



Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo



Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

Decaimiento a orden de un lazo de ϕ^0 a dos fotones en el
Modelo con un bosón de Higgs Ligero

Tesis presentada

como requisito para la obtención del grado de

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

por

Sebastian Montejo Montejo

asesorado por

Doctor en Física Aplicada Ismael Cortés Maldonado

Doctor en Física Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Morelia Michoacán
noviembre de 2015

Título: Decaimiento a orden de un lazo de ϕ_0 a dos fotones en el Modelo con un bosón de Higgs Ligero

Estudiante: SEBASTIAN MONTEJO MONTEJO

COMITÉ

Dr. Fernando Iguazú
Ramírez Zavaleta
Presidente

Dr. Jorge Isidro Aranda
Sánchez
Titular

Dr. Eduardo Salvador
Tututi Hernández
Titular

Dr. Ismael Cortés
Maldonado
Suplente

Dr. Héctor Igor Pérez
Aguilar
Suplente

Índice general

Resumen	v
Abstract	vii
Introducción	ix
1. Modelo Estándar	1
1.1. Teoría Electrodébil	1
1.1.1. Sector de Higgs	3
1.2. Sector de Yang-Mills	6
1.3. Sector de Yukawa	7
1.3.1. Sector de quarks	7
1.3.2. Sector de leptones	8
1.4. Sector de corrientes	9
1.4.1. Sector de corrientes de los quarks	9
1.4.2. Sector de corrientes de los leptones	9
1.5. Problema de la jerarquía	10
2. Modelo con un bosón de higgs ligero	13
2.1. Antecedentes	13
2.2. Modelo con un bosón de higgs más ligero	13
2.3. Estructura del MHML	14
2.3.1. Bosones de norma	15
2.3.2. Sector Fermiónico	16
2.3.3. Bosones de higgs y el rompimiento de la simetría electrodébil	16
3. Decaimiento a orden de un lazo del escalar ϕ^0	19
3.1. Fenomenología de la partícula escalar ϕ^0	19
3.2. Decaimiento $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	21
3.3. Anchura de decaimiento	24
4. Resultados	27
4.1. Contribuciones al decaimiento $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	27
4.2. Conclusiones y Perspectivas	30

Resumen

En este trabajo presentamos el cálculo analítico y numérico de la anchura de decaimiento a orden de un lazo de la partícula escalar ϕ^0 a dos fotones en el marco del modelo con un bosón de Higgs ligero. Para este propósito, agrupamos los diagramas de Feynman que contribuyen a este decaimiento en dos conjuntos: el primero contiene a los diagramas mediados por fermiones y en el segundo conjunto circulan bosones de norma cargados en el lazo. Después evaluamos las anchuras de cada grupo para efectos de comparación. En nuestros resultados encontramos que la contribución a la anchura de decaimiento del grupo de diagramas mediados por fermiones del modelo estándar es mayor respecto a la contribución de los diagramas mediados por bosones de norma cargados W_L^\pm y W_H^\pm del modelo estándar y del modelo con un bosón de Higgs ligero respectivamente.

Cabe resaltar que el análisis de los resultados mostrados en esta tesis puede aportar información importante a la razón de decaimiento de este canal en particular el cual conduce a un estudio más profundo y detallado en cuanto a la fenomenología de esta partícula hipotética se refiere y que será útil para un trabajo posterior.

Palabras clave: Higgs, escalar, modelo, decaimiento, anchura.

Abstract

This thesis presents the results on a search for the largest contribution to the decay width of the scalar particle ϕ^0 into two photons at one-loop level in the Littlest Higgs model context. We compute analytically the width decay of the all relevant diagrams which were classified into two categories: the first one contains the fermion triangle contributions, the second one contains the charged bosons contribution W_L^\pm and W_H^\pm of the Standard Model and Littlest Higgs Model respectively. We also evaluated those analytical expressions for each category in order to compare the highest contribution of the width decay and we found that the fermion loop has the highest one. On the other hand, we have great expectations that our results of these theses provide useful information to the branching ratio of this particular channel in order to have a complete study of this hypothetical particle which is present in many extensions of the standard model.

Keywords: Higgs, scalar, model, decay, width.

Introducción

El interés del ser humano por comprender los elementos que componen la materia se remonta hasta los filósofos griegos, quienes se preguntaban ¿qué es lo que la mantiene unida? Las respuestas a estas preguntas se basaron en argumentos filosóficos, esto es, sin algún tipo de demostración experimental. En el siglo XX la física tuvo un gran progreso que va desde el primer modelo del átomo hasta 1954 cuando Yang y Mills desarrollaron las bases de lo que hoy conocemos como modelo estándar de física de partículas (ME) [1, 2, 3]. Este modelo se completó en los años 70 y con él fue posible predecir las propiedades de partículas no observadas previamente pero que fueron descubiertas sucesivamente siendo la última de ellas el bosón de Higgs (2012) por los detectores CMS [4] y ATLAS [5] en el gran colisionador de hadrones (LHC). En la actualidad el ME describe todas las partículas elementales observadas así como la naturaleza de su interacción, que de acuerdo a su intensidad se clasifican como [6]:

- **Interacción electromagnética.** La interacción electromagnética ocurre entre partículas con carga eléctrica, su alcance es infinito.
- **Interacción nuclear fuerte.** Esta interacción es la responsable de mantener la estabilidad del núcleo de los átomos, manteniendo unidos los protones y neutrones que lo conforman. Su alcance es no mayor de 10^{-15} m y se trata de la interacción fundamental más intensa.
- **Interacción nuclear débil.** Es la responsable de fenómenos naturales como la desintegración radiactiva. Su alcance no supera los 10^{-17} m y su intensidad es 10^{-14} veces más pequeña que la interacción nuclear fuerte.

La **Interacción gravitacional**, si bien no se describe en el marco del ME, es la responsable de mantener la estructura del universo tal como lo conocemos. Es la más débil de las interacciones fundamentales ya que tiene una intensidad 10^{-37} menor que la interacción nuclear fuerte.

El ME describe el mundo que percibimos mediante seis quarks y seis leptones que juntos forma el bloque de fermiones y son considerados como los constituyentes básicos de la materia. Otro bloque importante que conforma al ME es el bloque de partículas portadoras de la interacción conocidos como bosones para la interacción débil y gluones para la interacción fuerte. El primer bloque obedece el principio de exclusión de Pauli, el cual establece que dos partículas con espín semientero no pueden ocupar el mismo estado cuántico simultáneamente. Mientras que los bosones son partículas de espín entero, por lo que no puede aplicarse el principio de exclusión de Pauli. Esto quiere decir que pueden existir muchos bosones que se encuentren en el mismo estado cuántico [7, 8]. Como un ejemplo de la exclusión de Pauli es que controla el llenado de los orbitales atómicos lo cual determina la química en gran medida. Para los bosones el hecho que pueden estar en el mismo estado cuántico, permite que existan cosas como los condensados de Bose-Einstein.

Hasta la fecha, el ME ha sido un modelo bastante exitoso, debido a que describe de manera satisfactoria los componentes de la materia y sus interacciones y que además ha estado sujeto a diversas pruebas en los laboratorios de altas energías como Tevatron, DESY, CERN, de las cuales

ha salido avante del escrutinio experimental [9].

Con todo lo anterior, el ME aún no puede ser considerado como una teoría completa debido a que no brinda solución a ciertos problema fundamentales [10], por mencionar algunos:

- ¿Por qué hay tres familias de fermiones?
- Asimetría entre materia y antimateria.
- Oscilación de neutrinos.
- ¿Por qué la interacción gravitacional no se ha podido cuantizar?
- **Problema de la jerarquía.** El problema radica en que la masa del bosón de Higgs sufre correcciones radiactivas a nivel de un lazo, debida principalmente a los bosones de norma, al quark top y al bosón de Higgs mismo.

Con el fin de encontrar una solución a esta problemática, se han desarrollado nuevas teorías que son conocidas como extensiones del ME, donde se proponen nuevas partículas con masas del orden de TeV, nuevos acoplamientos, nuevos vértices, nuevos parámetros, entre otras cosas. En particular, en la literatura encontramos un modelo conocido como Modelos con un bosón de Higgs ligero (*Little Higgs Model* en inglés) donde se aborda el problema de la jerarquía y ofrece una solución. Aunque la estructura teórica de este tipo de modelos es hasta cierto punto compleja, a nivel fenomenológico todo se traduce a la predicción de la existencia de nuevos bosones de norma, nuevas partículas escalares y nuevos fermiones. Estas partículas inducen nuevas correcciones radiactivas a la masa del bosón de Higgs que cancelan las divergencias cuadráticas inducidas por los lazos generados por las partículas del modelo estándar. La solución de este problema es distinta a la que ofrecen los modelos supersimétricos u otro tipo de modelos. La forma de eliminar estas correcciones en el modelo, es a través de las contribuciones a orden de un lazo generadas por los nuevos bosones de norma masivos, el quark top masivo y las partículas escalares con masa del orden de TeV.

En analogía con el ME, en los modelos de extensión encontramos partículas escalares cuya masa está en función de algún parámetro propio del modelo. Nosotros particularmente estamos interesados en la fenomenología de la partícula escalar con espín cero y carga eléctrica cero, denotada en el modelo con un bosón de Higgs ligero como ϕ^0 . Cabe resaltar que debido a la observación experimental de una partícula con estas características en el Gran Colisionador de Hadrones, la comunidad de altas energías ha mostrado interés en la búsqueda de tales partículas que pueden ser cargadas o doblemente cargadas. Dicha búsqueda podría ser factible dado que los detectores del colisionador han sufrido mejoras técnicas, además la energía en el centro de masa va en aumento al igual que la luminosidad integrada hasta llegar a las condiciones de $\sqrt{s} = 14$ TeV y 3000 fb^{-1} esperadas.

La organización de esta tesis es como sigue: en el capítulo 1 se aborda la descripción de lo que es el modelo estándar de física de partículas, en el segundo capítulo se presenta de forma muy general la descripción del modelo con un bosón de Higgs ligero. En el capítulo 3 se presentan las expresiones analíticas de las amplitudes y anchuras de decaimiento. Finalmente, en el capítulo 4 se presentan los resultados de nuestro trabajo. Así también se presentan las conclusiones y perspectivas de esta tesis.

Capítulo 1

Modelo Estándar

Comenzaremos este capítulo con una breve introducción de lo que conocemos hasta ahora del Modelo Estándar de Física de Partículas. El ME describe todo lo que sabemos respecto a la estructura de la materia de la cual están hechas las cosas. Además de todo lo que se ha observado en el universo con una precisión sin precedentes. Pero lo más importante es que las aportaciones del ME han sido verificadas experimentalmente lo que ha demostrado su validez. En la figura 1.1 se muestra el contenido de partículas del ME, quienes están clasificadas en *fermiones* y *bosones*. Los fermiones a su vez se clasifican en leptones y quarks y todos ellos forman las partículas de materia con espín semientero. Por otro lado, los bosones son los portadores de las interacciones entre los fermiones y poseen espín entero.

