\nu) - \partial_\nu(-s_W Z_\mu + c_W A_\mu) \\ &= -s_W Z_{\mu\nu} + c_W F_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.64)$$

De manera análoga se obtiene:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^3 &= c_W Z_{\mu\nu} + s_W F_{\mu\nu} + g(W_\mu^1 W_\nu^2 - W_\mu^2 W_\nu^1) \\ &= c_W Z_{\mu\nu} + s_W F_{\mu\nu} + ig(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) \end{aligned} \quad (1.65)$$

Además se definen los tensores con contenido de carga eléctrica:

$$\hat{W}_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \quad \hat{W}_{\mu\nu}^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 + iW_{\mu\nu}^2) \quad (1.66)$$

de donde se obtiene fácilmente la transformación inversa:

$$W_{\mu\nu}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{W}_{\mu\nu}^+ + \hat{W}_{\mu\nu}^-) \quad W_{\mu\nu}^2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{W}_{\mu\nu}^+ - \hat{W}_{\mu\nu}^-) \quad (1.67)$$

Con estas identidades y definiendo $W_{\mu\nu}^+ = \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+$ se pueden escribir expresiones para $\hat{W}_{\mu\nu}^+$ y $\hat{W}_{\mu\nu}^-$.

$$\begin{aligned} \hat{W}_{\mu\nu}^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2) \\ &= \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+ + g \left[\frac{i}{\sqrt{2}} W_\nu^3 (W_\mu^1 - iW_\mu^2) - \frac{i}{\sqrt{2}} W_\mu^3 (W_\nu^1 - iW_\nu^2) \right] \\ &= W_{\mu\nu}^+ + ig(W_\mu^+ W_\nu^3 - W_\nu^+ W_\mu^3) \\ &= W_{\mu\nu}^+ + igc_W(W_\mu^+ Z_\nu - W_\nu^+ Z_\mu) + ie(W_\mu^+ A_\nu - W_\nu^+ A_\mu) \end{aligned} \quad (1.68)$$

donde se puede identificar $e = gs_W$ como la carga eléctrica. Debe notarse que la expresión para $\hat{W}_{\mu\nu}^-$ se puede calcular de $\hat{W}_{\mu\nu}^- = (\hat{W}_{\mu\nu}^+)^\dagger$. En la última igualdad de (1.68) se substituyó que $W_\mu^3 = c_W Z_\mu + s_W A_\mu$.

Después del álgebra correspondiente, la lagrangiana de Yang-Mills del sector electrodébil toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM} &= -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu} - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ &\quad - ie[(W_{\mu\nu}^- W^{+\mu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu}) A^\nu + F_{\mu\nu} W^{-\mu} W^{+\nu}] \\ &\quad - igc_W[(W_{\mu\nu}^- W^{+\mu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu}) Z^\nu + Z_{\mu\nu} W^{-\mu} W^{+\nu}] \\ &\quad - e^2(W_\mu^- A_\nu - W_\nu^- A_\mu) W^{+\mu} A^\nu - g^2 c_W^2 (W_\mu^- Z_\nu - W_\nu^- Z_\mu) W^{+\mu} Z^\nu \\ &\quad - \frac{egc_W}{2} [(W_\mu^- A_\nu - W_\nu^- A_\mu)(W^{+\mu} Z^\nu - W^{+\nu} Z^\mu) \\ &\quad + (W_\mu^- Z_\nu - W_\nu^- Z_\mu)(W^{+\mu} A^\nu - W^{+\nu} A^\mu)] \\ &\quad + \frac{g^2}{4} (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-)(W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{+\mu} W^{-\nu}) \end{aligned} \quad (1.69)$$

La lagrangiana de este sector determina las interacciones que existen entre los bosones de norma electrodébiles W^\pm , Z y A .

Capítulo 2

La extensión del modelo estándar

2.1. Simetría de Lorentz y de CPT

Desde el descubrimiento de su importancia para la física en 1905, la simetría de Lorentz se ha convertido en una parte esencial de las teorías que actualmente se tienen de la naturaleza y se vuelve extremadamente importante cuando la validez de estas teorías se extiende a las altas energías. Por lo tanto la simetría de Lorentz resulta ser una parte integral de las dos teorías más importantes de la física contemporánea: el modelo estándar de física de partículas y la relatividad general.

La noción galileana de un espacio y tiempo absolutos permaneció vigente por cientos de años y sirvió como base para el desarrollo de la mecánica de Newton, una de las teorías más importantes de la física clásica. No fue hasta la llegada de la relatividad especial desarrollada por Einstein que se probó que la teoría de Newton era sólo una parte de una teoría más general y se comprobó la validez e invariancia de las leyes de Maxwell bajo un nuevo tipo de transformaciones desarrolladas por Lorentz. Que estas transformaciones son la forma correcta de relacionar marcos de referencia inerciales se volvió claro sólo después del trabajo de Einstein y su validez ha sido puesta a prueba de manera experimental desde entonces.

Las transformaciones de Lorentz son operaciones matemáticas que se usan para relacionar observaciones físicas hechas en marcos de referencia que se mueven con velocidades relativas constantes y con diferente orientación, es decir, marcos de referencia inerciales. Estas transformaciones son llamadas boosts y rotaciones. La simetría de Lorentz significa que las leyes de la física deben ser iguales en todos los marcos de referencia que puedan ser conectados por medio de una combinación de transformaciones de Lorentz.

Como una definición se puede tomar que las transformaciones de Lorentz son aquellas que dejan invariante el intervalo de espacio-tiempo $ds^2 = dx_\mu dx^\mu$. Para un quadri-vector como x^μ , una transformación de Lorentz es implementada por medio de una matriz Λ_ν^μ de tal forma que $x^\mu \rightarrow x'^\mu = \Lambda_\nu^\mu x^\nu$. Se puede ver que si ds^2 es invariante, entonces la propiedad que define una transformación de Lorentz es:

$$g_{\mu\nu} \Lambda_\alpha^\mu \Lambda_\beta^\nu = g_{\alpha\beta}, \quad (2.1)$$

donde $g_{\mu\nu}$ es la métrica de Minkowski.

El grupo de Lorentz completo puede ser dividido en cuatro componentes, donde la distinción es hecha con base en dos propiedades de sus elementos. La primera tiene que ver con una transformación de Lorentz propia o impropia, dependiendo si Λ_{ν}^{μ} tiene determinante igual a uno, o igual a menos uno, respectivamente. La segunda propiedad es que una transformación de Lorentz puede ser ortocrona o no ortocrona, lo cual nos dice que $\Lambda_0^0 \geq 1$, o $\Lambda_0^0 \leq -1$, respectivamente. El grupo de Lorentz restringido consiste únicamente de las transformaciones de Lorentz propias y ortocronas, y es la única de estas cuatro componentes que forma un grupo, pues las demás no contienen al elemento identidad.

Hay dos elementos del grupo de Lorentz que tienen especial importancia física. Estos son la inversión espacial, o transformación de paridad P y la transformación de inversión temporal T . Su acción sobre un cuadri-vector del espacio-tiempo (x^0, \vec{x}) puede ser escrita como:

$$P : (x^0, \vec{x}) \rightarrow (x^0, -\vec{x}) \quad (2.2)$$

$$T : (x^0, \vec{x}) \rightarrow (-x^0, \vec{x}) \quad (2.3)$$

Estas transformaciones pueden ser usadas para relacionar diferentes componentes en el grupo de Lorentz completo y por lo tanto no son parte del grupo de Lorentz restringido. Si además de estas dos transformaciones (P y T) se considera una tercera denotada por C y que tiene por nombre transformación de conjugación de carga, bajo la cual todas las partículas son transformadas en sus correspondientes antipartículas y viceversa, se tiene una operación de simetría, la simetría CPT .

El papel de simetría fundamental en física de partículas que tiene la simetría CPT puede ser entendida gracias a su fuerte relación con la simetría de Lorentz [28]. Un resultado importante en este contexto es el teorema CPT [20]. Este teorema dice que para cada teoría de campos relativista, la simetría de Lorentz implica la simetría de CPT . Sin embargo, la implicación opuesta no es verdad. En 2002, Greenberg [21] probó el teorema anti- CPT , el cual dice que para cualquier teoría de campos local, la violación de la simetría CPT implica la violación de la simetría de Lorentz. Esto quiere decir que no se puede tener violación de CPT sin violación de Lorentz, pero violación de Lorentz mientras se conserva la simetría de CPT sigue siendo una posibilidad.

2.2. Violación de Lorentz

El entendimiento más fundamental que se tiene de la naturaleza en la actualidad consiste de dos partes separadas. Por un lado se tiene al SM, el cual describe todas las partículas elementales conocidas y tres de las cuatro fuerzas a través de las cuales interactúan dichas partículas. Por el otro lado se tiene la teoría de la Relatividad General (GR), la cual describe la cuarta fuerza, la gravedad. Ambas teorías han probado su valor a través de varias pruebas experimentales a lo largo de los años, en particular, el SM ha sido probado hasta una precisión impresionante. Sin embargo, también hay evidencia de que este modelo no está completo, por ejemplo, la masa de los neutrinos, e incluso

muchos físicos teóricos piensan que SM y GR forman parte de una teoría del todo. Varios intentos se han hecho en busca de esta teoría de unificación, tales como teoría de cuerdas, gravedad cuántica de lazos, entre otras. Sin embargo, ninguno de estos intentos ha llegado a resultados satisfactorios. Un problema que no se puede ignorar es la escala de energía a la cual estas teorías se vuelven relevantes. A energías que son alcanzables en laboratorios hoy en día, está bien usar el SM y GR como dos teorías completamente separadas. Es sólo a escalas de energía comparables con la masa de Planck ($M_P = 10^{19} GeV$) que se espera que aparezcan efectos de gravedad cuántica. Dado que estas escalas de energía están fuera del alcance de experimentos en el presente es difícil probar de manera directa estas teorías de gravedad cuántica.

