



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Decaimiento del bosón de Higgs $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el modelo de
dos dobletes de Higgs

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Carolina Ramírez Alvarado

asesorada por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
Febrero de 2016



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Decaimiento del bosón de Higgs $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el modelo de
dos dobletes de Higgs

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Carolina Ramírez Alvarado

asesorada por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
Febrero de 2016

Título: Decaimiento del bosón de Higgs $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el modelo de dos dobletes de Higgs

Estudiante: CAROLINA RAMÍREZ ALVARADO

COMITÉ

Dr. Javier Miguel
Hernández López
Presidente

Dr. Jaime Hernández
Sánchez
Secretario

Dr. Alfonso Rosado
Sánchez
Vocal

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Asesor

Índice general

Resumen	VII
Introducción	IX
1. El modelo estándar	1
1.1. Antecedentes	1
1.2. El modelo estándar (sector electrodébil)	3
1.2.1. Sector escalar	3
1.2.2. El sector de norma	4
1.2.3. El sector leptónico	4
1.2.4. Lagrangiano de Yukawa	7
1.2.5. Mecanismo de Higgs	8
2. Física del bosón de Higgs	11
2.1. Modos de producción de un bosón de Higgs en colisionadores hadrónicos	11
2.1.1. Producción mediante fusión gluon-gluon	11
2.1.2. Proceso de producción mediante fusión de bosones vectoriales (VBF)	13
2.1.3. Producción asociada con quarks pesados $pp \rightarrow Q\bar{Q}H$	14
2.1.4. Producción asociada con bosones W y Z	14
2.2. Modos de decaimiento	15
2.3. Decaimientos a quarks y a leptones	15
2.3.1. Decaimientos a quarks ligeros y correcciones de QCD	15
2.4. Decaimientos en bosones de norma electrodébiles	16
2.5. Decaimientos a nivel de un lazo $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$, y $H \rightarrow gg$	17
2.5.1. Decaimiento a un par de fotones	17
2.5.2. Decaimiento a un fotón y un bosón Z	18
2.5.3. Decaimiento en un par de gluones	19
2.6. Fracciones de decaimiento	20
3. El decaimiento $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el modelo de dos dobletes de Higgs	23
3.1. El modelo de dos dobletes de Higgs	23
3.2. Decaimiento del bosón de Higgs $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ en modelos con dos dobletes de Higgs	24
3.3. Análisis numérico	31
4. Conclusiones	35
Bibliografía	36

Agradecimientos

Le agradezco a mi mamá por las oportunidades que siempre me brinda, por hacer que siempre la admire y me sienta orgullosa de ella, pero sobre todo su inmenso amor que me acompaña en todo momento y a mi papá, quien también representa un ejemplo para mí, por despertar mi interés por la ciencia, por su apoyo y su amor, todo lo que me han dado me ha permitido concluir mis estudios de licenciatura así como esta tesis.

A Gerardo Hernández Tomé por su disposición a apoyarme siempre de manera desinteresada.

A Ricardo Sánchez Vélez por su apoyo en este trabajo.

Al Dr. Gilberto Tavares Velasco por asesorar mi trabajo.

A los miembros del jurado por revisar esta tesis y por sus correcciones a la misma.

A la VIEP BUAP por el apoyo económico otorgado para la realización de ésta tesis.

Resumen

Los decaimientos raros del bosón de Higgs son aquellos que, de acuerdo a las predicciones del modelo estándar de las interacciones fundamentales, ocurren con una fracción de decaimiento extremadamente pequeña. Sin embargo dicha fracción de decaimiento podría recibir un incremento notable en una teoría de extensión. En este trabajo se examina el decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$, el cual ya ha sido estudiado anteriormente en el marco del modelo estándar, en donde tiene una fracción de decaimiento del orden de 10^{-9} , lo cual estaría lejos del alcance de su detección experimental. Nosotros nos enfocamos en estudiar este decaimiento en el marco del modelo de dos dobletes de Higgs. Nos interesa estudiar el escenario en donde existe la posibilidad de que exista un pseudoescalar A muy ligero, con masa $m_A \leq m_h - m_Z$, de manera que el decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ podría ocurrir en dos etapas: primer ocurriría el decaimiento $h \rightarrow ZA$, con Z y A on-shell, y posteriormente el pseudoescalar decaería como $A \rightarrow \gamma\gamma$ mediante un triángulo de fermiones. Esperamos que la anchura de decaimiento se pueda incrementar mediante este proceso en comparación con el decaimiento que ocurre en el modelo estándar y que procede mediante diagramas de caja.

Introducción

El estudio de los decaimientos del bosón de Higgs ha sido objeto de gran interés desde el mismo surgimiento del modelo estándar de las interacciones electrodébiles, lo que se debe a que esta partícula juega un rol fundamental en el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, que a su vez es responsable de dotar de masa a las demás partículas elementales. Después de que en el año de 2012 se encontraron evidencias experimentales, en el gran colisionador de hadrones (LHC) del CERN, que llevaron al descubrimiento de el largamente buscado bosón de Higgs, se ha abierto la posibilidad de que en el futuro se puedan estudiar, en el mismo LHC o en algún acelerador futuro, diversos decaimientos raros de esta partícula. Estos tipos de decaimientos son aquellos que, de acuerdo a lo predicho por el modelo estándar, podrían ocurrir con una probabilidad muy pequeña, pero que sin embargo podrían ofrecer nuevas perspectivas de detección experimental. Mas aún en el marco de algunas teorías de extensión, este tipo de decaimientos podrían tener una anchura de decaimiento sustancialmente mayor que en el modelo estándar y por lo tanto podrían servir para poner a prueba las predicciones de esta teoría. En este trabajo nos centraremos en particular en el decaimiento del bosón de Higgs $h \rightarrow Z\gamma\gamma$. En el modelo estándar estos decaimientos ocurren a nivel de un lazo mediante diagramas de caja. En teorías de extensión, como los modelos con multipletes de Higgs o teorías supersimétricas, la anchura de estos decaimientos podría recibir un incremento importante ya que pueden ocurrir mediante diagramas de triángulo mediados por un pseudoescalar ligero A .

Capítulo 1

El modelo estándar

1.1. Antecedentes

En la incesante búsqueda de la física por responder de que esta hecha la materia, y cuales son los límites de ésta, se ha desarrollado, la teoría cuántica de campos. Esta teoría tuvo sus comienzos desde principios del siglo XX cuando Max Planck dio una explicación teórica a la radiación del cuerpo negro, cuya hipótesis fué que la energía radiada o absorbida de un cuerpo no es continua sino discreta y es igual a la constante universal de Planck por la frecuencia de radiación, con la ecuación $E = h\nu$. Poco después Albert Einstein retomó las bases de esta teoría para explicar el efecto fotoeléctrico, proponiendo al fotón como una partícula, Einstein también explicó la equivalencia entre masa y energía con su famosa ecuación $E = mc^2$ y fue así como empezó el desarrollo de la mecánica cuántica. Al transcurrir el siglo XX, se fueron presentando escenarios en el marco de esta ciencia, que reafirmaban las hipótesis de que al igual que la energía otras cantidades físicas están cuantizadas. En 1925 Schrodinger describió la evolución temporal de una partícula con masa, en la ecuación que lleva su nombre, sin embargo esta tiene ciertas limitaciones por ejemplo para describir partículas subatómicas que viajan a velocidades cercanas a las de la luz, donde era necesario tomar en cuenta la teoría especial de la relatividad desarrollada por Einstein dos décadas antes, además de que no incorpora de manera adecuada el espín de las partículas. En 1927 Pauli hizo una generalización de la ecuación de Schrodinger, que sí incorpora el espín de las partículas aunque todavía hacía falta tomar en cuenta los efectos relativistas que actúan en partículas subatómicas. Fue en 1928 que Paul Dirac formuló la ecuación que explica la evolución de un electrón y que es válida en mecánica cuántica y mecánica relativista, además de que integra el espín de las partículas. Esta ecuación también predice la existencia de la antimateria. En la década de 1930 ya estaba bien establecida la mecánica cuántica relativista, y con los experimentos de dispersión de las tres partículas fundamentales, hasta ese momento el electrón, el protón y el neutrón, se seguían descubriendo nuevas partículas, que aún no se predecían con la física desarrollada hasta ese entonces.

El modelo estándar reconoce cuatro fuerzas fundamentales: la fuerza electromagnética, que es responsable de la repulsión entre dos protones por ejemplo; la fuerza débil, que es responsable de los procesos del decaimiento beta; la fuerza fuerte, que hace posible que dos protones permanezcan juntos en un núcleo y no se repelan debido a la fuerza electromagnética ejercida entre ellos; y la fuerza de gravedad, responsable de que los planetas en nuestra galaxia giren alrededor de nuestro Sol, aunque esta fuerza no se integra al modelo estándar debido a que a escalas subatómicas sus efectos son despreciables. En el modelo estándar la materia está compuesta por fermiones, quarks y leptones, por otro lado están las partículas mediadoras de las interacciones fundamentales. Estas partículas se clasifican como se muestra en los Cuadros 1.1 y 1.2

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

1.1. ANTECEDENTES

Cuadro 1.1: Partículas elementales

Generación	fermión	espín	carga em	carga débil	carga de color	masa MeV/c^2
I	u	+1/2	+2/3	+1/2	RGB	$0.0023^{+0.0007}_{-0.0005}$
	d	+1/2	-1/3	-1/2	RGB	$0.0048^{0.0007}_{0.0003}$
	ν_e	+1/2	0	+1/2	0	pequeña
	e	+1/2	-1	-1/2	0	0.000511
II	c	+1/2	+2/3	+1/2	RGB	1.275 ± 0.025
	s	+1/2	-1/3	-1/2	RGB	0.095 ± 0.005
	ν_μ	+1/2	0	+1/2	0	pequeña
	μ	+1/2	-1	-1/2	0	0.105658
III	t	+1/2	+2/3	+1/2	RGB	173.5 ± 1.0
	b	+1/2	-1/3	-1/2	RGB	4.65 ± 0.03
	ν_τ	+1/2	0	+1/2	0	pequeña
	τ	+1/2	-1	-1/2	0	1.77682 ± 0.00016

Cuadro 1.2: Partículas mediadoras

Bosones	espín	carga em	carga de color	masa MeV/c^2	Interacción
Fotón γ	1	Neutra	Neutra	0	Electromagnética
Bosón W	1	± 1	Neutra	80.000	Débil
Bosón Z	1	Neutra	Neutra	91.000	Débil
Gluón	1	Neutra	color+anticolor	0	Fuerte

Cabe mencionar que nunca se han encontrado quarks libres como en el caso de los leptones, porque los quarks están siempre confinados en hadrones, así la suma algebraica de la carga eléctrica de los quarks que forman un hadrón es un múltiplo entero de e .

A partir del desarrollo de la electrodinámica cuántica para las interacciones entre fotones y electrones y la cromodinámica cuántica para las interacciones entre gluones y quarks, el modelo estándar describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética, debidas a las propiedades fundamentales de la materia. Con cada fuerza se asocia la carga de color, carga débil y carga eléctrica respectivamente, mediante el grupo de simetría de norma $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Además de las partículas de materia y mediadoras, el modelo estándar introduce una nueva partícula que sería la que dota de masa a las partículas elementales. Esta partícula se conoce como el bosón de Higgs. Después de varios años de análisis de datos experimentales, se comprobó que la simetrías de norma $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ y $SU(3)_C$ describen adecuadamente a las interacciones electrodébil y fuerte. Finalmente en julio de 2012 se encontró en el CERN, el bosón de Higgs.

Aunque el modelo estándar describe de manera casi exacta las interacciones fundamentales entre las partículas de materia, existen sin embargo más interrogantes, que no tienen respuesta aún, algunas de ellas se refieren a la asimetría de materia y antimateria, a los orígenes de la violación de CP, a la jerarquía entre las masas de los fermiones, a como introducir la fuerza gravedad, la cual tendría asociada su partícula mediadora que se conoce como el gravitón, etc. Debido a ello se han propuesto diversas teorías llamadas de extensión del modelo estándar, las cuales buscan el camino para construir una teoría fundamental.

1.2. El modelo estándar (sector electrodébil)

1.2.1. Sector escalar

Necesitamos una densidad lagrangiana que sea invariante bajo los grupos de simetría $SU(2)$ y $U(1)$, para esto tomaremos el campo de dos componentes:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

donde Φ_A y Φ_B son campos escalares complejos dados de la siguiente manera:

$$\Phi_A = \phi_1 + i\phi_2 \quad , \quad \Phi_B = \phi_3 + i\phi_4$$

Sabemos que cualquier elemento del grupo $U(1)$ se puede escribir de la forma $U = e^{-i\theta}$, denotemos como $\mathbf{U} = e^{-i\alpha^k \tau^k}$ a un elemento de $SU(2)$. Aquí los parámetros θ y α_i son constantes y τ_k son los generadores de $SU(2)$. La transformación del campo escalar

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta} \mathbf{U} \Phi \quad (1.2)$$

es una transformación global ante el grupo de simetría $U(1) \otimes SU(2)$.

