

Física del bosón de Higgs en el LHC

Patricia Castiella Esparza

24/06/2014

Trabajo de fin de grado en Física dirigido por la doctora Siannah Peñaranda Rivas.

Índice

1. Introducción
2. El Modelo Estándar
 - 2.1. Contenido de partículas. Lagrangiano de la teoría electrodébil.
 - 2.2. Ruptura espontánea de la simetría (SSB)
 - 2.3. El mecanismo de Higgs en el Modelo Estándar
3. Fenomenología del sector de Higgs.
 - 3.1. Desintegraciones del bosón Higgs.
 - 3.2. Branching ratio.
 - 3.3. Análisis numérico
4. Conclusiones
5. Bibliografía

1. Introducción

Nuestro interés por la estructura de la materia y el origen del universo surge desde hace ya mucho tiempo.

Conocemos distintas teorías de los antiguos filósofos. Hace más de dos mil años, Empédocles sugirió que toda la materia estaba formada por cuatro elementos: agua, tierra, aire y fuego. Posteriormente, Demócrito postuló que estos elementos estaban hechos de átomos.

Desde entonces, la Física de Partículas es la rama de la física que estudia los componentes elementales de la materia y las interacciones entre ellos.

La principal diferencia entre la Física de Partículas y la antigua filosofía es que la Física de Partículas, como una ciencia, verifica sus modelos y predicciones teóricas con medidas y hechos experimentales.

El Modelo Estándar de la Física de Partículas es uno de los logros más grandes de la ciencia del siglo XX y la mejor teoría que los físicos tienen actualmente para describir los bloques fundamentales del edificio del universo. [1] [2] [3]

Esta teoría ha sido contrastada por numerosos, variados y muy complejos experimentos y sus predicciones han sido confirmadas en un grado extraordinario de precisión. Un ejemplo de estos experimentos es el Gran Colisionador de Hadrones (LHC-del inglés, Large Hadron Collider) en el CERN (del francés, Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), Ginebra, Suiza.

El 4 de julio de 2012 fue anunciado en el CERN el descubrimiento del bosón de Higgs, una partícula cuya existencia es predicha por el Modelo Estándar y que está relacionada con el mecanismo de generación de masa de las partículas elementales [4] [5].

El presente trabajo de fin de grado tiene como finalidad estudiar los conceptos básicos de la física de Higgs y los métodos de cálculo utilizados para explorar esta física. Para ello, en primer lugar se dedica una sección al estudio de los conceptos, ideas y fenómenos del Modelo Estándar necesarios para la comprensión de la fenomenología del sector de Higgs. Así, en esta primera parte, se repasa el contenido de partículas, se explica brevemente los términos del lagrangiano del Modelo Estándar y se desarrolla en detalle la ruptura espontánea de la simetría y el mecanismo de Higgs, responsables de la generación de masas. Finalmente, se estudia la física de la partícula de Higgs a través de sus desintegraciones. Se calcula la anchura de la desintegración de un bosón de Higgs a dos fermiones y la anchura de desintegración de un bosón de Higgs a dos

bosones gauge y se realiza un análisis numérico que permita entender el comportamiento de la razón de desintegración.

2. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar de la física de partículas describe la estructura de la materia, qué partículas existen y cómo interactúan entre ellas. Hay dos tipos de partículas: partículas de materia y mediadores de la interacción. Además, existe una partícula especial denominada bosón de Higgs que es un ingrediente fundamental de este modelo.

Las **partículas de materia** son seis quarks y seis leptones agrupados en tres familias o generaciones. Para cada partícula de materia hay una antipartícula correspondiente con las mismas propiedades que las partículas normales excepto que tienen la carga opuesta. Los quarks tienen masa y carga. Diferentes combinaciones de quarks forman los hadrones (por ejemplo, protones y neutrones). Los leptones (por ejemplo, el electrón) son partículas elementales, es decir, son partículas indivisibles que no están constituidas por otras partículas más pequeñas ni se conoce que tengan estructura interna.

Los **mediadores de las interacciones** o transportadores de las fuerzas son partículas que se intercambian entre las partículas de materia que experimentan una interacción (fuerza). Hay tres tipos diferentes: fotones, gluones y bosones vectoriales. El fotón es una partícula elemental neutra y sin masa, mediador de las interacciones electromagnéticas; interacción que actúa entre partículas eléctricamente cargadas. Hay ocho gluones que median la interacción fuerte que actúa entre los quarks y mantiene los hadrones unidos. Finalmente, conocemos tres bosones vectoriales: W^\pm y Z , que median la interacción débil; fuerza responsable de fenómenos tales como la desintegración radioactiva.

El **bosón de Higgs** o partícula de Higgs es una partícula elemental propuesta en el Modelo Estándar que desempeña un papel fundamental en explicar los orígenes de la masa de otras partículas elementales de este modelo a través del denominado mecanismo de Higgs. Las partículas interactuando con el campo de Higgs adquieren masa, mientras que las que no interactúan con él, no la tienen. El bosón de Higgs es una partícula de espín cero y no posee carga eléctrica, es muy inestable y se desintegra rápidamente. Por tanto, sólo se puede encontrar en base a sus productos de desintegración. Todas las partículas del Modelo Estándar han sido contrastadas experimentalmente. El último hallazgo de este modelo ha sido el de una nueva partícula consistente con el bosón de Higgs del Modelo Estándar en el CERN, por los experimentos ATLAS y CMS, en julio de 2012. Actualmente muchos científicos se centran en el estudio de sus propiedades e interacciones.

