



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Decaimiento del bosón de Higgs a tres fotones en el Modelo
Estándar Extendido

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Geovanni Arenas Muñoz

asesorado por

Dra. Luz Adriana Cordero Cid y Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.
Noviembre de 2013



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Decaimiento del bosón de Higgs a tres fotones en el Modelo
Estándar Extendido

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Geovanni Arenas Muñoz

asesorado por

Dra. Luz Adriana Cordero Cid y Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.
Noviembre de 2013

Título: Decaimiento del bosón de Higgs a tres fotones en el Modelo Estándar Extendido

Estudiante: GEOVANNI ARENAS MUÑOZ

COMITÉ

Gilberto Tavares Velazco
Presidente

Alfonso Rosado Sánchez
Secretario

Jaime Hernández Sánchez
Vocal

Fernando Fernández Téllez
Vocal

Dra. Luz Adriana Cordero Cid y Dr. J. Jesús Toscano Chávez
Asesor

Índice general

RESUMEN.	v
INTRODUCCIÓN.	vii
1. MODELO ESTÁNDAR.	1
1.1. Modelo Estándar Electro débil.	1
1.2. Sector de Higgs.	3
1.3. El Sector de Yukawa.	6
1.3.1. El Sector de Quarks de Yukawa.	6
1.3.2. El Sector de Leptones de Yukawa.	8
1.4. El Sector de Corrientes.	8
1.5. El Sector de Yang-Mills.	10
2. El decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en el Modelo Estándar Extendido.	13
2.1. El Lagrangiano Efectivo.	14
2.2. Reglas de Feynman.	15
2.2.1. El decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$	16
2.2.2. Escenario I, \vec{e} paralelo al plano de decaimiento y \vec{b} perpendicular a \vec{e}	22
2.2.3. Escenario II, \hat{b} paralelo al plano de decaimiento y \hat{e} perpendicular a \hat{b}	25
2.3. Análisis de Resultados.	26
3. Conclusiones.	29

RESUMEN.

Se estudia el decaimiento del bosón de Higgs a tres fotones en el contexto del Modelo Estándar Extendido, el cual es una teoría efectiva que incorpora efectos de violación de la simetría de Lorentz y de CPT. Este decaimiento está prohibido en el Modelo Estándar por conservación de conjugación de carga, así que su detección sería una clara evidencia de la presencia de nueva física. Se encuentra que la fracción de decaimiento podría estar en el rango de 10^{-7} a 10^{-13} para una escala de nueva física variando en el intervalo $1\text{ TeV} < \Lambda < 5\text{ TeV}$.

INTRODUCCIÓN.

En la actualidad, existe gran interés en estudiar las consecuencias fenomenológicas de la violación de la simetría de Lorentz, principalmente desde que Kostelecky y Samuel[1] descubrieron ciertos mecanismos en teorías de cuerdas que conducen al rompimiento espontáneo de esta simetría. Ciertos mecanismos que conducen a la violación de simetría de Lorentz también han sido encontrados en gravedad cuántica[2]. Debido a que estas teorías aún no han sido desarrolladas, se ha propuesto una teoría de campo, para la cual existe una versión mínima sin gravedad, que recibe el nombre de Modelo Estándar Extendido MEE[3]. Aunque la motivación surge de escenarios específicos en el contexto de la teoría de cuerdas o relatividad general con rompimiento espontáneo de la simetría, el MEE proporciona una poderosa herramienta para investigar violación de Lorentz con independencia del modelo. La violación de la simetría de Lorentz también surge de manera natural en las teorías de campo formuladas en un espacio-tiempo no conmutativo[4]. En los últimos años se ha propuesto un método para formular el ME No Conmutativo (MENC) como una teoría efectiva, la cual es escrita en potencias del parámetro de no conmutatividad[5]. La teoría efectiva que resulta de esta formulación es menos amplia que el MEE, ya que surge de la idea específica de no conmutatividad del espacio-tiempo. En realidad, el MENC es una subteoría de MEE, como fue probado en la referencia[6]. Como ya se mencionó, el MEE se caracteriza por la introducción de campos constantes de fondo que portan índices de Lorentz.

Sin embargo, este tipo de teorías no son invariantes bajo transformaciones de Lorentz generales, sino bajo transformaciones de Lorentz del observador. Como ha sido ampliamente discutido en la referencia[6], existen dos tipos de transformaciones de Lorentz, a saber, las transformaciones de observador y de partícula. El primer tipo de transformaciones corresponde al cambio usual de coordenadas, mientras que la segunda clase tiene que ver con un tipo de transformación que deja invariante a los objetos tensoriales constantes[7].

En este tema de tesis se propone el estudio del decaimiento del bosón de Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, en el contexto del MEE. Este proceso puede ser muy sensible a efectos de nueva física, ya que está prohibido en el ME a todo orden de la serie perturbativa debido a que el acoplamiento $H\gamma\gamma\gamma$ viola conjugación de carga, así que su detección sería una clara evidencia de la violación de esta operación de simetría. Como veremos más adelante, la existencia de este acoplamiento está estrechamente vinculada a la violación de la simetría de Lorentz. Con el propósito de generar este tipo de acoplamiento, se proponen los siguientes operadores efectivos

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(1)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{T}r[W_{\alpha\beta}W^{\mu\nu}]B_{\mu\nu}, \quad (1)$$

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(2)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{T}r[W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}]B_{\alpha\beta}, \quad (2)$$

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(3)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{T}r[W_{\alpha\mu}W^{\nu\mu}]B_{\nu\beta}, \quad (3)$$

donde Φ es el doblete de Higgs, $W_{\mu\nu} = T^a W_{\mu\nu}^a$ es la curvatura asociada al grupo $SU_L(2)$ y $B_{\mu\nu}$ la curvatura del grupo Abelian $U_Y(1)$. En estas ecuaciones, $\mathcal{T}r$ indica traza sobre los índices de norma. Los generadores de grupo $SU_L(2)$ están normalizados como $\mathcal{T}r[T^a T^b] = \frac{\delta^{ab}}{2}$. En la norma unitaria, el doblete de Higgs toma la forma simple $\Phi^\dagger = (0, \frac{v+H}{\sqrt{2}})$, donde $\Phi_0^\dagger \equiv (0, \frac{v}{\sqrt{2}})$ es el vacío.

Los operadores dados arriba, son invariantes bajo el grupo electrodébil $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, pero

son 2-tensores de Lorentz. Podemos construir un lagrangiano invariante bajo transformaciones de Lorentz de tipo observador si los contraemos con un 2-tensor constante $f^{\alpha\beta}$ que se transforma bajo este tipo de transformaciones, pero no bajo transformaciones de tipo partícula. Dicho lagrangiano tiene la forma

$$\mathcal{L}_{ef} = f^{\alpha\beta} \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_{(i)}}{\Lambda^4} \mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(i)}, \quad (4)$$

donde los $\alpha_{(i)}$ son parámetros adimensionales que dependen de los detalles de la teoría más fundamental. Cuando se usa este lagrangiano $(\Phi^\dagger\Phi) = \frac{1}{2}(v+H)^2$, se generan acoplamientos del bosón de Higgs con bosones de norma. En particular, se obtiene el vértice $H\gamma\gamma\gamma$ en el MEE. Estas son las ideas esenciales a partir de las cuales se desarrolla el proyecto de tesis.

El resto de la tesis ha sido organizado de la siguiente manera. En el Capítulo 1 se discute la estructura básica del sector electrodébil del Modelo Estándar. En el Capítulo 2 se discute la estructura del vértice $H\gamma\gamma\gamma$, el cual es tomado como base para estudiar el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$. Finalmente, en el Capítulo 3 se presentan las conclusiones.

Capítulo 1

MODELO ESTÁNDAR.

Se sabe que el Modelo Estándar está basado en el grupo de norma $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, el cual se separa de la siguiente forma:

- El grupo de simetría $SU_C(3)$ explica las interacciones fuertes, tiene asociados ocho campos de norma, G_μ^a , llamados campos gluónicos.
- • El grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ describe las interacciones conocidas como electrodébiles. Es el primer modelo exitoso de una teoría de unificación en la fenomenología de las partículas elementales. A $SU_L(2)$ se le asocian tres campos de norma, W_μ^i , nombrados campos débiles. Mientras que $U_Y(1)$ tiene asociado el campo de norma, B_μ , llamado de hipercarga.

Este capítulo está destinado a presentar una breve descripción del Modelo Estándar de las Interacciones Electrodébiles. Es decir sólo se discutirá el último de los dos puntos mencionados anteriormente.

1.1. Modelo Estándar Electrodébil.

El MODELO ELECTRODÉBIL es una teoría que unifica dos de las cuatro fuerzas fundamentales, la interacción débil y la interacción electromagnética. Este modelo fue desarrollado en los años 60's por Glashow, Salam y Weinberg (GSW)[8]. Basado en el grupo de norma $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, el sector electrodébil describe las interacciones cuántico relativistas entre partículas de materia.

Las partículas de materia, esto es, los leptones y los quarks, llamados también fermiones debido a que tienen espín $\frac{1}{2}$, interactúan entre sí mediante el intercambio de los bosones de norma asociados con el grupo electrodébil $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Así, la interacción electrodébil es mediada por tres bosones de norma: el fotón γ y tres bosones de norma masivos, W^+ , W^- y Z^0 .

En general, los fermiones se clasifican en tres familias de leptones y quarks como se muestra en la tabla.

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR.
1.1. MODELO ESTÁNDAR ELECTRODÉBIL.

	<i>Partícula</i>	<i>Símbolo</i>
<i>1^{ra} Generación</i>	<i>Electrón</i>	ν_e
	<i>neutrino</i>	
	<i>Electrón</i>	e
	<i>Up</i>	u
	<i>Down</i>	d
<i>2^{da} Generación</i>	<i>Muón</i>	ν_μ
	<i>neutrino</i>	
	<i>Muón</i>	μ
	<i>Charm</i>	c
<i>3^{ra} Generación</i>	<i>Strange</i>	s
	<i>Tau</i>	ν_τ
	<i>neutrino</i>	
	<i>Tau</i>	τ
	<i>Top</i>	t
	<i>Bottom</i>	b

Tabla 1.1 familia de fermiones.

Cabe mencionar que una interesante peculiaridad de la interacción electrodébil es que distingue entre los estados de helicidad de los fermiones, es decir los bosones de norma W^\pm y Z^0 , se acoplan con diferentes intensidades a estados de helicidad derecho e izquierdo, lo cual se cuantifica mediante representaciones del grupo electrodébil en los que son introducidos.

Para un fermión, los estados de helicidad derechos e izquierdos se definen por $\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\Psi = P_{L,R}\Psi$. Los estados izquierdos de los quarks y de los leptones son agrupados en la representación fundamental del grupo $SU_L(2)$ como sigue

$$Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L,$$

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L,$$

donde i es el índice de sabor: $u_i = u, c, t$, $d_i = d, s, b$; en el caso de los quarks y $l_i = e, \mu, \tau$, $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ en el caso de los leptones. Por otra parte, los estados de helicidad derechos se introducen como singletes de $SU(2)_L$: l_{iR}, u_{iR}, d_{iR} .

A pesar de lo antes mencionado de forma general, se debe notar que en la teoría electrodébil los neutrinos sólo aparecen en sus estados de helicidad izquierdo, lo cual implica que son considerados con masa igual a cero. Hoy en día se sabe que esto es una aproximación, pues todo parece indicar que estas partículas deben poseer masa, aunque pequeñas.

Cabe mencionar, que apesar de que en general las interacciones descritas por el modelo electrodébil involucran partículas masivas, los términos de masa relacionados no se introducen de forma explícita en el lagrangiano ya que esto provocaría un rompimiento explícito de la simetría de norma. En tal caso, para generar los términos de masas de cada campo, dentro del modelo se induce un rompimiento espontáneo de la simetría, lo cual se logra al predecir la existencia de un campo escalar, conocido como el campo de Higgs.

El lagrangiano del sector electrodébil se divide en: sector de Higgs y de Yang-Mills, donde únicamente se estudian las interacciones entre campos bosónicos, y los llamados sectores de Corrientes y de Yukawa, donde se analizan interacciones bosónico-fermiónicas. De tal modo, el lagrangiano se puede escribir como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^F + \mathcal{L}^B, \tag{1.1}$$

donde

$$\mathcal{L}^F = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \quad (1.2)$$

$$\mathcal{L}^B = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \quad (1.3)$$

con $\mathcal{L}^C, \mathcal{L}^Y, \mathcal{L}^H, \mathcal{L}^{YM}$ representando los sectores de Corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente.