El rompimiento de la simetría de Lorentz o de CPT puede ser una forma de arreglar este problema. Es sabido que en el contexto de teorías de gravedad cuántica se predice la posibilidad de algún tipo de violación de Lorentz, por ejemplo en [29], incluso aunque no se predice el rompimiento de la simetría de Lorentz de manera concluyente. A lo largo de las últimas décadas se ha evidenciado que es posible restringir tales rompimientos de una simetría con enorme precisión.

Para investigar de manera sistemática todas las posibilidades de violación de la simetría de Lorentz y catalogar los resultados experimentales, se ha desarrollado una teoría de campo efectiva que aproxima violación de Lorentz [12] e incorpora toda la física conocida del SM de física de partículas. A excepción de la simetría de Lorentz y de CPT , esta teoría pretende mantener todas las características convencionales del SM, tales como invariancia de norma y el mecanismo de Higgs. Esta teoría fue llamada la Extensión del Modelo Estándar (SME) y contiene varios coeficientes que parametrizan el rompimiento de la simetría de Lorentz, así como el rompimiento de la simetría CPT . Más de 1000 trabajos en este contexto se han llevado a cabo y sus resultados son registrados como cotas experimentales puestas en los coeficientes que parametrizan violación de CPT y de Lorentz, como se puede ver en [30].

Hay un aspecto importante que debe ser discutido acerca de las transformaciones de Lorentz en el contexto de SME. Existe una diferencia entre transformaciones de Lorentz de observador y de partícula. Cuando se dice en esta tesis que se estudia el rompimiento de la invariancia de Lorentz en realidad se quiere decir que se estudia el rompimiento de la invariancia de Lorentz bajo transformaciones de partícula. En SME, el rompimiento de la simetría de Lorentz es introducido por medio de la Lagrangiana que contiene términos formados de coeficientes tensoriales acoplados a operadores construidos a partir de campos de SM, un ejemplo de esto se da en [31] por medio del término

$$i c_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu \partial^\nu \psi, \tag{2.4}$$

donde $c_{\mu\nu}$ es el coeficiente que parametriza violación de Lorentz y puede ser visto, al igual que todos los coeficientes de violación de Lorentz, como campos de fondo con valores constantes. Cuando se aplica una transformación de Lorentz de observador, se transforman todas las cantidades, incluidos los campos de fondo. En este caso se obtiene:

$$i c_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu \partial^\nu \psi \rightarrow \Lambda_\mu^\rho \Lambda_\nu^\sigma \Lambda_\lambda^\mu \Lambda_\kappa^\nu i c_{\rho\sigma} \bar{\psi} \gamma^\lambda \partial^\kappa \psi = i c_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu \partial^\nu \psi, \tag{2.5}$$

donde Λ_μ^ν es una transformación de Lorentz. Invariancia bajo transformaciones de Lorentz de observador implica entonces que todos los índices de Lorentz estén contraídos. Por otro lado, al aplicar una transformación de Lorentz de partícula, se transforman todas las cantidades, a excepción de los campos de fondo, es decir

$$i c_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu \partial^\nu \psi \rightarrow \Lambda_\lambda^\mu \Lambda_\kappa^\nu i c_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\lambda \partial^\kappa \psi \quad (2.6)$$

La forma de los coeficientes cambia bajo transformaciones de Lorentz de observador, además de que se vuelven dependientes del tiempo en un sistema en constante cambio de estado de movimiento, por tal motivo, y dado que no existe un marco de referencia preferencial, estos coeficientes son reportados de manera estandarizada en el marco de referencia centrado en el Sol, el cual es aproximadamente inercial en el rango de tiempo de cualquier experimento terrestre, y por lo tanto en este sistema de referencia los coeficientes de violación de Lorentz son constantes.

2.3. La extensión del modelo estándar

La SME [12] es una teoría efectiva que incorpora efectos de violación de CPT y de Lorentz en forma independiente al SM. En este esquema, la lagrangiana del SM es extendida de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{SME} = \mathcal{L}_{SM} + \Delta\mathcal{L} \quad (2.7)$$

donde \mathcal{L}_{SM} representa a la teoría estándar y $\Delta\mathcal{L}$ contiene a los términos que violan la simetría de Lorentz $SO(1,3)$ y, en algunos casos, invariancia bajo CPT .

Violación de CPT implica violación de la simetría de Lorentz, sin embargo se debe hacer énfasis en que, como se ha mencionado antes, la afirmación inversa no es verdadera, es decir que se puede tener violación de Lorentz sin que se viole la simetría CPT .

Los términos que violan las simetrías de CPT y 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^{μ_1, \dots, μ_n} son n-tensores de Lorentz constantes (independientes del espacio-tiempo) los cuales no representan grados de libertad, sin embargo, introducen direcciones especiales en el espacio, cuya presencia puede modificar de manera significativa el comportamiento dinámico de las partículas conocidas. Por otra parte, las cantidades $\mathcal{O}_{\mu_1, \dots, \mu_n}$ están formadas por contracciones apropiadas de campos del SM, los cuales son n-tensores bajo $SO(1,3)$ e invariantes bajo el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$.

En este proyecto, la atención va a estar centrada en el sector de quarks que es impar bajo CPT y cuya lagrangiana es dada por [12]:

$$\mathcal{L}_{quark}^{CPT-odd} = -(a_L)_\mu^{AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu Q_B - (a_R)_\mu^{AB} \bar{R}_A \gamma^\mu R_B \quad (2.8)$$

donde A, B son índices de sabor de distintas especies de quarks de tipo up, $U = u, c, t$, o de tipo down, $D = d, s, b$; γ^μ son matrices de Dirac, $(a_{L,R})$ son cuadri-vectores con dimensiones de masa y también matrices hermitianas 3×3 definidas en el espacio de sabor;

R_A representa un quark de tipo U o D de quiralidad derecha, mientras que $\bar{Q} = (\bar{U}_L, \bar{D}_L)$ es un doblete de quiralidad izquierda del grupo débil $SU_L(2)$, de los cuales hay tres y son conocidos como familias, a saber, la primera familia: (\bar{u}_L, \bar{d}_L) , la segunda familia: (\bar{c}_L, \bar{s}_L) y la tercera familia: (\bar{t}_L, \bar{b}_L) .

Desarrollando la lagrangiana (2.8), esta puede ser escrita de manera más explícita como sigue:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{quark}^{CPT-odd} = & - (a_U)_\mu^{AB} \bar{U}_A \gamma^\mu U_B - (b_U)_\mu^{AB} \bar{U}_A \gamma_5 \gamma^\mu U_B \\ & - (a_D)_\mu^{AB} \bar{D}_A \gamma^\mu D_B - (b_D)_\mu^{AB} \bar{D}_A \gamma_5 \gamma^\mu D_B \end{aligned} \quad (2.9)$$

En la expresión anterior, a y b resultan de combinaciones lineales de las matrices a_L y a_R . Se puede observar que hay dos tipos de matrices a y b , una que mezcla a los quarks de tipo up y otra que lo hace con los quarks de tipo down. En este estudio la atención sólo se centrará en las matrices de tipo up, ya que sólo se tiene interés en los efectos de violación de CPT mediados por el quark top. La razón para esto es que el quark top es la partícula más pesada que se conoce, por lo que se espera que sea más sensible a efectos de nueva física. Además, en este proyecto no se considerarán efectos con cambio de sabor.

Las reglas de Feynman que se derivan de la lagrangiana (2.9) son:

$$\begin{aligned} \begin{array}{c} U \\ \text{---} \bullet \text{---} \\ A \qquad B \end{array} &= -i(a_U)_\mu^{AB} \gamma^\mu \delta_{ij} - i(b_U)_\mu^{AB} \gamma_5 \gamma^\mu \delta_{ij} \\ &= -i(\not{a}_U^{AB} + \gamma_5 \not{b}_U^{AB}) \delta_{ij} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \begin{array}{c} D \\ \text{---} \bullet \text{---} \\ A \qquad B \end{array} &= -i(a_D)_\mu^{AB} \gamma^\mu \delta_{ij} - i(b_D)_\mu^{AB} \gamma_5 \gamma^\mu \delta_{ij} \\ &= -i(\not{a}_D^{AB} + \gamma_5 \not{b}_D^{AB}) \delta_{ij} \end{aligned} \quad (2.11)$$

En general esta interacción produce cambio de sabor, sin embargo este efecto no es relevante para el presente estudio ya que no puede haber contribución alguna de las partes no diagonales, y por lo tanto no será considerado. Además, la atención se centra únicamente en la contribución del quark top, por lo que la regla de Feynman toma la siguiente forma:

$$\begin{array}{c} t \qquad t \\ \text{---} \bullet \text{---} \\ i \qquad j \end{array} = -i(\not{a}^{tt} + \not{b}^{tt} \gamma_5) \delta_{ij} \quad (2.12)$$

donde hay que tomar en cuenta que $\not{a}^{tt} = a_\mu^{tt} \gamma^\mu$ y $\not{b}^{tt} = b_\mu^{tt} \gamma^\mu$ con a_μ^{tt} y b_μ^{tt} cuadvectores reales. En el siguiente capítulo se hace uso de la notación simplificada $a_\mu \equiv a_\mu^{tt}$ y $b_\mu \equiv b_\mu^{tt}$.