2.1. Contenido de partículas. Lagrangiano de la teoría electrodébil.

El Modelo Estándar es una teoría gauge basada en un grupo de simetrías $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Este modelo describe las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas mediante el intercambio de los correspondientes campos de spin 1 (bosones de gauge): 8 gluones sin masa para la interacción fuerte, 1 fotón sin masa y sin carga para la interacción electromagnética y 3 bosones masivos (W^\pm y Z) y autointeractantes para la interacción débil. Estas partículas constituyen el sector gauge del modelo.

El sector fermiónico describe el contenido de la materia y consiste en 3 familias de quarks y 3 familias de leptones. Cada familia está formada por dos partículas de spin 1/2, f y f' , con cargas eléctricas $Q_f = Q_{f'} + 1$ en unidades de la carga del protón, y sus correspondientes antipartículas. Los quarks aparecen en tres posibles estados de color (rojo, verde y azul).

El sector escalar del modelo ha sido durante años un enigma, sin confirmación experimental. El hecho de que los bosones de gauge, W^\pm y Z , sean masivos indica que $SU(2)_L \times U(1)_Y$ no es una simetría del vacío. Por el contrario, un fotón sin masa nos dice que $U(1)_{em}$ es una buena simetría del vacío. Por tanto, la simetría gauge está rota espontáneamente ($SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{em}$) y se introduce un campo escalar, el campo de Higgs, que tiene asociada la partícula de Higgs. Esta partícula se confirmó experimentalmente el 4 de julio de 2012 en el CERN. Este campo escalar permite que los bosones débiles y los fermiones sean masivos, tal y como observamos en la naturaleza.

El contenido de partículas del Modelo Estándar y las interacciones se resumen en la tabla 2.1.1, donde Q es la carga eléctrica.

Fermiones			I	II	III	Q
Spin $\frac{1}{2}$	Quarks	f	uuu	ccc	ttt	2/3
		f'	ddd	<bsss< b=""></bsss<>	bbb	-1/3
	Leptones	f	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
		f'	e	μ	τ	-1

Bosones		
Spin 1	8 gluones	Interacción fuerte
	γ	Interacción electromagnética
	W^\pm, Z	Interacción débil

Escalar	
Spin 0	Higgs

Tabla 2.1.1. Las partículas e interacciones del Modelo Estándar.

Aunque no daremos detalles en este trabajo, podemos escribir el lagrangiano del Modelo Estándar de la teoría electrodébil como [6]:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_{SBS} + \mathcal{L}_{YW}$$

El lagrangiano fermiónico \mathcal{L}_f describe la cinemática, las interacciones fermiónicas y contiene interacciones entre fermiones y bosones de gauge. Para que la teoría sea completa se tiene que añadir el lagrangiano para los campos de gauge \mathcal{L}_G que describe los términos cinéticos de los bosones de gauge y sus autointeracciones.

Los dos últimos términos corresponderían con el lagrangiano de la ruptura espontánea de la simetría gauge \mathcal{L}_{SBS} y el lagrangiano de Yukawa \mathcal{L}_{YW} . Estos términos son necesarios para dar masa a los bosones de gauge (W^\pm y Z) y a los fermiones.

La ruptura espontánea de la simetría (SSB) y el mecanismo de Higgs son los responsables de la generación de masas. Este es el tema que voy a desarrollar en detalle en la próxima sección. [7]

2.2. Ruptura espontánea de la simetría (SSB).

La teoría electrodébil tiene serios defectos. La simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, que determina cómo son las interacciones, prohíbe términos de masa para los bosones de gauge y tampoco son posibles términos de masa para los fermiones. Además, se viola unitariedad.

Una opción para resolver estos problemas podría ser omitir la condición de invariancia gauge local $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Sin embargo, necesitamos este tipo de simetría para mantener la teoría renormalizable. Por tanto, no es una decisión sabia.

Afortunadamente, existe otra solución: introducir un campo con un potencial específico que preserve la invariancia del lagrangiano bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y rompa la simetría del vacío del sistema (uno de los estados de mínima energía).

2.2.1. Ejemplo sencillo de ruptura de simetría

Para describir la idea principal de ruptura de simetría empezamos con un modelo sencillo, añadiendo un campo escalar ϕ , con un potencial específico:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\lambda\phi^4$$

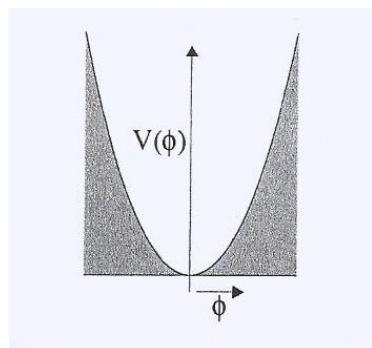
El lagrangiano es simétrico bajo $\phi \rightarrow -\phi$ y para que el potencial $V(\phi)$ esté acotado inferiormente (es decir, exista un estado de mínima energía, el vacío) el parámetro $\lambda > 0$.

Investigaremos las dos posibilidades para el signo de μ^2 .

a) $\mu^2 > 0$: Partícula libre con interacciones adicionales

Para investigar el espectro de partículas, nos fijamos en el lagrangiano para pequeñas perturbaciones sobre el mínimo (vacío). El potencial tiene sólo un mínimo en $\phi = 0$. Por tanto, se trata de un campo escalar de masa μ y acoplamiento cuártico λ .

$$\begin{cases} \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 \rightarrow \text{término cinético} \\ \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 \rightarrow \text{término de masa} \\ \frac{1}{4}\lambda\phi^4 \rightarrow \text{interacción de orden 4} \end{cases}$$

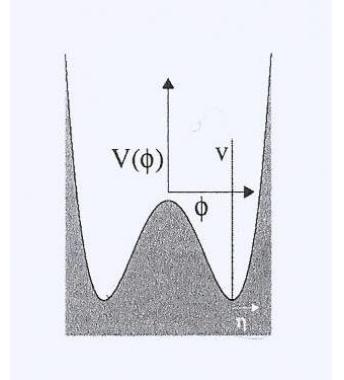


b) $\mu^2 < 0$: Partícula con masa imaginaria

Esta situación puede parecer extraña pues a primera vista parecería describir una partícula con masa imaginaria. Sin embargo, si miramos el potencial, vemos que no tiene sentido interpretar el espectro de partículas usando el campo ϕ dado que el sistema no converge, existen dos de estados de mínima energía:

$$\phi_0 = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = v \quad \text{ó} \quad \mu^2 = -\lambda v^2$$

Eligiendo uno de ellos como el estado fundamental del sistema (el vacío físico), la simetría de los estados físicos se rompe espontáneamente, aunque se preserva la del lagrangiano.