El lagrangiano del sector escalar, invariante ante la simetría global ante $U(1) \otimes SU(2)$ está dado por

$$\mathcal{L}_\Phi = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (1.3)$$

En el modelo estándar las simetrías globales se deben promover a simetrías locales. La transformación ante el grupo de norma $U(1) \otimes SU(2)$ está dada por

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta(x)\tau^0} e^{-i\alpha^k(x)\tau^k} \Phi \quad (1.4)$$

donde $\tau^0 = \mathbf{I}$. Ahora θ y α_i son funciones del espacio-tiempo. Para obtener una densidad lagrangiana invariante de norma debemos de reemplazar la derivada ordinaria por la derivada covariante $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$, la cual está dada por

$$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu + \frac{ig_1}{2} B_\mu + \frac{ig_2}{2} W_\mu \right) \Phi \quad (1.5)$$

donde g_1 y g_2 son las constantes de acoplamiento y se han introducido los campos de norma asociados a los grupos $U(1)$ y $SU(2)$, denotados por B_μ y \vec{W}_μ . Este último está dado por

$$\vec{W}_\mu(x) = W_\mu^k(x) \tau^k = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

La regla de transformación de estos campos ante el grupo de norma es:

$$B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu(x) = B_\mu(x) + \frac{2}{g_1} \partial_\mu \theta$$

$$\vec{W}_\mu \rightarrow \vec{W}'_\mu = U \vec{W}_\mu U^\dagger - \frac{2i}{g_2} \partial(U) U^\dagger$$

La densidad lagrangiana invariante ante esta transformación de norma $U(1) \otimes SU(2)$ es:

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

en donde $V(\Phi^\dagger \Phi)$ es el potencial escalar.

1.2.2. El sector de norma

Ahora debemos introducir las densidades lagrangianas para los campos de norma. Introducimos el tensor de curvatura para el campo B_μ , el cual está dado por

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

En el caso del campo de norma \vec{W}_μ , la definición es un poco más complicada porque el grupo $SU(2)$ es no abeliano. En este caso introducimos el tensor

$$\vec{W}_{\mu\nu} = [\partial_\mu + \frac{ig_2}{2} \vec{W}_\mu] \vec{W}_\nu - [\partial_\nu + \frac{ig_2}{2} \vec{W}_\nu] \vec{W}_\mu$$

La parte dinámica de la densidad lagrangiana asociada a los campos de norma está dada por:

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{8} \text{Tr}(\vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu}) = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_i W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} \quad (1.8)$$

Definimos ahora

$$W_{\mu\nu}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2)$$

$$W_{\mu\nu}^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 + iW_{\mu\nu}^2) = (W_{\mu\nu}^+)^{\dagger}$$

Por lo que:

$$W_{\mu\nu}^+ W_{\mu\nu}^- = \frac{1}{2} [W_{\mu\nu}^1 W^{1\mu\nu} + W_{\mu\nu}^2 W^{2\mu\nu}]$$

Entonces:

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^- W_{\mu\nu}^+ - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} \quad (1.9)$$

Dado que los términos de masa de los bosones de norma violan invarianza de norma, es necesario emplear el mecanismo de Higgs para generar este tipo de términos pues experimentalmente se sabe que los bosones débiles deben tener masa. Una vez que efectuemos el proceso de rompimiento espontáneo de la simetría será necesario efectuar una rotación para obtener los campos físicos: el fotón A , el bosón de norma neutro Z y el bosón de norma cargado W . Entonces debemos desarrollar la densidad lagrangiana \mathcal{L}_G en términos de los campos físicos pero este proceso es muy extenso y lo omitiremos en esta tesis. Solo mencionaremos que los campos de norma se relacionan con los campos físicos por las relaciones

$$W_\mu^3 = A_\mu \sin \theta_W + Z_\mu \cos \theta_W \quad (1.10)$$

$$B_\mu = -Z_\mu \sin \theta_W + A_\mu \cos \theta_W \quad (1.11)$$

donde θ_W es el ángulo de Weinberg, que es el ángulo de rotación de campos de norma a campos de masa.

1.2.3. El sector leptónico

Evidencias experimentales indican que la fuerza débil solo actúa sobre los fermiones izquierdos. Por cada familia de leptones se introduce un doblete leptónico izquierdo. En el caso de la primera familia se tiene

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.2. EL MODELO ESTÁNDAR (SECTOR ELECTRODÉBIL)

Bajo una transformación ante el grupo $SU(2)$ este doblete se transforma como

$$\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L}' = \mathbf{U}\mathbf{L} \quad (1.13)$$

donde \mathbf{U} se ha introducido anteriormente. Dado que la parte derecha de los fermiones no interactúa débilmente y debido a la ausencia de los neutrinos se introduce un singlete derecho para el electrón, el cual se transforma como

$$e_R \rightarrow e'_R = e_R$$

La densidad lagrangiana del sector leptónico está dada por

$$\mathcal{L}_{dinamico}^e = \mathbf{L}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu i D_\mu \mathbf{L} + e_R^\dagger \sigma^\mu i \partial_\mu e_R \quad (1.14)$$

donde se debe introducir un término similar para la segunda y tercera familia leptónica. Note que hemos omitido los términos de masa porque estos violan la invarianza de norma. Para introducir los términos de masa debemos de emplear el mecanismo de Yukawa.

La derivada covariante del doblete está dada por

$$D_\mu \mathbf{L} = \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} B_\mu + \frac{ig_2}{2} \vec{W}_\mu \right) \mathbf{L} \quad (1.15)$$

Mientras que para e_R la derivada covariante debe ser de la forma:

$$D_\mu e_R = \left(\partial_\mu + \frac{ig_1''}{2} B_\mu \right) e_R \quad (1.16)$$

Aquí g' y g'' son constantes de acoplamiento que se deben determinar al fijar las interacciones con el campo electromagnético.

Introduzcamos ahora los campos físicos. Sabemos que se debe efectuar una rotación a los campos de norma para obtener los campos físicos: el fotón A_μ , el bosón de norma neutro Z_μ y el bosón de norma cargado W_μ^\pm . Los campos de norma W_μ^3 y B_μ están dados por

$$W_\mu^3 = A_\mu \sin \theta_W + Z_\mu \cos \theta_W \quad (1.17)$$

$$B_\mu = -Z_\mu \sin \theta_W + A_\mu \cos \theta_W \quad (1.18)$$

donde θ_W es el ángulo de Weinberg. Por otra parte definimos

$$W_\mu^1 \mp iW_\mu^2 = \sqrt{2}W_\mu^\pm \quad (1.19)$$

De este modo el campo de norma \vec{W}_μ está dado por

$$\vec{W}_\mu(x) = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

La derivada covariante del doblete leptónico se puede escribir como

$$\begin{pmatrix} \partial_\mu + \frac{i}{2}(g_2 s_W + g' c_W)A_\mu + \frac{i}{2}(g_2 c_W - g' s_W)Z_\mu & \frac{ig_2}{\sqrt{2}}W_\mu^+ \\ \frac{ig_2}{\sqrt{2}}W_\mu^- & \partial_\mu + \frac{i}{2}(-g_2 s_W + g' c_W)A_\mu - \frac{i}{2}(g_2 c_W + g' s_W)Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

donde introducimos la abreviación $s_W = \sin \theta_W$ y $c_W = \cos \theta_W$.

Renombrando los términos de la ecuación anterior por bloques se tiene:

$$D_\mu \mathbf{L} = \begin{pmatrix} D_\mu^{11} & D_\mu^{12} \\ D_\mu^{21} & D_\mu^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.2. EL MODELO ESTÁNDAR (SECTOR ELECTRODÉBIL)

El término

$$D_\mu^{11}\nu_{eL} = \partial_\mu\nu_{eL} + \frac{i}{2}(g_2 \sin \theta_W + g' \cos \theta_W)A_\mu\nu_{eL} + \frac{i}{2}(g_2 \cos \theta_W - g' \sin \theta_W)Z_\mu\nu_{eL}$$

implica que:

$$g_2 \sin \theta_W + g' \cos \theta_W = 0$$

pero ya que el neutrino no puede acoplarse a nivel de árbol al fotón, porque es eléctricamente neutro, se deduce que:

$$g' = \frac{-g_2 \sin \theta_W}{\cos \theta_W} \quad (1.22)$$

Por otra parte, del término $D_\mu^{22}e_L$ se obtiene:

$$\frac{i}{2}(g' \cos \theta_W - g_2 \sin \theta_W)A_\mu e_L$$

lo que da lugar al acoplamiento $A_\mu \bar{e}_L e_L$, entonces se deduce que

$$\frac{i}{2}(g' \cos \theta_W - g_2 \sin \theta_W) = -e$$

$$g_2 \sin \theta_W = e$$

Por lo tanto:

$$g' = \frac{-e}{\cos \theta_W}, \quad g_2 = \frac{e}{\sin \theta_W}$$

Al reemplazar en la ecuación (1.21) se obtiene:

$$D_\mu \mathbf{L} = \begin{pmatrix} \partial_\mu + \frac{i}{2} \frac{g}{\cos \theta_W} Z_\mu & \frac{ig}{\sqrt{2}W_\mu^+} \\ \frac{ig}{\sqrt{2}W_\mu^-} & \partial_\mu - ieA_\mu - \frac{i}{2}g \frac{(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W)}{\cos \theta_W} Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

donde $g \equiv \frac{e}{\sin \theta_W}$.

Por otra parte tenemos: $\mathbf{L}^\dagger = (\nu_{eL}^\dagger \quad e_L^\dagger)$, entonces:

$$\mathbf{L}^\dagger \tilde{\sigma}_\mu D_\mu \mathbf{L} = \begin{pmatrix} (\nu_{eL}^\dagger \tilde{\sigma}) [\partial_\mu \nu_{eL} + \frac{ig}{2 \cos \theta_W} Z_\mu \nu_{eL} + \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ e_L] \\ (e_L^\dagger \tilde{\sigma}) [\frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- \nu_{eL} + \partial_\mu e_L - ieA_\mu e_L - \frac{ig}{2} \frac{(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W)}{\cos \theta_W} Z_\mu e_L] \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

En cuanto al singlete, se tiene:

$$D_\mu e_R = \partial_\mu e_R + \frac{i}{2} g'' (A_\mu \cos \theta_W - Z_\mu \sin \theta_W) e_R \quad (1.25)$$

además

$$e_R^\dagger \sigma^\mu D_\mu e_R = e_R^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu e_R + \frac{i}{2} g'' (A_\mu \cos \theta_W - Z_\mu \sin \theta_W) e_R^\dagger \sigma^\mu e_R \quad (1.26)$$

Para reproducir el acoplamiento $-iee_R^\dagger \sigma^\mu e_R A_\mu$ se debe tomar :

$$g'' = \frac{-2e}{\cos \theta_W}$$

Al realizar esta sustitución se tiene:

$$e_R^\dagger \sigma^\mu D_\mu e_R = e_R^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu e_R - iee_R^\dagger \sigma^\mu e_R A_\mu + ie \tan \theta_W e_R^\dagger \sigma^\mu e_R Z_\mu$$

De este modo podemos desarrollar la densidad lagrangiana del sector leptónico como

$$\mathcal{L}_L = ie_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu e_L + ie_R^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu e_R + i\nu_{eL}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu \nu_{eL} + \mathcal{L}_L^{int} \quad (1.27)$$

Aquí \mathcal{L}_L^{int} nos da las interacciones de ν_e y e con A_μ , Z_μ y W_μ^\pm

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_L^{int} &= -ie_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu e_L A_\mu - ie_R^\dagger \sigma^\mu e_R A_\mu \\ &- \frac{ig}{2 \cos \theta_W} (\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W) e_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu e_L Z_\mu + \frac{ig}{\cos \theta_W} \sin^2 \theta_W e_R^\dagger \sigma^\mu e_R Z_\mu \\ &+ \frac{ig}{\sqrt{2}} e_L^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{eL} W_\mu^- + \frac{ig}{2 \cos \theta_W} \nu_{eL}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{eL} Z_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}} \nu_{eL}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu e_L W_\mu^+ \end{aligned} \quad (1.28)$$

El lagrangiano para las tres generaciones de leptones es:

$$L_L = \Sigma_{i=1}^3 [\mathcal{L}_i^\dagger \tilde{\sigma}^\mu i D_\mu \mathcal{L}_i + e_{Ri}^\dagger \sigma^\mu i D_\mu e_{Ri}] \quad (1.29)$$

$$\mathbf{L}_1 = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{L}_2 = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{L}_3 = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$$

De aquí se obtienen términos de interacción como:

$$A_\mu e_{Li}^\dagger e_{Li}, \quad Z_\mu e_{Li}^\dagger e_{Li}, \quad A_\mu e_{Ri}^\dagger e_{Ri}, \quad Z_\mu e_{Ri}^\dagger e_{Ri} W_\mu^+ \nu_{eLi} e_{Li}, \quad W_\mu^- e_{Li}^\dagger \nu_{eLi}$$

1.2.4. Lagrangiano de Yukawa

Necesitamos generar masa para los leptones cargados, esto se logra mediante el lagrangiano de Yukawa. Para la primera familia de leptones se tiene

$$\mathcal{L}_Y = -c_e [\mathbf{L}^\dagger \Phi e_R + e_R \Phi^\dagger \mathbf{L}] \quad (1.30)$$

Ante el grupo $SU(2)$ los campos se transforman como: $e_R \rightarrow e_R$, $\mathbf{L}^\dagger \rightarrow \mathbf{L}^\dagger \Phi^\dagger$, $\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{U} \mathbf{L}$, $\Phi \rightarrow \mathbf{U} \Phi$, y $\Phi^\dagger \rightarrow \Phi^\dagger \mathbf{U}^\dagger$. Consideremos ahora una transformación empleando la norma unitaria. En este caso se tiene

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{h}{\sqrt{2}} + \phi_0 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

$$\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L}' \quad (1.32)$$

Para fines prácticos omitiremos la prima, entonces se tiene

$$\mathcal{L}_Y = -c_e \left(\frac{h}{\sqrt{2}} + \phi_0 \right) (e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L) \quad (1.33)$$

$$= -\frac{c_e}{\sqrt{2}} h (e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L) - c_e \phi_0 (e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L) \quad (1.34)$$

donde $-c_e \phi_0 (e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L)$, corresponde al término de masa del electrón, por lo tanto:

$$c_e = \frac{m_e}{\phi_0}$$

Sustituyendo en \mathcal{L}_Y obtenemos

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{m_e h}{\sqrt{2}\phi_0} (e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L) - m_e (e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L) \quad (1.35)$$

Para las tres familias se tiene:

$$\mathcal{L}_Y = -\sum_{i=1}^3 \left(\frac{m_i}{\sqrt{2}\phi_0} h \bar{e}_i e_i + m_i \bar{e}_i e_i \right) \quad (1.36)$$

Se puede notar que el acoplamiento del bosón de Higgs con los leptones es proporcional a estos de manera que para el electrón es despreciable. El lagrangiano completo del sector leptónico se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{lepton} = \sum_{i=1}^3 \left((ie_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \partial_\mu e_{Li} + ie_{Ri}^\dagger \sigma^\mu \partial_\mu e_{Ri} + i\nu_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu \nu_{Li}) - m_i (e_{Li}^\dagger e_{Ri} + e_{Ri}^\dagger e_{Li}) \right) + \mathcal{L}_L^{int}. \quad (1.37)$$

1.2.5. Mecanismo de Higgs

Es necesario generar masa para los bosones de norma W_μ^\pm y Z_μ , pero el fotón debe permanecer sin masa. Para ello se emplea el mecanismo de Higgs. Consideremos el sector escalar de la sección anterior. Se tiene que el potencial V está dado por

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

Podemos considerar dos casos:

- Si $\mu^2 > 0$ el potencial tiene un mínimo cuando $\phi_0 = 0$.
- Si $\mu^2 < 0$ el potencial es mínimo cuando $\phi_0 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$.