Capítulo 3

Estudio de la reacción $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$

El interés de este trabajo se centra en investigar los efectos de violación de Lorentz y de CPT a través del mecanismo de producción del bosón de Higgs y su decaimiento a dos fotones via fusión de gluones:

$$gg \longrightarrow H \longrightarrow \gamma\gamma$$

Para esto, primero se expresa la sección eficaz del proceso completo $\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)$ como el producto de la sección eficaz del subproceso de producción $\sigma(gg \rightarrow H)$ y el branching ratio del subproceso de decaimiento $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ como se muestra en la siguiente sección.

3.1. La sección eficaz $\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)$

La aproximación de anchura estrecha (NWA) es una forma muy útil de simplificar el cálculo de procesos complicados que involucran la contribución resonante de una partícula inestable. La idea principal es factorizar el proceso completo en la producción en capa de masa de la partícula resonante ($gg \rightarrow H$) y su decaimiento ($H \rightarrow \gamma\gamma$). Esta aproximación provee una aproximación de la sección eficaz para el proceso completo en términos del producto de la sección eficaz de producción multiplicada por el branching ratio correspondiente al decaimiento de la partícula resonante. Para ver cómo funciona esto se empieza primero con una discusión del espacio fase y la sección eficaz.

El espacio fase, denotado por Φ es una cantidad invariante de Lorentz, cuya diferencial es denotada por $d\Phi_n$. Es caracterizado por n , el número de partículas del estado final y es dado por:

$$d\Phi_n = (2\pi)^4 \delta^4 \left(P - \sum_{f=1}^n p_f \right) \prod_{f=1}^n \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_f} \quad (3.1)$$

Esta diferencial del espacio fase puede ser expresada como [32]

$$d\Phi_n = d\Phi_k \frac{dq^2}{2\pi} d\Phi_{n-k+1} \quad (3.2)$$

donde q denota el momento de la partícula resonante. Ahora se puede interpretar a $\Phi_k(q)$ como el espacio fase del proceso de producción, mientras que $\Phi_{n-k+1}(q)$ puede ser

Estudio de la reacción $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$
3.1 La sección eficaz $\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)$

considerado como el espacio fase del proceso de decaimiento.

Es también posible escribir la amplitud invariante del proceso completo con un propagador escalar como el producto de las partes de producción y de decaimiento como:

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma} = \mathcal{M}_{gg \rightarrow H} \frac{1}{q^2 - m_H^2 + im_H \Gamma_H} \mathcal{M}_{H \rightarrow \gamma\gamma}. \quad (3.3)$$

donde Γ_H es la anchura de decaimiento total del bosón de Higgs y se ha introducido el propagador de Breit-Wigner del bosón de Higgs resonante

$$D_H = \frac{1}{q^2 - m_H^2 + im_H \Gamma_H}. \quad (3.4)$$

de esta manera, al calcular el cuadrado de la amplitud invariante del proceso completo se obtiene:

$$|\mathcal{M}_{gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma}|^2 = |\mathcal{M}_{gg \rightarrow H}|^2 \frac{1}{(q^2 - m_H^2)^2 + (m_H \Gamma_H)^2} |\mathcal{M}_{H \rightarrow \gamma\gamma}|^2 \quad (3.5)$$

La sección eficaz del proceso completo es dada por:

$$\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{F} \int d\Phi |\mathcal{M}_{gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma}|^2. \quad (3.6)$$

Para descomponer esta sección eficaz se introducen en esta última expresión las ecuaciones (3.2) y (3.5) de manera que se puede escribir como:

$$\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{F} \int \frac{dq^2}{2\pi} \left[\left(\int d\Phi_{gg \rightarrow H} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow H}|^2 \right) \frac{1}{(q^2 - m_H^2)^2 + (m_H \Gamma_H)^2} \left(\int d\Phi_{H \rightarrow \gamma\gamma} |\mathcal{M}_{H \rightarrow \gamma\gamma}|^2 \right) \right]. \quad (3.7)$$

La sección eficaz del proceso de producción es dada por:

$$\sigma_{gg \rightarrow H}(q^2) = \frac{1}{F} \int d\Phi_{gg \rightarrow H} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow H}(q^2)|^2 \quad (3.8)$$

Mientras que la anchura de decaimiento de una partícula inestable con energía $\sqrt{q^2}$ es dada por:

$$\Gamma_{H \rightarrow \gamma\gamma}(q^2) = \frac{1}{F_D} \int d\Phi_{H \rightarrow \gamma\gamma} |\mathcal{M}_{H \rightarrow \gamma\gamma}(q^2)|^2 \quad (3.9)$$

donde el factor de flujo es $F_D = 2\sqrt{q^2}$.

Por lo tanto, la ecuación (3.7) puede ser escrita como:

$$\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma) = \int \frac{dq^2}{2\pi} \sigma_{gg \rightarrow H}(q^2) \frac{2\sqrt{q^2}}{(q^2 - m_H^2)^2 + (m_H \Gamma_H)^2} \Gamma_{H \rightarrow \gamma\gamma}(q^2). \quad (3.10)$$

La aproximación de anchura estrecha (NWA) es válida cuando $\Gamma_H \ll m_H$. En el caso del bosón de Higgs se tienen los valores $\Gamma_H = 4.03 \times 10^{-3}$ GeV y $m_H = 125.1$ GeV, por lo que la aproximación es muy buena.

Aplicando esta aproximación al propagador de Breit-Wigner se tiene:

$$\lim_{(M\Gamma) \rightarrow 0} \frac{1}{(q^2 - m_H^2)^2 + (m_H \Gamma_H)^2} = \frac{\pi}{m_H \Gamma_H} \delta(q^2 - m_H^2) \quad (3.11)$$

Para realizar la integración se hace el cambio de los límites de integración superior e inferior a $\pm\infty$ respectivamente. Esto no presenta una complicación dado que se espera que las contribuciones fuera de la región de resonancia estrecha sean muy pequeñas, así que esta extensión de la integral no debería alterar el resultado de manera significativa. La NWA implica también que la sección eficaz de producción, la anchura de decaimiento y el factor $\sqrt{q^2}$ sean todos evaluados en capa de masa ($q^2 = m_H^2$). De esta manera, la sección eficaz del proceso completo puede ser escrita como:

$$\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma) = \sigma(gg \rightarrow H) \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma) \quad (3.12)$$

Además se tendrá en cuenta en la siguiente sección la relación entre la sección eficaz $\sigma(gg \rightarrow H)$ y la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow gg)$

$$\sigma(gg \rightarrow H) = \frac{\pi^2}{8m_H} \delta(q^2 - m_H^2) \Gamma(H \rightarrow gg), \quad (3.13)$$

con el fin de expresar la intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$ en términos de anchuras de decaimiento.

3.2. Intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$

Las colaboraciones ATLAS y CMS han reportado la intensidad de la señal en varios canales de decaimiento del bosón de Higgs [24]. En particular, la intensidad de la señal en el canal de decaimiento a dos fotones reportada comparada con las predicciones obtenidas por el SM es:

$$\mu_{\gamma\gamma} = \frac{\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma)^{SM}} = 1.10_{-0.09}^{+0.10} \quad (3.14)$$

donde se ha hecho la suposición de que la fusión de gluones es el canal dominante en el proceso de producción del bosón de Higgs.

Usando la aproximación de anchura estrecha en la expresión para $\mu_{\gamma\gamma}$ (3.14), como se hizo en la sección anterior, esta puede ser expresada como:

$$\mu_{\gamma\gamma} = \frac{\sigma(gg \rightarrow H) \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma(gg \rightarrow H)^{SM} \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma)^{SM}} \quad (3.15)$$

Existe una fuerte correlación entre la sección eficaz $\sigma(gg \rightarrow H)$ y la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow gg)$, dada por (3.13), de tal manera que la última expresión puede ser escrita como:

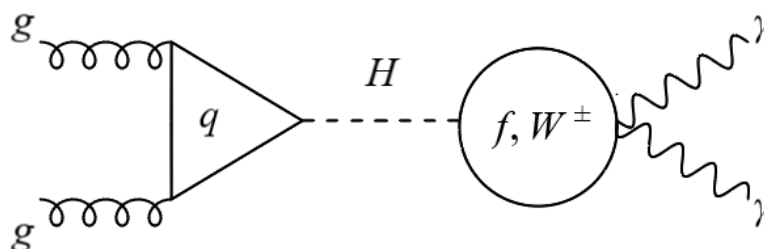
$$\mu_{\gamma\gamma} = \frac{\Gamma(H \rightarrow gg) \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(H \rightarrow gg)^{SM} \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma)^{SM}} \quad (3.16)$$

Finalmente, si además se hace la suposición de que el valor de la anchura total del bosón de Higgs no cambia de manera significativa debido a efectos de nueva física, entonces se puede expresar la intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$ como:

$$\mu_{\gamma\gamma} = \frac{\Gamma(H \rightarrow gg) \times \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(H \rightarrow gg)^{SM} \times \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)^{SM}} \quad (3.17)$$

En las siguientes secciones se pretende calcular el valor de $\mu_{\gamma\gamma}$ en el contexto de SME, para esto se realiza el cálculo de las anchuras de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow gg)$ y $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ correspondientes al mecanismo de producción y detección respectivamente.

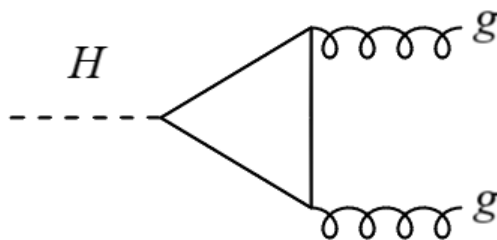
El proceso que se busca estudiar en este trabajo ocurre a orden de un lazo vía los siguientes diagramas:



En el primer lazo están involucrados todos los quarks, sin embargo, la amplitud es dominada por el quark top. Por otro lado, en el segundo lazo participan todas las partículas cargadas del SM, a saber, $f = l, q$ y W^\pm , sin embargo, la contribución es dominada por el quark top y el bosón de norma W^\pm . La dominancia del quark top se debe a que el bosón de Higgs se acopla a las partículas de manera proporcional a sus masas.