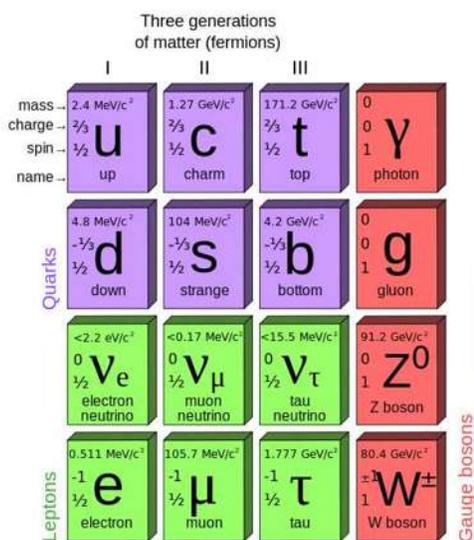


Figura 1.1: Contenido de partículas en el modelo estándar.

1.1. Teoría Electrodébil

En la década de los años sesenta, la teoría electrodébil fue desarrollada por Sheldon Glashow, Abdus Salam y Steven Weinberg. El grupo de norma $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles, en esta teoría, el único bosón no masivo es el fotón, el cual desempeña el papel

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.1. TEORÍA ELECTRODÉBIL

de mediador de la interacción electromagnética. La interacción débil resulta del intercambio de los bosones de norma masivos (W^\pm, Z^0). Mientras que los quarks son sensibles a los tres tipos de fuerza, los leptones sólo interactúan de la forma electrodébil. Los leptones y los quarks son partículas de espín semientero y están descritas por los espinores de Dirac, los cuales son campos que pueden descomponerse en la suma de una componente izquierda y una componente derecha. Los estados izquierdos de los quarks y leptones son agrupados en dobletes del grupo $SU_L(2)$. La representación de la familia de quarks se muestra en la siguiente expresión:

$$Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Mientras que para la familia de leptones, la representación es de la forma:

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Los estados de helicidad derecha son introducidos como singletes de $SU_L(2)$, l_{iR} , u_{iR} y d_{iR} . En la teoría no se introducen los estados derechos de los neutrinos, lo cual implica que su masa en reposo es exactamente cero, aunque en resultados recientes [11, 12] se reporta que la masa de los neutrinos, aunque es muy pequeña, es distinta de cero. Respecto a los estados derechos de los leptones cargados, éstos se pueden introducir como singletes de $SU_L(2)$: l_{iR} a los cuales se les asigna un valor apropiado de hipercarga Y definida como:

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.3)$$

donde $T^3 = \sigma^3/2$ y σ^3 es la matriz de Pauli. Como ya se había mencionado anteriormente, las partículas de espín $\frac{1}{2}$ son descritas por los espinores de Dirac, los cuales se pueden descomponer en dos partes de la forma:

$$\psi(x) = \psi_L(x) + \psi_R(x) = P_L\psi(x) + P_R\psi(x), \quad (1.4)$$

donde $P_{L,R}$ son los proyectores de helicidad izquierda y derecha definidos por:

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \quad \text{y} \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5). \quad (1.5)$$

Debido a la exigencia de que el lagrangiano que contiene los términos cinemáticos de los campos fermiónicos sea invariante bajo transformaciones de norma definidas por el grupo de simetría $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, se debe introducir cuatro campos bosónicos sin masa. Por otro lado, para introducir un término de masa para los fermiones en la representación anterior, es necesario que se rompa explícitamente la simetría de norma. Estos términos de masa mezclan los estados izquierdos y derechos de tal forma que no pueden construir un término invariante de norma. Experimentalmente se encuentra que la interacción débil es mediada por bosones de norma masivos. Como sabemos, el término de masa de la forma $W_\mu^i W^{i\mu}$ para los bosones de norma no es invariante de norma. Se puede resumir que ninguna partícula de la teoría electrodébil puede ser dotada de masa preservando la norma. Sin embargo, experimentalmente se encuentra que los bosones vectoriales débiles W^\pm y Z^0 tienen masa. La ruptura espontánea de la simetría de norma $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ al grupo electromagnético $U(1)$ se lleva a cabo a la escala de fermi $v = 246$ GeV. Para generar las masas de los tres bosones de norma asociados con la interacción débil se requiere por lo menos tres campos escalares, pero el número mínimo de dichos campos que pueden introducir de manera consistente es cuatro, por medio de un doblete complejo de $SU_L(2)$ conocido como doblete de Higgs. Luego, tres de los cuatro campos escalares del doblete, representan a los bosones de Goldstone que son absorbidos para los campos de norma W y Z para formar los estados de polarización. Dado que el grupo electrodébil es un grupo de transformaciones de simetrías locales, la invarianza de la

teoría bajo el grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ se logra substituyendo la derivada ordinaria por la derivada covariante, expresada como:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i, \quad (1.6)$$

donde B_μ es el campo de norma, $\frac{Y}{2}$ es el generador de grupo abeliano de hipercarga $U_Y(1)$, W^i y $\frac{\sigma^i}{2}$ son los campos de norma y los generadores en la representación de dobletes asociados al grupo $SU_L(2)$. Esta derivada se introduce en los términos cinéticos para los fermiones, lo cual da lugar a la presencia de acoplamientos entre los fermiones y los bosones de norma.

El lagrangiano del ME está formado por dos partes: una parte que contiene sólo los campos bosónicos y otra parte que contiene a ambos campos. Por otro lado, la parte bosónica se divide en el sector de Higgs y el sector de Yang-Mills. El sector de fermiones se divide de igual forma en dos sectores: el sector de corrientes y el sector de Yukawa. Podemos finalmente escribir el lagrangiano del ME de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}^F + \mathcal{L}^B \\ &= \mathcal{L}^Y + \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^{YM} + \mathcal{L}^H, \end{aligned} \quad (1.7)$$

donde:

- \mathcal{L}^Y representa el sector de Yukawa.
- \mathcal{L}^C representa el sector de Corrientes.
- \mathcal{L}^{YM} representa el sector de Yang-Mills.
- \mathcal{L}^H representa el sector de Higgs.

El sector de Yukawa, cuya estructura de Lorentz es del tipo escalar y pseudo-escalar, genera las masas para los fermiones, a partir del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil.

1.1.1. Sector de Higgs

En sector de Higgs es donde se lleva acabo el mecanismo de Higgs, con el propósito de dotar de masa a los bosones de norma débiles y también al bosón de Higgs mismo. De igual forma, en este surgen algunas interacciones entre las partículas del ME. El lagrangiano que describe este sector se expresa como:

$$\mathcal{L}^H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (1.8)$$

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dos dobletes, expresada en la ecuación (1.6). Por otro lado, el término $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ se conoce como el potencial de Higgs cuya estructura renormalizable se escribe de la siguiente forma:

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.9)$$

el término Φ un doblete escalar complejo bajo el grupo $SU_L(2)$ y cuya hipercarga $Y = 1$. El doblete complejo se expresa como:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

En la expresión del potencial, dada en la ecuación (1.9), el parámetro λ es un número positivo y además describe la auto-interacción entre los campos escalares. Por otro lado, en el parámetro μ^2 que tiene dimensiones de masa, se establece la condición esencial para realizar el rompimiento espontáneo de la simetría (en el futuro lo denotaremos como RES). Este parámetro μ^2 puede adquirir dos valores que se describen a continuación:

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.1. TEORÍA ELECTRODÉBIL

- $\mu^2 > 0$. El potencial tiene el valor mínimo $\phi = 0$ y se tiene el caso de una teoría de escalares masivos con un estado del vacío único y no es posible realizar un RES.
- $\mu^2 < 0$. Se obtiene el caso de un vacío degenerado, que además satisface la siguiente relación:

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = |\phi_1^0|^2 + |\phi_2^0|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (1.11)$$

donde $\Phi_0 = \langle 0|\phi|0\rangle$ es el valor esperado del doblete de Higgs en el vacío que rompe espontáneamente a la simetría electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1)$ al grupo electromagnético $U_{em}(1)$. Esto significa que el parámetro ϕ_0 debe ser invariante bajo el grupo electromagnético. En la gráfica 1.2 se observa el comportamiento de este potencial para el valor de $\mu^2 > 0$ y $\mu^2 < 0$ respectivamente.

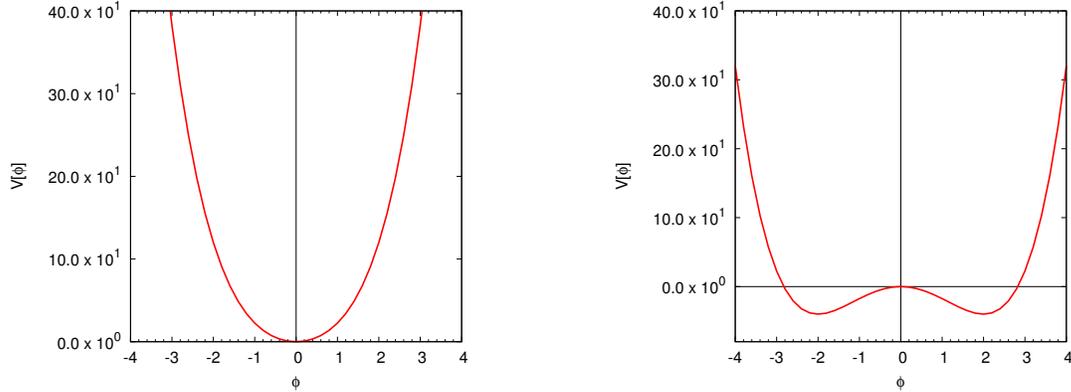


Figura 1.2: Gráfica para el potencial escalar para $\mu^2 > 0$ (izq.) y $\mu^2 < 0$ (der.)

Podemos usar la invarianza de norma del grupo $SU(2)$ para escribir:

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

donde

$$v = -\frac{\mu^2}{\lambda} > 0, \quad (1.13)$$

aquí v es conocido como el valor de expectación del vacío. Decimos entonces que la simetría de norma electrodébil es rota espontáneamente debido a la elección de un valor del vacío. Cabe mencionar que cuando las simetrías involucradas son globales, el resultado es la presencia de campos escalares sin masa, llamados bosones de Goldstone. Por otro lado, cuando se tiene una simetría de norma, el resultado es la presencia de bosones de norma masivos por cada generador roto de dicha simetría. En el mecanismo de Higgs, los bosones de Goldstone son absorbidos por los campos de norma asociados con los generadores rotos. Como en la teoría se debe considerar un estado de mínima energía, podemos realizar un desplazamiento en el potencial de la siguiente manera:

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ (H + iG_Z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

donde los campos G_W y G_Z son los pseudo-bosones del Goldstone asociados con los bosones de norma débiles W^\pm y Z^0 respectivamente, mientras que H representa al escalar de Higgs. Considerando

la expresión anterior, el potencial de Higgs toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
V(\Phi^\dagger, \Phi) &= \mu^2(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi) + \lambda[(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi)]^2 \\
&= \frac{\lambda v^4}{4} - \frac{m_H^2}{2}H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 \\
&\quad - 2\lambda v H(G_Z^2 + 2G_W^+ G_W^-) - \frac{\lambda}{2}G_Z^2 H^2 \\
&\quad - \lambda(H^2 + G_Z^2)G_W^+ G_W^- - \frac{\lambda}{4}G_Z^4 - \lambda(G_W^+ G_W^-)^2.
\end{aligned} \tag{1.15}$$