Como antes, investigamos el espectro de partículas mediante perturbaciones sobre el mínimo. Para ello, utilizamos un nuevo campo η centrado en el vacío: $\eta = \phi - v$. Reescribimos el lagrangiano en términos de η :

$$\text{término cinético} \rightarrow \mathcal{L}_{\text{cinético}} = \frac{1}{2} (\partial_\mu (\eta + v) \partial^\mu (\eta + v)) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta)$$

donde hemos usado $\partial_\mu v = 0$,

$$\begin{aligned} \text{término potencial} \rightarrow V(\eta) &= \frac{1}{2} \mu^2 (\eta + v)^2 + \frac{1}{4} \lambda (\eta + v)^4 \\ &= \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 - \frac{1}{4} \lambda v^4 \end{aligned}$$

donde hemos usado $\mu^2 = -\lambda v^2$.

Aunque el lagrangiano permanece simétrico en ϕ , las perturbaciones alrededor del mínimo no son simétricas en η , ya que $V(-\eta) \neq V(\eta)$.

Despreciando el término constante $\frac{1}{4} \lambda v^4$ y los términos de orden superior a η^2 , tenemos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\eta) &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + \frac{1}{4} \lambda v^4 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \lambda v^2 \eta^2 \end{aligned}$$

Este lagrangiano describe la cinemática de una partícula masiva escalar:

$$\frac{1}{2} m_\eta^2 = \lambda v^2 \rightarrow m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}; \quad m_\eta > 0$$

Resumiendo, para $\mu^2 < 0$, a primera vista, añadir el término potencial $V(\phi)$ al lagrangiano implica añadir una partícula con masa imaginaria y término de

acoplamiento cuántico. Sin embargo, cuando estudiamos el espectro de partículas usando la teoría de perturbaciones alrededor del vacío, vemos que describe una partícula masiva escalar con interacciones de tercer y cuarto orden. Aunque el lagrangiano preserva su simetría en ϕ , el vacío no es simétrico en η : ruptura de simetría espontánea.

2.2.2. Ruptura de una simetría global

Introducimos ahora un campo escalar complejo $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ (dos grados de libertad):

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^*(\partial^\mu \phi) - V(\phi), \quad \text{con } V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \frac{1}{4}\lambda(\phi^* \phi)^2$$

Este lagrangiano es invariante bajo transformaciones globales de fase $U(1)$, es decir bajo $\phi' \rightarrow e^{i\alpha} \phi$ ya que $\phi'^* \phi' \rightarrow \phi^* \phi e^{-i\alpha} e^{+i\alpha} = \phi^* \phi$

El lagrangiano en términos de ϕ_1 y ϕ_2 es:

$$\mathcal{L}(\phi_1, \phi_2) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

De nuevo, $\lambda > 0$ y existen dos posibilidades para el signo de μ^2 .

a) $\mu^2 > 0$

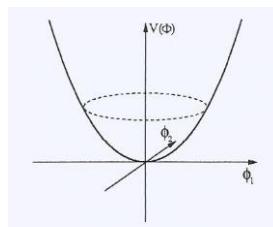
El potencial tiene sólo un mínimo. El lagrangiano describe dos partículas escalares masivas, cada una con masa μ y con interacciones adicionales:

$$\mathcal{L}(\phi_1, \phi_2) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi_1^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi_2^2 + \text{interacciones}$$

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi_1^2 \rightarrow \text{partícula } \phi_1, \text{ masa } \mu$$

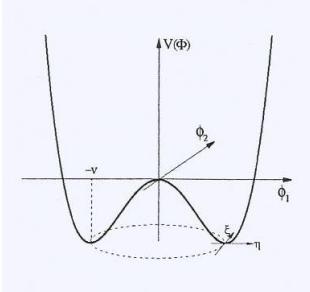
$$\frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi_2^2 \rightarrow \text{partícula } \phi_2, \text{ masa } \mu$$

b) $\mu^2 < 0$



El mínimo corresponde a las configuraciones del campo que satisfacen

$$\sqrt{(\phi_1^2 + \phi_2^2)} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = v$$



Existen por tanto un número infinito de estados de mínima energía.

Elegimos como el estado fundamental del sistema $\phi_1 = v$ y $\phi_2 = 0$.

Estudiamos el comportamiento del lagrangiano bajo pequeñas excitaciones del campo alrededor del vacío.