La renormalizabilidad de la teoría exige que estos lagrangianos contengan todos los términos invariantes de Lorentz y electrodébiles hasta dimensión cuatro debido que hasta este orden la teoría es renormalizable. A continuación se dará una breve descripción de los sectores mencionados anteriormante.

1.2. Sector de Higgs.

El llamado bosón de Higgs es una partícula cuya existencia es predicha en el Modelo Estándar con el fin de explicar el origen de la masa de otras partículas elementales. Así, en el sector de Higgs se analizan los efectos del bosón de Higgs en la teoría y de forma particular se determinan las interacciones entre esta partícula y los campos de norma del sector electrodébil.

En tal caso, se define el campo de Higgs como un doblete del grupo $SU(2)$ de hipercarga $Y = +1$.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

de manera general, el lagrangiano está dado por

$$\mathcal{L}^H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi), \quad (1.5)$$

donde D_μ es la derivada covariante del grupo electrodébil, dada por

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu. \quad (1.6)$$

En esta expresión $\frac{\sigma^a}{2}(W_\mu^a)$ y $\frac{Y}{2}(B_\mu)$ son los generadores, asociados con los grupos $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$ respectivamente, g y g' son las constantes de acoplamiento de los grupos $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$, respectivamente. $V(\Phi^\dagger \Phi)$ es el potencial de Higgs, el cual está dado por

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.7)$$

donde

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix},$$

por lo que el potencial de Higgs en términos de los campos ϕ_1 y ϕ_2 resulta.

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \left(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 \right) + \lambda \left(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 \right)^2. \quad (1.8)$$

En la expresión para el potencial, μ^2 , representa el parámetro del valor crítico. Tomando $\lambda > 0$ y $\mu^2 > 0$, se observa que el estado de mínima energía ocurre cuando $\Phi = \Phi^\dagger = 0$ ó $\phi_1 = \phi_2 = 0$, en cuyo caso el estado de vacío no es degenerado, es decir la simetría no es rota espontáneamente.

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR.
1.2. SECTOR DE HIGGS.

La situación cambia radicalmente cuando $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$. En este caso, las condiciones para los extremos dan

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \Phi} &= \mu^2 \Phi^\dagger + 2\lambda \Phi^\dagger (\Phi^\dagger, \Phi) = 0, \\ \implies (\Phi^\dagger, \Phi) &= -\frac{\mu^2}{2\lambda}, \\ \implies |\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 &= -\frac{\mu^2}{2\lambda}, \end{aligned} \tag{1.9}$$

se tiene el caso de un vacío degenerado, caracterizados por los puntos de superficie, ec(1.9) como se muestra en la Figura (1.1).

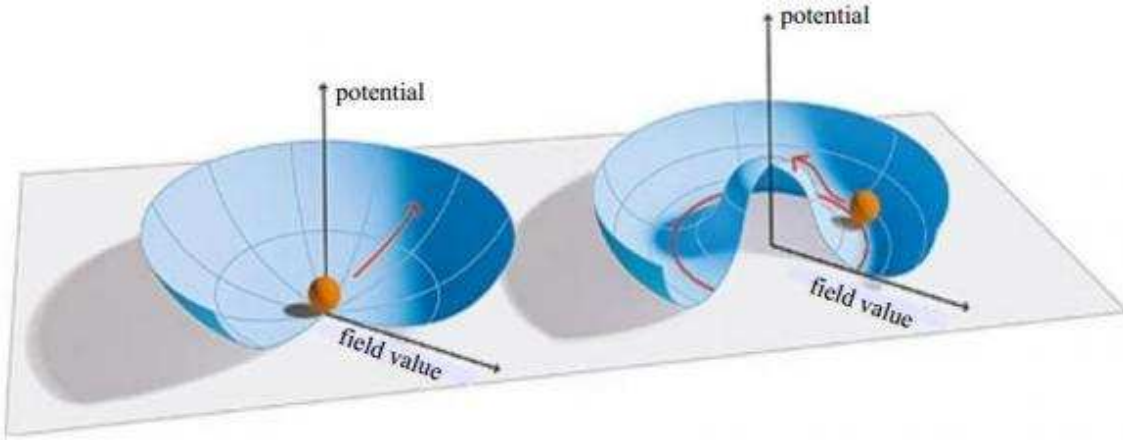


Figura 1.1: izquierda: $V(\phi_1, \phi_2)$ para $\mu^2 > 0$, derecha: $V(\phi_1, \phi_2)$ para $\mu^2 < 0$.

En la figura del lado derecho se muestra V como función de los campos ϕ_1 y ϕ_2 . Podemos ver que todos los puntos se encuentran sobre el círculo dado por ec.(1.9) tendrán la misma energía. Traduciendo esto al lenguaje cuántico, se dice que el estado base del sistema no es invariante bajo transformaciones globales de $U(1)$ y por lo tanto se encuentra degenerado.

Puesto que la componente ϕ_1 del doblete tiene contenido del grupo electromagnético, es necesario que la componente ϕ_2 desarrolle un valor esperado del vacío, esto significa que el vacío Φ_0 debe ser invariante bajo el grupo $U_e(1)$, en el sentido que si $U \in U_e(1)$, entonces $U\Phi_0 = \Phi_0$, lo que implica que el generador de este grupo lo aniquila, $Q\Phi_0 = 0$. Sin pérdida de generalidad se puede elegir la siguiente dirección

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix},$$

donde $v = -\frac{\mu^2}{\lambda}$, ($\lambda > 0$), ya que cualquier otra elección de Φ_0 está relacionada a ésta mediante una transformación global del grupo electrodébil. Como ya se dijo, la dirección especificada por el vacío Φ_0 no es invariante bajo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, pero sí bajo $U_e(1)$, lo cual garantiza la conservación de carga eléctrica. Cuando las simetrías involucradas son globales, el resultado es la aparición de campos escalares no masivos (bosones de Goldstone). En cambio cuando la simetría es de norma, el resultado es la presencia de bosones de norma masivos, uno por cada generador roto de la simetría. Esto último es conocido como el Mecanismo de Higgs.

El Rompimiento Espontáneo de Simetría (RES) aparece como consecuencia de elegir a uno sólo, del número infinito de vacíos que existen. La teoría debe ser considerada en el entorno de este

estado de mínima energía. Para ello se realiza la transformación

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi = \begin{pmatrix} 0 + G_w^\pm \\ \frac{v + H + iG_z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

donde G_w^\dagger y G_z son los pseudobosones de Goldstone asociados con los bosones de norma débiles W^\pm y Z .

Después de sustituir esta relación en la parte cinética de \mathcal{L} , $(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi)$, conduce a

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) &= \left(\partial_\mu G_w^- \right) \left(\partial^\mu G_w^+ \right) + \frac{1}{2} \left(\partial_\mu G_z \right) \left(\partial^\mu G_z \right) \\ &+ \frac{(gv)^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{v^2}{8} \left(-gW_\mu^3 + g'B_\mu \right) \left(-gW^{\mu 3} + g'B^\mu \right) \\ &+ \frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} G_w^- G_w^+ + \dots, \end{aligned} \quad (1.10)$$

donde se ha utilizado la derivada covariante redefinida como

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig}{2} \left(W_\mu^+ \tau + W_\mu^- \tau^\dagger \right) - \frac{i}{2} \left(gW_\mu^3 \tau^3 + g'B_\mu Y \right), \quad (1.11)$$

con los campos $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$ y el operador $\tau = \frac{1}{2}(\tau^1 + i\tau^2)$. De ec.(1.10) se identifica un término de masa para W^\pm con $m_W = \frac{gv}{2}$. Si aplicamos la siguiente rotación a los campos de norma W_μ^3 y B_μ

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_w & s_w \\ -s_w & c_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

o bien

$$\begin{aligned} W_\mu^3 &= c_w Z_\mu + s_w A_\mu, \\ B_\mu &= -s_w Z_\mu + c_w A_\mu, \end{aligned} \quad (1.13)$$

donde c_w y s_w son el coseno y seno del ángulo débil θ_w , definidos por

$$\begin{aligned} c_w &= \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \\ s_w &= \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \end{aligned} \quad (1.14)$$

se obtiene

$$\frac{v^2}{8} \left(-gW_\mu^3 + g'B_\mu \right) \left(-gW^{\mu 3} + g'B^\mu \right) = \frac{v^2}{8} \left(g^2 + g'^2 \right) Z^\mu Z_\mu + (0) A^\mu A_\mu, \quad (1.15)$$

de donde podemos identificar un término de masa para Z_μ , dado por, $m_z = \frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{\sqrt{2}^3}$, mientras que el campo A_μ permanece sin masa, debido a lo cual se asocia con el campo electromagnético.

Por otra parte, después del RES el potencial escalar toma la forma

$$\begin{aligned} V(\Phi^\dagger, \Phi) &= -\lambda \left[\frac{1}{4} v^4 - v^2 H^2 - vH \left(H^2 + G_z^2 \right) + \frac{1}{4} \left(H^2 + G_z^2 \right)^2 \right. \\ &\quad \left. - (2vH + H^2 + G_z^2) G_w^- G_w^+ - (G_w^- G_w^+)^2 \right]. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Como era de esperarse, los campos G_w^\pm y G_z son bosones de Goldstone mencionados anteriormente que han pasado a formar parte de los estados longitudinales de los bosones débiles W^\pm y Z_μ respectivamente. El campo \mathbf{H} adquiere una masa dada por $m_H^2 = 2\lambda v^2$ y es, por tanto, identificado como el bosón físico de Higgs. En este sector, además de generar masa para los bosones débiles, se producen términos de interacción de estos con el bosón de Higgs. De esta forma se tiene los acoplamientos de \mathbf{H} a W_μ^\pm y Z_μ cuyos vértices están dados por $igm_w g_{\mu\nu}$ y $i\frac{g}{c_w}m_z g_{\mu\nu}$, respectivamente.

1.3. El Sector de Yukawa.

El estudio de los fermiones dentro del ME, se encuentra situado en dos sectores, el de Yukawa y el de Corrientes, los cuales tienen estructura de Lorentz totalmente diferentes. En el primero (sector de Yukawa), esta estructura es de tipo escalar y pseudo escalar. Este sector cumple con el objetivo de generar las masas para los fermiones quilares vía Mecanismo de Higgs. Como lo requieren los términos de masa, tal sector contiene productos de campos eigenestados de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs.

Para el caso de los leptones, considerando que no existen los neutrinos derechos, ν_{Ri} , podemos construir el siguiente invariante de Lorentz y electrodébil

$$-Y_{ij}^l \bar{L}_i \Phi l_{Rj} + h.c. \quad , \quad (1.17)$$

donde los coeficientes Y_{ij}^l son adimensionales y completamente arbitrarios a los cuales se les conoce con el nombre de constantes de Yukawa. Considerando que en el caso de los quarks existen estados derechos para los dos miembros del doblete izquierdo, es necesario considerar otro objeto que transforma covariantemente bajo el grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, definido como

$$\bar{\Phi} = -\tau^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} ,$$

el cual tiene hipercarga +1. Podemos entonces formar el siguiente invariante de Lorentz y electrodébil

$$-Y_{ij}^u Q_i \bar{\Phi} U_{Rj} - Y_{ij}^d Q_i \bar{\Phi} D_{Rj} + h.c. \quad , \quad (1.18)$$

estos invariantes, después del rompimiento espontáneo de la simetría, generan las masas de los fermiones, así como sus interacciones con el bosón de Higgs.

El lagrangiano renormalizable más general se puede descomponer en dos partes independientes.

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y , \quad (1.19)$$

donde \mathcal{L}_q^Y y \mathcal{L}_l^Y , son los lagrangianos de los sectores de quarks y leptones, respectivamente.

1.3.1. El Sector de Quarks de Yukawa.

El lagrangiano del sector de quarks de Yukawa está dado por

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_i \tilde{\Phi} u'_{Rj} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_i \Phi d'_{Rj} + h.c. \quad , \quad (1.20)$$

donde existe suma sobre los índices de sabor (i, j) . En lo que sigue la (\cdot) se usará para denotar campos de eigenestados de norma. La no conservación de sabor de este lagrangino viene del hecho, de que las matrices Y_u, Y_d no están sujetas a ningún tipo de restricción y en particular no son diagonales.

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR.
1.3. EL SECTOR DE YUKAWA.