El segundo caso es el que permite el rompimiento espontáneo de la simetría. Por comodidad escribamos el potencial de la siguiente manera

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{m^2}{2\phi_0^2} (\Phi^\dagger \Phi - \phi_0^2)^2 \quad (1.38)$$

Utilicemos la norma unitaria para transformar los campos:

$$\Phi \rightarrow U\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

donde h es un campo escalar real.

La densidad lagrangiana del sector escalar puede escribirse como

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g_2^2}{2} \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}} \right)^2 W_\mu^- W^{+\mu} \quad (1.40)$$

$$+ \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}} \right)^2 \left(\frac{g_2^2}{4} W_\mu^3 W^{3\mu} - \frac{g_1 g_2}{4} W_\mu^3 B^\mu + \frac{g_1^2}{4} B_\mu B^\mu \right) - V(h) \quad (1.41)$$

Debemos efectuar una rotación para eliminar términos no diagonales de la densidad lagrangiana. Tras esta rotación se introducen los campos de masa, los cuales están dados en términos de los campos de norma por las relaciones siguientes:

$$W^\pm = \frac{i}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.2. EL MODELO ESTÁNDAR (SECTOR ELECTRODÉBIL)

$$Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

$$A_\mu = \frac{g_1 W_\mu^3 + g_2 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

Se tiene entonces la densidad lagrangiana

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g_2^2}{2} \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}} \right)^2 W_\mu^- W^{+\mu} \quad (1.42)$$

$$+ \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{g_1^2 + g_2^2}{4} Z_\mu Z^\mu - V(h) \quad (1.43)$$

De esta densidad lagrangiana se encuentra que se generan términos de masa para los bosones de norma W^\pm y Z :

$$m_W = \frac{1}{\sqrt{2}} g_2 \phi_0 \quad (1.44)$$

$$m_Z = \frac{1}{\sqrt{2}} \phi_0 \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \quad (1.45)$$

mientras que para el fotón se tiene $m_A = 0$, como era de esperar. También se derivan las interacciones entre los bosones de norma y el bosón de Higgs, así como los autoacoplamientos de esta partícula.

Capítulo 2

Física del bosón de Higgs

2.1. Modos de producción de un bosón de Higgs en colisionadores hadrónicos

Los principales mecanismos de producción de un bosón de Higgs en el colisionador LHC son:

- Higgstrahlung: $q\bar{q} \rightarrow VH$.
- Fusión de gluones $gg \rightarrow H$.
- Fusión de bosones vectoriales $qq \rightarrow qqH$.
- Producción acompañada con un par de quarks pesados $gg \rightarrow Q\bar{Q}H$.

Los diagramas de Feynman correspondientes se muestran en la Figura 2.1. A continuación presentaremos algunos detalles de estos procesos de producción.

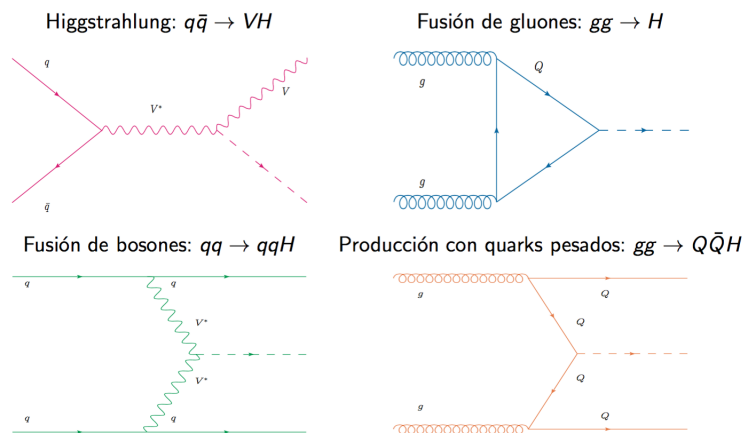


Figura 2.1: Diagramas de Feynman para la producción de un bosón de Higgs en el LHC.

2.1.1. Producción mediante fusión gluon-gluon

El bosón de Higgs tiende a acoplarse a las partículas más pesadas, el quark top es una de ellas, pero es necesario producir estas partículas pesadas en una colisión protón-protón para que después se acoplen al bosón de Higgs, como el quark top se produce solamente con su antipartícula o un

CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.1. MODOS DE PRODUCCIÓN DE UN BOSÓN DE HIGGS EN COLISIONADORES HADRÓNICOS

antiquark bottom, y es un triplete de color, se tienen los siguientes procesos:

$$\gamma \rightarrow t\bar{t} \quad (2.1)$$

$$Z \rightarrow t\bar{t}$$

$$W \rightarrow t\bar{b}$$

$$g \rightarrow t\bar{t}$$

$$(2.2)$$

Como de estas partículas los únicos constituyentes del protón son los gluones, el proceso de producción de interés es $g \rightarrow t\bar{t}$. El par $t\bar{t}$ no puede aniquilarse con una partícula de Higgs como debe ser por la conservación del color, ya que el Higgs no tiene color así que es necesario la interacción con otro gluon. De ahí que se involucren dos gluones, uno para cada protón. Así que el mecanismo de fusión gluon-gluon, es mediado por los lazos triangulares en los cuales circula el quark top.

Sección eficaz de producción a LO (leading order)

Al orden más bajo la sección eficaz partónica está dada por:

$$\hat{\sigma}_{LO} = (gg \rightarrow H) = \sigma_0^H M_H^2 \delta(\hat{s} - M_H^2) = \frac{\pi^2}{8M_H} \Gamma(H \rightarrow gg) \delta(\hat{s} - M_H^2) \quad (2.3)$$

Con \hat{s} la energía del par gg al cuadrado. Al hacer la sustitución:

$$\delta(\hat{s} - M_H^2) \rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{\hat{s} \Gamma_H / M_H}{(\hat{s} - M_H^2)^2 + (\hat{s} \Gamma_H / M_H)^2}$$

e insertar la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow gg)$ al orden más bajo se tiene que:

$$\sigma_0^H = \frac{G_F \alpha_s^2 \mu_R^2}{288 \sqrt{2} \pi} \frac{3}{4} \sum_q |A_{1/2}^H(\tau_Q)|^2 \quad (2.4)$$

donde $\tau_Q = M_H^2 / 4m_Q^2$ y $A_{1/2}^H$ es una función que será mostrada en la sección de decaimientos del bosón de Higgs. En el límite $m_Q \rightarrow 0$ $A_{1/2}^H$ alcanza un valor de $\frac{4}{3}$.

Sección eficaz de producción a NLO (next-to-leading order)

Se consideran los siguientes procesos: $gg \rightarrow H(g)$, $gq \rightarrow Hq$ y $q\bar{q} \rightarrow Hg$ para hacer las correcciones de QCD a $\sigma(pp \rightarrow H + x)$. Esto implica correcciones virtuales a los subprocesos de $gg \rightarrow H$, por lo que la sección eficaz a LO se modifica por el factor α_s y por la radiación de gluones en el estado final, pero el bosón de Higgs se puede producir en colisiones gluon-quark, y la aniquilación de un quark y un antiquark. Añadiendo estas subcorrecciones, la sección eficaz a NLO es:

$$\sigma(pp \rightarrow H + x) = \sigma_0^H [1 + C^H \frac{\alpha_s}{\pi}] \tau_H \frac{dL^{gg}}{d\tau_H} + \Delta\sigma_{gg}^H + \Delta\sigma_{gq}^H + \Delta\sigma_{q\bar{q}}^H \quad (2.5)$$

donde C^H es la contribución del quark a dos lazos, que es regularizada por la parte singular infrarroja de la sección eficaz para la emisión de gluones reales.

La fusión de gluones es el proceso de producción del bosón de Higgs más importante. En la Figura 2.2 se observa una comparación de las secciones eficaces de producción del bosón de Higgs en el LHC.

CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.1. MODOS DE PRODUCCIÓN DE UN BOSÓN DE HIGGS EN COLISIONADORES HADRÓNICOS

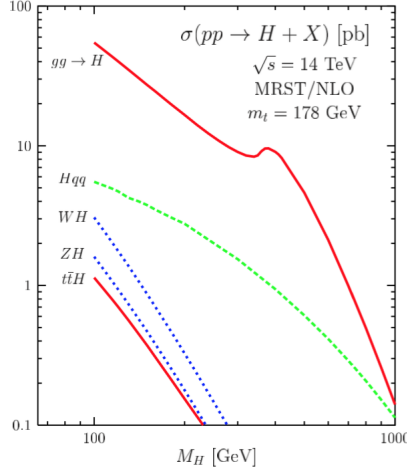


Figura 2.2: Secciones eficaces de la producción de un bosón de Higgs en el LHC.

2.1.2. Proceso de producción mediante fusión de bosones vectoriales (VBF)

Otro proceso de producción de un bosón de Higgs importante es el de fusión de bosones vectoriales (VBF). En este proceso cada uno de los quarks de los protones iniciales emiten un bosón Z o un bosón W . Posteriormente el par ZZ o el par W^+W^- se fusionan para producir un bosón de Higgs. Para determinar de manera experimental la contribución del proceso de producción de VBF se tiene que poner atención a los dos quarks del estado final, los cuales serán detectados como chorros o jets. Entonces el bosón de Higgs se observará en el detector acompañado de uno o dos jets. Cuando el bosón de Higgs se detecta con uno o dos jets, el proceso se conoce como producción asociada.

Sección eficaz a leading order (LO)

En términos de los momentos de las partículas involucradas tenemos la amplitud al cuadrado del proceso de producción de VBF:

$$|M|^2 = 4\sqrt{2}N_C^f G_F^3 M_V^8 \frac{C_+(p_1 \cdot p_2)(p_3 \cdot p_4) + C_-(p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3)}{(q_1^2 - M_V^2)^2 (q_2^2 - M_V^2)^2} \quad (2.6)$$

donde C_{\pm} está dado en términos de los acoplamientos vectoriales y vectoriales axiales de los bosones de norma a los quarks:

$$C_{\pm} = (\hat{v}_{q_1}^2 + \hat{a}_{q_1}^2)(\hat{v}_{q_3}^2 + \hat{a}_{q_3}^2) \pm 4\hat{v}_{q_1}^2 \hat{a}_{q_1}^2 \hat{v}_{q_3}^2 \hat{a}_{q_3}^2 \quad (2.7)$$

La sección eficaz diferencial puede escribirse como:

$$d\hat{\sigma}_{LO} = \frac{1}{4} \frac{1}{9} \frac{1}{2\hat{s}} \times |M|^2 \times \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{d^3k}{2dE_H} \frac{d^3p_3}{2dE_3} \frac{d^3p_4}{2dE_4} \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4 - k) \quad (2.8)$$

Es conveniente realizar la integración sobre las variables p_3 y p_4 en el marco en reposo de los quarks, tras lo cual se obtiene

$$\frac{d\hat{\sigma}_{LO}}{dE_H d\cos\theta} = \frac{G_F^3 M_V^8}{9\sqrt{2}\pi^3 \hat{s}} \frac{p_H}{32s_1 s_2 r} [C_+ H_+ + C_- H_-] \quad (2.9)$$

CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.1. MODOS DE PRODUCCIÓN DE UN BOSÓN DE HIGGS EN COLISIONADORES HADRÓNICOS

Aquí $p_H = \sqrt{E_H^2 - M_H^2}$ es el momento del bosón de Higgs y θ es el ángulo de dispersión. La integración entre los límites $M_H < E_H < \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1 + \frac{M_H^2}{\hat{s}})$ y $-1 < \cos \theta < 1$, permite obtener la sección eficaz total a leading order (LO).