Para ello, definimos los campos $\eta = \phi_1 - v$ y $\xi = \phi_2$, lo que significa que el vacío viene dado por:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + v + i\xi)$$

Escribimos el lagrangiano en función de η y ξ :

$$\begin{aligned} \text{término cinético} \rightarrow \mathcal{L}_{\text{cinético}}(\eta, \xi) &= \frac{1}{2} \partial_\mu (\eta + v - i\xi) \partial^\mu (\eta + v + i\xi) \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 \end{aligned}$$

usando Lorentz gauge $\partial_\mu v = 0$

$$\begin{aligned} \text{término potencial} \rightarrow V(\eta, \xi) &= \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \\ &= -\frac{1}{2} \lambda v^2 [(\eta + v)^2 + \xi^2] + \frac{1}{4} \lambda [(\eta + v)^2 + \xi^2]^2 \\ &= -\frac{1}{4} \lambda v^4 + \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + \frac{1}{4} \lambda \xi^4 + \lambda v \eta \xi^2 + \frac{1}{2} \lambda \eta^2 \xi^2 \end{aligned}$$

$$\text{usando } \mu^2 = -\lambda v^2 \text{ y } \phi^2 = \phi^* \phi = \frac{1}{2} [(\eta + v)^2 + \xi^2]$$

Despreciando el término constante y los términos de orden superior a η^2 y ξ^2 , tenemos:

$$\mathcal{L}(\eta, \xi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 - \lambda v^2 \eta^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + 0 \cdot \xi^2 + \dots$$

Podemos identificar entonces una partícula masiva escalar η y una partícula sin masa ξ :

$$m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} > 0 \text{ y } m_\xi = 0$$

A diferencia del campo η , que describe excitaciones radiales, no hay fuerza actuando sobre oscilaciones en la dirección de ξ . Esta es una consecuencia directa de la invariancia del lagrangiano bajo $U(1)$ y la partícula sin masa es el llamado bosón de Goldstone.

Teorema de Goldstone: Por cada generador que conecta los vacíos degenerados, aparecerá una partícula sin masa de espín 0.

La ruptura espontánea de una simetría global da lugar a un bosón de Goldstone. La ruptura espontánea de una simetría local hará que el bosón de Goldstone desaparezca.

2.2.3. Ruptura de una simetría local: mecanismo de Higgs

Si lagrangiano es invariante bajo una transformación local $U(1)$ significa que es invariante bajo $\phi' \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi$. Para ello, es necesario introducir la derivada covariante y una transformación especial para el potencial vector:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad \text{Derivada covariante}$$

$$A'_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad \text{Transformación } A_\mu$$

El lagrangiano invariante bajo una transformación local para un campo escalar complejo viene dado por:

$$\mathcal{L} = (D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - V(\phi)$$

De nuevo, $\lambda > 0$ y existen dos posibilidades para el signo de μ^2 .

a) $\mu^2 > 0$

El potencial tiene sólo un mínimo. El lagrangiano describe dos partículas escalares masivas ϕ_1 y ϕ_2 y un fotón sin masa.

b) $\mu^2 < 0$

El mínimo corresponde a las configuraciones del campo que satisfacen

$$\sqrt{(\phi_1^2 + \phi_2^2)} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = v$$

Existen por tanto un número infinito de estados de mínima energía.

Elegimos como el estado fundamental del sistema $\phi_1 = v$ y $\phi_2 = 0$ y estudiamos el comportamiento del lagrangiano bajo pequeñas excitaciones del campo alrededor del vacío. Para ello, definimos los campos $\eta = \phi_1 - v$ y $\xi = \phi_2$, lo que significa que el vacío viene dado por:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + v + i\xi)$$

Escribimos el lagrangiano en función de η y ξ . Para el término cinético tenemos:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{cinético}}(\eta, \xi) &= (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = (\partial^\mu + ieA^\mu)\phi^*(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi \\ &= (\partial^\mu \phi)^*(\partial_\mu \phi) - (\partial^\mu \phi)^*ieA_\mu \phi + ieA^\mu \phi^*(\partial_\mu \phi) + e^2 A_\mu^2 \phi^2 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - evA_\mu(\partial^\mu \xi)\end{aligned}$$

Y para el potencial,

$$\begin{aligned}V(\eta, \xi) &= \mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2 = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \\ &= -\frac{1}{2}\lambda v^2[(v + \eta)^2 + \xi^2] + \frac{1}{4}\lambda[(v + \eta)^2 + \xi^2]^2 \\ &= -\frac{1}{4}\lambda v^4 + \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4}\lambda \eta^4 + \frac{1}{4}\lambda \xi^4 + \lambda v \eta \xi^2 + \frac{1}{2}\lambda \eta^2 \xi^2\end{aligned}$$

Despreciando el término constante y los términos de orden superior a η^2 y ξ^2 , tenemos:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(\eta, \xi) &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \lambda v^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + 0 \cdot \xi^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 \\ &\quad - evA_\mu(\partial^\mu \xi) + \text{términos de interacción}\end{aligned}$$

Por tanto, podemos identificar:

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \lambda v^2 \eta^2 \rightarrow \text{partícula masiva escalar } \eta$$

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + 0 \cdot \xi^2 \rightarrow \text{partícula sin masa } \xi$$

$$\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 \rightarrow \text{fotón con masa}$$

$$-evA_\mu(\partial^\mu \xi) \rightarrow ?$$

El lagrangiano contiene un término extraño que no podemos interpretar fácilmente: $-evA_\mu(\partial^\mu \xi)$. Para ello, escribimos el lagrangiano en un gauge unitario. En una teoría invariante gauge local, A_μ está fijado por $\partial_\mu \alpha$. Por ello, elegimos el gauge unitario $\alpha = -\xi/v$. Con esta elección gauge, el campo se transforma bajo:

$$\phi' \rightarrow e^{-\frac{i\xi}{v}}\phi = e^{-\frac{i\xi}{v}} \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta + i\xi) = e^{-\frac{i\xi}{v}} \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta)e^{+\frac{i\xi}{v}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h)$$

Por tanto, hemos introducido un campo escalar h y el lagrangiano resultante es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \\ &= (\partial^\mu + ieA^\mu) \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) (\partial_\mu - ieA_\mu) \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) - V(\phi) \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 (v + h)^2 - \lambda v^2 h^2 - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 + \frac{1}{4}\lambda v^4 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 + e^2 v A_\mu^2 h + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 h^2 - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 \end{aligned}$$

donde hemos desarrollado $(v + h)^2$ y hemos despreciado el término constante para obtener la última expresión.