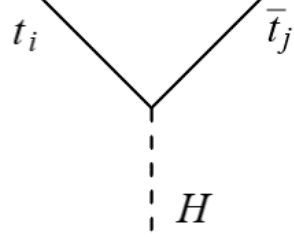
3.3. El decaimiento $H \rightarrow gg$

Primero se centra la atención en el mecanismo de producción, es decir,

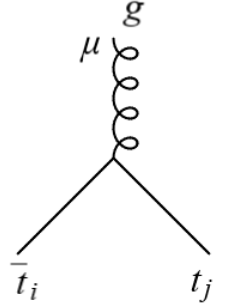


En el SM, las reglas de Feynman necesarias para el cálculo de este proceso son las

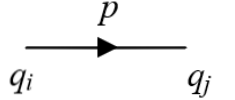
siguientes:



$$= -\frac{igm_t}{2m_W} \delta_{ij} \quad (3.18)$$

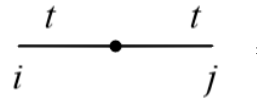


$$= -ig_s \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} \quad (3.19)$$



$$= \frac{i\delta_{ij}(\not{p} + m_q)}{p^2 - m_q^2} \quad (3.20)$$

En el SME, se considera además, la contribución de un término que viola CPT, el cual modifica el propagador fermiónico vía la siguiente inserción:



$$= i(\not{a}^{tt} + \not{b}^{tt} \gamma_5) \delta_{ij} \quad (3.21)$$

donde se han escrito los coeficientes \not{a}^{tt} y \not{b}^{tt} dejando en claro que se considerarán sólo los efectos del quark top y que no se consideran efectos de cambio de sabor.

Amplitud invariante al cuadrado

La amplitud invariante correspondiente al proceso de producción $H \rightarrow gg$ es de la forma:

$$\mathcal{M}_{SME}^{gg} = \mathcal{M}_{SM}^{gg} + \mathcal{M}_{LV}^{gg} \quad (3.22)$$

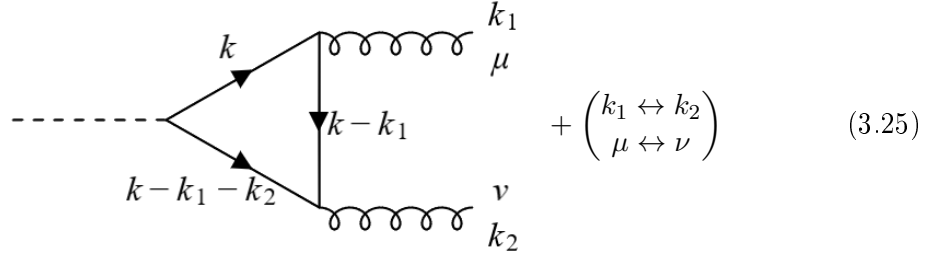
El objetivo es calcular la anchura de decaimiento, por lo que de aún más importancia es la amplitud invariante al cuadrado, la cual es dada como:

$$|\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 = |\mathcal{M}_{SM}^{gg}|^2 + \mathcal{M}_{int}^{gg} + |\mathcal{M}_{LV}^{gg}|^2. \quad (3.23)$$

donde \mathcal{M}_{int}^{gg} es el término de interferencia entre el SM y los efectos de violación de Lorentz. Más adelante se mostrará que no existe término de interferencia alguno y por lo tanto la ecuación (3.23) puede ser simplificada a

$$|\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 = |\mathcal{M}_{SM}^{gg}|^2 + |\mathcal{M}_{LV}^{gg}|^2. \quad (3.24)$$

La contribución del SM al vértice Hgg es dada por los dos diagramas:



$$+ \left(\begin{matrix} k_1 \leftrightarrow k_2 \\ \mu \leftrightarrow \nu \end{matrix} \right) \quad (3.25)$$

Haciendo uso del software FeynCalc [37–39] se encuentra que la contribución a la amplitud invariante dada por estos diagramas, \mathcal{M}_{SM}^{gg} , es la siguiente:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{SM}^{gg} &= \frac{i\alpha_s}{8\pi} \cdot \frac{gm_H^2}{m_W} \cdot \frac{-2m_t^2}{m_H^2} \left[4 - 2 \left(1 - \frac{4m_t^2}{m_H^2} \right) m_H^2 C_0 \right] \\ &\times \frac{k_1 \cdot k_2 g_{\mu\nu} - k_{2\mu} k_{1\nu}}{m_H^2} \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \\ &= \frac{i\alpha_s}{8\pi} \cdot \frac{gm_H^2}{m_W} A_{SM}^{gg} P_{\mu\nu} \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \end{aligned} \quad (3.26)$$

donde $\alpha_s = \frac{g_s}{4\pi}$ y se han hecho las siguientes definiciones:

Además se ha escrito de manera breve la función de Passarino-Veltman

$$C_0 \equiv C_0(0, 0, m_H^2, m_t^2, m_t^2, m_t^2) \quad (3.27)$$

Debe notarse que la estructura (??) cumple con la identidad de Ward que surge de invariancia bajo $SU_C(3)$, es decir, que se cumplen las relaciones

$$P_{\mu\nu} k_1^\mu = 0 \quad (3.28)$$

$$P_{\mu\nu} k_2^\nu = 0. \quad (3.29)$$

A primer orden en a_μ^{tt} y b_μ^{tt} , la contribución al vértice Hgg correspondiente a LV es dada por los diagramas:

(3.30)

La contribución a la amplitud invariante dada por estos seis diagramas es la siguiente:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{LV}^{gg} &= \frac{i\alpha_s}{8\pi} \cdot \frac{gm_H^2}{m_W} \cdot \frac{-4im_t^2}{m_H^2} \left[(B_{01} - B_{02} + m_H^2(-2C_{01} + C_{02} - 2D_{02}m_t^2)) \right. \\ &\quad \times \frac{(b \cdot k_1 + b \cdot k_2)\epsilon_{\mu\nu k_1 k_2}}{m_H^4} + (B_{01} - B_{02} + m_H^2(2C_{01} + C_{02} + 4D_{01}m_t^2 + \\ &\quad \left. + D_{02}(-2m_H^2 + 6m_t^2))) \frac{k_{2\mu}\epsilon_{\nu b k_1 k_2} - k_{1\nu}\epsilon_{\mu b k_1 k_2} + k_1 \cdot k_2(\epsilon_{\mu\nu b k_1} - \epsilon_{\mu\nu b k_2})}{m_H^4} \right] \\ &\quad \times \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1)\epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\mathcal{M}_{LV}^{gg} = \frac{i\alpha_s}{8\pi} \cdot \frac{gm_H^2}{m_W} \left[\tilde{A}_1 \tilde{P}_{1\mu\nu} + \tilde{A}_2 \tilde{P}_{2\mu\nu} \right] \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1)\epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \quad (3.32)$$

donde se han hecho las siguientes definiciones

$$\tilde{A}_1 \equiv -\frac{4im_t^2}{m_H^2} (B_{01} - B_{02} + m_H^2(2C_{01} + C_{02} + 4D_{01}m_t^2 + D_{02}(-2m_H^2 + 6m_t^2))) \quad (3.33)$$

$$\tilde{A}_2 \equiv -\frac{4im_t^2}{m_H^2} (B_{01} - B_{02} + m_H^2(-2C_{01} + C_{02} - 2D_{02}m_t^2)) \quad (3.34)$$

$$\tilde{P}_{1\mu\nu} \equiv \frac{k_{2\mu}\epsilon_{\nu b k_1 k_2} - k_{1\nu}\epsilon_{\mu b k_1 k_2} + k_1 \cdot k_2(\epsilon_{\mu\nu b k_1} - \epsilon_{\mu\nu b k_2})}{m_H^4} \quad (3.35)$$

$$\tilde{P}_{2\mu\nu} \equiv \frac{(b \cdot k_1 + b \cdot k_2)\epsilon_{\mu\nu k_1 k_2}}{m_H^4} \quad (3.36)$$

y además se han escrito de manera breve las funciones de Passarino-Veltman como se muestra a continuación:

$$B_{01} \equiv B_0(0, m_t^2, m_t^2) \quad (3.37)$$

$$B_{02} \equiv B_0(m_H^2, m_t^2, m_t^2) \quad (3.38)$$

$$C_{01} \equiv C_0(m_H^2, 0, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2) \quad (3.39)$$

$$C_{02} \equiv C_0(m_H^2, m_H^2, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2) \quad (3.40)$$

$$D_{01} \equiv D_0(m_H^2, 0, 0, 0, 0, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2, m_t^2) \quad (3.41)$$

$$D_{02} \equiv D_0(m_H^2, m_H^2, 0, 0, 0, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2, m_t^2) \quad (3.42)$$

Se debe notar que las estructuras (3.35) y (3.36) también satisfacen la identidad de Ward, es decir que

$$\tilde{P}_{i\mu\nu} k_1^\mu = 0 \quad (3.43)$$

$$\tilde{P}_{i\mu\nu} k_2^\nu = 0 \quad (3.44)$$

para ($i = 1, 2$).