Para desarrollos subsecuentes conviene definir los siguientes vectores en el espacio de sabor

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} \text{ y } \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

En la norma unitaria, donde los bosones de Goldstone son cero, el doblete de Higgs toma la forma

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H^0 \end{pmatrix}.$$

En esta norma y en términos de los vectores U' y D' definidos en la ec.(1.21), el lagrangiano de Yukawa para quarks se puede escribir como

$$\mathcal{L}_q^Y = - \left[1 + \frac{H^0}{v} \right] [\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R] + h.c. , \quad (1.22)$$

donde M^u y M^d son matrices de 3×3 , cuyos elementos son de la forma $M^u_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u_{ij}$, $M^d_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^d_{ij}$.

Las masas de los quarks se definen diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano. Para ello es necesario las siguientes transformaciones unitarias

$$U_L = V_L^u U'_L, \quad (1.23)$$

$$D_L = V_L^d D'_L, \quad (1.24)$$

$$U_R = V_R^u U'_R, \quad (1.25)$$

$$D_R = V_R^d D'_R, \quad (1.26)$$

donde las matrices $V_{L,R}^{u,d}$, deben ser unitarias, si es que se desea preservar la estructura canónica de los términos cinéticos que aparecen en el sector de Corrientes.

Así en términos de los nuevos campos, el lagrangiano toma la forma

$$\mathcal{L}_q^Y = - \left[1 + \frac{H^0}{v} \right] [\bar{U}_L V_L^u M^u V_R^{u\dagger} U_R + \bar{D}_L V_L^d M^d V_R^{d\dagger} D_R] + h.c. . \quad (1.27)$$

Del álgebra lineal existe un teorema que nos dice que para cualquier matriz M , siempre es posible encontrar dos matrices unitarias A y B , tal que AMB sea real y diagonal. Dado que las matrices $V_L M V_R$ son reales y diagonales, como lo requiere la definición de un término de masa. La demostración de este teorema se sigue directamente de la descomposición polar de la matriz M dada por $M = H U$ donde la matriz H es hermítica y U es unitaria. Dado que toda matriz hermítica puede ser diagonalizada por una matriz unitaria, esto es, $S^\dagger H S$ es diagonal, con $S^\dagger = S^{-1}$, es claro que tomando a $A = S^\dagger$, $B = U^\dagger S$ se tiene lo siguiente

$$AMB = S^\dagger M U^\dagger S = S^\dagger (H U) U^\dagger S = S^\dagger H S, \quad (1.28)$$

la matriz resultante es real y diagonal, ya que los eigenvalores de $H = H^\dagger$ son reales y positivos.

Después de algunos cálculos se puede ver que las matrices $V_{L,R}$ diagonalizan simultáneamente todo el sector de Yukawa, de tal manera que

$$\mathcal{L}_q^Y = \left[1 + \frac{H^0}{v} \right] [\bar{U}_L \bar{M}^u U_R + \bar{D}_L \bar{M}^d D_R] + h.c. , \quad (1.29)$$

y las matrices \bar{M}^u, \bar{M}^d están dadas por

$$\bar{M}^u = \begin{pmatrix} M_u & 0 & 0 \\ 0 & M_c & 0 \\ 0 & 0 & M_t \end{pmatrix} \text{ y } \bar{M}^d = \begin{pmatrix} M_d & 0 & 0 \\ 0 & M_s & 0 \\ 0 & 0 & M_b \end{pmatrix}.$$

El sector de Yukawa en términos de los eigenestados de masa, conservan el sabor de quarks, ya que el bosón de Higgs se acopla a pares del mismo tipo de quarks.

1.3.2. El Sector de Leptones de Yukawa.

Este lagrangiano está dado por

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{\Phi}^l{}_{Rj} + h.c. \quad (1.30)$$

En la norma unitaria y usando los vectores en el espacio de sabor definidos en la ec.(1.21) se tiene

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left[1 + \frac{H^0}{v} \right] [\bar{E}'_L M^l E'_R] + h.c. \quad (1.31)$$

donde se ha definido la matriz M^l como

$$M^l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l. \quad (1.32)$$

Observamos que el neutrino derecho desaparece totalmente del sector leptónico de Yukawa. Entonces, estamos en la libertad de elegir la transformación para el vector $\nu = (\nu'_e, \nu'_\mu, \nu'_\tau)$ de la manera que más nos convenga. En analogía con el caso de quarks, las masas de los leptones se definen diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano como antes. Sea la siguiente transformación unitaria

$$\begin{aligned} E_L &= V'_L E'_L, \\ E_R &= V'_R E'_R, \end{aligned} \quad (1.33)$$

por lo que $V'_{R,L}$, tienen que ser matrices unitarias para preservar la estructura canónica de los términos de campos se puede escribir como

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left[1 + \frac{H^0}{v} \right] [\bar{E}_L V_L^l M^l V_R^{\prime l} E_R] + h.c. \quad (1.34)$$

donde las matrices $V_L^l, M^l, V_R^{\prime l}$, son matrices reales y diagonales, ya que las matrices $V'_{R,L}$ son unitarias. Se puede ver que las matrices $V_{R,L}$ diagonalizan simultáneamente todo el sector de Yukawa, obteniéndose

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left[1 + \frac{H^0}{v} \right] [\bar{E}_L \bar{M}^l E_R] + h.c. \quad (1.35)$$

donde la matriz \bar{M}^l esta dada por

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} M_e & 0 & 0 \\ 0 & M_\mu & 0 \\ 0 & 0 & M_\tau \end{pmatrix}. \quad (1.36)$$

Como ocurre en el sector de quarks, el término de los eigenestados de masa, el sector de Yukawa para los leptones, conserva el sabor y el bosón de Higgs sólo se acopla al mismo tipo de leptón cargado.

1.4. El Sector de Corrientes.

Este sector se genera al sustituir la derivada ordinaria en la parte cinética de los fermiones quilares por la derivada covariante asociada al grupo electrodébil, teniendo así términos de interacción caracterizados por la estructura de Lorentz γ_μ y $\gamma_\mu \gamma_5$. Las interacciones de los fermiones con los bosones de norma da lugar a lo que se conoce como corrientes cargadas y neutras. En términos de los campos eigenestados de norma, que en el caso de los fermiones seran denotados con una prima ($'$), siguiendo la notación usada en el sector de Yukawa, este sector conserva el

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR.
1.4. EL SECTOR DE CORRIENTES.

sabor de familias y aún entre miembros de la misma familia, en el caso de corrientes neutras. Este requerimiento viene de la necesidad de definir correctamente a los términos cinéticos, los cuales no pueden involucrar el producto de los términos de la forma $i(\tilde{f}_{L_i}\gamma^\mu\partial_\mu\tilde{f}_{L_j})$, con i diferente de j .

Tomando en cuenta las consideraciones mencionadas, describimos los aspectos esenciales de este sector. El lagrangiano se descompone en dos partes, una tiene que ver con los quarks solamente, \mathcal{L}_q^c , y otra con los leptones, \mathcal{L}_l^c . Así, el lagrangiano invariante de norma se puede escribir como

$$\mathcal{L}^c = \mathcal{L}_l^c + \mathcal{L}_q^c. \quad (1.37)$$

Para el sector de quarks el lagrangiano está dado por

$$\mathcal{L}_q^c = i\bar{Q}'_i\gamma^\mu D_\mu Q'_i + i\bar{u}'_{Ri}\gamma^\mu D_\mu u'_{Ri} + i\bar{d}'_{Ri}\gamma^\mu D_\mu d'_{Ri}, \quad (1.38)$$

donde existe suma sobre el índice de sabor i . En la norma unitaria y usando los vectores de el espacio de sabor definidos como

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ t' \end{pmatrix}, E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} \text{ y } \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.39)$$

podemos escribir

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^c &= i\bar{U}'_L\gamma_\mu\partial^\mu U'_L + i\bar{U}'_R\gamma_\mu\partial^\mu U'_R + i\bar{D}'_L\gamma_\mu\partial^\mu D'_L + i\bar{D}'_R\gamma_\mu\partial^\mu D'_R \\ &+ \frac{g}{\sqrt{2}}J_\mu^+W^{-\mu} + h.c \\ &+ (g_L^u\bar{U}'_L\gamma_\mu U'_L + g_R^u\bar{U}'_R\gamma_\mu U'_R + g_L^d\bar{D}'_L\gamma_\mu D'_L + g_R^d\bar{D}'_R\gamma_\mu D'_R)V^\mu, \end{aligned} \quad (1.40)$$

con $V = \gamma, Z$ y $J_\mu^+ = \bar{U}'_{Li}\gamma_\mu\tau^\dagger d'_{Li}$, donde τ^\dagger , es el operador de subida. Pasando a eigenestados de masa por medio de las matrices de rotación dadas en el conjunto de ecs.(1.23), (1.24), (1.25) y (1.26), la invarianza de la forma canónica de los términos cinéticos, esta garantizada por la unitariedad de las matrices de transformación. Debido a esto, las corrientes neutras conservan el sabor. Por ejemplo.

$$\bar{U}'_L\gamma_\mu U'_L = \bar{U}_L V_L^u \gamma_\mu V_L^{u\dagger} U_L = \bar{U}_L \gamma_\mu U_L, \quad (1.41)$$

y análogamente para los términos,

$$\bar{U}'_R\gamma_\mu U'_R, \bar{D}'_L\gamma_\mu D'_L, \bar{D}'_R\gamma_\mu D'_R. \quad (1.42)$$

Por otra parte, las corrientes cargadas son totalmente diferentes, ya que involucran quarks de familias distintas. En este caso tenemos

$$J_\mu^+ = \bar{U}_{Li}\gamma_\mu\tau^\dagger d'_{Li} = \bar{U}_L\gamma_\mu [V_L^u V^{d\dagger}] D_L = \bar{U}_L\gamma_\mu V D_L, \quad (1.43)$$

donde $V = V_L^u V^{d\dagger}$, es la matriz de Kobayashi-Maskawa. Existe en general un efecto observable de violación del sabor en el sector de quarks directamente relacionado con la definición de las masas de los fermiones quilares.

Ahora pasemos al estudio de las corrientes leptónicas, las cuales están contenidas en el siguiente lagrangiano

$$\mathcal{L}_l^c = i\bar{L}'_i\gamma^\mu D_\mu L'_i + i\bar{l}'_{Ri}\gamma^\mu D_\mu l'_{Ri}, \quad (1.44)$$

el cual, como en el caso de los quarks, conserva el sabor en términos de los eigenestados de norma. En términos de la norma unitaria y de los vectores en el espacio de sabor definidos en ec.(1.39), este lagrangiano puede escribirse de la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^c &= i\bar{E}'_L\gamma^\mu\partial_\mu E'_L + i\bar{E}'_R\gamma^\mu\partial_\mu E'_R + i\bar{\nu}'_L\gamma^\mu\partial_\mu \nu'_L \\ &+ \frac{g}{\sqrt{2}}J_\mu^+W^{-\mu} + h.c \\ &+ [g_L^l\bar{E}'_L\gamma_\mu E'_L + g_R^l\bar{E}'_R\gamma_\mu E'_R + g_L^\nu\bar{\nu}'_L\gamma_\mu \nu'_L]V^\mu, \end{aligned} \quad (1.45)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR.
1.5. EL SECTOR DE YANG-MILLS.

donde $J_\mu^\dagger = \bar{\nu}'_{L_i} \gamma_\mu \tau^\dagger l'_{L_i}$ y $V = \gamma, Z$. Dado que el neutrino desaparece totalmente del sector leptónico de Yukawa en esta norma, podemos elegir la transformación de estos campos de manera conveniente. En particular, podemos elegir de manera que elimine los efectos de violación de sabor en las corrientes cargadas. Debido a que los términos cinéticos deben de mantener su forma canónica, las transformaciones deben ser unitarias, así que elegimos a las mismas matrices que rotan a E_L y E_R

$$E_L = V_L^l E'_L, \quad (1.46)$$

$$E_R = V_L^l E'_R, \quad (1.47)$$

$$\nu_L = V_L^l \nu'_L, \quad (1.48)$$

donde hemos transformado a los neutrinos con la matriz V_L^l . Con esta elección podemos ver que el doblete izquierdo transforma como, $L_i = V_{L_{ij}}^l L'_j$, donde V_L^l actúa sobre cada componente de L_i . Entonces para las corrientes cargadas tenemos

$$\begin{aligned} J_\mu^+ &= \bar{L}'_j \gamma_\mu \tau^+ L'_j = \bar{L}_j \gamma_\mu V_{L_{ji}}^l V_{L_{ik}}^{l+} \tau^+ l_k, \\ &= \delta_{jk} \bar{L}_j \gamma_\mu \tau^+ L_k = \bar{L}_j \gamma_\mu \tau^+ L_j, \end{aligned} \quad (1.49)$$

es decir no hay cambio de sabor. Debe enfatizarse que la ausencia de violación de sabor leptónico en el sector leptónico no sólo se debe a la existencia del neutrino derecho, sino a que el sector es originalmente invariante de sabor.