Podemos identificar entonces:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 &\rightarrow \text{partícula masiva escalar } h \\ \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 &\rightarrow \text{fotón con masa} \\ e^2 v A_\mu^2 h + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 h^2 &\rightarrow \text{interacción Higgs - fotón} \\ -\lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 &\rightarrow \text{autointeracciones del Higgs.} \end{aligned}$$

La ruptura espontánea de una simetría local da lugar a un fotón con masa y una partícula escalar masiva h .

2.3 El mecanismo de Higgs en el modelo estándar

Una vez explicada la idea de la ruptura espontánea de simetría, vamos a aplicarla al modelo electrodébil. De esta forma específica, obtendremos bosones W^\pm y Z masivos, pero manteniendo el fotón sin masa.

2.3.1 Ruptura de una simetría local: $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Para romper la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, seguimos el mecanismo de Higgs estudiado:

- 1) Introducimos un doblete de isospín, es decir, un campo complejo por cada simetría:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

- 2) Consideramos un potencial que rompa la simetría

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2; \mu^2 < 0$$

y la parte correspondiente del lagrangiano escalar

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi)$$

con la derivada covariante asociada a $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu$$

- 3) Elegimos un vacío, $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ y $\phi_3 = v$:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}$$

y veremos que esta elección del vacío rompe la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y deja invariante $U(1)_{EM}$, dejando el fotón sin masa.

2.3.2 Simetrías asociadas a los bosones gauge

Invariancia implica que $e^{i\alpha Z} \phi_0 = \phi_0$, con Z la rotación asociada. Bajo rotaciones infinitesimales tenemos $(1 + i\alpha Z) \phi_0 = \phi_0 \rightarrow Z \phi_0 = 0$

Vamos a ver qué ocurre con los generadores de $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ y $U(1)_{EM}$:

$SU(2)_L$:

$$\tau_1 \Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} = +\frac{1}{2} \begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \rightarrow \text{Rota}$$

$$\tau_2 \Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} = -\frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \rightarrow \text{Rota}$$

$$\tau_3 \Phi_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \neq 0 \rightarrow \text{Rota}$$

$U(1)_Y$:

$$Y \Phi_0 = Y_{\Phi_0} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} = +\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \neq 0 \rightarrow \text{Rota}$$

Vemos que se rompen las simetrías $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ y por tanto, los cuatro bosones de gauge, W_1 , W_2 , W_3 y B adquieren masa a través del mecanismo de Higgs. Los campos W_1 y W_2 se mezclan para formar los bosones cargados W^\pm y W_3 y B para formar el bosón neutro Z y el fotón γ .

$$W^\pm = \frac{1}{2} (W_1 \pm W_2)$$

$$|\gamma\rangle = \cos\theta_W |B\rangle + \sin\theta_W |W_3\rangle$$

$$|Z\rangle = -\sin\theta_W |B\rangle + \cos\theta_W |W_3\rangle$$

Cuando calculemos las masas de estos estados, veremos que una de las combinaciones, el fotón, no tiene masa.

Para ello, el vacío debe dejar invariante la simetría $U(1)_{EM}$. De hecho:

$$U(1)_{EM}: Q \Phi_0 = \frac{1}{2} (\tau_3 + Y) \Phi_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} = 0 \rightarrow \text{No se rompe}$$

Este resultado es esperado porque el vacío es neutro y tenemos:

$$\Phi'_0 \rightarrow e^{i\alpha Q} \Phi_0 = \Phi_0$$

Así, tras la ruptura espontánea de la simetría W^\pm y Z se convierten en campos masivos mientras que el fotón permanece sin masa. Todo ello preservándose la simetría gauge del lagrangiano. El precio que hemos de pagar es la introducción del campo de Higgs.

2.3.3 Parte escalar del lagrangiano: términos de masa de los bosones gauge

Sólo necesitamos estudiar la parte escalar del lagrangiano para obtener las masas de los bosones gauge:

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi)$$

El término de potencial dará lugar a la masa del Higgs y a las interacciones Higgs-Higgs. El término cinético dará lugar a las masas de los bosones gauge y a las interacciones bosones gauge-Higgs.

Nos centramos en las masas de los bosones gauge. Para ello, calculamos:

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[i g \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + i g' \frac{1}{2} Y B_\mu \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{\sqrt{8}} \left[g(\tau_1 W_1 + \tau_2 W_2 + \tau_3 W_3) + g' Y B_\mu \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{\sqrt{8}} \left[g \left(\begin{pmatrix} 0 & W_1 \\ W_1 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -iW_2 \\ iW_2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} W_3 & 0 \\ 0 & -W_3 \end{pmatrix} \right) \right. \\ &\quad \left. + g' \begin{pmatrix} Y_{\phi_0} B_\mu & 0 \\ 0 & Y_{\phi_0} B_\mu \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} gW_3 + g'Y_{\phi_0}B_\mu & g(W_1 - iW_2) \\ g(W_1 + iW_2) & -gW_3 + g'Y_{\phi_0}B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{iv}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} g(W_1 - iW_2) \\ -gW_3 + g'Y_{\phi_0}B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\text{Análogamente: } (D^\mu \phi)^\dagger = -\frac{iv}{\sqrt{8}} \left(g(W_1 + iW_2), (-gW_3 + g'Y_{\phi_0}B_\mu) \right)$$

Así, el término cinético del lagrangiano viene dado por la siguiente expresión:

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{1}{8} v^2 \left[g^2 (W_1^2 + W_2^2) + (-gW_3 + g'Y_{\phi_0}B_\mu)^2 \right]$$

Ahora vamos a reescribir $(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi)$ en términos de los bosones gauge físicos W^+ , W^- , Z y γ . Para el término con W_1 y W_2 , tenemos:

$$W^\pm = \frac{1}{2} (W_1 \pm W_2) \rightarrow g^2 (W_1^2 + W_2^2) = g^2 ((W^+)^2 + (W^-)^2)$$

El término con W_3 y B_μ puede escribirse en forma matricial:

$$(-gW_3 + g'Y_{\phi_0}B_\mu)^2 = (W_3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg'Y_{\phi_0} \\ -gg'Y_{\phi_0} & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

De este modo, nos damos cuenta de que $Y_{\phi_0} \neq 0$. En nuestra elección del vacío, $Y_{\phi_0} = +1$.