La sección eficaz a NLO

Las correcciones de QCD a next-to-leading order (NLO) provienen de las correcciones a los vértices y la autoenergía de los quarks. También se debe considerar la emisión de un gluón en los estados inicial y final del proceso $qq \rightarrow Hqq + g$. La sección eficaz partónica a next-to-leading order está dada por

$$\hat{\sigma}_{LO}(qq \rightarrow qqH) \simeq \frac{G_F^2 M_V^4 N_C}{128\sqrt{2}\pi^3} (C_+ + C_-) \left[\left(1 + \frac{M_H^2}{\hat{s}}\right) \log \frac{\hat{s}}{M_H^2} - 2 + 2\frac{M_H^2}{\hat{s}} \right] \quad (2.10)$$

A nivel partónico la contribución del canal de fusión WW es un orden de magnitud más grande que la del canal ZZ debido a que los acoplamientos de la corriente cargada son más grandes. Sin embargo al considerar las densidades partónicas, ambos canales solo difieren por un factor de alrededor de 2.

2.1.3. Producción asociada con quarks pesados $pp \rightarrow Q\bar{Q}H$

Secciones eficaces a nivel de árbol

En este proceso se produce un bosón de Higgs acompañado por un par de quarks top o quarks bottom. A nivel de árbol el bosón de Higgs se origina de la aniquilación de un par de quarks $q\bar{q}$ en quarks pesados $q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow Q\bar{Q}H$, en donde el bosón de Higgs se emite de las líneas de los quarks pesados. La sección eficaz total es:

$$\sigma_{LO} = \int \sum_{ij} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} (F_i^p(x_1, \mu_F) F_j^p(x_2, \mu_F) \sigma_{LO}^{ij}(x_2, x_2, \mu_F) + [1 \leftrightarrow 2]) dx_1 dx_2 \quad (2.11)$$

donde

$$\hat{\sigma}_{LO}^{ij} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{\alpha_s^2 G_f m_Q^2}{\sqrt{2}\pi^3} \int \frac{d^3 p}{2p_0} \frac{d^3 \bar{p}}{2\bar{p}_0} \frac{d^3 k}{2k_0} \delta^4(Q - p - \bar{p} - k) \left[\sum |M_{ij}|^2 \right] \quad (2.12)$$

2.1.4. Producción asociada con bosones W y Z

Es útil considerar el proceso en donde el bosón de Higgs se produce en compañía de un bosón vectorial que posteriormente decae en un par de fermiones no masivos, de manera que es posible aplicar una serie de cortes cinemáticos a los productos finales. Ya que el bosón de Higgs es una partícula escalar, sus decaimientos pueden ser incorporados multiplicando la amplitud al cuadrado por la fracción de decaimiento del canal correspondiente. Consideremos el proceso

$$q_1(p_1)\bar{q}_2(p_2) \rightarrow V^*(k = p_1 + p_2) \rightarrow V(k_1 = p_3 + p_4)H(k_2) \rightarrow f_3(p_3)\bar{f}_4(p_4)H(k_2)$$

cuya amplitud al cuadrado está dada por

$$\begin{aligned} \|M\|^2 &= 2\sqrt{2}N_C^f G_F^3 M_V^8 \frac{1}{(k^2 - M_V^2)^2 + \Gamma_V^2 M_V^2} \frac{1}{(k_1^2 - M_V^2)^2 + \Gamma_V^2 M_V^2} \\ &\times [((\hat{v}_{q1} + \hat{a}_{q1})^2 (\hat{v}_{f3} + \hat{a}_{f3})^2 + (\hat{v}_{q1} - \hat{a}_{q1})^2 (\hat{v}_{f3} - \hat{a}_{f3})^2) (p_1 \cdot p_4) (p_2 \cdot p_3) \\ &+ ((\hat{v}_{q1} + \hat{a}_{q1})^2 (\hat{v}_{f3} - \hat{a}_{f3})^2 + (\hat{v}_{q1} - \hat{a}_{q1})^2 (\hat{v}_{f3} + \hat{a}_{f3})^2) (p_1 \cdot p_3) (p_2 \cdot p_4)] \end{aligned} \quad (2.13)$$

Para obtener la sección eficaz total, se debe promediar sobre los espines y colores de los quarks, dividir sobre el factor de flujo y finalmente integrar sobre el espacio fase. En el caso en el que los

productos de decaimiento de los bosones finales se ignoran se tiene que la sección eficaz está dada por

$$\hat{\sigma}_{LO}(q\bar{q} \rightarrow VH) = \frac{G_F^2 M_V^4}{288\pi\hat{s}} (\hat{v}_q^2 + \hat{a}_q^2) \lambda^{1/2}(M_V^2, M_H^2; \hat{s}) \frac{\lambda(M_V^2, M_H^2; \hat{s}) + 12M_V^2/\hat{s}}{(1 - M_V^2/\hat{s})^2} \quad (2.14)$$

donde $\lambda(x, y, z) = (1 - x/z - y/z)^2 - 4xy/z^2$ es la función usual de espacio fase de dos cuerpos. La distribución de la energía de todos los subprocessos a primer orden puede ser escrita como:

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow HV) = \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow V^*) \times \frac{d\Gamma}{dk^2}(V^* \rightarrow HV) \quad (2.15)$$

La sección eficaz total se obtiene al convolucionar con las distribuciones partónicas y sumando sobre los partones:

$$\sigma_{LO} = (pp \rightarrow VH) = \int_{\tau_0}^1 d\tau \Sigma_{q,\bar{q}} \frac{dL^{q\bar{q}}}{d\tau} \hat{\sigma}_{LO}(\hat{s} = \tau s) \quad (2.16)$$

La sección eficaz para el estado final WH es dos veces más grande que para el estado final ZH .

2.2. Modos de decaimiento

En el modelo estándar el acoplamiento del bosón de Higgs a un par de bosones de norma masivos está dado por

$$\mathcal{L}_{HVV} = (\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}} M_V^2 HV^\mu V_\mu \quad (2.17)$$

mientras que el acoplamiento a un par de fermiones está dado por

$$\mathcal{L}_{H\bar{f}f} = \frac{m_f}{v} \bar{f}f = (\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}} m_f \bar{f}f \quad (2.18)$$

Dado que estos acoplamientos son directamente proporcionales a las masas de los bosones de norma y fermiones, las anchuras parciales de decaimiento a estas partículas serán directamente proporcionales al cuadrado de sus masas. Esto implica que el bosón de Higgs tenderá a decaer primordialmente en los canales a las partículas más pesadas cinemáticamente permitidos. Los decaimientos más importantes del bosón de Higgs ocurren por lo tanto a nivel de árbol a un par de partículas.

2.3. Decaimientos a quarks y a leptones

A nivel de árbol, la anchura parcial de decaimiento del bosón de Higgs a un par de fermiones es:

$$\Gamma_{Born}(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_c}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_f^2 \beta_f^3 \quad (2.19)$$

donde $\beta = \sqrt{1 - 4\frac{m_f^2}{M_H^2}}$ y $N_C = 3$ para quarks y $N_C = 1$ para leptones. Para $M_H \simeq 2m_f$ se tiene $\Gamma_{Born}(H \rightarrow f\bar{f}) = \beta_f^3 \rightarrow 0$, lo cuál es típico para el decaimiento de una partícula con acoplamiento escalar.

2.3.1. Decaimientos a quarks ligeros y correcciones de QCD

En los decaimientos en quarks ligeros las correcciones de QCD se deben incluir ya que son muy grandes. Estas correcciones a nivel de un lazo deben incluir el intercambio de un gluon y la emisión de otro gluon en el estado final. En el límite $M_H \gg 2m_f$ a NLO se tiene que:

$$\Gamma_{NLO}(H \rightarrow q\bar{q}) \simeq \frac{3G_F}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_q^2 \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \left(\frac{9}{4} + \frac{3}{2} \log \frac{m_q^2}{M_H^2} \right) \right] \quad (2.20)$$

Es evidente que debido al término logarítmico, la anchura parcial de decaimiento podría ser muy pequeña, o hasta negativa, pero esto no tiene significado físico ya que los términos logarítmicos pueden ser absorbidos al redefinir la masa de los quarks, y quedarán incluidos en la constante de acoplamiento de la interacción fuerte.

Tomando en cuenta las correcciones a α_s^2 y α_s^3 la anchura de decaimiento está dada por:

$$\Gamma(H \rightarrow q\bar{q}) \simeq \frac{3G_F}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_q^2(M_H) [1 + \Delta_{qq} + \Delta_H^2] \quad (2.21)$$

Se puede notar que la masa del quark y la constante de acoplamiento $\bar{\alpha}_s \equiv \alpha_s(M_H^2)$ están definidas a la escala de la masa de bosón de Higgs.

En la Figura 2.3 se observan las anchuras de decaimiento para los canales $H \rightarrow c\bar{c}$ y $H \rightarrow b\bar{b}$ incluyendo las correcciones de QCD.

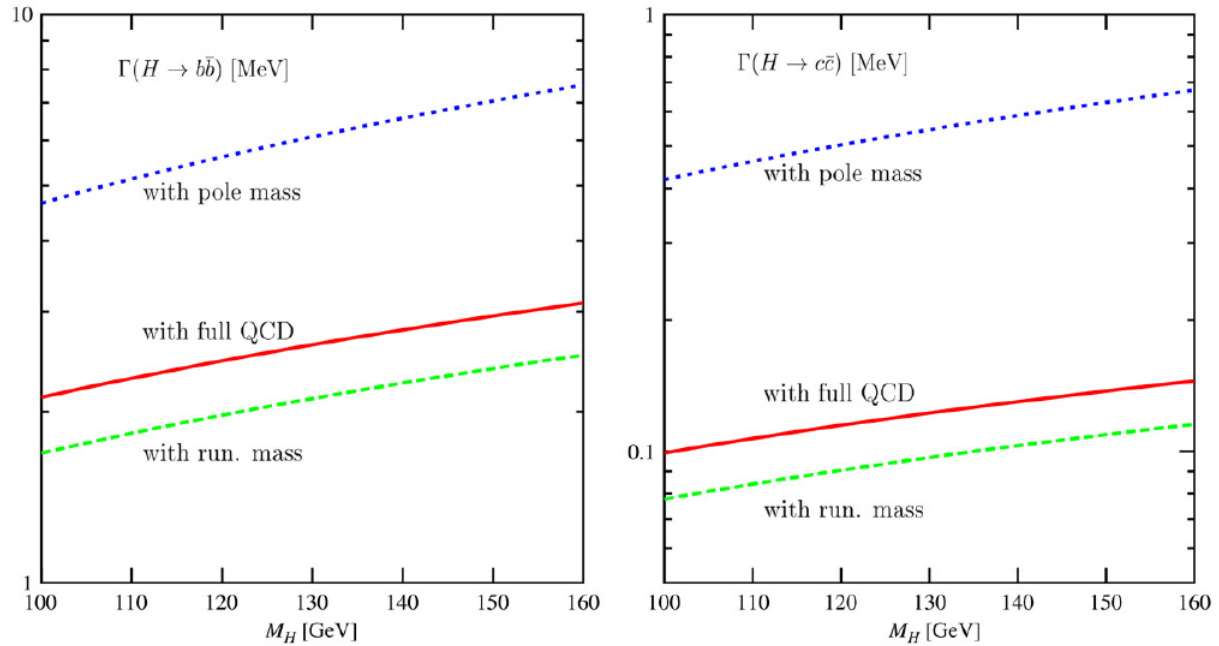


Figura 2.3: Las anchuras parciales de decaimiento como función de la masa del Higgs, la línea punteada corresponde a la aproximación de Born, la línea continua al conjunto completo de correcciones QCD, y la línea discontinua cuando se consideran las masas de los quarks con corrimiento.

2.4. Decaimientos en bosones de norma electrodébiles

Decaimientos a dos cuerpos

Las anchuras de decaimiento a un par de bosones de norma $H \rightarrow VV$ está dada por:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F M_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V \sqrt{1 - 4x_V} (1 - 4x_V + 12x_V^2) \quad (2.22)$$

donde $x_V = \frac{M_V^2}{M_H^2}$, $\delta_W = 2$ y $\delta_Z = 1$. Para masas muy grandes del bosón de Higgs, la anchura de decaimiento en bosones W es el doble que la anchura de decaimiento en bosones Z , siendo las

CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.5. DECAIMIENTOS A NIVEL DE UN LAZO $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$, Y $H \rightarrow GG$

fracciones de decaimiento $\frac{2}{3}$ y $\frac{1}{3}$, respectivamente, si ningún otro canal estuviera cinemáticamente permitido.

Para un bosón de Higgs muy pesado la anchura total de decaimiento es comparable con su masa:

$$\Gamma(H \rightarrow WW + ZZ) \sim 0.5 \left[\frac{M_H}{\text{TeV}} \right]^3 \quad \text{TeV} \quad (2.23)$$

Decaimientos a tres cuerpos

Por debajo de los umbrales cinemáticos de los pares WW y ZZ , los decaimientos en bosones de norma con uno de ellos siendo virtual también son importantes. Por ejemplo, para $M_H \gtrsim 130$ GeV el decaimiento del bosón de Higgs $H \rightarrow WW^*$ domina sobre el decaimiento $H \rightarrow b\bar{b}$. Aunque los decaimientos a tres cuerpos están suprimidos por una potencia cuadrada del acoplamiento electrodébil en comparación con el caso $H \rightarrow b\bar{b}$, además del propagador del bosón virtual, existe una compensación porque los acoplamientos del bosón de Higgs a bosones de norma W son mucho mayores que el acoplamiento a los quarks bottom.