1.5. El Sector de Yang-Mills.

En 1954 Yang-Mills aportaron al principio de norma el concepto de simetría no-Abeliana, de este modo la estructura de este sector está completamente definido por el caracter no abeliano del grupo electrodébil.

El sector de Yang-Mills de la teoría electrodébil se construye con las estructuras covariantes las cuales están 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, los cuales tienen la forma

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + ig[W_\mu, W_\nu], \quad (1.50)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.51)$$

donde

$$W_{\mu\nu} = T^a W_{\mu\nu}^a, \quad (1.52)$$

siendo T^a los generadores de grupo, los cuales serán normalizados como $\mathcal{T}_r[T^a, T^b] = \frac{\delta^{ab}}{2}$.

Eliminando los generadores de la ec.(1.50), se obtiene el tensor de campo de Yang-Mills en su forma más común, la cual es escrita como

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c. \quad (1.53)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR.
1.5. EL SECTOR DE YANG-MILLS.

Bajo el grupo electrodébil, los tensores de campo transforman en forma covariante

$$W'_{\mu\nu} = UW_{\mu\nu}U^\dagger, U \in SU_L(2), \quad (1.54)$$

$$B'_{\mu\nu} = B_{\mu\nu}. \quad (1.55)$$

Con estos objetos covariantes, se puede construir el siguiente lagrangiano invariante de norma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YM} &= -\frac{1}{2} \text{Tr} [W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \\ \mathcal{L}^{YM} &= -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.56)$$

Ahora, introduzcamos en ec.(1.56) las siguientes definiciones

$$\hat{W}_{\mu\nu}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2), \quad (1.57a)$$

$$\hat{W}_{\mu\nu}^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 + iW_{\mu\nu}^2), \quad (1.57b)$$

las cuales permiten escribir

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{2} \hat{W}_{\mu\nu}^+ \hat{W}^{-\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.58)$$

donde se ha hecho la distinción de los tensores con carga eléctrica, los cuales aparecen en el primer término de la ec.(1.58), y que explícitamente tiene la forma

$$\begin{aligned} \hat{W}_{\mu\nu}^+ &= W_{\mu\nu}^+ + ig(W_\mu^+ W_\nu^3 - W_\mu^3 W_\nu^+), \\ \hat{W}_{\mu\nu}^+ &= (\partial_\mu - igW_\mu^3)W_\nu^+ - (\partial_\nu - igW_\nu^3)W_\mu^+, \\ \hat{W}_{\mu\nu}^+ &= \hat{D}_\mu W_\nu^+ - \hat{D}_\nu W_\mu^+, \end{aligned} \quad (1.59)$$

donde se ha definido

$$\begin{aligned} \hat{D}_\mu &= \partial_\mu - igW_\mu^3, \\ \hat{D}_\nu &= \partial_\nu - igW_\nu^3, \end{aligned} \quad (1.60)$$

note que la ec.(1.57a), cumple la condición

$$(\hat{W}_{\mu\nu}^+)^\dagger = \hat{W}_{\mu\nu}^-.$$

Los campos eigenestados de masa, definidos en el sector de Higgs, como, W_μ^+ y W_μ^- , asociados con los bosones W^\pm , se definen en término de los campos de norma W_μ^1 y W_μ^2 por

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2), \\ W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 + iW_\mu^2), \end{aligned}$$

mientras tanto los campos asociados al bosón Z y el fotón A, son introducidos en la teoría a través de la rotación

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_w & s_w \\ -s_w & c_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix},$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR.
1.5. EL SECTOR DE YANG-MILLS.

o bien

$$\begin{aligned} W_\mu^3 &= c_w Z_\mu + s_w A_\mu, \\ B_\mu &= -s_w Z_\mu + c_w A_\mu, \end{aligned}$$

donde c_w y s_w son el coseno y seno del ángulo débil θ_w , definidos por ec.(1.14).

Usando la ec.(1.53) en términos de los campos de eigenestados de masa Z_μ , A_μ y W^\pm , se encuentra el tensor neutro

$$\hat{W}_{\mu\nu}^3 = W_{\mu\nu}^3 = s_w F_{\mu\nu} + c_w Z_{\mu\nu} + ig(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-), \quad (1.61)$$

donde

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (1.62)$$

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \quad (1.63)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu,$$

$$\implies B_{\mu\nu} = c_w F_{\mu\nu} - s_w Z_{\mu\nu}, \quad (1.64)$$

con $F_{\mu\nu}$ representando el tensor de campo electromagnético.

Así en términos de los campos eigenestados de masa, el lagrangiano de Yang-Mills toma la forma final

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YM} &= -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ &+ ig s_w F_{\mu\nu} W^{-\mu} W^{+\nu} + ig c_w Z_{\mu\nu} W^{-\mu} W^{+\nu} \\ &- g^2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) (W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{+\mu} W^{-\nu}). \end{aligned} \quad (1.65)$$

Este lagrangiano contiene las partes cinéticas de los cuatro bosones de norma, así como sus autointeracciones.

Capítulo 2

El decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ en el Modelo Estándar Extendido.

El propósito de este capítulo es calcular el decaimiento del bosón de Higgs a tres fotones en el contexto de Modelo Estándar Extendido (MEE)[3], como ya se mencionó en la introducción, dicho modelo es una teoría efectiva que incorpora en forma independiente de proceso y de modelo violación de las simetrías de CPT y de Lorentz, esta última surge de manera natural en las teorías de campo formuladas en un espacio-tiempo no conmutativo[4]. En los últimos años se ha propuesto un método para formular el Modelo Estándar No Conmutativo (MENC), la cual es escrita en potencias del parámetro de no conmutatividad[5].

Se menciona en las referencias [4] y [5] la no conmutatividad del espacio-tiempo a través de la siguiente relación

$$\begin{aligned} [x^\alpha, x^\beta] &= \frac{i}{\Lambda^2} f^{\alpha\beta}, \\ \implies x^\alpha x^\beta &= \frac{i}{\Lambda^2} f^{\alpha\beta} + x^\beta x^\alpha. \end{aligned}$$

De la anterior expresión se identifica un término el cual contiene al campo $f^{\alpha\beta}$ diferente de cero, por lo que dicho espacio-tiempo está sujeto a este tensor de campo. La idea esencial es desarrollar el lagrangiano que genera el vértice $H\gamma\gamma\gamma$ el cual está prohibido en el ME debido a que se viola simetría de Lorentz por la introducción del campo de fondo o tensor de campo de fondo $f^{\alpha\beta}$ (antisimétrico) en los operadores efectivos mencionados en la introducción, el cual sugiere que el espacio-tiempo sea no conmutativo. Posteriormente se encuentra que dicho acoplamiento viola una segunda simetría conocida como CPT (conjugación de carga). Podríamos encontrar el acoplamiento en ME a ordenes iguales o mayores a un lazo o en procesos descritos por diagramas de caja los cuales son más complicados de estudiar, además no seríamos capaces de observar la primera violación (simetría de Lorentz).

Usando como base los operadores efectivos presentados en la introducción, entonces se procede a presentar el cálculo del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ y sus implicaciones fenomenológicas.

2.1. El Lagrangiano Efectivo.

El acoplamiento de tres fotones es generado por los siguientes 2-tensores de Lorentz invariantes bajo el grupo electrodébil

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(1)} = \mathcal{T}r[W_{\alpha\beta}W^{\mu\nu}]B_{\mu\nu}, \quad (2.1a)$$

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(2)} = \mathcal{T}r[W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}]B_{\alpha\beta}, \quad (2.1b)$$

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(3)} = \mathcal{T}r[W_{\alpha\mu}W^{\nu\mu}]B_{\nu\beta}. \quad (2.1c)$$

Por otra parte, los acoplamientos raros del bosón de Higgs, tal como $H\gamma\gamma\gamma$, se generan vía los siguientes operadores

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(1)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(1)}, \quad (2.2a)$$

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(2)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(2)}, \quad (2.2b)$$

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(3)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(3)}. \quad (2.2c)$$

Asumiremos que estos operadores, los cuales tienen dimensión canónica igual a 8, se acoplan al siguiente tensor constante, adimensional y totalmente antisimétrico

$$f^{\alpha\beta} = -f^{\beta\alpha}. \quad (2.3)$$

Cabe mencionar que en este proyecto de tesis la ec.(2.3) representará el tensor de campo de fondo el cual por simplicidad será tratado como el campo electromagnético $f^{\alpha\beta}$, debido a que ambos comparten antisimetría. Entonces, el lagrangiano efectivo que resulta está dado por

$$\mathcal{L}_{ef} = f^{\alpha\beta} \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha^{(i)}}{\Lambda^4} \mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(i)}, \quad (2.4)$$

donde Λ es la escala de la nueva física, y los $\alpha^{(i)}$ son parámetros arbitrarios, los cuales se asumen del orden de 1.

Usando las definiciones y convenciones establecidas en el capítulo 1, podemos escribir en la norma unitaria ($G_W = 0, G_Z = 0$).

- Operador Efectivo 1

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(1)} = \frac{1}{4}(v+H)^2 (W_{\alpha\beta}^a W^{a\mu\nu}) B_{\mu\nu}, \quad (2.5)$$

o bien

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(1)} = \frac{1}{4}(v+H)^2 \left(\hat{W}_{\alpha\beta}^+ \hat{W}^{-\mu\nu} + \hat{W}_{\alpha\beta}^- \hat{W}^{+\mu\nu} + \hat{W}_{\alpha\beta}^3 \hat{W}^{3\mu\nu} \right) B_{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

- Operador Efectivo 2

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(2)} = \frac{1}{4}(v+H)^2 (W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu}) B_{\alpha\beta}, \quad (2.7)$$

lo cual conduce a

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(2)} = \frac{1}{4}(v+H)^2 \left(\hat{W}_{\mu\nu}^+ \hat{W}^{-\mu\nu} + \hat{W}_{\mu\nu}^- \hat{W}^{+\mu\nu} + \hat{W}_{\mu\nu}^3 \hat{W}^{3\mu\nu} \right) B_{\alpha\beta}, \quad (2.8)$$

- Operador Efectivo 3

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(3)} = \frac{1}{4}(v+H)^2 (W_{\alpha\mu}^a W^{a\nu\mu}) B_{\nu\beta}, \quad (2.9)$$

lo cual es equivalente a

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(3)} = \frac{1}{4}(v+H)^2 \left(\hat{W}_{\alpha\mu}^+ \hat{W}^{-\nu\mu} + \hat{W}_{\alpha\mu}^- \hat{W}^{+\nu\mu} + \hat{W}_{\alpha\mu}^3 \hat{W}^{3\nu\mu} \right) B_{\nu\beta}. \quad (2.10)$$

De acuerdo a las definiciones anteriores, en cada operador efectivo sólo consideraremos el término del cuál se puede deducir el acoplamiento $H\gamma\gamma$. Una vez realizada el álgebra involucrada se encuentra

$$\mathcal{L}_{H\gamma\gamma\gamma} = \frac{1}{2} s_w^2 c_w \frac{v}{\Lambda^4} H f^{\alpha\beta} \left[(\alpha_1 + \alpha_2) F_{\alpha\beta} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + (\alpha_3) F_{\alpha\mu} F^{\mu\nu} F_{\beta\nu} \right]. \quad (2.11)$$

Cabe mencionar que este lagrangiano efectivo también genera los vértices raros $HZZZ$, $HZ\gamma\gamma$ y $HZZ\gamma$, los cuales no se presentan dado que en esta tesis no se consideran sus consecuencias fenomenológicas.

2.2. Reglas de Feynman.

En la sección anterior se desarrolló el lagrangiano que caracteriza al vértice efectivo $H\gamma\gamma\gamma$. La notación y convenciones para este vértice en el espacio de los momentos se muestra en la Figura (2.1).