Los autovalores de la matriz $\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}$ son $\lambda_1 = 0$ y $\lambda_2 = (g^2 + g'^2)$

Los autovectores correspondientes a estos autovalores son:

$$\lambda_1 = 0 \rightarrow V_1 = \frac{1}{\sqrt{(g^2 + g'^2)}} (g' W_3 + g B_\mu) \equiv A_\mu$$

$$\lambda_2 = (g^2 + g'^2) \rightarrow V_2 = \frac{1}{\sqrt{(g^2 + g'^2)}} (g W_3 - g' B_\mu) \equiv Z_\mu$$

Reescribimos el término con W_3 y B_μ :

$$(-gW_3 + g'Y_{\phi_0}B_\mu)^2 = (g^2 + g'^2)Z_\mu^2 + 0 \cdot A_\mu^2$$

Finalmente, el término cinético en función de los bosones gauge físicos viene dado por:

$$(D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) = \frac{1}{8}v^2 [g^2(W^+)^2 + g^2(W^-)^2 + (g^2 + g'^2)Z_\mu^2 + 0 \cdot A_\mu^2]$$

En general, el término de masa de un bosón masivo V tiene la forma $\frac{1}{2}M_V^2V_\mu^2$. Del término cinético del lagrangiano obtenemos:

$$M_{W^+} = M_{W^-} = \frac{1}{2}vg$$

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{(g^2 + g'^2)}$$

$$M_\gamma = 0$$

2.3.5 Masa del bosón de Higgs

Podemos obtener la masa del bosón de Higgs del término de masa en el potencial del lagrangiano, $\mathcal{L} = (D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi)$, donde hemos identificado $\frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2$ con una nueva partícula masiva escalar h . Por tanto, la masa del bosón de Higgs está dada por

$$m_h = \sqrt{2\lambda v^2}$$

Sabemos que $v \cong 246$ GeV, pero λ es un parámetro libre. Por tanto, podemos decir que la masa del bosón de Higgs no está predeterminada en el Modelo Estándar.

2.3.6 Lagrangiano de Yukawa: términos de masa de los fermiones

En general, el lagrangiano de Yukawa es el término que dota de masa a los fermiones. De forma explícita, \mathcal{L}_{YW} está dado, para la primera familia, por

$$\mathcal{L}_{YW} = \lambda_e \bar{l}_L \phi e_R + \lambda_u \bar{q}_L \tilde{\phi} u_R + \lambda_d \bar{q}_L \phi d_R + \text{h.c.}$$

donde h.c. significa complejo conjugado.

Tenemos:

$$l_L = \begin{pmatrix} v_L \\ e_L \end{pmatrix}; \quad q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}; \quad \tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi_0^* \\ -\phi^- \end{pmatrix}$$

Por tanto, el resultado final es:

$$\mathcal{L}_{YW} = \left(\lambda_e \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \bar{e}'_L e'_R + \left(\lambda_u \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \bar{u}'_L u'_R + \left(\lambda_d \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \bar{d}'_L d'_R + \dots$$

De este modo, podemos obtener las masas de los fermiones:

$$m_e = \lambda_e \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad m_u = \lambda_u \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad m_d = \lambda_d \frac{v}{\sqrt{2}}$$

Resultados similares podría derivarse para la segunda y tercera familias, pero no entraremos en detalles. Nos limitamos a escribir las masas correspondientes:

$$m_\mu = \lambda_\mu \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad m_c = \lambda_c \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad m_s = \lambda_s \frac{v}{\sqrt{2}}$$

$$m_\tau = \lambda_\tau \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad m_t = \lambda_t \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad m_b = \lambda_b \frac{v}{\sqrt{2}}$$

3. Fenomenología del sector de Higgs.

3.1. Desintegraciones del bosón Higgs.

El bosón de Higgs es una partícula de espín cero y no posee carga eléctrica, es muy inestable y se desintegra rápidamente. Por tanto, sólo se puede encontrar en base a sus productos de desintegración.

El bosón de Higgs tiene varios canales de desintegración. Se puede desintegrar, por ejemplo, en dos quarks bottom, dos gluones, dos partículas tau, dos fotones, dos bosones Z_0 , que finalmente producen dos pares de leptones cargados, y dos bosones W , que producen finalmente dos leptones cargados y dos neutrinos.

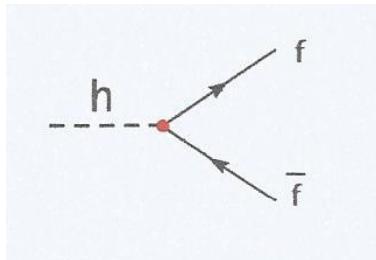
Nos centraremos en estudiar las desintegraciones del bosón de Higgs en dos fermiones y dos bosones de gauge (W^\pm y Z). En este trabajo, he calculado la anchura de desintegración de un bosón de Higgs a dos fermiones $\Gamma(h \rightarrow f\bar{f})$ siendo f el quark bottom, el leptón tau y el quark charm y la anchura de desintegración de un bosón de Higgs a dos bosones gauge $\Gamma(h \rightarrow ZZ)$ y $\Gamma(h \rightarrow W^+W^-)$.