También se debe notar que, a pesar de la presencia del coeficiente a^{tt} en la regla de Feynman del vértice que se inserta en el propagador del quark top, este no aparece en el resultado final de la amplitud invariante \mathcal{M}_{LV}^{gg} . Esto se puede explicar observando que al hacer $b^{tt} = 0$, la amplitud del proceso, por ejemplo para el primer diagrama en (3.30) es proporcional a la siguiente traza:

$$\text{Tr} \left[(k^\sigma \gamma_\sigma + m_t)(a^{tt\alpha} \gamma_\alpha)(k^\beta \gamma_\beta + m_t)\gamma_\mu((k^\eta - k_1^\eta)\gamma_\eta + m_t)\gamma_\nu((k^\omega - k_1^\omega - k_2^\omega)\gamma_\omega + m_t) \right] \quad (3.45)$$

que es de la misma forma que la traza que se encuentra al calcular el proceso de decaimiento del bosón de Higgs a tres fotones ($H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$), representado en la figura (3.1), proceso cuya amplitud en el contexto del SM es igual a cero, pues no está permitida por conjugación de carga.

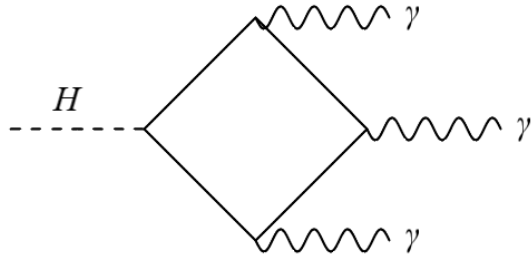


Figura 3.1: Diagrama de decaimiento del Higgs a tres fotones.

Por otro lado, que el coeficiente a^{tt} no contribuya en absoluto a la amplitud invariante no es ninguna sorpresa dado que es sabido que este parámetro no es observable e incluso puede ser removido de la lagrangiana a través de una apropiada redefinición del campo

como se muestra en [33, 34].

Se puede escribir la amplitud invariante asociada al vértice Hgg en el contexto de SME de la siguiente manera:

$$\mathcal{M}_{SME}^{gg} = \frac{i\alpha_s}{8\pi} \cdot \frac{gm_H^2}{m_W} \left[A_{SM}^{gg} P_{\mu\nu} + \tilde{A}_1 \tilde{P}_{1\mu\nu} + \tilde{A}_2 \tilde{P}_{2\mu\nu} \right] \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \quad (3.46)$$

o de manera más compacta

$$\mathcal{M}_{SME}^{gg} = \frac{i\alpha_s}{8\pi} \cdot \frac{gm_H^2}{m_W} \Gamma_{1\mu\nu} \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \quad (3.47)$$

donde se ha definido

$$\Gamma_{1\mu\nu} \equiv A_{SM}^{gg} P_{\mu\nu} + \tilde{A}_1 \tilde{P}_{1\mu\nu} + \tilde{A}_2 \tilde{P}_{2\mu\nu} \quad (3.48)$$

Sumando sobre los estados de polarización de los dos gluones del estado final, el cuadrado de la amplitud invariante puede escribirse como:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 &= \sum_{\lambda_1} \sum_{\lambda_2} \mathcal{M}_{SME}^{H \rightarrow gg} \mathcal{M}_{SME}^{H \rightarrow gg*} \\ &= \frac{\alpha_s^2}{(8\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \sum_{\lambda_1} \sum_{\lambda_2} \Gamma_{1\mu\nu} \Gamma_{\alpha\beta}^* \\ &\quad \times \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \epsilon^\alpha(k_1, \lambda_1) \epsilon^\beta(k_2, \lambda_2) \end{aligned} \quad (3.49)$$

Y usando la relación para la suma de los estados de polarización

$$\sum_{\lambda_i} \epsilon^{\sigma*}(k_i, \lambda_i) \epsilon^\eta(k_i, \lambda_i) \rightarrow -g^{\sigma\eta} \quad (3.50)$$

se obtiene que

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 &= \frac{\alpha_s^2}{(8\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \Gamma_{1\mu\nu} \Gamma_{1\alpha\beta}^* g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \\ &= \frac{\alpha_s^2}{(8\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \Gamma_{1\mu\nu} \Gamma_1^{\mu\nu*} \end{aligned} \quad (3.51)$$

Al realizar las contracciones pertinentes de la estructura correspondiente a la contribución de SM, $P_{\mu\nu}$, con las correspondientes a la contribución de LV, $\tilde{P}_{1\mu\nu}$, $\tilde{P}_{2\mu\nu}$, se puede observar que

$$P_{\mu\nu} \tilde{P}_1^{\mu\nu*} = 0 \quad (3.52)$$

$$P_{\mu\nu} \tilde{P}_2^{\mu\nu*} = 0 \quad (3.53)$$

por lo que el término de interferencia en (3.23) es $\mathcal{M}_{int} = 0$ y por lo tanto

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 &= |\mathcal{M}_{SM}^{gg}|^2 + |\mathcal{M}_{LV}^{gg}|^2 \\ &= \frac{\alpha_s^2}{(8\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \left[|A_{SM}^{gg}|^2 P_{\mu\nu} P^{\mu\nu*} + |\tilde{A}_1|^2 \tilde{P}_{1\mu\nu} \tilde{P}_1^{\mu\nu*} + \right. \\ &\quad \left. + |\tilde{A}_2|^2 \tilde{P}_{2\mu\nu} \tilde{P}_2^{\mu\nu*} + 2Re\{\tilde{A}_1 \tilde{A}_2^*\} \tilde{P}_{1\mu\nu} \tilde{P}_2^{\mu\nu*} \right] \end{aligned} \quad (3.54)$$

La forma explícita de las contracciones que aparecen en la expresión anterior se muestran a continuación:

$$P_{\mu\nu}P^{\mu\nu*} = 1 \quad (3.55)$$

$$\tilde{P}_{1\mu\nu}\tilde{P}_1^{\mu\nu*} = \frac{1}{2m_H^4}(b \cdot p)^2 \quad (3.56)$$

$$\tilde{P}_{1\mu\nu}\tilde{P}_2^{\mu\nu*} = -\frac{1}{2m_H^4}(b \cdot p)^2 \quad (3.57)$$

$$\tilde{P}_{2\mu\nu}\tilde{P}_2^{\mu\nu*} = \frac{1}{2m_H^4}(b \cdot p)^2 \quad (3.58)$$

donde por conveniencia se ha usado el cuadrimento del bosón de Higgs, el cual es dado de acuerdo a la conservación de energía y momento como:

$$p = k_1 + k_2 \quad (3.59)$$

Anchura de decaimiento

Es conveniente hacer la reducción de las contracciones calculadas anteriormente en el marco de reposo del bosón de Higgs. En este marco de referencia, los momentos de los gluones son colineales y de sentido opuesto, lo cual permite realizar una serie de simplificaciones en la forma de la amplitud invariante al cuadrado.

Se sabe que por la conservación de energía y momento se debe satisfacer $k^\mu = k_1^\mu + k_2^\mu$. Dado que en el marco de reposo del Higgs su cuadrimento es $k = (m_H, 0)$, la parte temporal lleva a la relación

$$m_H = k_1^0 + k_2^0 \quad (3.60)$$

mientras que la parte espacial lleva a

$$\vec{k}_1 = -\vec{k}_2 \quad (3.61)$$

Considerando la notación $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2| = |\vec{k}|$ y usando la relación de energía relativista se puede ver que:

$$m_H = k_1^0 + k_2^0 = \sqrt{\vec{k}^2} + \sqrt{\vec{k}^2} \quad (3.62)$$

de donde se puede despejar el momento \vec{k}^2

$$\vec{k}^2 = |\vec{k}|^2 = \frac{m_H^2}{4} \quad (3.63)$$

Sustituyendo esto último en las relaciones de energía de los gluones, k_1^0 y k_2^0 , se obtiene que:

$$k_1^0 = k_2^0 = \frac{m_H}{2} \quad (3.64)$$

Al utilizar la configuración de ángulos mostrada en la figura (3.2), los términos en $|\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2$ se vuelven funciones implícitas de los ángulos de decaimiento α y Φ . Esta dependencia angular es muy sencilla si se define el vector unitario \hat{k} consistente con $\vec{k}_2 = |\vec{k}_2|\hat{k}$ y se hace uso de coordenadas esféricas para definir la proyección de \vec{b} con

\hat{k} . Al hacer la reducción de las contracciones mostradas en las ecuaciones (3.55-3.58) en este marco de referencia, se puede ver la dependencia angular implícita que tienen los términos del cuadrado de la amplitud invariante. Estas contracciones tienen la siguiente forma en el marco de reposo del bosón de Higgs:

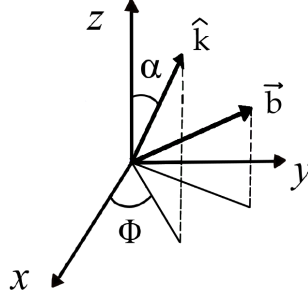


Figura 3.2: Marco de reposo del bosón de Higgs

$$P_{\mu\nu}P^{\mu\nu*} = 1 \quad (3.65)$$

$$\tilde{P}_{1\mu\nu}\tilde{P}_1^{\mu\nu*} = \frac{(m_H b^0)^2}{2m_H^4} = \frac{(b^0)^2}{2m_H^2} \quad (3.66)$$

$$\tilde{P}_{1\mu\nu}\tilde{P}_2^{\mu\nu*} = -\frac{(m_H b^0)^2}{2m_H^4} = -\frac{(b^0)^2}{2m_H^2} \quad (3.67)$$

$$\tilde{P}_{2\mu\nu}\tilde{P}_2^{\mu\nu*} = \frac{(m_H b^0)^2}{2m_H^4} = \frac{(b^0)^2}{2m_H^2} \quad (3.68)$$

de tal manera que puede verse que en este marco de referencia dichas contracciones no tienen dependencia angular alguna y la amplitud al cuadrado puede ser escrita en este marco de referencia de la siguiente forma:

$$|\bar{\mathcal{M}}_{SME}^{gg}|^2 = \frac{\alpha_s^2}{(8\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \left[|A_{SM}^{gg}|^2 + |\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 \frac{(b^0)^2}{2m_H^2} \right] \quad (3.69)$$