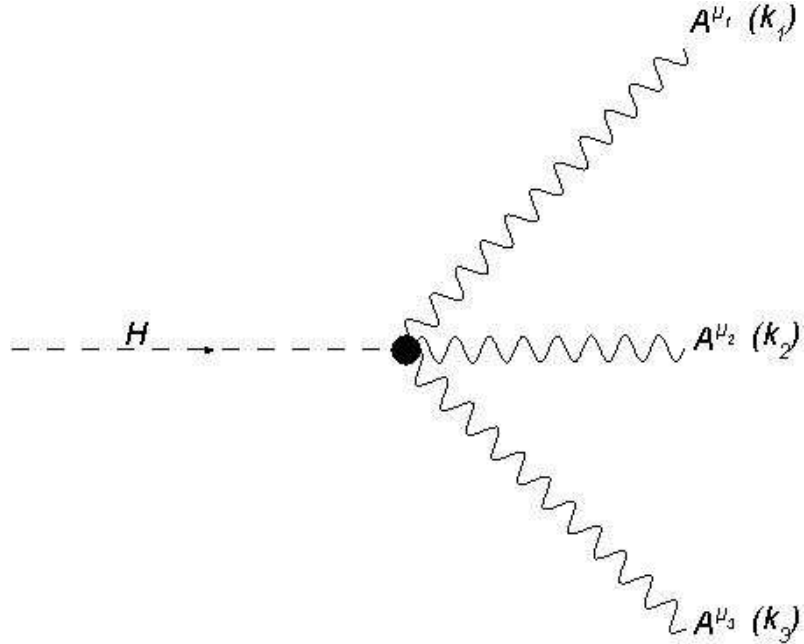


Figura 2.1: El vértice $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.

**CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
EXTENDIDO.
2.2. REGLAS DE FEYNMAN.**

La regla de Feynman para el vértice $H\gamma\gamma\gamma$ está dada por

$$\Gamma_{(\alpha\beta)\mu_1\mu_2\mu_3}(H\gamma\gamma\gamma) = -\tau \left(\frac{v}{\Lambda}\right) \left(\frac{m_H}{\Lambda}\right)^3 \Gamma_{\mu_1\mu_2\mu_3}, \quad (2.12)$$

donde

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu_1\mu_2\mu_3} = & 4(\alpha_1 + \alpha_2) \left[f_{\mu_1} P_{\mu_2\mu_3} + f_{\mu_2} P_{\mu_1\mu_3} + f_{\mu_3} P_{\mu_1\mu_2} \right] + \\ & \alpha_3 \left[P_{\mu_1}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho\mu_2\mu_3} + P_{\mu_1}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho\mu_3\mu_2} + P_{\mu_2}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho\mu_1\mu_3} \right], \end{aligned} \quad (2.13)$$

con

$$f_{\mu_i} \equiv \frac{f^{\alpha\beta}}{m_H} \left(k_{i\alpha} g_{\beta\mu_i} - k_{i\beta} g_{\alpha\mu_i} \right), \quad (2.14a)$$

$$P_{\mu_i\mu_j} \equiv \frac{1}{m_H^2} \left((k_i \cdot k_j) g_{\mu_i\mu_j} - k_{i\mu_j} k_{j\mu_i} \right), \quad (2.14b)$$

$$P_{\mu_i}^{\lambda\rho} \equiv \frac{1}{m_H} \left(k_i^\lambda \delta_{\mu_i}^\rho - k_i^\rho \delta_{\mu_i}^\lambda \right), \quad (2.14c)$$

$$f_{\lambda\rho\mu_i\mu_j} \equiv \frac{f^{\alpha\beta}}{m_H^2} \left[(k_{i\alpha} g_{\lambda\mu_i} - k_{i\lambda} g_{\alpha\mu_i}) \cdot (k_{j\rho} g_{\beta\mu_j} - k_{j\beta} g_{\rho\mu_j}) + (i \longleftrightarrow j) \right], \quad (2.14d)$$

$$\tau \equiv \frac{1}{2} s_w^2 c_w. \quad (2.14e)$$

Note que las expresiones anteriores cumplen con la identidad de Ward que surge de invariancia de norma electromagnética, es decir

$$k_i^{\mu_i} f_{\mu_i} = 0, \quad (2.15a)$$

$$k_i^{\mu_i} P_{\mu_i\mu_j} = 0, \quad (2.15b)$$

$$k_j^{\mu_j} P_{\mu_i\mu_j} = 0, \quad (2.15c)$$

$$k_i^{\mu_i} P_{\mu_i}^{\lambda\rho} = 0, \quad (2.15d)$$

$$k_i^{\mu_i} f_{\lambda\rho\mu_i\mu_j} = 0, \quad (2.15e)$$

$$k_j^{\mu_j} f_{\lambda\rho\mu_i\mu_j} = 0. \quad (2.15f)$$

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

Se procede ahora a definir la cinemática del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, en el sistema de referencia en el cual el bosón H está en reposo. La anchura de decaimiento (ver tabla de partículas), se puede escribir como

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32m_H^3} \int_0^{m_H^2} dm_{12}^2 \int_0^{m_H^2 - m_{12}^2} |\mathcal{M}|^2 dm_{23}^2, \quad (2.16)$$

donde $m_{12} = (k_1 + k_2)^2$, $m_{23} = (k_2 + k_3)^2$. Esta expresión puede escribirse de manera equivalente como

**CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
EXTENDIDO.
2.2. REGLAS DE FEYNMAN.**

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \frac{m_H}{256\pi^3} \delta \int_0^1 dx \int_{1-x}^1 |\mathcal{M}|^2 dy, \quad (2.17)$$

donde $\delta = 1/3!$ es un factor de simetría que surge de la presencia de tres partículas idénticas en el estado final.

La amplitud invariante está dada por

$$\mathcal{M} = \Gamma_{(\alpha\beta)\mu_1\mu_2\mu_3} \cdot \epsilon^{*\mu_1}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{*\mu_2}(k_2, \lambda_2) \epsilon^{*\mu_3}(k_3, \lambda_3). \quad (2.18)$$

Sumando sobre los estados de polarización de los fotones finales, el cuadrado de la amplitud puede escribirse como

$$|\mathcal{M}|^2 = \left(\sum_{\lambda_1} \right) \left(\sum_{\lambda_2} \right) \left(\sum_{\lambda_3} \right) \mathcal{M} \mathcal{M}^*. \quad (2.19)$$

Tomando en cuenta la relación

$$\sum_{\lambda_i} \epsilon^{\mu_i*}(k_i, \lambda_i) \epsilon^{\nu_i}(k_i, \lambda_i) = -g^{\mu_i\nu_i}, \quad (2.20)$$

se obtiene

$$|\mathcal{M}|^2 = \tau^2 \left(\frac{v}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda} \right)^6 \Gamma_{\mu_1\mu_2\mu_3} \Gamma_{\nu_1\nu_2\nu_3} T^{\mu_1\nu_1\mu_2\nu_2\mu_3\nu_3}, \quad (2.21)$$

donde

$$T^{\mu_1\nu_1\mu_2\nu_2\mu_3\nu_3} = -g^{\mu_1\nu_1} g^{\mu_2\nu_2} g^{\mu_3\nu_3}. \quad (2.22)$$

Un cálculo explícito conduce a

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 = & -\tau^2 \left(\frac{v}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda} \right)^6 \left[16|\alpha_1 + \alpha_2|^2 (f_{\mu_1} P_{\mu_2\mu_3} + f_{\mu_2} P_{\mu_1\mu_3} + f_{\mu_3} P_{\mu_1\mu_2}) \right. \\ & (f^{\mu_1} P^{\mu_2\mu_3} + f^{\mu_2} P^{\mu_1\mu_3} + f^{\mu_3} P^{\mu_1\mu_2}) + \\ & 8|\alpha_1 + \alpha_2| |\alpha_3| (f^{\mu_1} P^{\mu_2\mu_3} + f^{\mu_2} P^{\mu_1\mu_3} + f^{\mu_3} P^{\mu_1\mu_2}) (P_{\mu_1}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho\mu_2\mu_3} + \\ & P_{\mu_2}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho\mu_1\mu_3} + P_{\mu_3}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho\mu_1\mu_2}) + \\ & |\alpha_3|^2 (P_{\mu_1}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho\mu_2\mu_3} + P_{\mu_2}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho\mu_1\mu_3} + P_{\mu_3}^{\lambda\rho} f_{\lambda\rho}^{\mu_1\mu_2}) (P^{\lambda\rho\mu_1} f_{\lambda\rho}^{\mu_2\mu_3} + \\ & \left. P^{\lambda\rho\mu_2} f_{\lambda\rho}^{\mu_1\mu_3} + P^{\lambda\rho\mu_3} f_{\lambda\rho}^{\mu_1\mu_2}) \right]. \quad (2.23) \end{aligned}$$

De acuerdo con la ec.(2.23), necesitamos de las siguientes contracciones

$$P_{\mu_i\mu_j} P^{\mu_i\mu_j} = \frac{2(k_i \cdot k_j)^2}{m^4}, \quad \text{si } i, j, l \dots = 1, 2, 3, \quad (2.24)$$

$$f_{\mu_i} f^{\mu_i} = -\frac{4}{m^2} (k_i f g f k_i), \quad (2.25)$$

**CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
EXTENDIDO.
2.2. REGLAS DE FEYNMAN.**

Note que en la ec.(2.25) la expresión f_{μ_i} es una forma de compactar la notación que nace de la contribución del diagrama de Feynman.

$$f_{\mu_i} P^{\mu_i \mu_j} f^{\mu} P_{\mu_l \mu_j} = \frac{4}{m^6} \left[-(k_i \cdot k_j)(k_j \cdot k_l)(k_i f g f k_l) + (k_i \cdot k_j)(k_i f k_l)(k_j f k_l) \right. \\ \left. + (k_j \cdot k_l)(k_i f k_j)(k_i f k_l) + (k_i \cdot k_l)(k_i f k_j)(k_l f k_j) \right], \quad (2.26)$$

$$f_{\mu_i} f^{\mu_i} P_{\mu_j \mu_l} P^{\mu_j \mu_l} = -\frac{8}{m^6} (k_j \cdot k_l)^2 (k_i f g f k_i), \quad (2.27)$$

con estas expresiones se determina todos los términos cuyo coeficiente es, $16|\alpha_1 + \alpha_2|^2$.

Para calcular el término de interferencia el cual es relacionado con los coeficientes $8|\alpha_1 + \alpha_2||\alpha_3|$, se requiere de las siguientes relaciones

$$f^{\mu_i} P_{\mu_i}^{\lambda\rho} P^{\mu_j \mu_l} f_{\lambda\rho\mu_j \mu_l} = \frac{4}{m^6} \left[(k_i \cdot k_j)(k_j \cdot k_l)(k_i f g f k_l) + (k_i \cdot k_l)(k_j \cdot k_l)(k_i f g f k_j) \right. \\ \left. + 2(k_i \cdot k_j)(k_i f k_l)(k_l f k_j) + 2(k_i \cdot k_l)(k_j f k_i)(k_l f k_j) \right. \\ \left. - 2(k_j \cdot k_l)(k_i f k_l)(k_i f k_j) \right], \quad (2.28)$$

$$f^{\mu_i} P_{\mu_j}^{\lambda\rho} P^{\mu_j \mu_l} f_{\lambda\rho\mu_i \mu_l} = \frac{4}{m^6} (k_j \cdot k_l) \left[2(k_j \cdot k_l)(k_i f g f k_i) + (k_i \cdot k_j)(k_i f g f k_l) \right. \\ \left. - (k_i \cdot k_l)(k_i f g f k_j) \right]. \quad (2.29)$$

Para los términos que aparecen con coeficiente $|\alpha_3|^2$, tenemos

$$P_{\mu_i}^{\lambda\rho} P^{\eta\xi\mu_j} f_{\lambda\rho\mu_j \mu_l} f_{\eta\xi}^{\mu_i \mu_l} = \frac{8}{m^6} \left[(k_i \cdot k_j)(k_i f k_l)(k_j f k_l) + (k_i \cdot k_l)(k_l f k_j)(k_i f k_j) \right. \\ \left. + (k_j \cdot k_l)(k_l f k_i)(k_j f k_i) - 3(k_i \cdot k_l)(k_j \cdot k_i)(k_l f g f k_j) \right. \\ \left. - (k_j \cdot k_l)(k_i \cdot k_j)(k_l f g f k_i) - (k_i \cdot k_l)(k_j \cdot k_l)(k_j f g f k_i) \right. \\ \left. - f_{\sigma\tau} f^{\sigma\tau} (k_i \cdot k_l)(k_j \cdot k_l)(k_i \cdot k_j) \right], \quad (2.30)$$

$$P_{\mu_i}^{\lambda\rho} P^{\eta\xi\mu_j} f_{\lambda\rho\mu_j \mu_l} f_{\eta\xi}^{\mu_i \mu_l} = \frac{8}{m^6} \left[-(k_i \cdot k_j)^2 (k_l f g f k_l) + (k_i \cdot k_j)(k_l f k_j)(k_l \cdot k_i) \right. \\ \left. + (k_i \cdot k_l)(k_j f k_l)(k_j f k_i) + (k_j \cdot k_l)(k_l f k_i)(k_j f k_i) \right. \\ \left. - (k_i \cdot k_l)(k_j \cdot k_l)(k_i f g f k_j) \right]. \quad (2.31)$$

Definiendo

$$\Delta_{ij} \equiv k_i f g f k_j \equiv \Delta_{ji}, \quad (2.32a)$$

$$\delta_{ij} \equiv k_i f k_j \equiv -\delta_{ji}, \quad (2.32b)$$

**CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
EXTENDIDO.
2.2. REGLAS DE FEYNMAN.**

De acuerdo a las ecs.(2.32a y 2.32b) $f \equiv f^{\alpha\beta}$ es el campo o tensor de campo de fondo el cual será definido más adelante y $g \equiv g_{\alpha\nu}$ es el tensor métrico.