Se puede observar que sólo el campo de Higgs H , tiene masa diferente de cero expresada como: $m_H^2 = 2\lambda v^2$. También es en esta parte donde se dan las auto-interacciones del bosón de Higgs. En la parte cinética del bosón de Higgs, tenemos que:

$$\begin{aligned}
[D_\mu(\Phi_0 + \Phi)]^\dagger[D^\mu(\Phi_0 + \Phi)] &= (D_\mu\Phi_0)^\dagger(D^\mu\Phi_0) + (D_\mu\Phi_0)^\dagger(D^\mu\Phi) \\
&\quad + (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi_0) + (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi),
\end{aligned} \tag{1.16}$$

donde Φ_0 y Φ estan dadas por la expresion (1.12). De la expresión anterior se puede identificar los términos de masa para los bosones de norma débiles:

$$(D_\mu\Phi_0)^\dagger(D^\mu\Phi_0) = m_W^2 W_\mu^- W_\mu^+ + (W_\mu^3, B_\mu)M \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \tag{1.17}$$

donde $m_W = vg_2/2$ es la masa asociada al bosón débil cargado expresado como:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2), \tag{1.18}$$

y

$$M = \frac{1}{2}m_W^2 \begin{pmatrix} 1 & -g_1/g_2 \\ -g_1/g_2 & g_1^2/g_2^2 \end{pmatrix}, \tag{1.19}$$

es la matriz de masa asociada con los campos W_μ^3 y B_μ , que debe ser diagonalizada para eliminar el término bilineal $W_\mu^3 B_\mu$. Una vez que se resuelve el problema de eigenvalores y definiendo $c_W = \cos\theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$ y $s_W = \sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$, se encuentra la siguiente matriz:

$$S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix}, \tag{1.20}$$

y por tanto:

$$S^\dagger M S = \frac{1}{2}m_W^2 \begin{pmatrix} 1 + \frac{g_1^2}{g_2^2} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{1.21}$$

además se tiene:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \tag{1.22}$$

finalmente se obtiene que:

$$(D_\mu\Phi_0)^\dagger(D^\mu\Phi_0) = m_W^2 W_\mu^- W_\mu^+ + \frac{m_Z^2}{2}Z_\mu Z^\mu, \tag{1.23}$$

donde $m_Z = \frac{m_W}{c_W}$ la masa del bosón de norma neutro Z_μ , mientras que el bosón A_μ permanece sin masa y es identificado como el fotón. De los términos de la parte cinética que involucran la mezcla de Φ_0 y Φ resultan los acoplamientos trilineales HHV . Mientras que la última parte de la expresión genera los términos cuárticos $HHVV$, donde $V = W, Z$.

1.2. Sector de Yang-Mills

En el sector de Yang-Mills, también conocido como la parte de norma del lagrangiano, se introducen los campos de norma que se caracterizan por la estructura no abeliana del grupo electrodébil. Los invariantes correspondientes no pueden ser construidos con los campos de norma directamente, que está de las estructuras covariantes dadas por el tensor de campo $W_{\mu\nu} = T^i W_{\mu\nu}^i$, asociado con el grupo no abeliano $SU_L(2)$, y el correspondiente $B_{\mu\nu}$ asociado al grupo abeliano $U_Y(1)$, que se pueden transformar como:

$$\begin{aligned} W'_{\mu\nu} &= UW_{\mu\nu}U^\dagger, \\ B'_{\mu\nu} &= B_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1.24)$$

donde $U \in SU_L(2)$. Por otro lado, de manera explícita, los tensores de campo están dados por:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g' \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.25)$$

y

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.26)$$

Con estos objetos se puede construir el siguiente lagrangiano renormalizable del sector de Yang-Mills dado por:

$$\mathcal{L}^{YM} = \frac{1}{2} Tr[W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.27)$$

Luego, utilizando $Tr[T^i T^j] = \frac{\delta^{ij}}{2}$ para los generadores del grupo $SU_L(2)$, el lagrangiano anterior se puede escribir como:

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.28)$$

luego, empleando la rotación dada por:

$$W_\mu^3 = c_W Z_\mu + s_W A_\mu, \quad (1.29)$$

$$B_\mu = -s_W Z_\mu + c_W A_\mu, \quad (1.30)$$

y usando los siguientes tensores definidos como:

$$\widehat{W}_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 \mp i W_{\mu\nu}^2), \quad (1.31)$$

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \quad (1.32)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (1.33)$$

podemos expresar el lagrangiano de Yang-Mills como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YM} &= -\frac{1}{2} \widehat{W}_{\mu\nu}^- \widehat{W}_+^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} \\ &\quad - i g_2 (s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu}) W^{-\mu} W^{+\nu} \\ &\quad + g_2^2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) (W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{+\mu} W^{-\nu}), \end{aligned} \quad (1.34)$$

el cual contiene las auto-interacciones de los bosones de norma y también las partes cinéticas.

1.3. Sector de Yukawa

En este sector se describe el acomplamiento entre los campos de Higgs con los campos fermiónicos. La estructura de este sector es de tipo escalar y pseudo-escalar. Aquí es donde se generan las masas de los fermiones a través del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. La forma más general del lagrangiano renormalizable del sector de Yukawa, se puede expresar de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y, \quad (1.35)$$

donde \mathcal{L}_q^Y y \mathcal{L}_l^Y son los lagrangianos del sector de quarks y del sector de leptones respectivamente, los cuales describiremos a continuación.

1.3.1. Sector de quarks

Como en el caso de los quarks existen estados derechos para los dos miembros del doblete izquierdo, es necesario considerar otro objeto que transforme de manera covariante bajo el grupo $SU_L(2)$, el cual puede ser representado como:

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ \phi^- \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

donde σ^2 es una de las matrices de Pauli y la hipercarga asignada a $\tilde{\Phi}$ es $Y = +1$. Haciendo uso de la ecuación 1.36, el lagrangiano del sector de Yukawa puede ser escrito de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi} u'_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_{iL} \Phi'_{jR} + h.c. \quad (1.37)$$

donde Y_{ij}^u y Y_{ij}^d son las constantes de Yukawa y los términos primados representan a los estados de norma. En el lagrangiano anterior, existe una suma sobre los índices i, j , además, dicho lagrangiano no conserva el sabor ya que las matrices Y^u y Y^d no están sujetas a ningún tipo de restricción y no son diagonales.

Ahora, introduciendo los siguientes vectores en el espacio de sabor definidos como:

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad (1.38)$$

y usando las matrices de masa definidas como $M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u$ y $M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d$, podemos escribir el lagrangiano de Yukawa para el sector de quarks de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y &= - \left(1 + \frac{H^0}{v} \right) \left(\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R \right) \\ &\quad + \frac{i}{v} G_Z \left(\bar{U}'_L M^u U'_R - \bar{D}'_L M^d D'_R \right) \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^- \bar{D}'_L M^u U'_R + \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{U}'_L M^d D'_R + h.c. \end{aligned} \quad (1.39)$$

donde se definieron los campos de masa mediante las siguientes transformaciones:

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R} \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (1.40)$$

aquí $V_{L,R}^{u,d}$ son las matrices unitarias. Luego, en términos de los campos de masa (U, D), el lagrangiano de Yukawa para el sector de quarks se escribe como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y &= - \left(1 + \frac{H^0}{v} \right) \left(\bar{U} \bar{M}^u U + \bar{D} \bar{M}^d D \right) \\ &\quad + \frac{i\gamma^5}{v} G_Z \left(\bar{U} \bar{M}^u U - \bar{D} \bar{M}^d D \right) + h.c., \end{aligned} \quad (1.41)$$

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

$$\begin{aligned}\bar{M}^u &= V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \\ \bar{M}^d &= V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_d \end{pmatrix}.\end{aligned}\tag{1.42}$$

De esta forma, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa de quarks conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla a pares del mismo tipo de quarks.

1.3.2. Sector de leptones

En el caso de los leptones, podemos escribir el lagrangiano del sector de leptones como:

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}'_{iL} \Phi'_{jR} + h.c.,\tag{1.43}$$

donde Y_{ij}^l representa los componentes de la matriz de Yukawa. Introduciendo los siguientes campos en el espacio de sabor tenemos:

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} \quad y \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix},\tag{1.44}$$

mientras que la matriz de masas es $M_{ij}^l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l$. Entonces el lagrangiano de éste sector toma la forma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_l^Y &= -\left(1 + \frac{H^0}{v}\right) \bar{E}'_L M^l \bar{E}'_R \\ &\quad - \frac{i}{v} G_Z \bar{E}'_L M^l \bar{E}'_R \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{\nu}' M^l E'_R + h.c.,\end{aligned}\tag{1.45}$$

las masas de los leptones se definen diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano. Definimos los campos de masa mediante las siguientes transformaciones:

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R} \quad y \quad \nu_L = V_L^l \nu'_R,\tag{1.46}$$

donde $V_{L,R}^l$ son matrices de rotación unitarias. En términos de los campos de masa, el lagrangiano para el sector de leptones se expresa como:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_l^Y &= -\left(1 + \frac{H^0}{v}\right) \bar{E} \bar{M}^l E \\ &\quad - \frac{i\gamma^5}{v} G_Z \bar{E} \bar{M}^l E \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}}{v} (G_W^+ \bar{\nu} \bar{M}^l P_R E + G_W^- \bar{E} \bar{M}^l P_L \nu),\end{aligned}\tag{1.47}$$

aquí \bar{M}^l es una matriz definida como:

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}.\tag{1.48}$$

Se puede observar que los elementos de la diagonal de la matriz anterior son las masas de los respectivos leptones cargados y, como sucede en el sector de quarks, el bosón de Higgs sólo se acopla a leptones del mismo tipo de leptón cargado.

1.4. Sector de corrientes

En la teoría electrodébil, el sector de corrientes se genera cuando se sustituye la derivada ordinaria por la derivada covariante asociada al grupo electrodébil en el sector cinético, de quarks y de leptones, lo que da lugar a la presencia de acoplamientos de los fermiones con los campos de norma que poseen estructuras de Lorentz caracterizadas por las matrices de Dirac. Para conservar la invariancia de norma, todos los términos contienen un par de fermiones con la misma helicidad. Las corrientes cargadas contienen a los acoplamientos de pares de fermiones con los bosones de norma W^\pm . Por otro lado, las corrientes neutras contienen a los acoplamientos de un par de fermiones con los bosones. El lagrangiano invariante de norma de este sector está dado como:

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C, \quad (1.49)$$

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

1.4.1. Sector de corrientes de los quarks

El lagrangiano para éste sector de corrientes en términos de los campos de norma esta dado por:

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}. \quad (1.50)$$

Si expresamos el lagrangiano en términos de los campos de masa se tiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^C &= i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D \\ &+ \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) \\ &+ \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \end{aligned} \quad (1.51)$$

donde las corrientes cargadas y las corrientes neutras se definieron como:

$$J^{-\mu} = \bar{U}_L\gamma^\mu K D_L \quad (1.52)$$

$$J_Z^\mu = \bar{U}\gamma^\mu(g_V^u + g_A^u\gamma^5)U + \bar{D}\gamma^\mu(g_V^d + g_A^d\gamma^5)D \quad (1.53)$$

$$J_A^\mu = \bar{U}\gamma^\mu U + \bar{D}\gamma^\mu D, \quad (1.54)$$

donde K en la primera ecuación es la matriz CKM expresada como: $K = V_L^u V_L^{d\dagger}$, mientras que $g_{V,A}^u$ con $u = i, d$ son constantes de acoplamiento de los quarks u_i .