El cálculo de la anchura de decaimiento en el contexto del SM es un proceso sencillo. Sin embargo, dado que en este proyecto se considera el proceso $H \rightarrow gg$ en el contexto del SME, pueden existir algunas diferencias. El incluir coeficientes que rompen la simetría CPT y de Lorentz en la lagrangiana del modelo interfiere también con el cálculo de las observables. Estas diferencias en el cálculo de secciones eficaces y anchuras de decaimiento ya han sido estudiadas en el contexto del sector electrodébil extendido [31]. Lo que se encuentra es que en el contexto del SME debe efectuarse una redefinición de los espinores para evitar términos problemáticos que surgen en los términos con derivadas. En el caso estudiado en esta tesis los coeficientes de LV no intervienen en términos con derivadas, por lo tanto esta redefinición de los espinores no es necesaria y el cálculo de la anchura de decaimiento no se ve afectado. La anchura de decaimiento a n partículas en el marco de reposo de una partícula P es dada como en [35].

$$\Gamma(P \rightarrow \{p_f\}) = \int \frac{1}{2m_P} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_n \quad (3.70)$$

donde la integral de $d\Phi_n$ es el espacio fase de n partículas distintas.

Ahora se calcula la anchura de decaimiento del bosón de Higgs a dos partículas de manera general de la siguiente manera:

$$\Gamma(H \rightarrow AB) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 \frac{\delta^4(k - k_1 - k_2)}{E_1 E_2} d^3 k_1 d^3 k_2 \quad (3.71)$$

A continuación se hace uso de la identidad de la delta de Dirac

$$\delta^4(k - k_1 - k_2) = \delta(m_H - E_1 - E_2) \delta^3(\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \quad (3.72)$$

donde se han sustituido los valores $k^0 = m_H$, $k_i^0 = E_i$ y $\vec{k} = 0$, de manera que la integral con respecto a \vec{k}_1 puede ser calculada de manera trivial haciendo uso de la delta en tres dimensiones $\delta^3(\vec{k}_1 + \vec{k}_2)$. De esta manera se encuentra que:

$$\Gamma(H \rightarrow AB) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 \frac{\delta(m_H - E_1 - E_2)}{E_1 E_2} d^3 k_2 \quad (3.73)$$

La integral en esta expresión puede resolverse haciendo uso de coordenadas esféricas, (r, α, Φ) , tomando en cuenta que en el espacio de momentos $r = |\vec{k}|$. De esta manera al hacer el cambio a estas coordenadas se obtiene:

$$\Gamma(H \rightarrow AB) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 \frac{\delta(m_H - E_1 - E_2)}{E_1 E_2} r^2 \sin \alpha dr d\alpha d\Phi \quad (3.74)$$

donde $E_1 = \sqrt{r^2 + m_A^2}$ y $E_2 = \sqrt{r^2 + m_B^2}$. Para calcular la integral con respecto de la coordenada radial se define el cambio de variable $u = E_1 + E_2$ de tal manera que $dr = E_1 E_2 \frac{du}{ur}$ y la anchura de decaimiento toma la forma:

$$\Gamma(H \rightarrow AB) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_{(m_A+m_B)}^\infty |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 \delta(m_H - u) \frac{r}{u} \sin \alpha du d\alpha d\Phi \quad (3.75)$$

Calcular la integral con respecto de u con la delta de Dirac $\delta(m_H - u)$ equivale a hacer el cambio $u \rightarrow m_H$ y esto quiere decir que la coordenada r debe ser evaluada en $r = |\vec{k}|$. De esta manera se obtiene de forma general para dos partículas la forma de la anchura de decaimiento como:

$$\Gamma(H \rightarrow AB) = \frac{|\vec{k}|}{32\pi^2 m_H^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 \sin \alpha d\alpha d\Phi \quad (3.76)$$

En el caso en el que las partículas de decaimiento son dos gluones idénticos se tiene que $|\vec{k}| = \frac{m_H}{2}$ y además se tiene que dividir la anchura de decaimiento por un factor de 2!. Con esto se obtiene lo siguiente:

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{1}{128\pi^2 m_H} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\mathcal{M}_{SME}^{gg}|^2 \sin \alpha d\alpha d\Phi \quad (3.77)$$

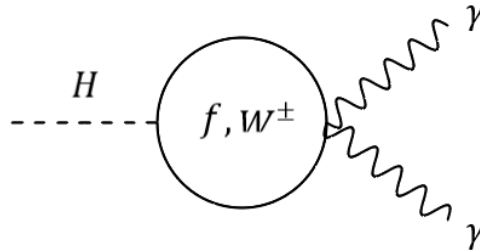
El último paso para calcular la anchura de decaimiento consiste en integrar sobre los ángulos α y Φ . Si el integrando no depende de estos ángulos, entonces la integral sólo aporta

un factor de 4π . Como se puede ver a partir de las ecuaciones (3.65-3.68), la amplitud invariante al cuadrado, y por lo tanto también el integrando en la ecuación (3.77), no tiene dependencia angular alguna. Por lo tanto la integración sobre estos ángulos es muy sencilla y se obtiene el siguiente resultado:

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{1}{32\pi m_H} \frac{\alpha_s^2}{(8\pi)^2} \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \left[|A_{SM}^{gg}|^2 + |\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 \frac{(b_0^{tt})^2}{2m_H^2} \right] \quad (3.78)$$

3.4. El decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$

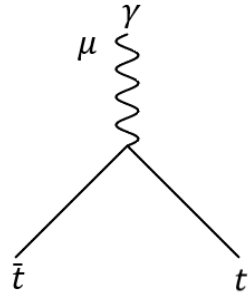
Ahora se considera el mecanismo de detección, es decir,



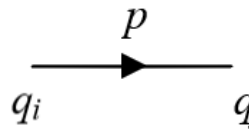
el cual involucra todos los fermiones y los bosones W , pero cuya contribución está dominada principalmente por el bosón de norma W y en menor medida por el quark top.

Las reglas de Feynman necesarias para el cálculo de la contribución del quark top a este proceso son:

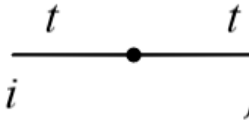
$$\begin{array}{c} t \\ \diagdown \\ \text{---} \\ \diagup \\ \bar{t} \\ | \\ H \end{array} = -\frac{igm_t}{2m_W} \quad (3.79)$$



$$= -ie\gamma_\mu \quad (3.80)$$

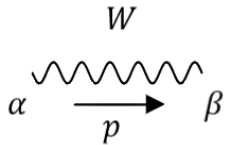


$$= \frac{i(\not{p} + m_q)}{p^2 - m_q^2} \quad (3.81)$$

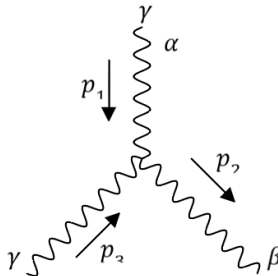


$$= i(\not{a}^{tt} + \not{b}^{tt}\gamma_5) \quad (3.82)$$

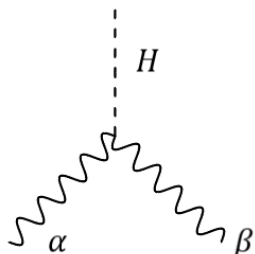
Mientras que las reglas de Feynman para el cálculo de la contribución de los bosones W son las siguientes:



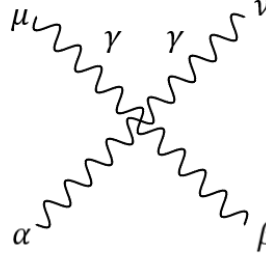
$$= \frac{-i}{p^2 - m_W^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{p_\alpha p_\beta}{m_W^2} \right] \quad (3.83)$$



$$= ie\Gamma_{\alpha\beta\gamma} \quad (3.84)$$



$$= igm_W g_{\alpha\beta} \quad (3.85)$$



$$= -ie^2\Gamma_{\alpha\beta,\mu\nu} \quad (3.86)$$

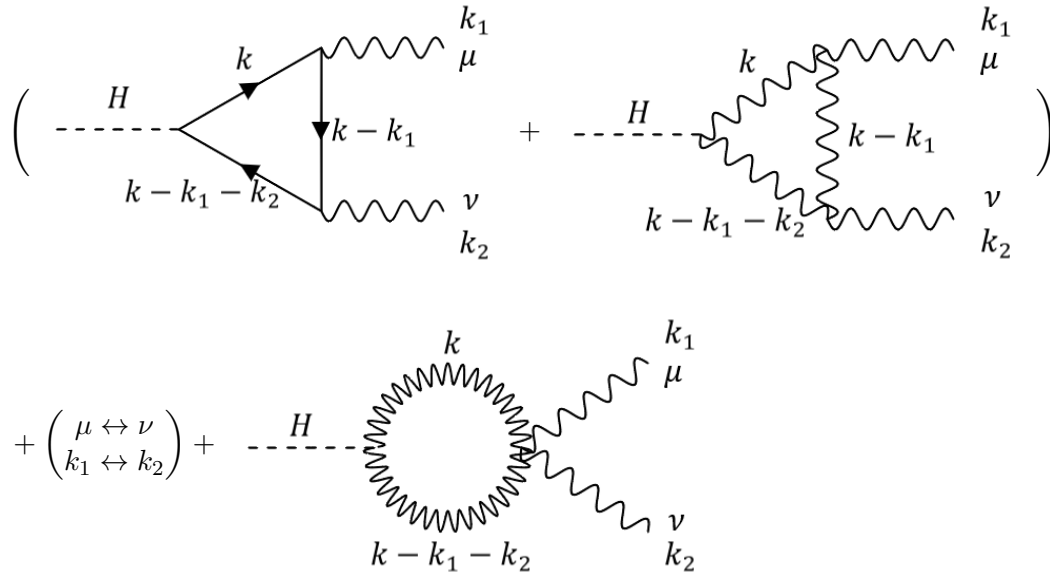
En la segunda y cuarta regla de Feynman para la contribución de los bosones W se han definido $\Gamma_{\alpha\beta\gamma}$ y $\Gamma_{\alpha\beta,\mu\nu}$ respectivamente de la siguiente manera:

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma} \equiv (p_2 - p_3)_\alpha g_{\beta\gamma} + (p_3 - p_1)_\beta g_{\gamma\alpha} + (p_1 - p_2)_\gamma g_{\alpha\beta} \quad (3.87)$$

$$\Gamma_{\alpha\beta,\mu\nu} \equiv 2g_{\alpha\beta}g_{\mu\nu} - g_{\alpha\mu}g_{\beta\nu} - g_{\alpha\nu}g_{\beta\mu} \quad (3.88)$$

Amplitud invariante al cuadrado

En la norma unitaria en SM, la contribución al vértice $H\gamma\gamma$ es dada por los siguientes diagramas:



$$+ \left(\begin{array}{c} \mu \leftrightarrow \nu \\ k_1 \leftrightarrow k_2 \end{array} \right) + \quad (3.89)$$

de los cuales dos diagramas corresponden a la contribución del quark top y los otros tres corresponden a la contribución del bosón de norma W .

La contribución del SM a la amplitud invariante dada por estos cinco diagramas es la siguiente:

$$\mathcal{M}_{SM}^{\gamma\gamma} = \frac{i\alpha}{4\pi} \cdot \frac{gm_H^2}{m_W} A_{SM}^{\gamma\gamma} P_{\mu\nu} \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \quad (3.90)$$

donde se ha hecho uso del resultado de [36] y además se ha hecho la siguiente definición

$$A_{SM}^{\gamma\gamma} \equiv -\frac{2m_t^2}{m_H^2} \left[4 - 2 \left(1 - \frac{4m_T^2}{m_H^2} \right) m_H^2 C_0 \right] + \left[2 + 3\tau_W + 3\tau_W (2 - \tau_W) I^2(\tau_W) \right] \quad (3.91)$$

donde

$$I(\tau_W) = \arctan \left(\frac{1}{\sqrt{\tau_W - 1}} \right), \quad \tau_W = \frac{4m_W^2}{m_H^2} \quad (3.92)$$

y, además, $P_{\mu\nu}$ y C_0 están definidas como en las ecuaciones (??) y (3.27) respectivamente.

A primer orden en a_μ^{tt} y b_μ^{tt} , la contribución al vertice $H\gamma\gamma$ correspondiente a LV es dada por los diagramas:

(3.93)

La contribución a la amplitud invariante dada por estos seis diagramas es dada como:

$$\mathcal{M}_{LV}^{\gamma\gamma} = \frac{i\alpha}{4\pi} \frac{gm_H^2}{m_W} [\tilde{A}_1 \tilde{P}_{1\mu\nu} + \tilde{A}_2 \tilde{P}_{2\mu\nu}] \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \quad (3.94)$$

donde, dado que no se consideran efectos de violación de Lorentz en la contribución de los bosones W , se tiene que \tilde{A}_1 , \tilde{A}_2 , $\tilde{P}_{1\mu\nu}$, $\tilde{P}_{2\mu\nu}$ y las funciones de Passarino-Veltman son definidas de la misma manera que en la sección anterior.

De esta manera la amplitud invariante asociada al vertice $H\gamma\gamma$ en el contexto de SME se puede escribir de la siguiente manera

$$\mathcal{M}_{SME}^{\gamma\gamma} = \frac{i\alpha}{4\pi} \cdot \frac{gm_H^2}{m_W} \Gamma_{2\mu\nu} \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \quad (3.95)$$

donde se ha definido

$$\Gamma_{2\mu\nu} \equiv A_{SM}^{\gamma\gamma} P_{\mu\nu} + \tilde{A}_1 \tilde{P}_{1\mu\nu} + \tilde{A}_2 \tilde{P}_{2\mu\nu} \quad (3.96)$$

Sumando sobre los estados de polarización de los fotones del estado final, el cuadrado de la amplitud invariante puede escribirse como:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{SME}^{\gamma\gamma}|^2 &= \frac{\alpha^2}{(4\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \Gamma_{2\mu\nu} \Gamma_2^{\mu\nu*} \\ &= \frac{\alpha^2}{(4\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \left[|A_{SM}^{\gamma\gamma}|^2 P_{\mu\nu} P^{\mu\nu*} + |\tilde{A}_1|^2 \tilde{P}_{1\mu\nu} \tilde{P}_1^{\mu\nu*} + \right. \\ &\quad \left. + |\tilde{A}_2|^2 \tilde{P}_{2\mu\nu} \tilde{P}_2^{\mu\nu*} + 2Re\{\tilde{A}_1 \tilde{A}_2^*\} \tilde{P}_{1\mu\nu} \tilde{P}_2^{\mu\nu*} \right] \end{aligned} \quad (3.97)$$

donde las contracciones de las estructuras de Lorentz tienen los valores que ya se han calculado en la sección anterior.

Anchura de decaimiento

Al realizar la reducción de los términos de la amplitud invariante al cuadrado en el marco de reposo del bosón de Higgs se obtiene la siguiente forma de la amplitud invariante:

$$|\bar{\mathcal{M}}_{SME}^{\gamma\gamma}|^2 = \frac{\alpha^2}{(4\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \left[|A_{SM}^{\gamma\gamma}|^2 + |\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 \frac{(b^0)^2}{2m_H^2} \right] \quad (3.98)$$

Con esta forma de la amplitud invariante se puede calcular la anchura de decaimiento del proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$ de la misma manera en que se hizo para el proceso $H \rightarrow gg$. Este resultado es:

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{32\pi m_H} \frac{\alpha^2}{(4\pi)^2} \cdot \frac{g^2 m_H^4}{m_W^2} \left[|A_{SM}^{\gamma\gamma}|^2 + |\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 \frac{(b_0^{tt})^2}{2m_H^2} \right] \quad (3.99)$$

Resultados

Con las anchuras de decaimiento, (3.78) y (3.99), calculadas en las últimas dos secciones y recordando que la intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$ es dada como:

$$\mu_{\gamma\gamma} = \frac{\Gamma(H \rightarrow gg) \times \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(H \rightarrow gg)^{SM} \times \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)^{SM}} \quad (3.100)$$

se puede calcular la intensidad de esta señal en el contexto SME de la siguiente manera:

$$\mu_{\gamma\gamma} = I_{gg} \cdot I_{\gamma\gamma} \quad (3.101)$$

donde se han definido las siguientes funciones:

$$\begin{aligned} I_{gg} &= 1 + \frac{|\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 (b_0^{tt})^2}{|A_{SM}^{gg}|^2 2m_H^2} \\ &= 1 + \left(\frac{-3}{4} \right)^2 |\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 \frac{(b_0^{tt})^2}{2m_H^2} \end{aligned} \quad (3.102)$$

$$\begin{aligned}
 I_{\gamma\gamma} &= 1 + \frac{|\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 (b_0^{tt})^2}{|A_{SM}^{\gamma\gamma}|^2 2m_H^2} \\
 &= 1 + \left(\frac{2}{13}\right)^2 |\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 \frac{(b_0^{tt})^2}{2m_H^2}
 \end{aligned} \tag{3.103}$$

donde se ha hecho uso del software PackageX [40] para calcular el valor de las funciones escalares de Passarino-Veltman y los valores $m_H = 125.1$ GeV, $m_t = 173$ GeV y $m_W = 80.385$ GeV [24] para obtener que $A_{SM}^{gg} \approx -4/3$ y $A_{SM}^{\gamma\gamma} \approx 13/2$. Además, de la misma manera se puede obtener el valor $|\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2|^2 \approx 0.140$, de tal manera que las ecuaciones (3.102) y (3.103) toman la forma final:

$$I_{gg} = 1 + (0.039375) \frac{(b_0^{tt})^2}{m_H^2} \tag{3.104}$$

$$I_{\gamma\gamma} = 1 + (0.0016568) \frac{(b_0^{tt})^2}{m_H^2} \tag{3.105}$$

donde I_{gg} mediría la sensibilidad del mecanismo de producción del bosón de Higgs a efectos de violación de CPT y de Lorentz, mientras que $I_{\gamma\gamma}$ mediría la sensibilidad correspondiente al mecanismo de detección. Finalmente, la intensidad de la señal es dada como:

$$\begin{aligned}
 \mu_{\gamma\gamma} &= \left[1 + (0.039375) \frac{(b_0^{tt})^2}{m_H^2} \right] \left[1 + (0.0016568) \frac{(b_0^{tt})^2}{m_H^2} \right] \\
 &= 1 + (0.0410318) \frac{(b_0^{tt})^2}{m_H^2} + (0.0000652367) \frac{(b_0^{tt})^4}{m_H^4}
 \end{aligned} \tag{3.106}$$

Se espera que b_0^{tt} sea menor que la masa del Higgs, por lo que se espera que el término proporcional a $(b_0^{tt})^4$ en la ecuación (3.106) sea muy pequeño. Ignorando este término y comparando con el resultado reportado por LHC, ecuación (3.14), se pueden encontrar cotas para el parámetro b_0^{tt} :

$$1 + (0.0410318) \frac{(b_0^{tt})^2}{m_H^2} < 1.01 \tag{3.107}$$

$$\frac{(b_0^{tt})^2}{m_H^2} < 0.243713 \tag{3.108}$$

de donde se obtiene la siguiente cota para b_0^{tt} :

$$b_0^{tt} < 61.7585 \text{ GeV} \tag{3.109}$$

Esta cota es válida en el marco de referencia del bosón de Higgs.