El cuadrado de la amplitud invariante se puede escribir como

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}|^2 = & -\frac{s_w^4 c_w^2}{4} \left(\frac{v}{\Lambda}\right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda}\right)^6 \frac{8}{m_H^6} \left[((k_2 \cdot k_3)^2 \Delta_{11} + (k_1 \cdot k_3)^2 \Delta_{22} + (k_1 \cdot k_2)^2 \Delta_{33}) \right. \\
 & (-32|\alpha_1 + \alpha_2|^2 + 16(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_3) - 2|\alpha_3|^2) \\
 & + ((k_1 \cdot k_3)(k_3 \cdot k_2) \Delta_{12} + (k_1 \cdot k_2)(k_2 \cdot k_3) \Delta_{13} + (k_2 \cdot k_1)(k_1 \cdot k_3) \Delta_{23}) \\
 & (-32|\alpha_1 + \alpha_2|^2 + 16(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_3) - 12|\alpha_3|^2) \\
 & + ((k_2 \cdot k_3) \delta_{12} \delta_{13} + (k_1 \cdot k_2) \delta_{13} \delta_{23} - (k_3 \cdot k_1) \delta_{12} \delta_{23}) \\
 & \left. - (16)(6)|\alpha_1 + \alpha_2|^2 - (8)(6)(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_3) + (2)(6)|\alpha_3|^2 \right. \\
 & \left. - 6|\alpha_3|^2 f_{\sigma\tau} f^{\sigma\tau} (k_3 \cdot k_2)(k_1 \cdot k_2)(k_3 \cdot k_1) \right]. \tag{2.33}
 \end{aligned}$$

Introduciendo las siguientes definiciones

$$\begin{aligned}
 e^i &= f^{0i}, \\
 f^{ij} &= \epsilon^{ijk} b^k, \\
 \implies b^i &= \frac{1}{2} \epsilon^{ijk} f^{jk},
 \end{aligned}$$

tenemos

$$\begin{aligned}
 \delta_{ij} &= k_{i\alpha} f^{\alpha\beta} k_{j\beta}, \\
 &= -k_i^0 (\vec{k}_j \cdot \vec{e}) + k_j^0 (\vec{k}_i \cdot \vec{e}) + \vec{b} \cdot (\vec{k}_i \times \vec{k}_j). \tag{2.34}
 \end{aligned}$$

Matemáticamente, \vec{e} y \vec{b} tienen las mismas propiedades que un campo eléctrico y un campo magnético, respectivamente. Dado que para fotones, $\vec{k}_i = k_i^0 \hat{k}_i$, con $\hat{k}_i = \frac{\vec{k}_i}{|k_i|}$, podemos escribir

$$\begin{aligned}
 \delta_{ij} &= k_i^0 k_j^0 [(\hat{k}_i - \hat{k}_j) \cdot \vec{e} + (\hat{k}_i \times \hat{k}_j) \cdot \vec{b}], \\
 &= k_i^0 k_j^0 \hat{\delta}_{ij}, \text{ con } \hat{\delta}_{ij} = [(\hat{k}_i - \hat{k}_j) \cdot \vec{e} + (\hat{k}_i \times \hat{k}_j) \cdot \vec{b}], \\
 \implies \delta_{ij} &= k_i^0 k_j^0 \hat{\delta}_{ij}. \tag{2.35}
 \end{aligned}$$

Por otro lado

$$\Delta_{ij} = k_{i\alpha} f^{\alpha\beta} g_{\beta\nu} f^{\nu\mu} k_{j\mu}, \tag{2.36}$$

se puede escribir como

$$\begin{aligned}
 \Delta_{ij} &= -k_i^0 k_j^0 e^2 - (\vec{k}_i \cdot \vec{k}_j) b^2 + (\vec{e} \cdot \vec{k}_i)(\vec{e} \cdot \vec{k}_j) \\
 &+ (\vec{b} \cdot \vec{k}_i)(\vec{b} \cdot \vec{k}_j) + (k_i^0 \vec{k}_j + k_j^0 \vec{k}_i) \cdot (\vec{e} \times \vec{b}), \tag{2.37}
 \end{aligned}$$

la cual para fotones toma la forma

$$\begin{aligned}
 \Delta_{ij} &= k_i^0 k_j^0 [-e^2 - (\hat{k}_i \cdot \hat{k}_j) b^2 + (\vec{e} \cdot \hat{k}_i)(\vec{e} \cdot \hat{k}_j) \\
 &+ (\vec{b} \cdot \hat{k}_i)(\vec{b} \cdot \hat{k}_j) + (\hat{k}_j + \hat{k}_i) \cdot (\vec{e} \times \vec{b})], \\
 &= k_i^0 k_j^0 \hat{\Delta}_{ij}, \tag{2.38}
 \end{aligned}$$

**CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
EXTENDIDO.
2.2. REGLAS DE FEYNMAN.**

donde

$$\begin{aligned}\hat{\Delta}_{ij} = & [-e^2 - (\hat{k}_i \cdot \hat{k}_j)b^2 + (\vec{e} \cdot \hat{k}_i)(\vec{e} \cdot \hat{k}_j) \\ & + (\vec{b} \cdot \hat{k}_i)(\vec{b} \cdot \hat{k}_j) + (\hat{k}_j + \hat{k}_i) \cdot (\vec{e} \times \vec{b})].\end{aligned}$$

En estas expresiones $e^2 = \vec{e} \cdot \vec{e}$, $b^2 = \vec{b} \cdot \vec{b}$.

Analicemos más de cerca la cinemática del proceso. Esta debe de ser en realidad más simple de lo que podría pensarse, ya que se trata del decaimiento de una partícula escalar en tres partículas idénticas sin masa. En el marco de reposo de la partícula H , la conservación del 4-momento implica

$$k_1^0 + k_2^0 + k_3^0 = m_H, \quad (2.39)$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 = 0. \quad (2.40)$$

Dado que las tres partículas del estado final son idénticas, la energía disponible m_H debe de repartirse en la misma proporción entre los tres fotones, así que, de acuerdo con la ec.(2.39)

$$k_1^0 = k_2^0 = k_3^0 = \frac{m_H}{3}. \quad (2.41)$$

Por otra parte, la ec.(2.40) nos dice que el decaimiento ocurre en un plano, lo cual sugiere que las puntas de los vectores \vec{k}_i descansan en los vértices de un triángulo equilátero. Podemos deducir entonces que los ángulos que forman entre sí estos vectores deben ser iguales y su suma debe de dar los 360° . Todo esto se puede demostrar. Realice el producto escalar de la ec.(2.40) con los tres vectores \vec{k}_i para formar un sistema de ecuaciones lineales en $k_1 \cdot k_2$, $k_1 \cdot k_3$ y $k_2 \cdot k_3$. Al resolver para estas variables se encuentra las siguientes relaciones

$$\vec{k}_i \cdot \vec{k}_j = \frac{1}{2} \left(k_l^{02} - k_i^{02} - k_j^{02} \right), \quad \text{con } l \neq i \neq j. \quad (2.42)$$

Pero como en el caso que nos ocupa las energías k_i^0 son idénticas, esta expresión se reduce a

$$\vec{k}_i \cdot \vec{k}_j = -\frac{m_H^2}{18}, \quad \text{ya que } k_i^0 = \frac{m_H}{3}. \quad (2.43)$$

De esta ecuación, usando el hecho que $\vec{k}_i = \hat{k}_i k_i^0$, se tiene

$$\frac{m_H^2}{9} \hat{k}_i \cdot \hat{k}_j = -\frac{m_H^2}{18}, \quad \text{si } \hat{k}_i \equiv \frac{\vec{k}_i}{|k_i|}, \quad (2.44)$$

o bien

$$\begin{aligned}\cos \theta_{ij} &= \hat{k}_i \cdot \hat{k}_j = -\frac{1}{2}, \\ \implies \theta_{ij} &= \frac{2\pi}{3}.\end{aligned} \quad (2.45)$$

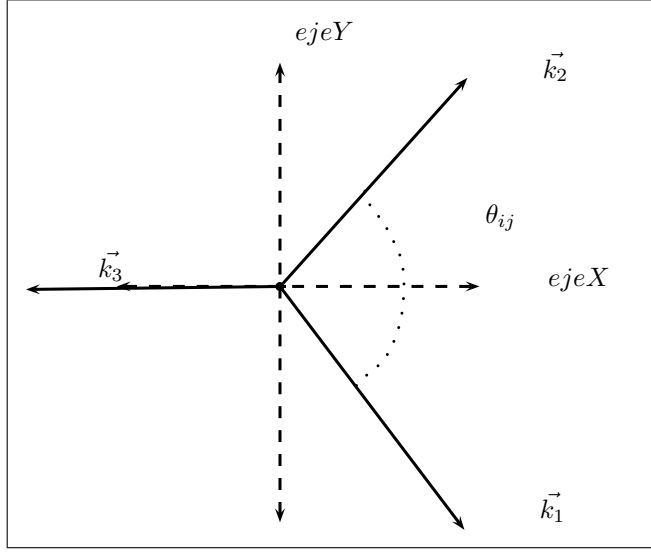


Figura 2.2 Plano de Decaimiento.

Se deduce que la amplitud $|\mathcal{M}|^2$ es constante, ya que

$$\begin{aligned}
 k_i \cdot k_j &= k_i^0 k_j^0 - \vec{k}_i \cdot \vec{k}_j, \\
 &= k_i^0 k_j^0 \left[1 - \cos\theta_{ij} \right], \\
 &= k_i^0 k_j^0 \left[1 - \left(-\frac{1}{2} \right) \right], \\
 &= \frac{m_H^2}{9} \left(\frac{3}{2} \right) = \frac{m_H^2}{6}, \\
 \implies k_i \cdot k_j &= \frac{m_H^2}{6}.
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

Lo anterior significa que $|\mathcal{M}|^2$ no depende de la dirección en que son emitidos los fotones. Note sin embargo que $|\mathcal{M}|^2$ si depende de la dirección de los vectores \vec{e} y \vec{b} . Después de estas consideraciones, podemos escribir la anchura como

$$\begin{aligned}
 \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma) &= \frac{\delta}{256\pi^3} \frac{|\mathcal{M}|^2}{m_H^3} \int_0^{m_H^2} dm_{12}^2 \int_0^{m_H^2 - m_{12}^2} dm_{23}^2, \\
 \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma) &= \frac{m_H}{256\pi^3} \frac{\delta}{2} |\mathcal{M}|^2.
 \end{aligned} \tag{2.47}$$

Ahora, usando las ecs.(2.35), (2.38) y (2.46), la expresión para $|\mathcal{M}|^2$ se simplifica considerablemente

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}|^2 &= -\frac{s_w^4 c_w^2}{4} \left(\frac{v}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda} \right)^6 \frac{8}{m_H^6} \frac{m_H^6}{36(81)} \left[9(\hat{\Delta}_{11} + \hat{\Delta}_{22} + \hat{\Delta}_{33}) \right. \\
 &\quad (-32|\alpha_1 + \alpha_2|^2 + 16(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_3) - 2|\alpha_3|^2) \\
 &\quad + 9(\hat{\Delta}_{12} + \hat{\Delta}_{13} + \hat{\Delta}_{23}) \\
 &\quad (-32|\alpha_1 + \alpha_2|^2 + 16(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_3) - 12|\alpha_3|^2) \\
 &\quad + 6^2(\hat{\delta}_{12}\hat{\delta}_{13} + \hat{\delta}_{13}\hat{\delta}_{23} - \hat{\delta}_{12}\hat{\delta}_{23}) \\
 &\quad (-16|\alpha_1 + \alpha_2|^2 - 8(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_3) + 2|\alpha_3|^2) \\
 &\quad \left. - 9^2|\alpha_3|^2 f_{\sigma\tau} f^{\sigma\tau} \right].
 \end{aligned} \tag{2.48}$$

**CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
EXTENDIDO.
2.2. REGLAS DE FEYNMAN.**

Asumiendo que los α_i son de $O(1)$, esto es, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 1$, se tiene la expresión más compacta

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}|^2 = & -\frac{s_w^4 c_w^2}{4} \left(\frac{v}{\Lambda}\right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda}\right)^6 \frac{8}{m_H^6} \frac{m_H^6}{36(81)} \left[(-98)(9)(\hat{\Delta}_{11} + \hat{\Delta}_{22} + \hat{\Delta}_{33}) \right. \\
 & - (108)(9)(\hat{\Delta}_{12} + \hat{\Delta}_{13} + \hat{\Delta}_{23}) \\
 & - (78)(6)^2(\hat{\delta}_{12}\hat{\delta}_{13} + \hat{\delta}_{13}\hat{\delta}_{23} - \hat{\delta}_{12}\hat{\delta}_{23}) \\
 & \left. - (9)^2 f_{\sigma\tau} f^{\sigma\tau} \right]. \tag{2.49}
 \end{aligned}$$

Se considerarán dos escenarios:

I.- \vec{e} paralelo al plano de decaimiento y \vec{b} perpendicular a \vec{e} .