1.4.2. Sector de corrientes de los leptones

En este sector, el lagrangiano está dado por:

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{L}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu L'_{iL} + i\bar{l}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu l'_{iR}. \quad (1.55)$$

si expresamos también en términos de los campos de masa, el lagrangiano del sector de corrientes queda como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^C &= i\bar{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L \\ &+ \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) \\ &+ \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \end{aligned} \quad (1.56)$$

donde se ha definido las corrientes cargadas y las corrientes neutras como:

$$J^{-\mu} = \bar{\mu}_L \gamma^\mu E_L \quad (1.57)$$

$$J_Z^\mu = \bar{\nu} \gamma^\mu (g_V^\nu + g_A^\nu \gamma^5) \nu + \bar{E} \gamma^\mu (g_V^E + g_A^E \gamma^5) E \quad (1.58)$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{E} \gamma^\mu E, \quad (1.59)$$

donde $g_{V,A}^{l_i}$ con $l_i = \nu, E$ son las constantes de acoplamiento que dependen de los números cuánticos con que se acomodan los leptones en el grupo electrodébil. Cabe mencionar que, debido a la ausencia de neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor a todo orden en la serie perturbativa.

1.5. Problema de la jerarquía

El problema de la jerarquía se presenta debido a que la masa del bosón de Higgs sufre contribuciones a nivel de un lazo y que son cuadráticamente divergentes. Las contribuciones más significativas se deben al lazo del quark top, los lazos de los bosones de norma y al lazo del bosón de Higgs mismo. En la figura 1.3 se ilustra gráficamente las divergencias debidas a estas partículas.

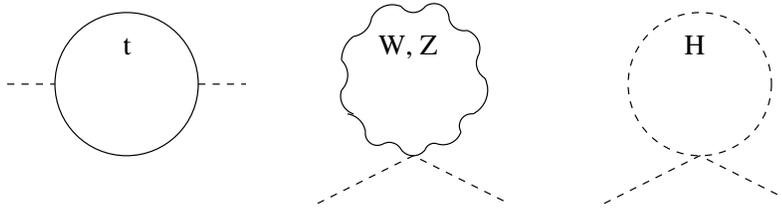


Figura 1.3: Contribuciones a orden de un lazo a la masa del bosón de Higgs.

Cabe mencionar, que las contribuciones debidas a las demás partículas del ME no son problemáticas ya que su constante de acoplamiento es muy pequeña y estas pueden ser despreciables. Por otro lado, si nos referimos al ME como una teoría efectiva, esto es, si suponemos que el ME es válido hasta cierta escala de energía Λ , las correcciones a la masa varían de acuerdo a esta escala, de manera que si $\Lambda = 10$ TeV, las contribuciones de cada lazo están dadas por [13]:

$$\text{Loop del quark top} \quad -\frac{3}{8\pi^2} \lambda_t^2 \Lambda^2 \sim -(2 \text{ TeV})^2, \quad (1.60)$$

$$\text{Loop de los bosones de norma} \quad \frac{9}{64\pi^2} g^2 \Lambda^2 \sim (0.7 \text{ TeV})^2, \quad (1.61)$$

$$\text{Loop del bosón de Higgs} \quad \frac{9}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 \sim (0.5 \text{ TeV})^2. \quad (1.62)$$

Luego, la masa del bosón de Higgs es

$$m_H^2 = m_0^2 - \frac{3}{8\pi^2} \lambda_t^2 \Lambda^2 + \frac{9}{64\pi^2} g^2 \Lambda^2 + \frac{9}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2, \quad (1.63)$$

donde m_0^2 es la masa desnuda (obtenida a nivel de árbol). De la ecuación (1.63) se observa que si Λ es del orden de la escala de Planck $\mathcal{O}(10^{19})$ GeV, las correcciones a la masa son muy grandes.

Una alternativa para resolver este problema se conoce como *ajuste fino*. Para ver esto, reescribimos la ecuación (1.63) de la forma

$$m_H^2 = m_0^2 + m_{rad}^2, \quad (1.64)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.5. PROBLEMA DE LA JERARQUÍA

donde m_{rad} contiene a las correcciones radiativas a nivel de un lazo. Para lograr que $m_H^2 \approx m_W^2$, se debe cumplir que $m_0^2 + M_P \lesssim m_W^2$. Esto nos dice que el valor del parámetro m_0 deber ser muy cercano a la escala de Planck. Lo anterior se puede expresar como:

$$\frac{m_H^2}{M_P^2} = \frac{m_0^2}{M_P^2} + \frac{m_{rad}^2}{M_P^2} \approx \frac{m_0^2}{M_P^2} + 1. \quad (1.65)$$

El término de lado izquierdo de la ecuación es del orden de 10^{-34} con lo que se tiene que $\frac{m_0^2}{M_P^2} = -1 + 10^{-34}$. Por lo que éstos dos términos tienen que cancelarse con demasiada precisión. Si uno varía m_0^2 únicamente, es necesario ajustar los parámetros en sus primeros 30 dígitos. Esto se conoce como ajuste fino. En principio, este ajuste fino no es contrario a la consistencia de la teoría pero se considera poco natural y por lo tanto poco atractivo teóricamente.

Otra alternativa teórica es la llamada teoría de supersimetría. Esta teoría introduce una simetría entre bosones y fermiones, cada partícula tiene asociada un supercompañero con estadística opuesta. En las teorías supersimétricas las constantes de acoplamiento de una partícula y su supercompañero son idénticas excepto por un signo negativo, de esta forma las divergencias cuadráticas a la masa del bosón de Higgs que son inducidas por una partícula determinada se cancelan con las divergencias que induce el supercompañero. Sin embargo, la evidencia experimental de dichas partículas aún no han sido observadas en los colisionadores actuales.

Capítulo 2

Modelo con un bosón de higgs ligero

2.1. Antecedentes

En este capítulo abordaremos aspectos generales del modelo con un bosón de higgs ligero el cual es tomado como base para el desarrollo de nuestro estudio. Como se ha mencionado al inicio de este trabajo, el ME ha mostrado ser una teoría efectiva muy exitosa y cuyas predicciones no discrepan del experimento. Sin embargo, surge una pregunta bastante natural: ¿qué nos motiva ir más allá del modelo estándar? Para responder a esta pregunta, podemos mencionar algunos otros ejemplos de los ya mencionados en la parte introductoria de nuestro trabajo, el conocimiento que tenemos del universo solo es del 4% mientras que el resto lo conforma lo que llamamos como materia oscura y energía oscura con el 21% y 75% respectivamente. Por otro lado, en el laboratorio, es necesario estudiar la naturaleza del bosón de Higgs, esto es, investigar si se trata de un solo bosón de Higgs o puede que haya más de un tipo de estos bosones.

Una característica que los modelos de extensión comparten, es que proponen nuevas partículas (W_H^\pm, Z_H, T, ϕ) cuyas masas son del orden de TeV, lo que hace interesante su búsqueda en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) o bien en algún futuro colisionador, que de observarse experimentalmente abriría el camino hacia nueva Física.

2.2. Modelo con un bosón de higgs más ligero

En la literatura existe una gran variedad de modelos con un bosón de higgs ligero, cuya motivación es la de estabilizar la masa del bosón de Higgs. La versión más económica es el que se conoce como Modelo un Bosón de Higgs más Ligero (MHML), el cual se basa en el rompimiento de simetría global $SU(5) \rightarrow SO(5)$ [14, 15]. Existen otros modelos como $SU(6) \rightarrow SP(6)$ [16], el minimal moose: $SU(3)^2 \rightarrow SU(3)$ [17] y el general moose $SU(3)^n \rightarrow SU(3)^k$ [18].

En el Modelo con un bosón de Higgs más ligero el *rompimiento colectivo de la simetría* se inicia cuando la simetría global G se rompe espontáneamente a un grupo H , este rompimiento se lleva a cabo a la escala f del orden de los TeVs. Además, como el modelo debe ser una extensión de ME, el grupo de simetría no roto H debe contener al grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, que es el grupo de norma del ME como subgrupo, las interacciones de norma inducirán contribuciones cuadráticamente divergentes a la masa del bosón de Higgs. Para evitar esto, se asume que el grupo de simetría global G contiene dos copias de $SU(2) \times U(1)$: $G \supset G_1 \times G_2 = SU(2)_1 \times U(1)_1 \times SU(2)_2 \times U(1)_2$. La combinación entre las interacciones de norma y las interacciones débiles rompe todas las simetrías globales, las cuales afectan al bosón de Higgs, que deja ser un bosón de Goldstone (BG). Las contribuciones cuadráticamente divergentes a la masa del bosón de Higgs debidas a las interacciones de norma deben incluir las constantes de acoplamiento y las divergencias cuadráticas

aparecen por primera vez a nivel de dos loops.

Debido al rompimiento de la simetría global $SU(5) \rightarrow SO(5)$ se generan 14 bosones de Goldstone, los cuales se transforman bajo el grupo $SU(2) \times U(1)$ como:

$$\mathbf{1}_0 \oplus \mathbf{3}_0 \oplus \mathbf{2}_{\pm\frac{1}{2}} \oplus \mathbf{3}_{\pm 1} \quad (2.1)$$

Singlete real $\mathbf{1}_0$, Triplete real $\mathbf{3}_0$, Doblete complejo $\mathbf{2}_{\pm 1/2}$, Triplete complejo $\mathbf{3}_{\pm 1}$

los cuales se distribuyen de la siguiente forma:

- El singlete y el triplete reales son absorbidos por los bosones de norma pesados que están asociados con los generadores rotos del grupo de simetría local que, de este modo adquieren una masa del orden de f .
- El doblete y el triplete complejos permanecen sin masa.

A la escala electrodébil, la presencia de los acoplamientos de Yukawa y de norma, inducirán radiativamente un potencial del tipo Coleman-Weinberg para los bosones de Goldstone remanentes. Este potencial viola la simetría $SO(5)$, de manera que se dice que ésta simetría no es exacta sino aproximada. El potencial de Coleman-Weinberg dota al triplete complejo de una masa del orden de f , mientras que el doblete complejo desarrollará un VEV, v , el cual inducirá el rompimiento de la simetría electrodébil $SU(2) \times U(1)$ como ocurre en el ME. En esta etapa de rompimiento de simetría local, los bosones de norma del ME adquieren masa y los bosones de norma pesados adquieren términos adicionales de masa. De los cuatros componentes del doblete complejo, al final sólo permanece un pseudo-bosón de Goldstone remanente que se asocia al bosón de Higgs del ME.

De las nuevas partículas que surgen en el MHML, la partícula escalar ϕ^0 es de nuestro interés. Además de ser predicha por diversas extensiones del ME [19, 20].