3.1.1. Desintegración de un bosón de Higgs a dos fermiones:

$$h \rightarrow f\bar{f}$$

La anchura de desintegración de una partícula a otras partículas es proporcional al cuadrado de la amplitud de scattering o de dispersión M , siendo M un elemento de matriz.

Calculamos la amplitud de scattering mediante el cálculo de diagramas de Feynman.



La regla de Feynman para el correspondiente vértice, de forma genérica, es:

$$[SFF]: ie(g_S - g_P \gamma_5) = ie(c_L P_L + c_R P_R)$$

$$\text{donde } c_{L,R} \equiv g_S \pm g_P \text{ y } P_{L,R} \equiv \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5).$$

Estos acoplamientos genéricos toman los siguientes valores en el Modelo Estándar [8]:

SFF	$H\bar{f}_i f_j$
c_L	$-\frac{1}{2s_W} \frac{m_{f_i}}{M_W} \delta_{ij}$
c_R	$-\frac{1}{2s_W} \frac{m_{f_i}}{M_W} \delta_{ij}$

Por tanto, tenemos:

$$ie(c_L P_L + c_R P_R) = -ie \frac{1}{2s_W} \frac{m_{f_i}}{M_W} \delta_{ij} = -ie \frac{m_{f_i}}{s_W v g} \delta_{ij} = -i \frac{m_{f_i}}{v} \delta_{ij}$$

donde hemos usado que $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$, $M_W = \frac{1}{2}vg$ y $g = \frac{e}{s_W}$

La amplitud de scattering viene dada por la siguiente expresión:

$$-iM = \bar{u}(p_1) \frac{im_f}{v} v(-p_2)$$

$$iM^\dagger = \bar{v}(-p_2) \frac{-im_f}{v} u(p_1)$$

siendo p_1 y p_2 los momentos de los fermiones correspondientes.

Calculamos ahora el cuadrado de la amplitud:

$$\begin{aligned} M^2 &= \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 \sum_{s_1, s_2} (\bar{v})_{s_2}(-p_2) u_{s_1}(p_1) (\bar{u})_{s_1}(p_1) v_{s_2}(-p_2) \\ &= \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 \sum_{s_1} u_{s_1}(p_1) (\bar{u})_{s_1}(p_1) \sum_{s_2} (\bar{v})_{s_2}(-p_2) v_{s_2}(-p_2) \\ &= \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 \text{Tr}(\not{p}_1 + m_f) \text{Tr}(-\not{p}_2 - m_f) = \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 [-\text{Tr}(\not{p}_1 \not{p}_2) - m_f^2 \text{Tr}(\mathbb{I})] \\ &= \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 [-4p_1 \cdot p_2 - 4m_f^2] \end{aligned}$$

donde hemos usado la notación $\not{a} \equiv \gamma_\mu a^\mu$ y las siguientes propiedades de la traza:

$$\text{Tr}(\mathbb{I}) = D = \text{nº dimensiones}$$

$$\text{Tr}\{\gamma_\mu \dots \gamma_\beta\} = 0; \text{ nº impar de } \gamma's$$

$$\text{Tr}\{\gamma_\mu \gamma_\nu\} = 4g_{\mu\nu}$$

Tenemos que $s = (p_1 - p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 \cdot p_2$ y por conservación, $s = m_h^2$. Dado que $p_1^2 = p_2^2 = m_f^2$, obtenemos la siguiente expresión: $m_h^2 = 2m_f^2 - 2p_1 \cdot p_2$

Usando lo anterior, el cuadrado de la amplitud tiene la siguiente forma:

$$M^2 = \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 [2m_h^2 - 8m_f^2] = \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 2m_h^2 \beta^2; \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2}}$$

Incluyendo el número de color, el resultado final para la matriz de dispersión es:

$$M^2 = \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 2m_h^2 \beta^2 N_c$$

Finalmente la anchura de desintegración se puede escribir como [7]:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{|M|^2}{32\pi^2 s} |p_f| S = \frac{N_c m_h}{32\pi^2} \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 \beta^3$$

donde $|p_f|$ es el momento de las partículas producidas y $S = \frac{1}{n!}$ para n partículas idénticas. En una desintegración a dos cuerpos tenemos $\sqrt{s} = m_h$ y $|p_f| = \frac{1}{2} \beta \sqrt{s}$

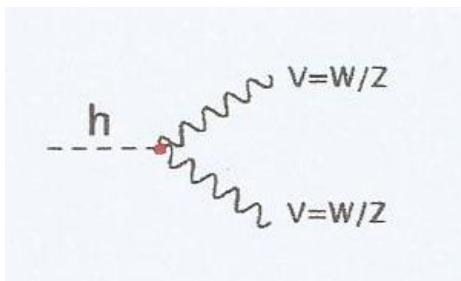
Integrando, la desintegración de un bosón de Higgs a dos fermiones viene dada por la siguiente expresión:

$$\Gamma(h \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c}{8\pi v^2} m_f^2 m_h \beta^3, \text{ con } \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2}}$$

Claramente, la anchura de desintegración de un bosón de Higgs a dos fermiones depende de la masa del Higgs y la masa del fermión correspondiente.

3.1.2. Desintegración de un bosón de Higgs a dos bosones:

$h \rightarrow VV$



La regla de Feynman para el correspondiente vértice de forma genérica es:

$$[SVV]: ieKg_{\mu\nu}$$

Los acoplamientos genéricos toman los siguientes valores en el Modelo Estándar [8]:

SVV	HZZ	HW^+W^-
K	$M_W/s_W c_W^2$	M_W/s_W

Vamos a centrarnos en la desintegración a dos bosones Z y después generalizaremos.