La anchura parcial de decaimiento del canal $H \rightarrow VV^* \rightarrow Vf\bar{f}$ es:

$$\Gamma(H \rightarrow VV^*) = \frac{9G_F^2 M_V^4}{16\pi^3} M_H \delta'_V R_T(x_V) \quad (2.24)$$

donde $\delta'_W = 1$, $\delta'_Z = \frac{7}{12} - \frac{10}{9} \sin^2 \theta_W + \frac{40}{9} \sin^4 \theta_W$, y la función R_T está dada por:

$$R_T(x) = \frac{3(1-8x+20x^2)}{(4x-1)^{1/2}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right) - \frac{(1-x)}{2x} (2-13x+47x^2 - \frac{3}{2}(1-6x+4x^2 \log x)) \quad (2.25)$$

2.5. Decaimientos a nivel de un lazo $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$, y $H \rightarrow gg$

Los fotones y los gluones no se acoplan directamente al bosón de Higgs debido a que son partículas sin masa, sin embargo los acoplamientos $H\gamma\gamma$, Hgg y $HZ\gamma$ se pueden generar a nivel de un lazo, mediados por partículas con masa, carga eléctrica o de color que se acoplan al bosón de Higgs. Para masas muy grandes del bosón de Higgs, el acoplamiento con las partículas que circulan en el lazo crece con la masa de éstas, lo que compensa la supresión debida al lazo. Sin embargo, debido a la supresión generada por las constantes de acoplamiento extra que aparecen en la amplitud, este tipo de decaimientos solo son relevantes para masas del bosón de Higgs por debajo del umbral 130 GeV, cuando la anchura total de decaimiento es pequeña. Aún así estas anchuras de decaimiento juegan un papel importante en la producción del bosón de Higgs, ya que las secciones eficaces de producción mediante la fusión de gluones es directamente proporcional a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow gg)$.

2.5.1. Decaimiento a un par de fotones

Anchura de decaimiento a LO

El acoplamiento $H\gamma\gamma$ se genera a nivel de un lazo mediante diagramas triangulares que acarrear al bosón de norma W y a los fermiones cargados más pesados. La anchura parcial para este decaimiento está dada por:

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_C Q_f^2 A_{1/2}^H(\tau_f) + A_1^H(\tau_W) \right|^2 \quad (2.26)$$

CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.5. DECAIMIENTOS A NIVEL DE UN LAZO $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$, Y $H \rightarrow GG$

donde las funciones A_i^H , donde i corresponde al espín de la partícula en el lazo, dadas por:

$$A_{1/2}^H(\tau) = 2[\tau + (\tau - 1)f(\tau)]\tau^{-2} \quad (2.27)$$

$$A_1^H(\tau) = -[2\tau^2 + 3\tau + 3(2\tau - 1)f(\tau)]\tau^{-2} \quad (2.28)$$

y la función $f(\tau)$ dada por:

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau} & \tau \leq 1 \\ -\frac{1}{4} [\log \frac{1+\sqrt{1-\tau^{-1}}}{1-\sqrt{1-\tau^{-1}}} - i\pi] & \tau > 1 \end{cases}$$

donde $\tau_i = M_H^2/4M_i^2$ con $i = f, W$. Solo el quark top y el bosón W contribuyen de manera relevante a la anchura de decaimiento. La amplitud de este proceso es real si la masa del bosón de Higgs es más pequeña que los umbrales $M_H \leq 2M_W$ y $M_H \leq 2M_f$, pero por encima de estos umbrales la amplitud es compleja. En la Figura 2.4 se muestra la anchura de decaimiento parcial $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ esta varía rápidamente desde pocos KeV para $M_H \sim 100$ GeV hasta 100 KeV para $M_H \sim 300$ GeV. La contribución del quark bottom es despreciable, mientras que la contribución del quark top, tomando el límite $m_t \rightarrow \infty$, da una aproximación buena para masas del bosón de Higgs por debajo de $2m_t$.

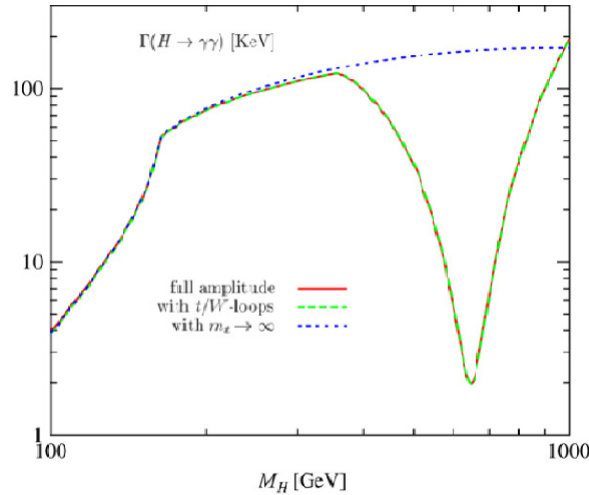


Figura 2.4: Contribuciones a la anchura del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ como función de la masa del bosón de Higgs. La línea discontinua representa la contribución del quark top, la línea continua la contribución de las tres generaciones de fermiones cargados y el bosón W y la línea punteada las contribuciones del bosón W y el quark top cuando $m_t \rightarrow \infty$.

2.5.2. Decaimiento a un fotón y un bosón Z

De manera similar al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ se genera mediante lazos en donde circulan el quark top y el bosón W . La anchura de decaimiento correspondiente es:

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{G_F^2 M_W^2 \alpha M_H^2}{64\pi^4} \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_H^2}\right) \left| \sum_f N_f \frac{Q_f \hat{v}_f}{C_W} A_{1/2}^H(\tau_f, \lambda_f) + A_1^H(\tau_W, \lambda_W) \right|^2 \quad (2.29)$$

donde

$$A_{1/2}^H(\tau, \lambda) = [I_1(\tau, \lambda) - I_2(\tau, \lambda)]$$

$$A_1^H(\tau, \lambda) = C_W \left\{ 4 \left(3 - \frac{s_W^2}{C_W^2}\right) I_2(\tau\lambda) + \left[\left(1 + \frac{\tau}{2}\right) \frac{s_W^2}{C_W^2} - \left(5 + \frac{2}{\tau}\right) \right] I_1(\tau, \lambda) \right\}$$

CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.5. DECAIMIENTOS A NIVEL DE UN LAZO $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$, Y $H \rightarrow GG$

y se introduce la definición $\lambda_i = 4M_i^2/M_Z^2$, además $\hat{v}_f = 2I_f^3 - 4Q_f s_W^2$. Las funciones I_1 y I_2 están dadas por:

$$\begin{aligned} I_1(\tau, \lambda) &= \frac{\tau\lambda}{2(\tau-\lambda)} + \frac{\tau^2\lambda^2}{2(\tau-\lambda)^2}[f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})] + \frac{\tau^2\lambda}{(\tau-\lambda)^2}[g(\tau^{-1}) - g(\lambda^{-1})] \quad (2.30) \\ I_2(\tau, \lambda) &= -\frac{\tau\lambda}{2(\tau-\lambda)}[f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})] \end{aligned}$$

La función $f(\tau)$ ya definida anteriormente y la función $g(\tau)$ está dada como sigue:

$$g(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\tau^{-1} - 1} \arcsin \sqrt{\tau} & \tau \geq 1 \\ \frac{\sqrt{1-\tau^{-1}}}{2} [\log \frac{1+\sqrt{1-\tau^{-1}}}{1-\sqrt{1-\tau^{-1}}} - i\pi] & \tau < 1 \end{cases}$$

Debido a la invarianza ante conjugación de carga, únicamente el acoplamiento vectorial \hat{v}_f contribuye a la amplitud. En el límite $M_H \gg M_Z$ la amplitud del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ se reduce a la amplitud del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ si se sustituye la constante de acoplamiento \hat{V}_f por la carga eléctrica del fermión. En la Figura 2.5 se muestran las contribuciones del quark top y del bosón W a la anchura parcial de decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$.

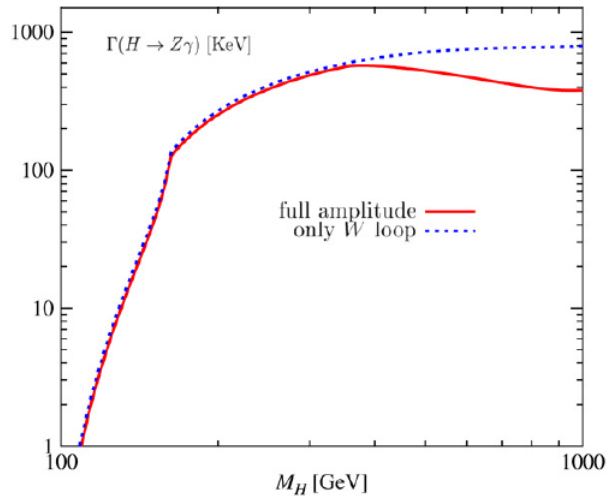


Figura 2.5: Contribuciones a la anchura parcial de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow Z\gamma)$ en función de M_H . La línea continua representa la contribución de todos los fermiones cargados y el bosón W y la línea punteada representa la contribución del bosón W .

2.5.3. Decaimiento en un par de gluones

Este decaimiento es mediado por lazos en donde sólo circulan los quarks. La principal contribución proviene del quark top y el quark bottom contribuye en menor medida. A LO la anchura parcial de decaimiento es:

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{G_F \alpha_s^2 M_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \frac{3}{4} \sum_Q A_{1/2}^H(\tau_Q) \right|^2 \quad (2.31)$$

donde $\tau_Q = M_H^2/4m_Q^2$ y $A_{1/2}^H(\tau_Q)$ tienen las mismas definiciones que en el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. En la Figura 2.6 se muestra la anchura del decaimiento $H \rightarrow gg$ considerando la contribución de todos los quarks y la contribución del quark top en el límite en que su masa es muy grande.

Las correcciones QCD a NLO

En este caso se deben incluir no sólo las correcciones virtuales sino también las correcciones que implican vértices triples y cuárticos de gluones que también son finitas. La corrección total está dada por:

$$\Gamma(H \rightarrow gg(g), gq\bar{q}) = \Gamma_{LO}(H \rightarrow gg)[1 + E_H(\tau_Q)\frac{\alpha_s}{\pi}] \quad (2.32)$$

donde E_H es el factor de corrección y es igual a:

$$E_H(\tau_Q) = \frac{95}{4} - \frac{7}{6}N_f + \frac{33 - 2N_f}{6} \log \frac{\mu^2}{M_H^2} + \Delta E_H(\tau_Q) \quad (2.33)$$

En esta ecuación μ es la escala de renormalización. En el límite de lazos con quarks muy masivos la ecuación anterior queda como:

$$E_H(\tau_Q) = \frac{95}{4} - \frac{7}{6}N_f + \frac{33 - 2N_f}{6} \log \frac{\mu^2}{M_H^2}$$

Las correcciones de QCD duplican la anchura parcial de decaimiento a gluones.

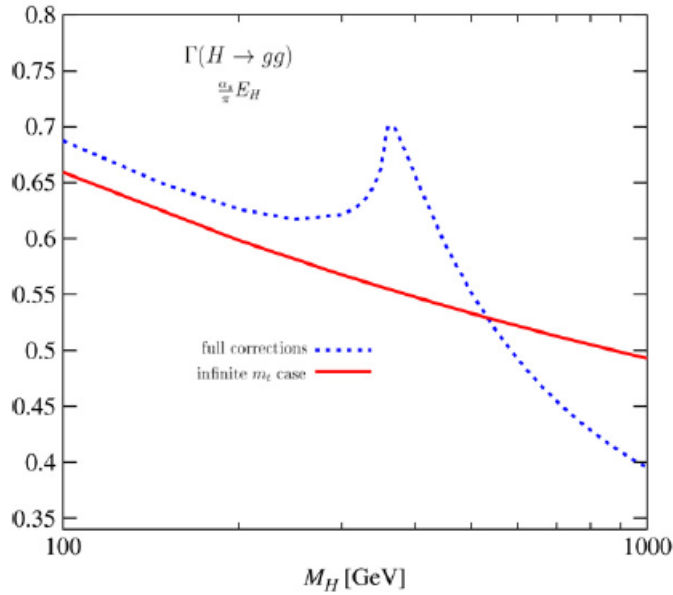


Figura 2.6: Anchura parcial de decaimiento $\Gamma \rightarrow gg$ con el factor de corrección de QCD como función de M_H en el caso de la contribución total y considerando únicamente la contribución del quark top.

2.6. Fracciones de decaimiento

Finalmente mostramos todas las fracciones de decaimiento del bosón de Higgs del modelo estándar como función de M_H en la Figura 2.7. Observamos que ahora que se conoce la masa del bosón de Higgs se tiene que los decaimientos dominantes son $H \rightarrow \bar{b}b$, $H \rightarrow WW^*$, $H \rightarrow gg$, $H \rightarrow ZZ^*$. Sin embargo, los decaimientos $H \rightarrow \bar{b}b$ y $H \rightarrow gg$ presentan dificultades para su detección, y por el contrario el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, aunque tiene una fracción de decaimiento muy pequeña, ofrece muchas facilidades para su detección.