2.3. Estructura del MHML

El rompimiento de la simetría global $SU(5) \rightarrow SO(5)$ se genera debido a un valor de expectación del vacío (vev) Σ_0 , el cual generará 14 bosones de Goldstone, el cual esta representado por una matriz de 5×5 como:

$$\Sigma_0 = \begin{pmatrix} & & & & 1_{2 \times 2} \\ & & & & \\ & & 1 & & \\ & & & & \\ 1_{2 \times 2} & & & & \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

El grupo $SU(5)$ tiene $5^2 - 1 = 24$ generadores mientras que $SO(5)$ tiene $5 \times (5 - 1)/2 = 10$ generadores, luego debido al teorema de Goldstone, habrá 14 bosones de Goldstone sin masa asociados con el rompimiento espontáneo de la simetría, de los cuales cuatro serán absorbidos por el mecanismo de Higgs cuando $[SU(2) \times U(1)]^2$ sea roto a aun subgrupo diagonal $SU(2) \otimes U(1)$. Los 10 bosones de Goldstone remanentes son parametrizados por un campo del modelo sigma no lineal dado por:

$$\Sigma(x) = e^{i\Pi/f} \Sigma_0 e^{i\Pi^T/f}, \quad (2.3)$$

donde la matriz Π esta dada como:

$$\Pi = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \frac{h^\dagger}{\sqrt{2}} & \phi^\dagger \\ \frac{h}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{h^*}{\sqrt{2}} \\ \phi & \frac{h^T}{\sqrt{2}} & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

donde

$$h = (h^+, h^0), \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi^{++} & \phi^+/\sqrt{2} \\ \phi^+/\sqrt{2} & \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

aquí, h es un doblete complejo el cual toma el papel del bosón de Higgs del ME y ϕ es un triplete complejo. El lagrangiano del modelo esta dado como sigue:

$$\mathcal{L}_{efectivo} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\Sigma + \mathcal{L}_Y - V_{CW}(\Sigma) \quad (2.6)$$

donde \mathcal{L}_G contiene los términos de norma, \mathcal{L}_F contiene los términos cinéticos del sector fermiónico, \mathcal{L}_Σ contiene los términos del modelo sigma no lineal del MHML, \mathcal{L}_Y contiene los acoplamientos del tipo Yukawa entre los pseudo-bosones de Goldstone y los fermiones y el último término $V_{CW}(\Sigma)$ que corresponde a un potencial del tipo Coleman-Weinberg que se genera de forma radiativa debido a los acoplamientos del tipo Yukawa y de norma, además de los acoplamientos entre los escalares mismos.

2.3.1. Bosones de norma

El valor del parámetro f determina el rompimiento de la simetría global $SU(5)$ a un subgrupo $SO(5)$ resultando de esto 14 BG, el lagrangiano de la teoría para estos bosones está dado por:

$$\mathcal{L}_\Sigma = \frac{1}{2} \frac{f^2}{4} \text{Tr} |\mathcal{D}_\mu \Sigma|^2 \quad (2.7)$$

donde la derivada covariante está dada por:

$$\mathcal{D}_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - i \sum_{j=1}^2 [g_j (W_j \Sigma + \Sigma W_j^T) + g'_j (B_j \Sigma + \Sigma B_j^T)]. \quad (2.8)$$

La derivada covariante contiene los bosones de norma asociados con el subgrupo normado $[SU(2) \times U(1)]^2$, W_1, W_2, B_1, B_2 . Al mismo tiempo el $[SU(2) \times U(1)]^2$ también se rompe a $[SU(2)_L \times U(1)_Y]$ de tal forma que después de este rompimiento los eigenestados de masa de los bosones de norma están dados como:

$$\begin{aligned} W &= sW_1 + cW_2, & W' &= -cW_1 + sW_2 \\ B &= s'B_1 + c'B_2, & B' &= -c'B_1 + s'B_2, \end{aligned} \quad (2.9)$$

Los bosones de norma sin masa W están asociados con los generadores de $SU(2)_L$, mientras que B son los bosones de norma sin masa asociados con los generadores de $U(1)_Y$. Por otro lado, W' y B' son los bosones de norma masivos asociados con los cuatro generadores rotos de $[SU(2) \times U(1)]^2$, con masas dadas por:

$$m'_W = \frac{f}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} = \frac{g}{2sc} f, \quad m'_B = \frac{f}{2\sqrt{5}} \sqrt{g_1'^2 + g_2'^2} = \frac{g}{2s'c'} f \quad (2.10)$$

donde los ángulos de mezcla están dados por:

$$\begin{aligned} s &= \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, & c &= \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \\ s' &= \frac{g_2'}{\sqrt{g_1'^2 + g_2'^2}}, & c' &= \frac{g_1'}{\sqrt{g_1'^2 + g_2'^2}}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Después del rompimiento de simetría electrodébil los eigenestados de masa se obtienen mediante la mezcla de bosones de norma masivos (W', B') y los bosones de norma ligeros (W, B), los cuales incluyen los bosones tipo modelo estándar denotados como W_L^\pm, Z_L, A_L quienes pueden ser

observados experimentalmente y los bosones masivos denotados como W_H^\pm, Z_H, A_H quienes son la motivación de los experimentos futuros. Las masas de estas partículas están determinadas, son obtenidas hasta $\mathcal{O}(v^2/f^2)$ por [15]:

$$\begin{aligned}
 M_{A_L}^2 &= 0, \\
 M_{Z_L}^2 &= m_Z^2 \left[1 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{1}{6} + \frac{1}{4}(c^2 - s^2)^2 + \frac{5}{4}(c'^2 - s'^2)^2 \right) + 8\frac{v'^2}{v^2} \right], \\
 M_{A_H}^2 &= m_Z^2 s_w^2 \left[\frac{f^2}{5s'^2 c'^2 v^2} - 1 + \frac{v^2}{2f^2} \left(\frac{5(c'^2 - s'^2)^2}{2s_w^2} - x_H \frac{g}{g'} \frac{c'^2 s^2 + c^2 s'^2}{cc' ss'} \right) \right], \\
 M_{Z_H}^2 &= m_W^2 \left[\frac{f^2}{s^2 c^2 v^2} - 1 + \frac{v^2}{2f^2} \left(\frac{(c^2 - s^2)^2}{2c_w^2} + x_H \frac{g'}{g} \frac{c'^2 s^2 + c^2 s'^2}{cc' ss'} \right) \right],
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

donde m_W y m_Z son las masas de los bosones de norma del ME mientras que s_w (c_w) es el seno y coseno del ángulo de mezcla débil respectivamente. El término x_H esta dado como [15]

$$x_H = \frac{5}{2} g g' \frac{scs'c'(c^2 s'^2 + s^2 c'^2)}{5g^2 s'^2 c'^2 - g'^2 s^2 c^2}. \tag{2.13}$$

2.3.2. Sector Fermiónico

La divergencia cuadrática que sufre la masa del bosón de Higgs, es de manera significativa y se debe a la masa del quark top del ME. Recientemente, la evidencia en los datos experimentales de Tevatron apunta que la masa de éste quark es de $m_t = 173.34 \pm 0.76 \text{ GeV}/c^2$ [21]. Para cancelar la contribución del quark top, es necesario agregar nuevos fermiones en el MHML que eliminen las divergencias cuadráticas a nivel de un lazo de forma exacta. Las divergencias cuadráticas debidas a los demás quarks no son tomadas en cuenta, ya que su contribución a la escala Λ son despreciables. El lagrangiano para este sector está dado como

$$\mathcal{L}_Y = \frac{1}{2} \lambda_1 f \epsilon_{ijk} \epsilon_{xy} \chi_i \Sigma_{jx} \Sigma_{ky} u_3^{lc} + \lambda_2 f \tilde{t} \tilde{t}^{lc} + \text{h.c.}, \tag{2.14}$$

donde $\chi_i = (b_3, t_3, \tilde{t})$; ϵ_{ijk} y ϵ_{xy} son tensores antisimétricos, u_3^{lc} es el quark top derecho del ME. A partir de este lagrangiano, se pueden deducir los acoplamientos del quark top del ME con los seudo bosones de Goldstone y con el nuevo quark T del MHML. El desarrollo completo para la obtención de los acoplamientos y los eigenestados de masa se muestran en [15]. La corrección a la masa del quark top y la masa del nuevo quark top pesado T están dados por:

$$\begin{aligned}
 m_t &= \frac{i\lambda_1 \lambda_2}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}} v \left\{ 1 + \frac{v^2}{f^2} \left[-\frac{1}{3} + \frac{fv'}{v^2} + \frac{1}{2} \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} \left(1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} \right) \right] \right\} \\
 M_T &= -f \sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} [1 + \mathcal{O}(v^2/f^2)].
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

2.3.3. Bosones de higgs y el rompimiento de la simetría electrodébil

A nivel de árbol, el potencial de Coleman-Weinberg no esta presente, este potencial se genera debido a los efectos cuánticos a nivel de un loop y más de dos loops [22]. En este modelo, el rompimiento de la simetría electrodébil es disparada por un potencial de Higgs, que se genera debido a las correcciones radiativas a nivel de un loop entre las interacciones de los bosones de norma con los fermiones, las cuales rompen explícitamente la simetría global $SU(5)$. La parte generada debido a los loops de los bosones de norma y los loop de los fermiones pueden ser expuestos de la forma estándar del potencial del Coleman-Weinberg V_{CW} en términos de las matrices de masa al cuadrado de los bosones de norma $M_V^2(\Sigma)$ y de los fermiones $M_F^2(\Sigma)$. En el modelo con un bosón de Higgs ligero, el potencial de C-W está dado por:

$$V = \lambda_\phi f^2 \text{Tr}(\phi^\dagger \phi) + i\lambda_{h\phi h} f (h\phi^\dagger h^T - h^* \phi h^\dagger) - \mu^2 h h^\dagger + \lambda_{h^4} (h h^\dagger)^2, \tag{2.16}$$

CAPÍTULO 2. MODELO CON UN BOSÓN DE HIGGS LIGERO
2.3. ESTRUCTURA DEL MHML

los coeficientes λ_{ϕ^2} , $\lambda_{h\phi h}$, λ_{h^4} son funciones de los parámetros fundamentales propios del modelo, los cuales están dados por:

$$\begin{aligned}\lambda_{\phi^2} &= \frac{a}{2} \left[\frac{g^2}{s^2 c^2} + \frac{g'^2}{s'^2 c'^2} \right] + 8a' \lambda_1^2, \\ \lambda_{h\phi h} &= -\frac{a}{4} \left[g^2 \frac{(c^2 - s^2)}{s^2 c^2} + g'^2 \frac{(c'^2 - s'^2)}{s'^2 c'^2} \right] + 4a' \lambda_1^2, \\ \lambda_{h^4} &= \frac{a}{8} \left[\frac{g^2}{s^2 c^2} + \frac{g'^2}{s'^2 c'^2} \right] + 2a' \lambda_1^2 = \frac{1}{4} \lambda_{\phi^2}.\end{aligned}\tag{2.17}$$

Los eigenestados de los campos de Higgs h y ϕ expresados en términos de los eigenestados de masa, están dados por:

$$\begin{aligned}h^0 &= \frac{(c_0 H - s_0 \Phi^0 + v)}{\sqrt{2}} + \frac{i(c_P G^0 - s_P \Phi^P)}{\sqrt{2}}, \\ \phi^0 &= \frac{(s_P G^0 + c_P \Phi^P)}{\sqrt{2}} - \frac{i(s_0 H + c_0 \Phi^0 + \sqrt{2} v')}{\sqrt{2}}, \\ h^+ &= c_+ G^+ - s_+ \Phi^+, \quad \phi^+ = \frac{(s_+ G^+ + c_+ \Phi^+)}{i} \\ \phi^{++} &= \frac{\Phi^{++}}{i}.\end{aligned}\tag{2.18}$$

Se denotan a los eigenestados de masa físicos como H , Φ^0 para escalares neutros, Φ^P para el pseudo escalar, Φ^+ y Φ^{++} representan a los escalares cargados. Los G^+ y G^0 son los bosones de Goldstone que son “comidos” por los bosones W^\pm y Z . Las masas para Φ y H son:

$$M_\Phi^2 \simeq \lambda_{\phi^2} f^2, \quad m_H^2 \simeq 2(\lambda_{h^4} - \lambda_{h\phi h}^2 / \lambda_{\phi^2}) v^2 = 2\mu^2.\tag{2.19}$$

Por otro lado, se puede relacionar las masas de los tripletes escalares complejos con masa del bosón de Higgs como se muestra en la expresión:

$$M_\Phi^2 = \frac{2m_H^2 f^2}{v^2} \frac{1}{[1 - (4v' f / v^2)^2]}.\tag{2.20}$$

Este triplete escalar debe tener una masa al cuadrado positiva el cual se cumple sí su valor del expectación del vacío v' satisface:

$$v' < \frac{v^2}{4f}.\tag{2.21}$$

donde $v = 246$ GeV que es el valor de la escala electrodébil del modelo estándar.