II.- \vec{b} paralelo al plano de decaimiento y \vec{e} perpendicular a \vec{b} .

2.2.2. Escenario I, \vec{e} paralelo al plano de decaimiento y \vec{b} perpendicular a \vec{e} .

En lo que sigue asumiremos que \vec{e} y \vec{b} son normalizados, \hat{e} y \hat{b} son vectores unitarios. Así, la intensidad de la nueva física se parametriza con la escala Λ y con \hat{e} y \hat{b} buscaremos la sensibilidad del proceso con respecto a la orientación espacial. En este escenario

$$\hat{\delta}_{ij} = (\hat{k}_i - \hat{k}_j) \cdot \hat{e}, \tag{2.50}$$

$$\hat{\Delta}_{ij} = -e^2 - b^2(\hat{k}_i \cdot \hat{k}_j) + (\hat{e} \cdot \hat{k}_i)(\hat{e} \cdot \hat{k}_j) + (\hat{b} \cdot \hat{k}_i)(\hat{b} \cdot \hat{k}_j), \tag{2.51}$$

dado que $e^2 = b^2 = 1$. Como puede apreciarse, la amplitud depende fuertemente de la dirección en que son emitidos los fotones con respecto a las direcciones de \hat{e} y \hat{b} . Conviene tomar a \vec{k}_1 y \vec{k}_2 como una base (oblicua) con respecto a la cual podemos calcular los cosenos directores $\hat{e} \cdot \hat{k}_i$ y $\hat{b} \cdot \hat{k}_i$. Recuerdese que

$$\vec{k}_3 = -(\vec{k}_1 + \vec{k}_2). \tag{2.52}$$

Para descomponer \hat{e} y \hat{b} en términos de la base $\{\hat{k}_1, \hat{k}_2\}$, primero construiremos una base ortonormal. Usando el método estándar de ortogonalización, se encuentra la siguiente base

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{q}_1 = \hat{k}_1 \\ \hat{q}_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\hat{k}_1 + 2\hat{k}_2) \end{array} \right\}, \tag{2.53}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{q}_i \cdot \hat{q}_j = \delta_{ij} \\ \hat{k}_i \cdot \hat{k}_j = -\frac{1}{2} \end{array} \right\}. \tag{2.54}$$

Escribimos

$$\begin{aligned}
 \hat{e} = e_1 \hat{q}_1 + e_2 \hat{q}_2 &= e_1 \hat{k}_1 + e_2 \frac{1}{\sqrt{3}} (\hat{k}_1 + 2\hat{k}_2), \\
 &= \left(e_1 + \frac{e_2}{\sqrt{3}} \right) \hat{k}_1 + \frac{2}{\sqrt{3}} e_2 \hat{k}_2. \tag{2.55}
 \end{aligned}$$

**CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
EXTENDIDO.
2.2. REGLAS DE FEYNMAN.**

Demandando que $\hat{e} \cdot \hat{e} = 1$, se obtiene la condición

$$e_1^2 + e_2^2 = 1 \quad \text{ó} \quad e_2 = \sqrt{1 - e_1^2}, \quad (2.56)$$

entonces

$$\hat{e} = \left(e_1 + \sqrt{\frac{1 - e_1^2}{3}} \right) \hat{k}_1 + 2\sqrt{\frac{1 - e_1^2}{3}} \hat{k}_2. \quad (2.57)$$

Para determinar a \hat{b} se requiere hacer uso de la ec.(2.57) y de las siguientes condiciones

$$\hat{e} \cdot \hat{b} = 0, \quad (2.58a)$$

$$\hat{b} \cdot \hat{b} = 1. \quad (2.58b)$$

Entonces,

$$\hat{b} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(e_1 + \sqrt{3(1 - e_1^2)} \right) \hat{k}_1 + \frac{2e_1}{\sqrt{3}} \hat{k}_2. \quad (2.59)$$

De esta manera arrivamos a las siguientes relaciones, las cuales son necesarias para determinar $\hat{\delta}_{ij}$ y $\hat{\Delta}_{ij}$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{k}_1 \cdot \hat{e} = e_1 = \cos \theta_{e_1} \\ \hat{k}_2 \cdot \hat{e} = e_2 = \cos \theta_{e_2} = -\frac{1}{2} \left(e_1 - \sqrt{3(1 - e_1^2)} \right) \\ \hat{k}_3 \cdot \hat{e} = e_3 = \cos \theta_{e_3} = -\frac{1}{2} \left(e_1 + \sqrt{3(1 - e_1^2)} \right) \\ \hat{k}_1 \cdot \hat{b} = b_1 = \cos \theta_{b_1} = -\sqrt{1 - e_1^2} \\ \hat{k}_2 \cdot \hat{b} = b_2 = \cos \theta_{b_2} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{3}e_1 - \sqrt{1 - e_1^2} \right) \\ \hat{k}_3 \cdot \hat{b} = b_3 = \cos \theta_{b_3} = -\frac{1}{2} \left(\sqrt{3}e_1 - \sqrt{1 - e_1^2} \right) \end{array} \right\}. \quad (2.60)$$

Así, en este escenario con \hat{e} paralelo al plano de decaimiento y \hat{b} perpendicular a \hat{e} , la anchura será función del coseno director e_1 , que renombraremos como, (ver Figura 2.3).

$$\begin{aligned} x &\equiv e_1, \\ y &\equiv b_1, \\ \implies \Gamma &= \Gamma(x, y). \end{aligned} \quad (2.61)$$

Note que el rango de variación de estas variables es

$$\begin{aligned} -1 &\leq x \leq +1, \\ -1 &\leq y \leq +1, \end{aligned} \quad (2.62)$$

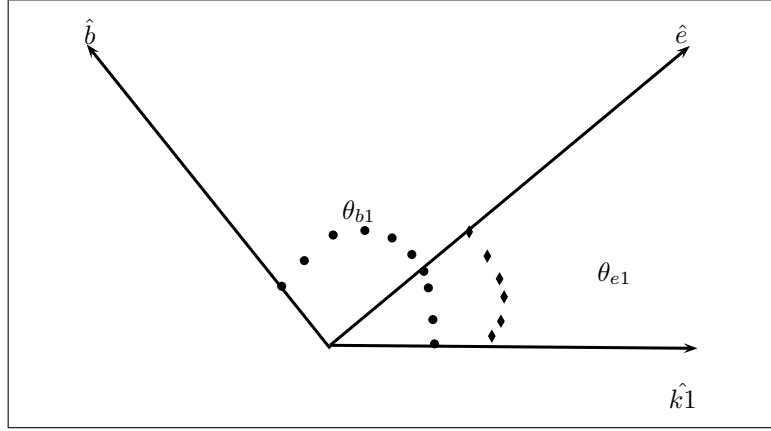


Figura 2.3 Cosenos directores $\hat{k}_1 \cdot \hat{e}$ y $\hat{k}_1 \cdot \hat{b}$.

Podemos ahora escribir de manera explícita los diversos valores de $\hat{\delta}_{ij}$ y $\hat{\Delta}_{ij}$. Se tiene

$$\begin{aligned}\hat{\delta}_{11} &= \hat{\delta}_{22} = \hat{\delta}_{33} = 0, \\ \hat{\delta}_{12} &= \frac{1}{2} \left(3x - \sqrt{3(1-x^2)} \right), \\ \hat{\delta}_{13} &= \frac{1}{2} \left(3x + \sqrt{3(1-x^2)} \right), \\ \hat{\delta}_{23} &= \sqrt{3(1-x^2)}, \\ \hat{\Delta}_{11} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{22} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{33} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{12} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{13} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{23} &= -1.\end{aligned}$$

De donde resulta

$$\begin{aligned}\hat{\Delta}_{11} + \hat{\Delta}_{22} + \hat{\Delta}_{33} &= -3, \\ \hat{\Delta}_{12} + \hat{\Delta}_{13} + \hat{\Delta}_{23} &= -3, \\ \hat{\delta}_{12}\hat{\delta}_{13} + \hat{\delta}_{13}\hat{\delta}_{23} - \hat{\delta}_{12}\hat{\delta}_{23} &= \frac{9}{4}.\end{aligned}\tag{2.63}$$

Los resultados anteriores se obtienen considerando el caso especial en el cual $x \rightarrow 1$ ya que \hat{e} es paralelo al plano de decaimiento como se mencionó. Se obtiene finalmente

$$|\mathcal{M}|^2 = \left(s_w^4 c_w^2 \right) \left(\frac{v}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda} \right)^6 \left(\frac{26}{27} \right).\tag{2.64}$$

Note que $|\mathcal{M}|^2$, es una cantidad positiva, como debe ser. Entonces, en este escenario en el que \hat{e} es paralelo al plano de decaimiento y \hat{b} perpendicular a \hat{e} la anchura está dada por ec.(2.47)

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \left(\frac{m_H c_w^4 s_w^2}{256\pi^3} \right) \left(\frac{\delta}{2} \right) \left(\frac{v}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda} \right)^6 \left(\frac{26}{27} \right).\tag{2.65}$$

2.2.3. Escenario II, \hat{b} paralelo al plano de decaimiento y \hat{e} perpendicular a \hat{b} .

Ahora se considera un escenario en el cual \hat{b} es paralelo al plano de decaimiento y \hat{e} perpendicular a \hat{b} , es decir, el caso opuesto al escenario I (ver Figura 2.4). En este escenario

$$\hat{b} = \left(b_1 + \sqrt{\frac{1-b_1^2}{3}} \right) \hat{k}_1 + 2\sqrt{\frac{1-b_1^2}{3}} \hat{k}_2. \quad (2.66)$$

Haciendo uso del conjunto de ecs.(2.57), (2.58a) y (2.58b) se determina a \hat{e} , de manera que

$$\hat{e} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(b_1 - \sqrt{3(1-b_1^2)} \right) \hat{k}_1 + \frac{2b_1}{\sqrt{3}} \hat{k}_2. \quad (2.67)$$

Por lo tanto

$$\left. \begin{aligned} \hat{k}_1 \cdot \hat{b} &= b_1 = \cos \theta_{b_1} \\ \hat{k}_2 \cdot \hat{b} &= b_2 = \cos \theta_{b_2} = -\frac{1}{2} \left(b_1 - \sqrt{3(1-b_1^2)} \right) \\ \hat{k}_3 \cdot \hat{b} &= b_3 = \cos \theta_{b_3} = -\frac{1}{2} \left(b_1 + \sqrt{3(1-b_1^2)} \right) \\ \hat{k}_1 \cdot \hat{e} &= e_1 = \cos \theta_{e_1} = -\sqrt{1-b_1^2} \\ \hat{k}_2 \cdot \hat{e} &= e_2 = \cos \theta_{e_2} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{3}b_1 + \sqrt{1-b_1^2} \right) \\ \hat{k}_3 \cdot \hat{e} &= e_3 = \cos \theta_{e_3} = -\frac{1}{2} \left(\sqrt{3}b_1 - \sqrt{1-b_1^2} \right) \end{aligned} \right\}. \quad (2.68)$$

En este caso

$$\hat{\delta}_{ij} = (\hat{k}_i - \hat{k}_j) \cdot \hat{e}, \quad (2.69)$$

$$\hat{\Delta}_{ij} = -e^2 - b^2(\hat{k}_i \cdot \hat{k}_j) + (\hat{e} \cdot \hat{k}_i)(\hat{e} \cdot \hat{k}_j) + (\hat{b} \cdot \hat{k}_i)(\hat{b} \cdot \hat{k}_j). \quad (2.70)$$

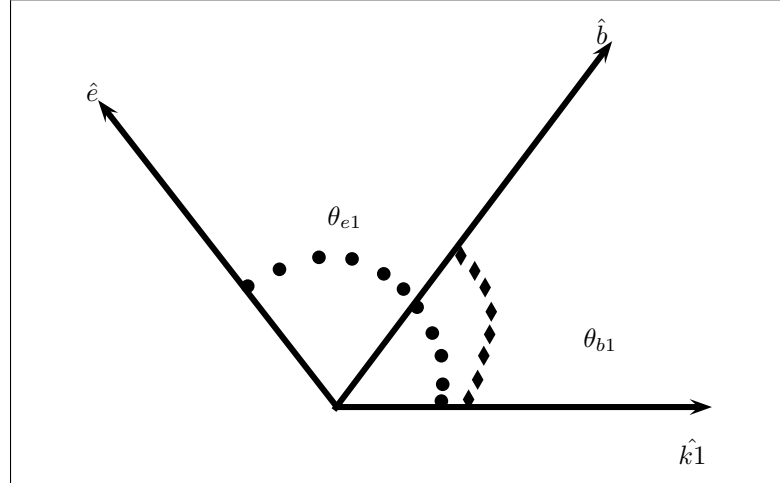


Figura 2.4 Cosenos directores $\hat{k}_1 \cdot \hat{b}$ y $\hat{k}_1 \cdot \hat{e}$.