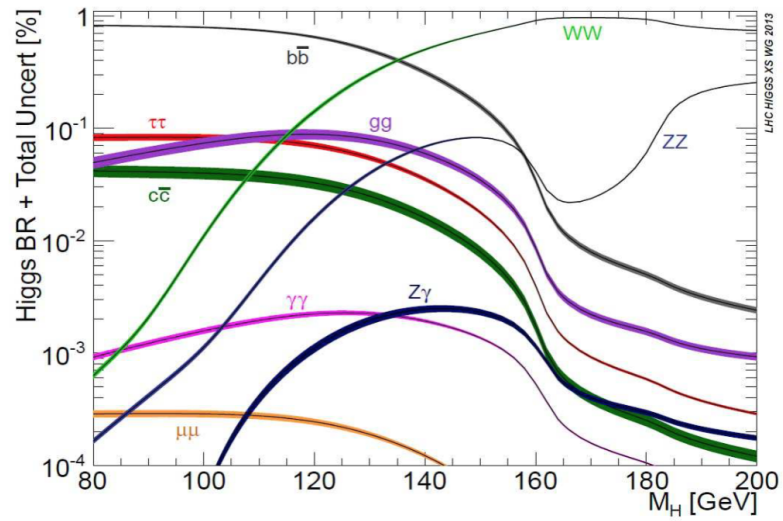


Figura 2.7: Fracciones de decaimiento del bosón de Higgs del modelo estándar en función de su masa M_H .

Capítulo 3

El decaimiento $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el modelo de dos dobletes de Higgs

Estamos interesados en obtener la anchura de decaimiento del proceso $H \rightarrow Z\gamma\gamma$, el cual procede a nivel de un lazo. Este decaimiento ya ha sido evaluado en el marco del modelo estándar, en donde es inducido por diagramas de Feynman de caja, y se ha encontrado que su anchura de decaimiento está muy suprimida. Nosotros calcularemos este decaimiento en el marco del modelo con dos dobletes de Higgs, considerando la posibilidad de que puede existir un pseudoescalar A muy ligero con una masa $m_A \leq m_H - m_Z$, lo cual posibilitaría que el decaimiento $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ procediera en dos etapas: primero se daría el decaimiento $h \rightarrow ZA$, con el bosón de norma Z y el pseudoescalar A on-shell, y posteriormente se produciría el decaimiento $A \rightarrow \gamma\gamma$, el cual es inducido a nivel de un lazo mediante un diagrama de Feynman de triángulo con fermiones. Esto podría incrementar de manera notable la anchura de decaimiento. Note que el bosón de Higgs relacionado al del modelo estándar es h en el modelo de dos dobletes y a partir de ahora usaremos esta notación.

3.1. El modelo de dos dobletes de Higgs

Con la intención de dar respuesta a las interrogantes que el modelo estándar no alcanza a responder, como la asimetría de materia-antimateria, la existencia de materia oscura, el problema de la jerarquía, así como el planteamiento de una teoría de unificación de la materia y las interacciones fundamentales, surgen las llamadas teorías supersimétricas. La supersimetría, es la simetría que relaciona fermiones con bosones. En general puede haber más de una relación de supersimetría entre bosones y fermiones. El modelo estándar mínimo supersimétrico MSSM, que fue enunciado en el año de 1981 por Howard Georgi y Savvas Dimopoulos, introduce una sola simetría, que básicamente consiste en relacionar a cada partícula fermionica un bosón cuyo nombre empieza con la letra *s* y viceversa cuyo nombre termina con *ino*. Estas partículas nuevas son llamadas supercompañeras y sus masas deben ser mucho mayores que las partículas del modelo estándar, ya que aún no han sido detectadas en los laboratorios. Entre las ventajas que ofrecen este modelo es que puede explicar la asimetría materia-antimateria en el universo, corrige las divergencias cuadráticas de la masa del bosón de Higgs, y resuelve el problema de la jerarquía.

El sector escalar del MSSM está basado en lo que se conoce como el modelo con dos dobletes de Higgs, que es una de las extensiones más simples del modelo estándar. Aunque en este modelo unicamente se agrega un nuevo doblete de Higgs al modelo estándar, su fenomenología es muy rica. En el marco de el modelo de dos dobletes de Higgs existen nuevos bosones de Higgs. Aparte del bosón de Higgs asociado al modelo estándar (h), se cuenta con un nuevo escalar (H) con $m_H > m_h$, un nuevo pseudoescalar (A) y un par de escalares cargados (H^- y H^+). En lo particular, el pseudoescalar podría ser mucho más ligero que el bosón de Higgs del modelo estándar. Lo anterior se debe a que debido a sus propiedades de transformación ante la simetrías de conjugación de carga C y de paridad P , el pseudoescalar no se acopla a un par de bosones Z y por esta razón no

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS
3.2. DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

puede ser producido en los colisionadores por medio del proceso de Higgstrahlung. Por esta razón las cotas experimentales para la masa de un escalar de Higgs no se aplican a un pseudoescalar. A continuación describiremos brevemente el modelo de dos dobletes de Higgs. Para evitar anomalías de norma, cada doblete tiene su propio valor de expectación del vacío, es decir v_1 y v_2 , los cuales dan lugar a un nuevo parámetro dado por $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$. Estos valores de expectación del vacío se combinan para dar lugar a un solo valor v .

3.2. Decaimiento del bosón de Higgs $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ en modelos con dos dobletes de Higgs

Con la confirmación experimental de la existencia de un bosón de Higgs con una masa de 125 GeV en el colisionador LHC del CERN se abren enormes perspectivas de trabajo para los físicos de partículas. En particular, surge la posibilidad de que en un futuro cercano se pueda construir un nuevo colisionador lineal electrón-positrón que permita contar con lo que se conoce burdamente como una fábrica de bosones de Higgs en donde se produciría una gran cantidad de bosones de Higgs. Dicha fábrica permitiría efectuar mediciones de alta precisión de diversas propiedades del bosón de Higgs, como son su masa, las anchuras de decaimiento, sus acoplamientos con otras partículas, etc. Una de las áreas de la fenomenología más interesante consiste en realizar mediciones de las anchuras de decaimiento de los llamados decaimientos raros del bosón de Higgs. Este tipo de decaimientos son aquellos que se espera que tengan una anchura de decaimiento muy pequeña en el marco del modelo estándar. Entre estos decaimientos se encuentran aquellos a más de dos cuerpos $h \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$, aquellos que se originan a nivel de un lazo o a más altos ordenes de teoría de perturbaciones $h \rightarrow \gamma Z$, $h \rightarrow Z\gamma\gamma$, aquellos que se inducen mediante acoplamientos que están muy suprimidos o que no existen en el ME $h \rightarrow \mu\tau$, etc. Es factible que la anchura de algunos de estos decaimientos pueda tener un incremento considerable de acuerdo a las predicciones de alguna extensión del modelo estándar y que aunque la anchura sea muy pequeña, la señal de detección sea lo suficientemente limpia para estar al alcance de los colisionadores de partículas. Por ejemplo, el decaimiento $h \rightarrow \gamma\gamma$ tiene una fracción de decaimiento del orden de 10^{-4} de acuerdo al modelo estándar, sin embargo su señal experimental es muy limpia y por ello este decaimiento ha sido de mucha utilidad para la detección del bosón de Higgs en el LHC. En contraste, el decaimiento $h \rightarrow b\bar{b}$ tiene una fracción de decaimiento del orden de más del 50% pero su señal experimental es poco limpia y su detección es muy difícil de realizar.

En este trabajo se calculó la anchura del decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el marco del modelo con dos dobletes de Higgs. El cálculo de este decaimiento en el marco del modelo estándar mostró que la anchura correspondiente es muy pequeña, del orden de $10^{-5}\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$. En principio, este tipo de decaimiento se encontraría muy lejos de la detección experimental, a menos que pueda recibir una contribución muy grande en el marco de algún modelo de extensión que se realice en la naturaleza, como el modelo de dos dobletes de Higgs. Si el pseudoescalar predicho por este modelo es muy ligero, con masa del orden de $m_A < m_h - m_Z$, podría mediar el decaimiento raro $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ mediante el diagrama de Feynman de la Figura 3.1

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS
3.2. DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

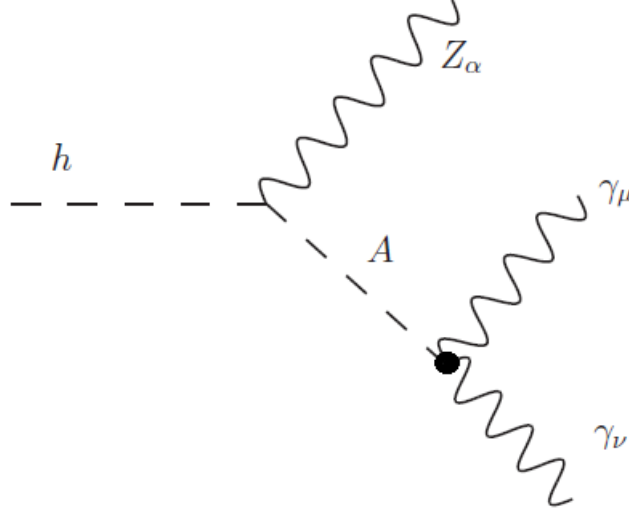


Figura 3.1: Decaimiento del bosón de Higgs a un bosón Z y dos fotones mediado por el pseudoescalar A .

En este caso el decaimiento procedería de la siguiente forma: inicialmente el bosón de Higgs h decaería a un bosón de norma Z y al pseudoescalar A , es decir $h \rightarrow ZA$. Si el pseudoescalar es muy ligero, la masa del bosón de Higgs sería suficiente para poder producir estas dos partículas directamente. Posteriormente el pseudoescalar puede decaer de la forma $A \rightarrow \gamma\gamma$. Este decaimiento procedería a nivel de un lazo pero debido a que la masa m_A sería muy pequeña entonces los canales de decaimiento del pseudoescalar estarían restringidos y el decaimiento $A \rightarrow \gamma\gamma$ podría tener una anchura importante. Aunque como ya se ha dicho, el decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ también puede ocurrir a nivel de un lazo por medio de diagramas de Feynman de caja, se espera que esta anchura sea más pequeña que la que podría resultar de la evaluación del diagrama de Feynman mediado por el pseudoescalar.

Ahora procederemos a realizar el cálculo del decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ mediado por un pseudoescalar A . Todas las reglas de Feynman que necesitamos se muestran en las figuras (3.2)-(3.5), en la figura (3.4) el punto grueso indica que el vértice $A\gamma\gamma$ se induce a nivel de un lazo.

Notamos que en el modelo de dos dobletes de Higgs aparecen dos nuevos parámetros α y β . Una discusión más profunda de este modelo y sus parámetros está fuera del alcance de esta tesis. Para realizar el cálculo procederemos de la siguiente manera: primero realizaremos el cálculo del acoplamiento $A\gamma\gamma$ generado por un lazo de fermiones, como se muestra en la Figura 3.7.

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS
3.2. DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS $H \rightarrow Z\gamma$ EN MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

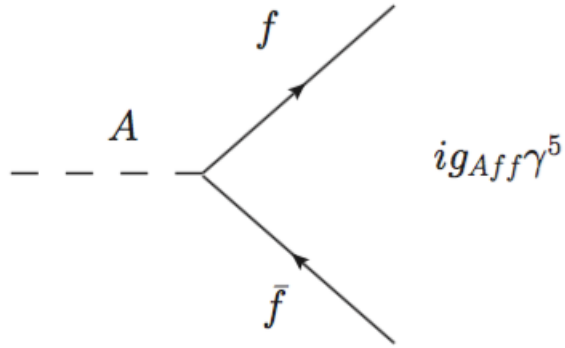


Figura 3.2:

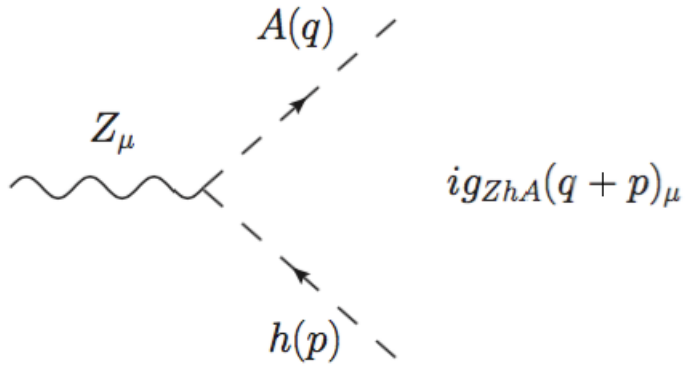


Figura 3.3:

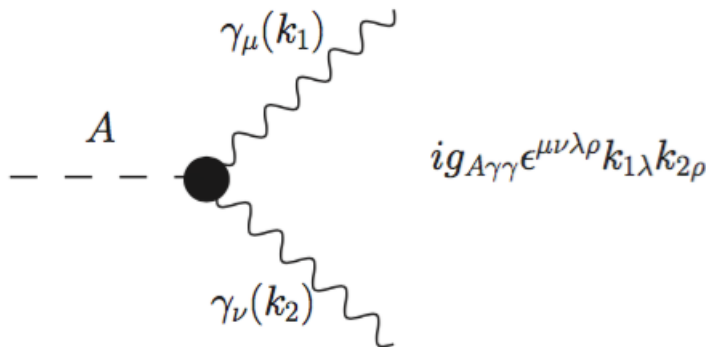


Figura 3.4:

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

3.2. DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS $H \rightarrow Z\gamma$ EN MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

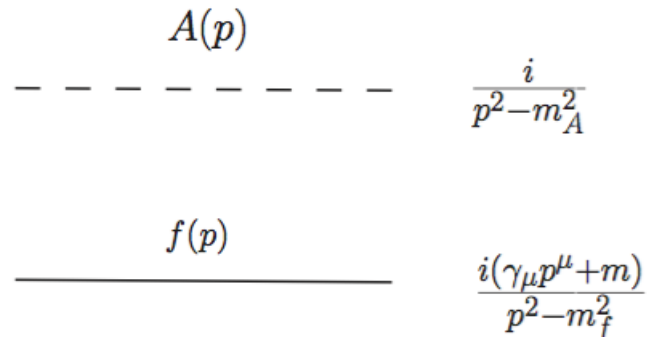


Figura 3.5:

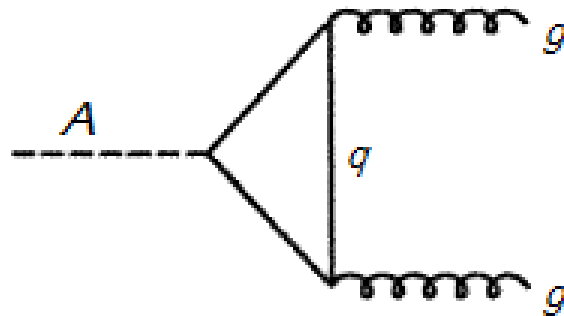


Figura 3.6:

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS
3.2. DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

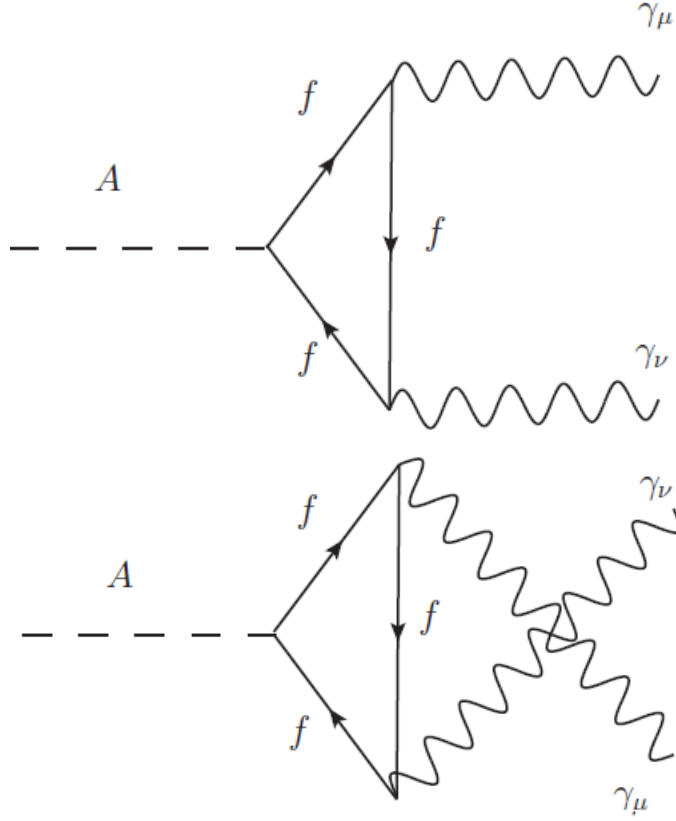


Figura 3.7: Diagramas de Feynman para el vértice $A \rightarrow \gamma\gamma$.

El cálculo de este acoplamiento da como resultado que el vértice $A\gamma\gamma$ puede escribirse como

$$\Gamma_{(A(P)\gamma(P_{1\mu})\gamma(P_{2\nu}))} = g_{A\gamma\gamma}(P^2)\epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}P_{1\lambda}P_{2\rho} \quad (3.1)$$

donde $g_{A\gamma\gamma}(P^2)$ es una función que depende de la masa del cuadri-momento al cuadrado del pseudoescalar y se origina del cálculo de los diagramas de triángulo correspondientes. Esta función se puede escribir como

$$g_{A\gamma\gamma}(P^2) = -2 \sum_f e^3 Q_f^2 m_f^2 N_c^f g_{Af\bar{f}} \left(\frac{-2f\left(\frac{4m_f^2}{P^2}\right)}{P^2} \right) \quad (3.2)$$

donde la suma se lleva a cabo sobre todos los fermiones cargados pero en materia de cálculo solo será suficiente considerar las contribuciones del quark top y del quark bottom porque son las contribuciones dominantes. En esta ecuación Q_f es la carga del fermión, en unidades de la carga del positrón, y N_c^f es el número de color del fermión. Se define una función $F(\tau)$, que está dada por $F(\tau) = -2\tau f(\tau)$, donde:

$$f(\tau) = \begin{cases} [\sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{1}{\tau}}\right)]^2 & si \quad \tau \geq 1 \\ -\frac{1}{4}[\ln\left(\frac{\eta_+}{\eta_-}\right) - i\pi]^2 & si \quad \tau < 1 \end{cases} \quad (3.3)$$

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS
3.2. DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

con $\eta_+ = (1 + \sqrt{1 - \tau})$, $\eta_- = (1 - \sqrt{1 - \tau})$ y $\tau = \frac{4m_f^2}{P^2}$.

La constante de acoplamiento $g_{A\bar{f}f}$ está dada en el modelo de dos dobletes de Higgs como

$$g_{A\bar{f}f} = \begin{cases} -\frac{gm_u \cot \beta}{2m_W} & u = u, c, t, \\ -\frac{gm_d \tan \beta}{2m_W} & d = e, \mu, \tau, d, s, b, \end{cases} \quad (3.4)$$

Una vez que calculamos el vértice $A\gamma\gamma$ podemos proceder a obtener la amplitud para el diagrama de Feynman del decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$. Para ello es suficiente con escribir la función $g_{A\gamma\gamma}$ de manera simbólica. La amplitud para el decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ está dada entonces por:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(h \rightarrow Z\gamma\gamma) &= -ig_{A\gamma\gamma}((P_1 + P_2)^2)g_{hZA} \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} P_{1\lambda} P_{2\rho} \\ &\times \left(\frac{1}{(P_1 + P_2)^2 - m_A^2 + im_A\Gamma_A} \right) \epsilon^{*\alpha}(P_1) (q + k)_\mu \\ &\times \epsilon^{*\beta}(P_2) \epsilon^{*\mu}(P_3), \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde la constante de acoplamiento g_{hZA} está dada por $g_{hZA} = \frac{g \cos(\beta - \alpha)}{2 \cos \theta_W}$ en el modelo de dos dobletes de Higgs. Note que hemos introducido el propagador de Breit-Wigner para el pseudoescalar ya que en la región de valores de m_A que nos interesa estudiar ($m_A < m_h - m_Z$) el propagador contiene una resonancia puesto que se puede tener $(P_1 + P_2)^2 = m_A^2$. En principio debemos obtener el cuadrado de esta amplitud y sumar sobre polarizaciones de los fotones y del bosón de norma Z y usar la fórmula de la anchura para un decaimiento a tres cuerpos. Esta fórmula contiene una integración doble sobre las energías de los fotones, la cual debe evaluarse numericamente. Sin embargo, debido a la divergencia que contiene la amplitud, debemos proceder cuidadosamente. Recordamos que el decaimiento procede en dos etapas: primero el bosón de Higgs decae en dos partículas reales $h \rightarrow ZA$, las cuales posteriormente van a decaer como $Z \rightarrow \ell^- \ell^+$ y $A \rightarrow \gamma\gamma$. Entonces en este escenario la anchura de decaimiento puede calcularse de manera inmediata y el resultado que se obtiene es

$$\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma) = BR(A \rightarrow \gamma\gamma) \times \Gamma(h \rightarrow ZA) \quad (3.6)$$

donde $BR(A \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\Gamma(A \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma_A}$ es la fracción de decaimiento para el proceso $A \rightarrow \gamma\gamma$, con Γ_A la anchura total de decaimiento del pseudoescalar. Esta anchura está dada por la suma de todas las anchuras de decaimiento que cinemáticamente están permitidas. Entonces se tiene:

$$\begin{aligned} \Gamma_A &= \Gamma(A \rightarrow b\bar{b}) + \Gamma(A \rightarrow c\bar{c}) + \Gamma(A \rightarrow \mu\bar{\mu}) + \Gamma(A \rightarrow \tau\bar{\tau}) \\ &+ \Gamma(A \rightarrow gg) + \Gamma(A \rightarrow \gamma\gamma), \end{aligned} \quad (3.7)$$

donde se consideraron las contribuciones de los fermiones que cumplen la condición $m_A > 2m_f$ pero se despreció la contribución de los fermiones más ligeros ya que la anchura es proporcional a m_f^2 . El decaimiento del pseudoescalar A a dos gluones, como se muestra en la figura (3.6) está mediado por un lazo de quarks y de nuevo se consideraron solamente el quark bottom y el quark top, debido a que dan las contribuciones mayores.

Calculemos la anchura del decaimiento $A \rightarrow \bar{f}f$. En general para un decaimiento a dos cuerpos la anchura de decaimiento diferencial está dada por:

$$d\Gamma(A \rightarrow BC) = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{p_1}{M^2} d\Omega \quad (3.8)$$

donde \mathcal{M} es la amplitud de transición, M es la masa de la partícula que decae y p_1 es el valor absoluto del momento lineal de una de las partículas en el estado final, el cual está dado por:

$$p_1 = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2M}$$

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS
3.2. DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS $H \rightarrow Z\gamma$ EN MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

donde m_1 y m_2 son las masas de las partículas finales.

La amplitud correspondiente al decaimiento $A \rightarrow \bar{f}f$ está dada por

$$\mathcal{M}(A \rightarrow \bar{f}f) = g_{Aff} \bar{u}(p_2) \gamma^5 v(p_1) \quad (3.9)$$

donde la constante de acoplamiento g_{Aff} se ha dado anteriormente. De la ecuación general obtenemos la anchura de decaimiento siguiente:

$$\Gamma(A \rightarrow f\bar{f}) = \frac{1}{8\pi} |\mathcal{M}|^2 \frac{|P_1|}{m_A^2} \quad (3.10)$$

donde $p_1 = \frac{\sqrt{m_A^2 - 4m_f^2}}{2}$. Obtenemos la amplitud al cuadrado, que está dada por:

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{m_A^2}{2} \quad (3.11)$$

Finalmente la anchura para el decaimiento $A \rightarrow f\bar{f}$ se puede escribir como:

$$\Gamma(A \rightarrow f\bar{f}) = \frac{1}{32\pi} (g_{Aff})^2 \sqrt{m_A^2 - 4m_f^2} \quad (3.12)$$

La anchura de decaimiento de $(A \rightarrow gg)$ está dada por:

$$\Gamma(A \rightarrow gg) = \frac{\alpha_s^2 g^2}{1024\pi^3} \frac{m_A^3}{m_W^2} \left| -\sqrt{2} \delta_{A\bar{q}q} F \left(\frac{4m_q^2}{m_A^2} \right) \right|^2 \quad (3.13)$$

Cambiamos el subíndice f por q en la expresión para τ , ya que el lazo es solo de quarks, pero la función $F(\tau)$ sigue teniendo la misma forma, α_s es la constante de acoplamiento fuerte y también de manera similar a la ecuación (3.4) tenemos:

$$\delta_{A\bar{q}q} = \begin{cases} \cot \beta & u = u, c, t, \\ \tan \beta & d = d, s, b, \end{cases} \quad (3.14)$$

Calculemos ahora la anchura para el decaimiento $A \rightarrow \gamma\gamma$. Dado que ya tenemos la amplitud para el vértice $A\gamma\gamma$, la anchura de decaimiento puede calcularse de manera inmediata y el resultado que se obtiene es:

$$\Gamma(A \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2}{1024\pi^3} \frac{m_A^3}{m_W^2} \left| N_c Q_f^2 g_{Aff} F \left(\frac{4m_f^2}{m_A^2} \right) \right|^2 \quad (3.15)$$

Ahora debemos obtener expresiones para el decaimiento $h \rightarrow ZA$. La regla de feynman ya se ha presentado en la figura (3.3). La amplitud correspondiente a este decaimiento está dada por:

$$\mathcal{M}(h \rightarrow ZA) = g_{hZA} (q + p_1)_\mu \epsilon(p_2)_\mu^* \quad (3.16)$$

La amplitud al cuadrado se calcula de manera inmediata y está dada por:

$$|\mathcal{M}|^2 = g_{hZA}^2 \frac{(m_h^2 - m_A^2 - m_Z^2)^2}{m_Z^2} - 4m_A^2 \quad (3.17)$$

Entonces la anchura de decaimiento se puede escribir como:

$$\Gamma(h \rightarrow ZA) = \frac{1}{8\pi} |\mathcal{M}|^2 \frac{|P_1|}{m_h^2} \quad (3.18)$$

donde

$$p_1 = \frac{\sqrt{(m_h^2 - (m_A + m_Z)^2)(m_h^2 - (m_A - m_Z)^2)}}{2m_h}$$

Sustituyendo las expresiones para la amplitud al cuadrado en la anchura diferencial e integrando sobre el ángulo sólido obtenemos:

$$\Gamma(h \rightarrow ZA) = \frac{1}{16\pi} g_{hZA}^2 \left(\frac{(m_h^2 - m_A^2 - m_Z^2)^2}{m_Z^2} - 4m_A^2 \right) \frac{\sqrt{(m_h^2 - (m_A + m_Z)^2)(m_h^2 - (m_A - m_Z)^2)}}{m_h^3} \quad (3.19)$$

Todas las ecuaciones anteriores nos permiten obtener la anchura para el decaimiento $h \rightarrow Z\gamma$ en el caso en que se tiene un pseudoescalar muy ligero. Ahora procederemos a realizar el análisis numérico.

3.3. Análisis numérico

En las Figuras 3.8 y 3.9 se muestran las fracciones de decaimiento para los distintos canales de decaimiento de un pseudoescalar muy ligero en función de su masa m_A para dos valores distintos de el parámetro β , es decir, $\tan \beta = 3$ y $\tan \beta = 30$.