CAPÍTULO 2. MODELO CON UN BOSÓN DE HIGGS LIGERO
2.3. ESTRUCTURA DEL MHML

Podemos resumir el espectro de partículas de este modelo como se ilustra en la Tabla 2.1.

Partículas	Espín	Masa al cuadrado
$\Phi^0, \Phi^P, \Phi^+, \Phi^-, \Phi^{++}, \Phi^{--}$	0	$\frac{2m_H f^2}{v^2[1-(\frac{4v'f}{v^2})^2]}$
T, T^c	$\frac{1}{2}$	$\frac{v^2}{m_T^2}(\lambda_1 \lambda_2 f)^2$
A_H	1	$m_Z^2 s_w^2 \left(\frac{f^2}{5s'^2 c'^2 v^2} - 1 + \frac{x_H c_w^2}{4s^2 c^2 s_w^2} \right)$
Z_H	1	$m_W^2 \left(\frac{f^2}{s^2 c^2 v^2} - 1 - \frac{x_H s_w^2}{s'^2 c'^2 c_w^2} \right)$
W_H^+, W_H^-	1	$m_W^2 \left(\frac{f}{s^2 c^2 v^2} - 1 \right)$

Tabla 2.1: Partículas hipotéticas presentes en el MHML.

Donde se puede observar que las masas de las partículas, las cuales están al cuadrado y dependen de los parámetros propios del modelo, así como parámetros del ME. A continuación mencionaremos algunos de estos parámetros:

- m_W, m_Z masas de los bosones de norma cargados y neutro respectivamente de ME.
- s_W ángulo de mezcla o ángulo de Weinberg, es un parámetro presente en la teoría de las interacciones electrodébiles. Su valor esta dado por $s_W = \sin_W = \frac{e}{g}$; mientras que el parámetro $c_W = 1 - s_W$.
- f, s, c, x_H, c', s' corresponden a los parámetros del MHML los cuales fueron descritos en el capítulo anterior.

Capítulo 3

Decaimiento a orden de un lazo del escalar ϕ^0

En este capítulo analizaremos el decaimiento del escalar ϕ^0 a orden de un lazo, obtendremos la anchura de decaimiento a dos fotones del ME. La búsqueda de bosones de higgs masivos neutros ha sido de interés en las colaboraciones experimentales ATLAS [23] y CMS [24] en el colisionador de hadrones, donde su estudio esta enfocado en la producción y decaimiento a $\tau\bar{\tau}$ y $\mu\bar{\mu}$, en ambos, el modelo de extensión considerado es el conocido como *Modelo Mínimo Supersimétrico del Modelo Estándar* (MSSM). Por otro lado, desde el punto de vista fenomenológico, podemos encontrar interés en modelos como el *Modelo con dos Dobleces de Higgs* (2HDM) [25, 26], o bien modelo donde se estudia a detalle el sector de Higgs [27, 28]. Sin duda podemos decir que la importancia de investigar bosones de Higgs con mayor masa respecto al bosón de Higgs del ME resulta ser muy atractivo debido a que puede ser observado en el LHC cuya energía en el centro de masa se espera que sea de 14 TeV o en algún futuro colisionador [29, 30].

3.1. Fenomenología de la partícula escalar ϕ^0

En los diferentes modelos de extensión que existen en la literatura, la masa de este escalar masivo neutro depende de los parámetros propios de cada modelo. En nuestro modelo de estudio, las partículas escalares ϕ^+ , ϕ^{++} , ϕ^p , ϕ^0 comparten la misma expresión para la masa, que además esta determinado por:

$$M_{\Phi}^2 = \frac{2m_H^2 f^2}{v^2} \frac{1}{[1 - (4v'f/v^2)^2]} \quad (3.1)$$

donde m_H es la masa del bosón de Higgs, $v = 246$ GeV, v' es el valor de expectación del grupo $SU(2)$ el cual tomamos igual a 1 GeV y f es la escala a la cual se rompe la simetría global. En la Fig. 3.1 se observa el comportamiento de la masa con respecto al parámetro f en la región de valores permitido de f : $2000 \text{ GeV} \leq f \leq 4000 \text{ GeV}$. En esta región el valor de la masa se encuentra en el intervalo $1448.59 \leq m_{\phi^0} \leq 2977.41 \text{ GeV}$, por lo que la búsqueda de este escalar en el LHC podría ser experimentalmente accesible.

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTO A ORDEN DE UN LAZO DEL ESCALAR ϕ^0
3.1. FENOMENOLOGÍA DE LA PARTÍCULA ESCALAR ϕ^0

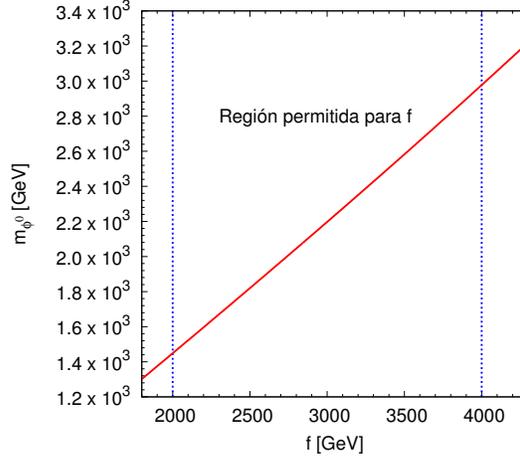


Figura 3.1: Masa de la partícula ϕ^0 con respecto al parámetro f .

La partícula ϕ^0 puede acoplarse a una variedad de partículas tanto del ME como en el MHML. Para realizar nuestro cálculo, empleamos los siguientes vértices mostrados en los Tablas 3.1, 3.2, 3.3 y 3.4 el resto de los vértices están dados en la referencia [15]. En la primera tabla están listados los acoplamientos del escalar ϕ^0 con dos bosones cargados:

Partículas	Vértices
$W_{L\mu}^+ W_{L\nu}^- \phi^0$	$-\frac{i}{2}g^2(s_0v - 2\sqrt{2}v')g_{\mu\nu}$
$W_{H\mu}^+ W_{H\nu}^- \phi^0$	$\frac{i}{2}g^2(s_0v - 2\sqrt{2}v')g_{\mu\nu}$

Tabla 3.1: Vértices trilineales en el MHML.

y los acoplamientos con fermiones se muestran en esta Tabla 3.2

Partículas	Vértices
$\phi^0 \bar{u}u$	$-\frac{im_u}{\sqrt{2}v}(\frac{v}{f} - \sqrt{2}s_0)$
$\phi^0 \bar{d}d$	$-\frac{im_d}{\sqrt{2}v}(\frac{v}{f} - \sqrt{2}s_0)$

Tabla 3.2: Vértices trilineales en el MHML.

En la Tabla 3.3, las constantes de acoplamiento de cuatro bosones de norma que también fueron empleados:

Partículas	$g_{V_1 V_2 W^+ W^-}$
$A_L A_L W_L^+ W_L^-$	$-g^2 s_W^2$
$A_L A_L W_H^+ W_H^-$	$-g^2 s_W^2$

Tabla 3.3: Vértices con cuatro bosones de norma en el MHML.

con el acoplamiento de la forma:

$$V_1^\mu V_2^\nu W_1^{+\rho} W_2^{-\sigma} : ig_{V_1 V_2 W_1^+ W_2^-} (2g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\nu\rho} g^{\mu\sigma}). \quad (3.2)$$

Finalmente, el acoplamiento de fermiones con el fotón dado por:

Partículas	g_V	g_A
$A_L f f$	$-eQ_f$	0

Tabla 3.4: Acoplamientos del fotón con fermiones.

3.2. Decaimiento $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

El acoplamiento $\phi^0 \gamma\gamma$ a nivel de árbol no está presente en la teoría, por lo que este proceso se induce a orden de un lazo. En la Fig. 3.2 están representados los diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento en el MHML se puede observar que el decaimiento es inducido por lazos

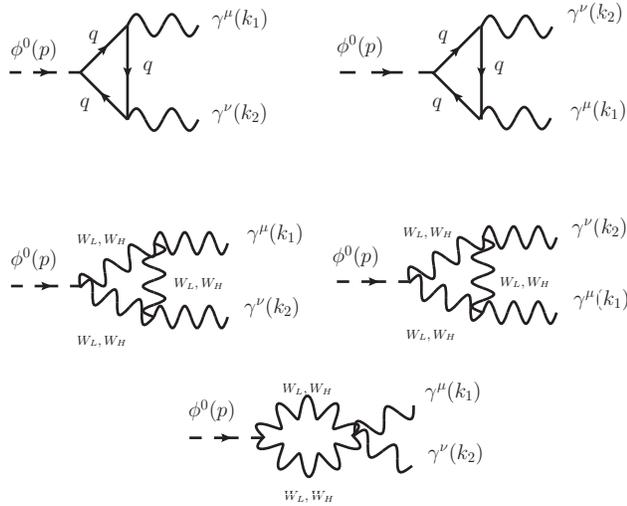


Figura 3.2: Diagramas de Feynman para el proceso $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ a orden de un lazo.

mediados por quarks y lazos mediados por bosones de norma W_i^\pm donde $i = L, H$ denota a los bosones de norma cargados del ME y del modelo con un bosón de Higgs más ligero respectivamente. Cabe mencionar que los lazos mediados por tres bosones de norma de la forma $W_L W_H A_L$ con $A_L = \gamma$ del ME, no contribuyen debido a que el acoplamiento $W_L^+ W_H^- A_L = 0$ y $A_L A_L W_L^+ W_H^- = 0$. Los cuadrimentos para este decaimiento están dados de la siguiente manera: p es cuadrimento de ϕ^0 , k_1 y k_2 son los cuadrimento de los dos fotones en los estados finales. A partir de esta información podemos determinar las condiciones de capa de masa, para ello hacemos las siguientes

operaciones

$$\begin{aligned} p &= k_1 + k_2, \\ \Rightarrow m_\phi^2 &= m_{\gamma_1}^2 + m_{\gamma_2}^2 + 2k_1 \cdot k_2, \\ \Rightarrow k_1 \cdot k_2 &= \frac{m_\phi^2}{2}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Los cuádrimomentos de las líneas internas quedan determinados a partir de los cuádrimomentos de las partículas externas y de un cuádrimomento arbitrario k . Por otro lado, cuando en el proceso de decaimiento están presentes fotones externos, de debe cumplir la invarianza de norma electromagnética, esto es, se debe cumplir la identidad de Ward:

$$\mathcal{M}_T^{\mu\nu} k_\mu = 0, \quad (3.4)$$

la cual relaciona la amplitud con el cuádrimomento del fotón. Para calcular las amplitudes de decaimiento usamos el método de Passarino-Veltman con la ayuda de la paquetería FeynCalc [31].