Las expresiones explícitas para $\hat{\delta}_{ij}$ y $\hat{\Delta}_{ij}$ son

$$\begin{aligned}\hat{\delta}_{11} &= \hat{\delta}_{22} = \hat{\delta}_{33} = 0, \\ \hat{\delta}_{12} &= -\frac{1}{2} \left(\sqrt{3}y + 3\sqrt{1-y^2} \right), \\ \hat{\delta}_{13} &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{3}y - 3\sqrt{1-y^2} \right), \\ \hat{\delta}_{23} &= \sqrt{3}y, \\ \hat{\Delta}_{11} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{22} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{33} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{12} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{13} &= -1, \\ \hat{\Delta}_{23} &= -1.\end{aligned}$$

Por lo que

$$\begin{aligned}\hat{\Delta}_{11} + \hat{\Delta}_{22} + \hat{\Delta}_{33} &= -3, \\ \hat{\Delta}_{12} + \hat{\Delta}_{13} + \hat{\Delta}_{23} &= -3, \\ \hat{\delta}_{12}\hat{\delta}_{13} + \hat{\delta}_{13}\hat{\delta}_{23} - \hat{\delta}_{12}\hat{\delta}_{23} &= \frac{9}{4}.\end{aligned}\tag{2.71}$$

Usando los resultados anteriores, se obtiene

$$|\mathcal{M}|^2 = \left(s_w^4 c_w^2 \right) \left(\frac{v}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda} \right)^6 \left(\frac{26}{27} \right),\tag{2.72}$$

así que la anchura de decaimiento está dada por

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \left(\frac{m_H s_w^4 c_w^2}{256\pi^3} \right) \left(\frac{\delta}{2} \right) \left(\frac{v}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda} \right)^6 \left(\frac{26}{27} \right),\tag{2.73}$$

la cual es idéntica a la obtenida en el escenario I. Esto significa que la anchura de decaimiento es invariante bajo la bien conocida transformación de dualidad, en la cual los campos eléctrico y magnético son intercambiados. En nuestro caso, este resultado significa que el decaimiento es invariante bajo el intercambio $f_{\alpha\beta} \leftrightarrow \tilde{f}_{\alpha\beta}$, donde $\tilde{f}_{\alpha\beta} = (1/2)\epsilon_{\alpha\beta\lambda\rho} f^{\lambda\rho}$ es el tensor dual.

2.3. Análisis de Resultados.

En general, una partícula puede decaer a través de diversos canales. El Br es una cantidad que cuantifica la importancia de cada uno de los modos de decaimiento de la partícula en consideración. La anchura total, denotada por Γ_T , es la suma de todas las anchuras que caracterizan cada uno de los modos de decaimiento de la partícula. Para un modo dado de decaimiento, el Br correspondiente se define como la razón de la anchura parcial a la anchura total. De acuerdo con esto, el Br del decaimiento del bosón de Higgs a tres fotones está dado por

$$Br(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \frac{\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma)}{\Gamma_H},\tag{2.74}$$

donde Γ_H es la anchura total.

La anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma)$ depende de los parámetros físicos v , m_H , Γ_H y Λ . Las primeras dos cantidades son conocidas experimentalmente, mientras que la anchura total se puede

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR EXTENDIDO.

2.3. ANÁLISIS DE RESULTADOS.

determinar usando la predicción del Modelo Estándar (es solo una aproximación y como consecuencia el Br también lo será). En lo que respecta a la escala de nueva física, la asumiremos como un parámetro libre que varía desde un valor cercano a 1 TeV en adelante. Los valores numéricos necesarios para evaluar el Br son

$$m_H = 125 \text{ GeV}, \quad (2.75)$$

$$v = 246 \text{ GeV}, \quad (2.76)$$

$$\Gamma_H = 4.11 \times 10^{-3} \text{ GeV}. \quad (2.77)$$

Las cotas para el vértice $H\gamma\gamma$ se encuentran en la fracción de decaimiento que varía aproximadamente $10^{-13} \leq Br(H \rightarrow \gamma\gamma) \leq 10^{-7}$ para una escala de nueva física en el rango de $1\text{ TeV} < \Lambda < 5\text{ TeV}$. Vale la pena comparar este Br con el que predice el Modelo Estándar para el decaimiento del bosón Z en dos fotones. Este decaimiento, el cual es inducido por un lazo de fermiones [12], tiene un Br del orden de 10^{-9} .

Capítulo 3

Conclusiones.

En este trabajo de tesis se presentó un estudio del decaimiento del bosón de Higgs a tres fotones en el contexto del Modelo Estándar Extendido, el cual es una teoría efectiva que incorpora en forma independiente de proceso y de modelo violación de las simetrías de Lorentz y de CPT. Este decaimiento está prohibido en el Modelo Estándar por conservación de conjugación de carga, siendo, por lo tanto, muy sensitivo a efectos de nueva física. Los resultados más relevantes de esta tesis son los siguientes:

- **El vértice.** El acoplamiento $H\gamma\gamma\gamma$ es generado directamente vía la introducción de los siguientes operadores de dimensión ocho

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(1)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(1)}, \quad (3.1)$$

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(2)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(2)}, \quad (3.2)$$

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB\Phi(3)} = (\Phi^\dagger\Phi)\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{WB(3)}. \quad (3.3)$$

Estos operadores, los cuales son 2-tensores de Lorentz e invariantes bajo el grupo de norma electrodébil, son acoplados a un 2-tensor constante totalmente antisimétrico, $f^{\alpha\beta}$. Se encuentra que el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ es invariante bajo la transformación de dualidad $f_{\alpha\beta} \leftrightarrow \tilde{f}_{\alpha\beta}$, con $\tilde{f}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\epsilon_{\alpha\beta\lambda\rho}f^{\lambda\rho}$. Nuestro estudio es también válido en el contexto del Modelo Estándar no Conmutativo. En esta teoría efectiva, la cual puede ser vista como un caso particular del Modelo Estándar Extendido, el tensor constante $f_{\alpha\beta}$ determina la anticonmutatividad del espacio-tiempo a través de la siguiente relación

$$[x_\alpha, x_\beta] = \frac{i}{\Lambda^2}f_{\alpha\beta}. \quad (3.4)$$

- **Posible fuente de violación de conjugación de carga.** Bajo la operación de conjugación de carga, H es par y el fotón ($F_{\mu\nu}$) es impar, así que el acoplamiento $H\gamma\gamma\gamma$ es impar, a menos que se asuma que el tensor constante $f_{\alpha\beta}$, al cual está atado este proceso, sea impar. En el contexto de una teoría más fundamental, este tensor podría ser el valor esperado en el vacío de un campo tensorial $\mathcal{F}_{\alpha\beta}(x)$, de tal suerte que si este campo tensorial es impar bajo conjugación de carga, esta propiedad sería heredada al tensor constante $f_{\alpha\beta}$. Bajo este supuesto, la simetría de Lorentz no estaría rota de manera explícita, sino de manera espontánea.
- **Importancia relativa del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.** El decaimiento fue estudiado en dos escenarios. Uno en que el campo tipo eléctrico \mathbf{e} (componentes f_{oi}) es paralelo al plano de

CAPÍTULO 3. CONCLUSIONES.

decaimiento y el campo tipo magnético \mathbf{b} (componentes f_{ij}) es perpendicular al mismo; mientras que en un segundo escenario se asume una situación inversa. Se encontró que este proceso tiene la misma fracción de decaimiento en ambos escenarios, la cual está dada por

$$Br(H \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \left(\frac{c_w^4 s_w^2}{256\pi^3} \right) \left(\frac{\delta}{2} \right) \left(\frac{m_H}{\Gamma_H} \right) \left(\frac{v}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_H}{\Lambda} \right)^6 \left(\frac{26}{27} \right). \quad (3.5)$$

Se encuentran que esta fracción de decaimiento varía desde aproximadamente 10^{-7} a 10^{-13} para una escala de nueva física en el rango $1 \text{ TeV} < \Lambda < 5 \text{ TeV}$. Esta fracción de decaimiento cae dentro de la categoría de procesos raros del Modelo Estándar, tales como $Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ o $t \rightarrow cH$, los cuales tienen fracciones de decaimiento de 10^{-9} y 10^{-14} , respectivamente.

,

Bibliografía

- [1] V.A. Kosteletsky and Samuel, Phys. Rev. **D39**, 683 (1989); V.A. Kosteletsky and R. Potting, Nucl. Phys. **B359**, 545 (1991).
- [2] Ver, por ejemplo, R. Gambini and J. Pullin, Phys. **D59**, 124021 (1999); J. Alfaro, H. Morales-Técolt, and L. F. Urrutia, Phys. Rev. **D66**, 124006 (2002); D. Sudarsky, L. Urrutia, and H Vucetich, Phys. Rev. Lett. **89**, 231301 (2002); Phys. Rev. **D68**, 024010 (2003).
- [3] V. A. Kosteletsky and R. Potting, Phys. Rev. **D51**, 3923 (1995); D. Colladay and V. A. Kosteletsky, Phys. Rev. **D55**, 6760 (1997); V. A. Kosteletsky, Phys. Rev. **D69**, 105009 (2004).
- [4] H. S. Snyder, Phys. Rev. **71**, 38 (1947).
- [5] J. Madore, S. Schraml, P. Schupp, and J. Wess, Eur. Phys. J. C **16**, 161 (2000); B. Jurco, S. Schraml, P. Schupp, and J. Wess, Eur. Phys. J. C **17**, 521 (2000); B. Jurco, P. Schupp, and J. Wess, Nucl. Phys. **B604**, 148 (2001); B. Jurco, L. Moller, S. Schraml, P. Schupp, and J. Wess, Eur. Phys. J. C **21**, 383 (2001); J. Wess, Commun. Math. Phys. **219**, 247 (2001); X. Calmet, B. Jurco, P. Schupp, J. Wess, and M. Wohlgenannt, Eur. Phys. J. C **23**, 363 (2002).
- [6] S. M. Carroll, J. A. Harvey, V. A. Kosteletsky, C. D. Lane, and T. Okamoto, Phys. Rev. Lett **87**, 141601 (2001).
- [7] Para una discusión más amplia, ver R. Bluhm, Lect. Notes Phys. **702**, 191 (2006).
- [8] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett **19**, 1264 (1967); A. Salam, Proc. of the Eight Nobel Symposium, Almquist and Wiksell, Stockholm, (1968); S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [9] Lagrangianos efectivos y efectos de Violación de sabor leptónico en el sector de Yukawa, Roberto Noriega Papaqui.
- [10] Producción de pseudoescalares de Higgs en colisionadores lineales e^+e^- y γe^- , Luz Adriana Cordero Cid.
- [11] Producción de pares bileptones doblemente cargados en colisionadores $\gamma\gamma$, Carlos Gerardo Honorato Méndez.

- [12] J. Montaña, M. A. Pérez, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, Phys. Rev. D **85**, 035012 (2012).