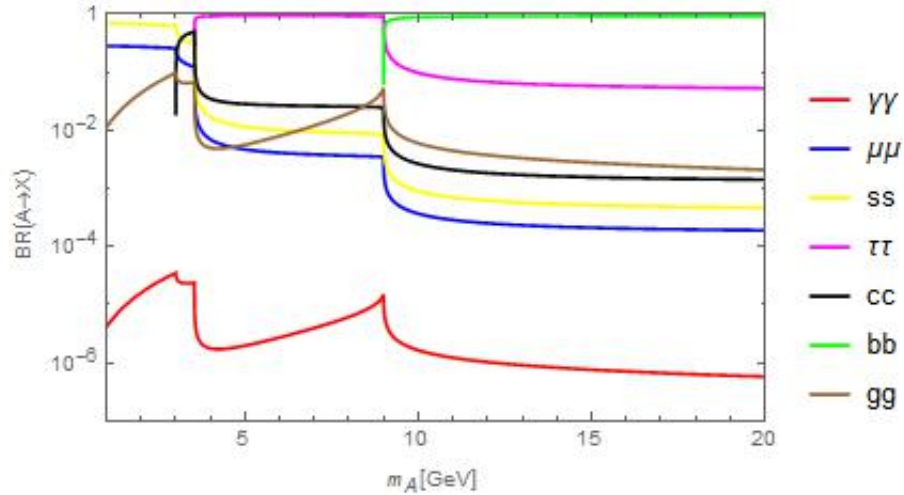


Figura 3.8: Fracciones de decaimiento del pseudoescalar A . Se consideran los decaimientos a dos fotones $A \rightarrow \gamma\gamma$, a dos gluones $A \rightarrow gg$ y a un par de fermiones $A \rightarrow \mu\bar{\mu}$, $A \rightarrow s\bar{s}$, $A \rightarrow \tau\bar{\tau}$, $A \rightarrow c\bar{c}$ y $A \rightarrow b\bar{b}$. Se considera el valor de $\tan \beta = 3$.

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS
3.3. ANÁLISIS NUMÉRICO

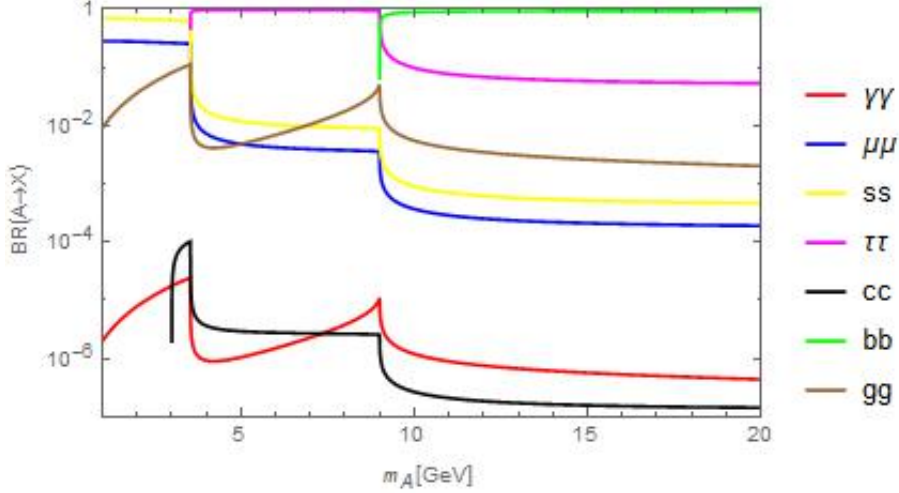


Figura 3.9: Fracciones de decaimiento del pseudoescalar A . Se consideran los decaimientos a dos fotones $A \rightarrow \gamma\gamma$, a dos gluones $A \rightarrow gg$ y a un par de fermiones $A \rightarrow \mu\bar{\mu}$, $A \rightarrow s\bar{s}$, $A \rightarrow \tau\bar{\tau}$, $A \rightarrow c\bar{c}$ y $A \rightarrow b\bar{b}$. Se considera el valor de $\tan\beta = 30$.

En el caso de la Figura 3.8, con $\tan\beta = 3$, podemos observar que para valores de la masa del pseudoescalar A alrededor de 2.5 GeV las contribuciones más importantes a la fracción de decaimiento del pseudoescalar provienen de los canales de decaimiento a un par de fermiones $\mu\bar{\mu}$ y $s\bar{s}$ y a dos gluones. Después de este valor de m_A las aportaciones de estos fermiones decaen hasta tomar un valor casi constante para un valor de la masa entre 3.5 GeV y 9 GeV. En cuanto a la contribución del decaimiento $A \rightarrow \gamma\gamma$, ésta es muy pequeña, aunque la fracción de decaimiento correspondiente muestra un ligero incremento alrededor de $m_A = 3.5$ GeV hasta un valor para la masa de 9 GeV y partir de ese valor vuelve a decaer. Podría decirse que para una masa del pseudoescalar A menor o igual a 20 GeV, el valor máximo de la fracción de decaimiento es cuando $m_A \simeq 2.5$ GeV. En la región $3.5 \text{ GeV} \leq m_A \leq 9 \text{ GeV}$, se puede observar que la contribución mayor a la fracción de decaimiento proviene del canal $\tau\bar{\tau}$. Posteriormente, al llegar a $m_A = 9$ GeV se abre el canal $b\bar{b}$ y este es el canal dominante, de modo que la fracción de decaimiento correspondiente permanece constante. Esto significa que es más probable que A decaiga en este par de fermiones cuando su masa es mayor de 9 GeV.

Cuando $\tan\beta = 30$, se puede observar en la gráfica de la Figura 3.9 que para valores del masa del pseudoescalar m_A menores a 2.5 GeV, la mayor contribución a la anchura de decaimiento del pseudoescalar proviene del par de fermiones $\mu\bar{\mu}$ y $s\bar{s}$ y del par de gluones. Las fracciones de decaimiento decrecen a medida que aumenta la masa del pseudoescalar ya que se abre el canal $\tau\bar{\tau}$, el cual tiene la fracción de decaimiento dominante a partir de valores de m_A de 3.5 GeV a 9 GeV. Notemos que la fracción de decaimiento para el canal $c\bar{c}$ está suprimida puesto que el acoplamiento correspondiente es proporcional a $\cot\beta$. Cuando la masa m_A alcanza el valor de 9 GeV el decaimiento dominante del pseudoescalar será en un par $b\bar{b}$.

En comparación con lo que se observa en el caso en que $\tan\beta = 3$, el valor máximo de la fracción de decaimiento para el canal $A \rightarrow \gamma\gamma$ cuando $\tan\beta = 30$, es donde $m_A \simeq 3.5$ GeV, sin embargo podemos observar que esos valores máximos son casi iguales.

Analicemos ahora el comportamiento de la anchura de decaimiento $\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)$. En la Figura 3.10 hemos graficado la anchura $\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)$ dividida por el cuadrado del acoplamiento g_{hZA} en función de m_A de nuevo para $\tan\beta = 3$ y $\tan\beta = 30$.

CAPÍTULO 3. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS
3.3. ANÁLISIS NUMÉRICO

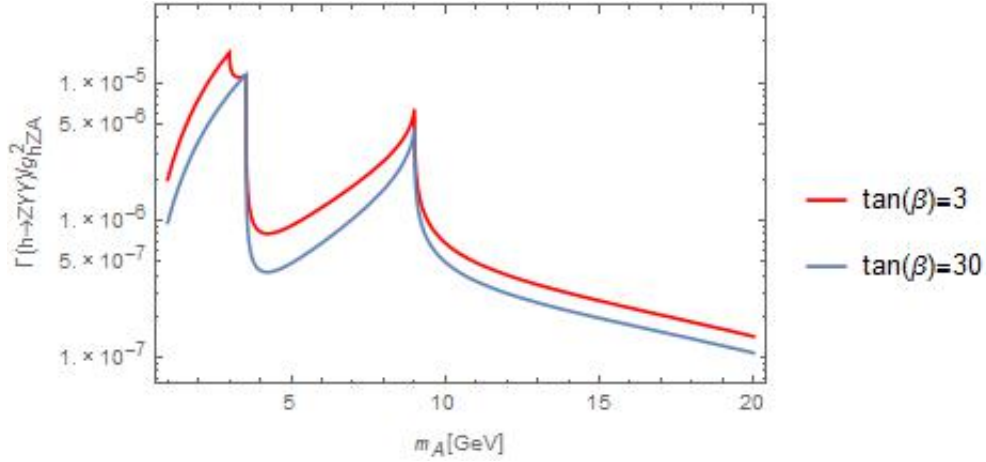


Figura 3.10: Gráfica de la anchura de decaimiento $\frac{\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)}{g_{hZA}^2}$ en función de la masa del pseudoescalar m_A para dos valores distintos de $\tan \beta$.

En esta figura observamos que el comportamiento de la fracción de decaimiento del canal $A \rightarrow \gamma\gamma$ se refleja de manera notable en el comportamiento de $\frac{\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)}{g_{hZA}^2}$, que puede ser del orden de 10^{-4} para m_A alrededor de 2.5 GeV y $\tan \beta = 3$. Para mayores valores de m_A , el valor de $\frac{\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)}{g_{hZA}^2}$ decrece abruptamente, aunque muestra un ligero incremento cuando $m_A \simeq 9$ GeV. Sin embargo para $m_A > 10$ GeV este valor es del orden de 10^{-7} . En este caso, suponiendo que la constante de acoplamiento g_{hZA} fuera del orden de la unidad, la anchura del decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ se incrementaría notablemente en comparación con lo que ocurre en el modelo estándar y estaría varios ordenes de magnitud por arriba. En cuanto al caso para $\tan \beta = 30$, no hay un cambio muy drástico en comparación al caso en el cual se toma $\tan \beta = 3$, pues solo difieren por menos de un orden de magnitud.

Capítulo 4

Conclusiones

Se puede notar que la anchura de $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ entre el cuadrado de g_{hZA} no es tan dependiente de $\tan\beta$, sin embargo es necesario una investigación mas profunda acerca de las cotas que actualmente están permitidas para este parámetro y para la masa del pseudoescalar A .

La anchura total del decaimiento ($h \rightarrow Z\gamma\gamma$) sigue dependiendo de $\cos(\beta - \alpha)$ y también sería conveniente incluir valores específicos de éstos parámetros.

Es importante el estudio de los decaimientos raros del bosón de Higgs, ya que existe la posibilidad de que en un futuro sean detectados u ofrezcan información relevante.

En algunos modelos de extensión como el modelo de dos dobletes de Higgs, la anchura de los decaimientos raros sería no despreciable, en particular el decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ podría ser mediado por el pseudoescalar A que este modelo predice.

Finalmente concluimos que es necesario un estudio mas completo, para ver si es posible detectar este tipo de decaimientos, lo cual dependerá de la luminosidad del colisionador y del ruido del decaimiento.

Bibliografía

- [1] D. Griffiths; *Introduction to elementary particles*; Alemania; John Wiley and sons; 1987.
- [2] F. Halzen; A. D. Martin; *Quarks and leptons:an introductory course in modern particle physics*; USA; John Wiley and sons; 1984.
- [3] W. N. Cottingham; D. A. Greenwood; *An introduction to the standar model of particle physics*; USA; Cambridge;Segundd edición; 2007.
- [4] R. Huamani; F. Villegas; Revista de investigación de física 14; *Simetrías gauge local aplicadas a la física*; 111401756(2011).
- [5] P. H. Frampton; *Gauge field theories*; Alemania; Wiley-vch; Third edition; 2008.
- [6] W. Kilian; *Electroweak Symmetry breaking*; Estados Unidos; Springer; 2003.
- [7] T. Teubner; *The Standar Model* ; Oxford ; Lecturas presentadas en la escuela para jovenes en física de altas energías; 2008.
- [8] D.E. Kaplan , M. Schmaltz,JHEP 0310 (2003) 039, arXiv:hep-ph/0302049v2 18 Feb 2003,
- [9] L. Wang, X. Han,High Energy Physics-Phenomenology, arXiv:1101.0412v1 [hep-ph] 2 Jan 2011.
- [10] F. del Aguila, J. I. Llana, M. D. Jenkins, JHEP 1103:080,2011, arXiv:1101.2936v2 [hep-ph] 4 Mar 2011.
- [11] M. E. Peskin; D. V. Schroeder; *An Introduction to Quantum Field Theory*; USA; Westview Press; 1995.
- [12] A. Czarnecki, W. J. Marciano, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 76 (1999) 245-252, arXiv:hep-ph/9810512 [hep-ph] 28 Oct 1998.
- [13] A. Hoecker,W.J. Marciano,(Particle Data Group), 2013 partial update for the 2014 edition, August 2013.
- [14] S. Eidelman, M. Passera, Mod.Phys.Lett.A22:159-179,2007, arXiv:hep-ph/0701260 [hep-ph] 30 Jan 2007.
- [15] V. A. Smirnov; *Feynman Integral Calculus*; Holanda; Springer; 2006.
- [16] Abdelhak Djouadi, The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs boson in the Standard Model, Phys. Rept. 457 (2008) 1-216, hep-ph/0503172
- [17] Sau Lan Wu, Brief history for the search and discovery of the Higgs particle A personal perspective, World Scientific. Modern Physics Letters A Vol. 29, No. 9 (2014) 1330027.
- [18] John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon Kane, Sally Dawson. The Higgs Hunter's Guide, PERSEUS PUBLISHING Cambridge, Massachusetts, June 2000.