Capítulo 4

Conclusiones y perspectivas

Uno de los mayores objetivos de la física teórica contemporánea es el desarrollo de una teoría fundamental que logre unificar la relatividad general y el modelo estándar de física de partículas. Sin embargo, se espera que dicha teoría de unificación se vuelva relevante a escalas de energía tan altas que su verificación experimental resulta problemática. Una manera de intentar superar este problema se encuentra en la posibilidad de que a muy altas energías, la teoría fundamental viole las simetrías de CPT y de Lorentz. Pequeñas evidencias de estas violaciones pueden ser detectables a escalas de energía que pueden ser alcanzadas en experimentos actuales y cualquier detección de tal violación de estas simetrías sería una clara señal de la existencia de nueva física.

En esta tesis, el marco de trabajo utilizado para estudiar los posibles efectos del rompimiento de la simetría de CPT y de Lorentz en el proceso de producción y detección del bosón de Higgs es la Extensión del Modelo Estándar. En este contexto se calcularon las anchuras de decaimiento de los procesos $H \rightarrow gg$ y $H \rightarrow \gamma\gamma$ en términos de los coeficientes b_μ^{tt} que parametrizan la violación de las simetrías de CPT y de Lorentz en el sector de quarks que es impar bajo CPT.

Con las anchuras de decaimiento calculadas en el capítulo 3 se encontró también la forma de la intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$ en el marco de reposo del bosón de Higgs en términos del coeficiente b_0^{tt}

$$\mu_{\gamma\gamma} = 1 + (0.0410318) \frac{(b_0^{tt})^2}{m_H^2} + (0.0000652367) \frac{(b_0^{tt})^4}{m_H^4} \quad (4.1)$$

Esta forma de escribir la intensidad de la señal $\mu_{\gamma\gamma}$ permite colocar cotas sobre el coeficiente b_0^{tt} en el marco de reposo del bosón de Higgs.

$$61.7585 \text{ GeV} \leq b_0^{tt} \leq 276.1925 \text{ GeV} \quad (4.2)$$

Una vez obtenida esta relación, se tiene un método conveniente para colocar cotas sobre los coeficientes de violación de Lorentz, b_μ^{tt} , una vez que se realice un cambio de coordenadas al marco de referencia centrado en el Sol, marco en el cual se reportan estas cotas de manera estandarizada dado que, como se ha mencionado antes, los coeficientes de violación de Lorentz son dependientes del tiempo en un sistema en constante cambio de

Conclusiones y perspectivas

estado de movimiento. Sin embargo, dicho marco de referencia centrado en el Sol puede ser considerado aproximadamente inercial en un rango de tiempo muy grande y por lo tanto en este sistema de referencia los coeficientes son constantes.

En este trabajo se deja como un objetivo a futuro realizar el cambio de coordenadas para obtener la forma de las cotas obtenidas para el coeficiente b_0^{tt} , (??), en el marco de referencia centrado en el Sol con la intención de obtener cotas en los coeficientes b_μ^{tt} y que sean reportadas de la misma manera que en [30].

Bibliografía

- [1] W. Heisenberg, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 269 (1957)
- [2] C.D. Froggatt and H.B. Nielsen, *Origin of Symmetries* (World Scientific, Singapore, 1991)
- [3] O. J. Franca, R. Montemayor, and L. F. Urrutia, *Phys. Rev. D* **85**, 085008 (2012)
- [4] H.S. Snyder, *Phys. Rev.* **71**, 38 (1947).
- [5] N. Seiberg y E. Witten, *String Theory and noncommutative geometry*, *JHEP* **9909**, 032 (1999).
- [6] J.Madore, S.Schraml, P. Schupp, and J. Wess, *Eur. Phys. J.* **C16**, 161 (2000).
- [7] B. Junco, S. Schraml, P. Schupp, and Wess, *Eur.Phys.J.* **C17**, 521 (2000).
- [8] B.Junco, L.Moller, S.Schraml, P.Schupp, and J.Wess, *Eur.Phys. J.* **C21**, 383 (2001).
- [9] J. Wess, *Commun. Math. Phys.* 219, 247 (2001.)
- [10] X.Calmet, B.Jurco, P.Schupp, J.Wess, and M. Wohlgenannt, The standard model on noncommutative space- time, *Eur.Phys.J.* **C32**, 363 (2002).
- [11] P.Aschieri, B.Jurco, P.Schupp, and J.Wess, Noncommutative GUTs, standard model and C,P,T., *Nucl.Phys.* **B651**, 45 (2003).
- [12] D. Colladay and V. Alan Kostelecky, *Lorentz-violating extension of the standard model*, *Phys. Rev. D* **58**, 116002 (1998).
- [13] A. I. Hernández-Juárez, J. Montaña, H. Novales-Sánchez, M. Salinas, J. J. Toscano, O.Vázquez-Hernández, *One-loop structure of the photon propagator in the standard model extension*, *Phys. Rev. D* **99**, 013002 (2019).
- [14] 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).
- [15] A. Moyotl, H. Novales-Sánchez, J. J. Toscano, E. S. Tututi, *One-loop nonbirefringent effects on the electromagnetic vertex in the Standard Model Extension*, *Int. J. Mod. Phys. A* **29**, 1450107 (2014).

- [16] A. Moyotl, H. Novales-Sánchez, J. J. Toscano, E. S. Tututi, *Gauge invariant electromagnetic properties of fermions induced by CPT-violation in the Standard Model Extension*, Int. J. Mod. Phys. A **29**, 140039 (2014).
- [17] J. I. Aranda, F. Ramírez -Zavaleta, F. J. Tlachino, J. J. Toscano, and E. S. Tututi, *Lorentz-violating effects on pair production of W bosons in photon collisions*, Int. J. Mod. Phys. A **29**, 1450180 (2014).
- [18] J. I. Aranda, F. Ramírez -Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S. Tututi, *Effects of Lorentz violation through the $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ process in the Standard Model extension*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. *41*, 055003 (2014).
- [19] J. Castro-Medina, H. Novales-Sánchez, J. J. Toscano, and E. S. Tututi, *Decays $Z \rightarrow \gamma\gamma$ and $Z \rightarrow gg$ in the Standard Model Extension*, Int. J. Mod. Phys. A **30**, 1550216 (2015).
- [20] W. Pauli, in *Niels Bohr and the Development of Physics*, (McGraw-Hill, New York, 1955), pp 30-51.
- [21] O. W. Greenberg, *CPT Violation Implies Violation of Lorentz Invariance*, Phys. Rev. Lett. **89**, 231602 (2002).
- [22] D. Hooper, D. Morgan, and E. Winstanley, Phys. Rev. D **72**, 065009 (2005).
- [23] V. A. Kostelecky and S. Samuel, Phys. Rev. D **39**, 683 (1989); **40**, 1886 (1989).
- [24] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [25] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the ATLAS experiment*, Eur. Phys. J. C **76**, 6 (2016).
- [26] A. M. Sirunyan et al (CMS Collaboration), *Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, JHEP11 185 (2018).
- [27] I. García-Jiménez, J. Montaña, G. Nápoles-Cañedo, H. Novales-Sánchez, J. J. Toscano, E. S. Tututi, *Diphoton Higgs signal strength in universal extra dimensions*, por aparecer en: J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.
- [28] O. W. Greenberg, *Why is CPT fundamental?*, Found. Phys. **36**, 1535 (2006).
- [29] V. A. Kostelecky and S. Samuel, *Spontaneous breaking of Lorentz symmetry in string theory*, Phys. Rev. D **39**, 683 (1989).
- [30] V. A. Kostelecky and N. Russell, *Data tables for Lorentz and CPT violation*, Rev. Mod. Phys. **83**, 11 (2011)
- [31] J. P. Noordmans. *Lorentz violation in weak decays*, (2014). Ph.D. thesis, University of Groningen, [S.I.]. ISBN: 978-90-367-7287-7

- [32] J. Beringer et al. [Particle Data Group], Review of particle physics (RPP). Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012)
- [33] D. Colladay and P. McDonald, *Redefining spinors in Lorentz-violating quantum electrodynamics*, J. Math. Phys. **43**, 3554 (2002)
- [34] D. Colladay and V. A. Kostelecky, *CPT violation and the standard model*, Phys. Rev. D **55**, 6760 (1997)
- [35] M. E. Peskin; D. V. Schroeder. An Introduction to quantum field theory. USA: Addison-Wesley (1995)
- [36] W.J. Marciano, C. Zhang and S. Willenbrock, *Higgs decay to two photons*, Phys. Rev. D **85**, 013002 (2012).
- [37] V. Shtabovenko, R. Mertig and F. Orellana, "FeynCalc 9.3: New features and improvements", arXiv:2001.04407.
- [38] V. Shtabovenko, R. Mertig and F. Orellana, "New Developments in FeynCalc 9.0", Comput. Phys. Commun., 207, 432-444, 2016, arXiv:1601.01167.
- [39] R. Mertig, M. Böhm, and A. Denner, "Feyn Calc - Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes", Comput. Phys. Commun., 64, 345-359, 1991.
- [40] Hiren H. Patel, Comput. Phys. Commun. 197, 276 (2015), ePrint: arXiv:1503.01469