Calculemos ahora la amplitud para este proceso debida a la contribución de los diagramas de la figura 3.2, esto es, escribimos la amplitud como:

$$\mathcal{M}(\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \mathcal{M}_T^{\mu\nu} R_{\mu\nu}, \quad (3.5)$$

donde $R_{\mu\nu}$ es el término asociado con los vectores de polarización de los estados finales, definido como:

$$\epsilon_\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon_\nu(k_2, \lambda_2) \quad (3.6)$$

y $\mathcal{M}_T^{\mu\nu}$ representa a las contribuciones de todos los diagramas la cual esta dado como:

$$\mathcal{M}_T^{\mu\nu} = \mathcal{M}_f^{\mu\nu} + \mathcal{M}_W^{\mu\nu}, \quad (3.7)$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_f^{\mu\nu} &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{\text{Tr}[\gamma^\mu (\not{k} + m_f)(\not{k} + \not{k}_1 + \not{k}_2 + m_f)\gamma^\nu (\not{k} + \not{k}_2 + m_f)] dk}{(k^2 - m_f^2)[(k + k_1 + k_2)^2 - m_f^2][(k + k_2)^2 - m_f^2]} dk \\ &+ \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{\text{Tr}[\gamma^\nu (\not{k} + m_f)(\not{k} + \not{k}_1 + \not{k}_2 + m_f)\gamma^\mu (\not{k} + \not{k}_1 + m_f)] dk}{(k^2 - m_f^2)[(k + k_1 + k_2)^2 - m_f^2][(k + k_1)^2 - m_f^2]} dk. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Para las contribución de los diagramas mediados con W_i^\pm se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{W_i}^{\mu\nu} &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int g^{\alpha\eta} p_1^{\alpha\beta} \Gamma_1^{\epsilon\beta\mu} p_2^{\epsilon\delta} \Gamma_2^{\delta\zeta\nu} p_3^{\eta\zeta} dk \\ &+ \frac{1}{(2\pi)^4} \int g^{\alpha\eta} p_1^{\alpha\beta} \Gamma_3^{\epsilon\beta\nu} p_2^{\epsilon\delta} \Gamma_4^{\delta\zeta\mu} p_4^{\eta\zeta} dk \\ &+ \frac{1}{(2\pi)^4} \int g^{\alpha\eta} p_1^{\alpha\beta} \Gamma_1^{\mu\nu\beta\epsilon} p_2^{\eta\epsilon} dk. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Donde los términos de la integral corresponden a los propagadores del bosón W y los acoplamientos de tres y cuatro bosones de norma que están definidos de la siguiente manera:

$$p_1^{\alpha\beta} = \frac{-g^{\alpha\beta} + \frac{(k+p)^\alpha (k+p)^\beta}{m_W^2}}{(k+p)^2 - m_W^2}, \quad p_2^{\epsilon\delta} = \frac{-g^{\epsilon\delta} + \frac{(k+k_2)^\epsilon (k+k_2)^\delta}{m_W^2}}{(k+k_2)^2 - m_W^2},$$

$$p_3^{\eta\zeta} = \frac{-g^{\eta\zeta} + \frac{k^\eta k^\zeta}{m_W^2}}{k^2 - m_W^2}, \quad p_4^{\eta\zeta} = \frac{-g^{\eta\zeta} + \frac{(k+k_1)^\eta (k+k_1)^\zeta}{m_W^2}}{(k+k_1)^2 - m_W^2},$$

$$\Gamma_1^{\epsilon\beta\mu} = g^{\epsilon\beta}[k+k_2 - [-(k+p)]]^\mu + g^{\beta\mu}[-(k+p) - k_1]^\epsilon + g^{\mu\epsilon}[k_3 - (k+k_2)]^\beta,$$

$$\Gamma_1^{\mu\nu\beta\epsilon} = 2g^{\mu\nu}g^{\beta\epsilon} - g^{\mu\beta}g^{\nu\epsilon} - g^{\nu\beta}g^{\mu\epsilon},$$

$$\Gamma_3^{\epsilon\beta\nu} = g^{\epsilon\beta}[(k+k_1) - (-[k+p])]^\nu + g^{\beta\nu}[-(k+p) - k_2]^\epsilon + g^{\nu\epsilon}[k_2 - (k+k_1)]^\beta,$$

$$\Gamma_4^{\delta\zeta\mu} = g^{\delta\zeta}[-(k+k_1) - k]^\mu + g^{\zeta\mu}[k - k_1]^\delta + g^{\mu\delta}[k_1 - (k+k_1)]^\zeta,$$

por último

$$\Gamma_2^{\delta\zeta\nu} = g^{\delta\zeta}[-(k+k_2) - k]^\nu + g^{\zeta\nu}[k - k_2]^\delta + g^{\nu\delta}[k_1 - (k+k_2)]^\zeta.$$

En esta última parte, la amplitud para los diagramas de Feynman con los cuadrimentos invertidos se pueden obtener sustituyendo $k_1 \rightarrow k_2$, lo mismo se puede hacer para los diagramas mediados por los bosones W pesados $W_L \rightarrow W_H$.

Debido a que la contribución al decaimiento intervienen varios diagramas fue necesario resolver estas integrales usando la paquetería FeynCalc, por que sólo escribiremos los resultados de dichas integrales. Iniciemos con los lazos mediados por fermiones, tenemos entonces

$$\mathcal{M}_f^{\mu\nu} = A_f g^{\mu\nu} + B_f k_1^\nu k_2^\mu, \quad (3.10)$$

donde

$$A_f = 4m_f \left((4m_f^2 - m_\phi^2) C_0(m_\phi^2, 0, 0, m_f^2, m_f^2, m_f^2) + 2 \right)$$

y

$$B_f = -\frac{8m_f \left((4m_f^2 - m_\phi^2) C_0(m_\phi^2, 0, 0, m_f^2, m_f^2, m_f^2) + 2 \right)}{m_\phi^2}.$$

Para la contribución de los lazos mediados por los bosones cargados se tiene

$$\mathcal{M}_W^{\mu\nu} = A_W g^{\mu\nu} + B_W k_1^\nu k_2^\mu, \quad (3.11)$$

donde

$$A_W = -\frac{6m_W^2 + m_\phi^2 + 6 \left(2m_W^4 - m_W^2 m_\phi^2 \right) C_0 \left(m_\phi^2, 0, 0, m_W^2, m_W^2, m_W^2 \right)}{m_W^2}$$

y

$$B_W = \frac{2 \left(6m_W^2 + m_\phi^2 + 6 \left(2m_W^4 - m_W^2 m_\phi^2 \right) C_0 \left(m_\phi^2, 0, 0, m_W^2, m_W^2, m_W^2 \right) \right)}{m_W^2 m_\phi^2}.$$

De manera análoga se obtienen los coeficientes de P-V para los lazos mediados por W_H . Con estos resultados podemos escribir la amplitud de decaimiento como:

$$\mathcal{M}(\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (\mathcal{A}g^{\mu\nu} + \mathcal{B}k_1^\nu k_2^\mu)\epsilon_\mu(k_1)\epsilon_\nu(k_2), \quad (3.12)$$

donde \mathcal{A} y \mathcal{B} contienen los coeficientes de P-V de los dos grupos de diagramas dados como $\mathcal{A} = A_f + A_W$ y $\mathcal{B} = B_f + B_W$. Cabe recordar que el objetivo de nuestro trabajo es determinar la contribución dominante del grupo de diagramas.

3.3. Anchura de decaimiento

Para calcular la anchura de decaimiento partimos de la ecuación (38.17) dada en la referencia [32]

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\mathbf{p}_1|}{M^2} d\Omega, \quad (3.13)$$

donde $d\Omega = d\phi_1 d(\cos\theta_1)$ es el ángulo sólido de la partícula 1. En la figura 3.3 se representa el decaimiento de una partícula de masa M a dos partículas de masas m_1 y m_2 , cuadrimomentos \mathbf{p}_1 y \mathbf{p}_2 respectivamente.

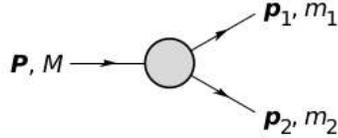


Figura 3.3: Decaimiento de $1 \rightarrow 2$ partículas.

En un sistema de referencia en reposo donde la partícula se descompone en dos partículas se tiene que

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}_1| &= |\mathbf{p}_2| \\ &= \frac{\sqrt{[(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)]}}{2M} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Esta última relación se obtuvo a partir de las siguientes condiciones:

- 1.- Conservación de cuadri-momento: $p = p_1 + p_2$.
- 2.- Condición de capa de masa.

$$\begin{aligned} p^2 &= M^2, & p_1^2 &= m_1^2, & p_2^2 &= m_2^2, \\ p &= (M, \mathbf{0}), & p_1 &= (E_1, \mathbf{p}_1), & p_2 &= (E_2, \mathbf{p}_2), \end{aligned} \quad (3.15)$$

por lo tanto

$$p \cdot p_i = ME_i \Rightarrow E_i = \frac{1}{M} p \cdot p_i = \frac{1}{M} (p_1 \cdot p_i + p_2 \cdot p_i),$$

y teniendo en cuenta que

$$p_1 \cdot p_2 = \frac{1}{2} = [(p_1 + p_2)^2 - p_1^2 - p_2^2] = \frac{1}{2}[M^2 - m_1^2 - m_2^2]$$

finalmente tenemos

$$E_1 = \frac{1}{M}(p_1^2 + p_1 p_2) = \frac{1}{2M}(M^2 + m_1^2 - m_2^2),$$

$$E_2 = \frac{1}{2M}(M^2 - m_1^2 + m_2^2)$$

Usando la ecuación $E = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$ y $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$ obtenemos

$$|\mathbf{p}_1| = \frac{1}{2M} \sqrt{(M^4 - 2M^2(m_1^2 + m_2^2) + (m_1^2 - m_2^2)^2)} = |\mathbf{p}_2|, \quad (3.16)$$

reescribiendo esta última expresión se tiene:

$$|\mathbf{p}_1| = \frac{\sqrt{[(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)]}}{2M}. \quad (3.17)$$

Capítulo 4

Resultados

Analicemos ahora los resultados numéricos de la anchura de decaimiento para el proceso $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Dado que este decaimiento recibe contribuciones de dos conjuntos de diagramas, analizaremos estas contribuciones de manera individual, esto para conocer el conjunto de diagramas que tiene la mayor contribución a la anchura. Como nuestra amplitud esta en términos de los coeficientes de Passarino-Veltman (P-V), es necesario utilizar otra paquetería propia de física de altas energías llamado *LoopTools* [33], esto es para evaluar a dichas funciones de P-V.

4.1. Contribuciones al decaimiento $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Las contribuciones al decaimiento se deben principalmente a dos grupos de diagramas de Feynman los cuales son:

- Lazos triangulares mediados por fermiones
- Lazos triangulares y de burbuja mediados por W_L^\pm y W_H^\pm .

De acuerdo a la ecuación (4.1) la anchura para este decaimiento se obtiene considerando $m_1 = m_2 = m_\gamma = 0$.

La expresión para la anchura podemos escribirla de forma genérica dada por

$$\Gamma(\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{16\pi m_{\phi^0}} |C_i A_i|^2 \quad (4.1)$$

donde $C_i = C_f, C_{W_L}, C_{W_H}$ corresponde a las constantes de acoplamiento para cada conjunto de los diagramas de Feynman. De la expresión (4.1) es posible calcular la contribución de la anchura de decaimiento, por lo que se tendría tres expresiones distintas:

$$\Gamma_f(\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{16\pi m_{\phi^0}} |C_f A_f|^2, \quad (4.2)$$

$$\Gamma_{W_L}(\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{16\pi m_{\phi^0}} |C_{W_L} A_{W_L}|^2, \quad (4.3)$$

y

$$\Gamma_{W_H}(\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{16\pi m_{\phi^0}} |C_{W_H} A_{W_H}|^2. \quad (4.4)$$

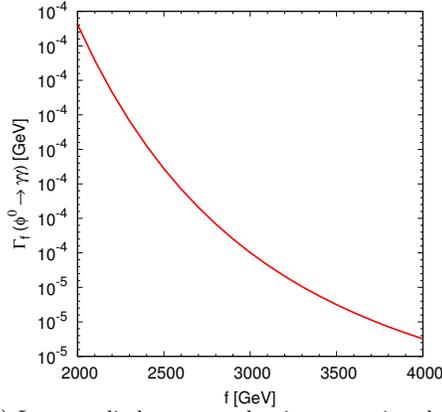
CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. CONTRIBUCIONES AL DECAIMIENTO $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

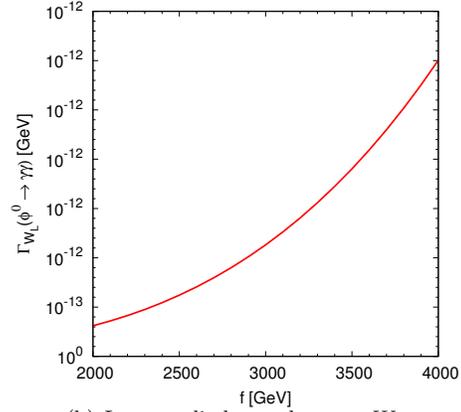
Vamos ahora a gráficar cada una de las expresiones anteriores con el objeto de conocer el grupo de diagramas con mayor contribución a la anchura de decaimiento. Las constantes de acoplamiento C_i involucradas en nuestros cálculos son:

- $C_f = \frac{e^2 m_f Q_f^2 (\frac{v}{f} - \sqrt{2}s_0)}{\sqrt{2}v}$,
- $C_{W_L} = \frac{1}{2}g^4 s_w^2 (s_0 v - 2\sqrt{2}v')$,
- $C_{W_H} = -\frac{1}{2}g^4 s_w^2 (s_0 v - 2\sqrt{2}v')$

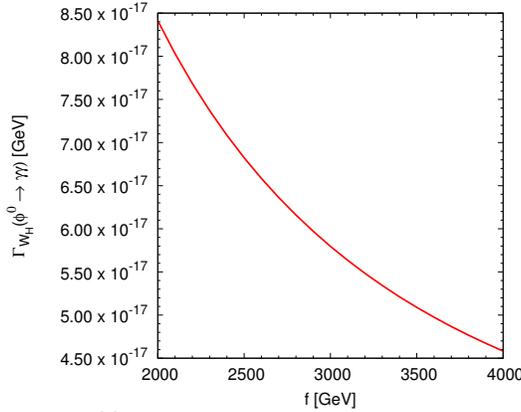
aquí C_f corresponde a la constante de acoplamiento para fermiones, C_{W_L} la constante de acoplamiento para el lazo donde circulan bosones cargados del ME, W_H es la constante para el grupo de diagramas con bosones del modelo con un bosón de Higgs ligero.



(a) Lazo mediado por quarks tipo up y tipo down.



(b) Lazo mediado por bosones W_L .



(c) Lazo mediado por bosones W_H .

Figura 4.1: Comparación de la anchura de decaimiento para $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ respecto al parámetro f de los tres grupos de diagramas de Feynman.

En la gráfica 4.1 se puede apreciar el comportamiento de la anchura de cada conjunto de diagramas donde se observa que dicho comportamiento es distinto para cada grupo de diagramas, debido a que los acoplamientos dependen de los parámetros f y v' , el cual elegimos igual a 1 [34] además de la forma de los propagadores que circulan en el lazo.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. CONTRIBUCIONES AL DECAIMIENTO $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Por otro lado, claramente se puede observar que el conjunto de mayor contribución a la anchura de decaimiento es aquel mediado solo por quarks del ME, correspondiente al inciso (a). Cabe hacer mención que los acoplamientos de ϕ^0 con leptones no están presentes en las reglas de Feynman del modelo con un bosón del higgs ligero. Los valores que toma Γ_f esta en el rango de 2.32×10^{-4} GeV hasta 5.02×10^{-5} GeV para $f = 2000$ GeV y $f = 4000$ GeV respectivamente. En el inciso (b), la partícula que circula en el lazo es un bosón de norma cargados W_L^\pm , su contribución a la anchura de decaimiento para $f = 2000$ GeV le corresponde un valor de $\Gamma_{W_L} = 3.104 \times 10^{-13}$ GeV y va incrementando su valor conforme f alcanza el valor de 4000 GeV donde $\Gamma_{W_L} = 3.00 \times 10^{-12}$ GeV. Finalmente en el inciso (c) se muestra la forma de Γ_{W_H} donde se ve que para $f = 2000$ GeV se obtiene $\Gamma_{W_H} = 8.41 \times 10^{-17}$ GeV y para $f = 4$ se tiene que $\Gamma_{W_H} = 4.58 \times 10^{-17}$ GeV, el cual es del mismo orden pero decrece por un factor de dos.

4.2. Conclusiones y Perspectivas

En esta tesis presentamos los resultados para la anchura de decaimiento a orden de un lazo de la partícula escalar $\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ en la versión más económica de los modelos con un bosón de Higgs ligero. Clasificamos la contribución a la anchura en tres conjuntos de diagramas de Feynman: mediados por fermiones del ME, bosones cargados W del ME y diagramas de Feynman mediados por bosones de norma W_H del modelo con un bosón más ligero.

Encontramos que el conjunto de mayor contribución es aquel mediado por fermiones donde la anchura depende de la masa de la partícula escalar ϕ^0 , del parámetro f y v' , estas dos últimas también se encuentran en las constantes de acoplamiento. Dicha contribución es del orden de 10^{-4} GeV para $f = 2000$ GeV y va decreciendo este valor hasta del orden de 10^{-5} GeV para $f = 4000$ GeV. Encontramos también que las contribuciones mediadas por los bosones cargados W_L es de menor orden: $10^{-13} - 10^{-12}$ GeV para $f = 2000$ GeV y $f = 4000$ GeV respectivamente y W_H del orden de 10^{-17} GeV en esta misma región de valores para f .

Las perspectivas de nuestro trabajo son en general, realizar un análisis similar utilizando la versión: modelo con un bosón de Higgs ligero con paridad T, ya que los acoplamientos son modificados debido a esta nueva partícula. Se espera también que nuestro análisis pueda contribuir a un estudio más general y detallado en el decaimiento de esta partícula ϕ^0 en los modelos de extensión.

Bibliografía

- [1] Steven Weinberg, *The Discovery of Subatomic Particles*, Scientific American Library, New York, 1983.
- [2] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles Physics*. Jhon Wiley & and sons, inc. 1987.
- [3] T Teubner. *The Standard Model*. University of Liverpool. Lecture presented at the School for Experimental High Energy Physics Students Somerville College, Oxford, September 2009.
- [4] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], *Phys. Lett. B* **716**, 30 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [5] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* **716**, 1 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [6] Yorikiyo Nagashima. *Elementary Particle Physics. Volume 1: Quantum Field Theory and Particles*. WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA. 2009.
- [7] Michael A.F J. Levi. *Applied Quantum Mechanics, Second Edition*.
- [8] Alan Durrant. *Quantum Physics of Matter*. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia in association with The Open University, 2000.
- [9] John F. Donoghue, Eugene Golowich, Barry R. Holstein. *Dyanamics of the Standard Model*. Cambridge University Press. (Revised version 1994).
- [10] S. Troitsky, *Phys. Usp.* **55**, 72 (2012) [*Usp. Fiz. Nauk* **182**, 77 (2012)] doi:10.3367/UFNe.0182.201201d.0077 [arXiv:1112.4515 [hep-ph]].
- [11] K. Nakamura *et al.* [Particle Data Group], *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
- [12] W. M. Alberico, S. M. Bilenky, *Phys. Part. Nucl.* **35**, 297-323 (2004). [hep-ph/0306239].
- [13] M. Schmaltz, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **117**, 40 (2003) [arXiv:hep-ph/0210415].
- [14] N. Arkani-Hamed, E. Katz, A. E. Nelson *JHEP* 0207:034,2002 [arXiv:hep-ph/0206021].
- [15] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath and L. T. Wang, “Phenomenology of the little Higgs model,” *Phys. Rev. D* **67**, 095004 (2003) [arXiv:hep-ph/0301040].
- [16] I. Low, W. Skiba and D. Tucker-Smith, *Phys. Rev. D* **66**, 072001 (2002) [arXiv:hep-ph/0207243].
- [17] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, T. Gregoire and J. G. Wacker, *JHEP* **0208**, 021 (2002) [arXiv:hep-ph/0206020].
- [18] T. Gregoire and J. G. Wacker, *JHEP* **0208**, 019 (2002) [arXiv:hep-ph/0206023].

- [19] H. S. Goh and S. Su, Phys. Rev. D **75**, 075010 (2007) [hep-ph/0611015].
- [20] M. B. Tully and G. C. Joshi, Int. J. Mod. Phys. A **18**, 1573 (2003) [hep-ph/9810282].
- [21] L. Brigliadori, EPJ Web Conf. **90**, 05001 (2015).
- [22] S. R. Coleman and E. J. Weinberg, Phys. Rev. D **7**, 1888 (1973).
- [23] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1302**, 095 (2013) [arXiv:1211.6956 [hep-ex]].
- [24] CMS Collaboration [CMS Collaboration], CMS-PAS-HIG-13-021.
- [25] N. Chen, J. Li and Y. Liu, arXiv:1509.03848 [hep-ph].
- [26] L. C. Lü, C. Du, Y. Fang, H. J. He and H. Zhang, arXiv:1507.02644 [hep-ph].
- [27] A. Alves, E. Ramirez Barreto, A. G. Dias, C. A. de S.Pires, F. S. Queiroz and P. S. Rodrigues da Silva, Eur. Phys. J. C **73**, no. 2, 2288 (2013) [arXiv:1207.3699 [hep-ph]].
- [28] D. T. Binh, L. T. Hue, D. T. Huong and H. N. Long, Eur. Phys. J. C **74**, no. 5, 2851 (2014) [arXiv:1308.3085 [hep-ph]].
- [29] M. Bicer *et al.* [TLEP Design Study Working Group Collaboration], JHEP **1401**, 164 (2014) [arXiv:1308.6176 [hep-ex]].
- [30] [CEPC-SPPC Study Group Collaboration], IHEP-CEPC-DR-2015-01, IHEP-AC-2015-01.
- [31] R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, Comput. Phys. Commun. **64**, 345 (1991).
- [32] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [33] T. Hahn and M. Perez-Victoria, Comput. Phys. Commun. **118**, 153 (1999) [hep-ph/9807565].
- [34] M. C. Chen and S. Dawson, “The Littlest Higgs model and one-loop electroweak precision constraints,” hep-ph/0409163.