Por tanto, el vértice viene dado por:

$$ieKg_{\mu\nu} = ie \frac{M_W}{s_W c_W^2} g_{\mu\nu}$$

La amplitud de dispersión viene dada por la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} -iM &= (\epsilon_\lambda^\mu)^*(p) ie \frac{M_W}{s_W c_W^2} g_{\mu\nu} \epsilon_\delta^\nu(q) \\ iM^\dagger &= \epsilon_\lambda^\alpha(p) ie \frac{M_W}{s_W c_W^2} g_{\alpha\beta} (\epsilon_\delta^\nu)^*(q) \end{aligned}$$

donde p y q son los momentos asociados a los bosones de gauge,

Calculamos ahora el cuadrado de la amplitud:

$$\begin{aligned} M^2 &= \left(\frac{gM_W}{c_W^2} \right)^2 \sum_{\lambda, \delta} g_{\mu\nu} (\epsilon_\lambda^\mu)^*(p) (\epsilon_\delta^\nu)^*(q) g_{\alpha\beta} \epsilon_\lambda^\alpha(p) \epsilon_\delta^\nu(q) \\ &= \left(\frac{gM_W}{c_W^2} \right)^2 g_{\mu\nu} \sum_\lambda (\epsilon_\lambda^\mu)^*(p) \epsilon_\lambda^\alpha(p) g_{\alpha\beta} \sum_\delta (\epsilon_\delta^\nu)^*(q) \epsilon_\delta^\nu(q) \end{aligned}$$

Utilizando la siguiente propiedad:

$$\sum_\lambda (\epsilon_\lambda^\mu)^*(p) \epsilon_\lambda^\alpha(p) = -g^{\mu\alpha} + \frac{p^\mu p^\alpha}{m^2}$$

$$\begin{aligned} M^2 &= \left(\frac{gM_W}{c_W^2} \right)^2 g_{\mu\nu} \left(-g^{\mu\alpha} + \frac{p^\mu p^\alpha}{M_Z^2} \right) g_{\alpha\beta} \left(-g^{\nu\beta} + \frac{q^\nu q^\beta}{M_Z^2} \right) \\ &= \left(\frac{gM_W}{c_W^2} \right)^2 \left(-g_\nu^\alpha + \frac{p_\nu p^\alpha}{M_Z^2} \right) \left(-g_\alpha^\nu + \frac{q_\alpha^\nu q_\alpha}{M_Z^2} \right) \\ &= \left(\frac{gM_W}{c_W^2} \right)^2 \left(4 - \frac{p_\alpha p^\alpha}{M_Z^2} - \frac{q_\alpha^\nu q_\alpha^\nu}{M_Z^2} + \frac{p_\nu p^\alpha q_\alpha^\nu q_\alpha}{M_Z^4} \right) \end{aligned}$$

Finalmente obtenemos:

$$M^2 = \left(\frac{gM_W}{c_W^2} \right)^2 \left[2 + \frac{(p \cdot q)^2}{M_Z^4} \right]$$

donde hemos usado: $p^2 = M_Z^2$ y $q^2 = M_Z^2$

Escribamos el producto $p \cdot q$ de la siguiente forma:

$$p \cdot q = \frac{1}{2} [(p + q)^2 - p^2 - q^2] = \frac{1}{2} [m_h^2 - 2M_Z^2]$$

Sustituyendo en la expresión de M^2 :

$$\begin{aligned} M^2 &= \left(\frac{gM_W}{c_W^2}\right)^2 \left[2 + \frac{1}{4M_Z^4} (m_h^4 + 4M_Z^4 - 4m_h^2M_Z^2) \right] = \frac{g^2M_Z^2}{c_W^2} \left[3 + \frac{m_h^4}{4M_Z^4} - \frac{m_h^2}{M_Z^2} \right] \\ &= \frac{g^2}{4c_W^2M_Z^2} [12M_Z^4 - 4m_h^2M_Z^2 + m_h^4] \end{aligned}$$

donde hemos usado: $M_W = c_W M_Z$

Generalizando, podemos escribir el cuadrado de la amplitud de la desintegración del bosón de Higgs a dos bosones de gauge de la siguiente forma:

$$M^2 = \frac{g^2}{4M_W^2} m_h^4 \left(1 - x + \frac{3}{4}x^2 \right); x = \frac{4M_V^2}{m_h^2}$$

Finalmente, la desintegración de un bosón de Higgs a dos bosones viene dada por la siguiente expresión:

$$\Gamma(h \rightarrow VV) = \frac{g^2}{64\pi M_W^2} m_h^3 S_{VV} \left(1 - x + \frac{3}{4}x^2 \right) \sqrt{1-x}$$

$$\text{con } x = \frac{4M_V^2}{m_h^2} \text{ y } S_{WW;ZZ} = 1, \frac{1}{2}$$

Claramente, la dependencia con la masa del bosón de gauge, M_V , y la masa del bosón de Higgs es manifiesta.

Cada una de estas desintegraciones del bosón de Higgs es un posible canal, con diferentes probabilidades.

Con estos resultados para la anchura de desintegración del bosón de Higgs, podemos calcular la probabilidad de desintegración de esta partícula de Higgs por cada uno de los canales con respecto al total.

A continuación, discutimos el cálculo de lo que denominamos “Branching Ratio”.

3.2. Branching ratio

Una partícula inestable puede desintegrarse de diversas formas. Cada una de estas formas se denomina canal de desintegración. La probabilidad de desintegración a través de un canal particular es lo que llamamos “branching ratio”. Por ejemplo, el branching ratio para que un bosón Z, partícula descubierta en el CERN en 1983 y de la que se ha estudiado con mucho detalle sus propiedades, se desintegre en dos muones $\mu^+ \mu^-$ es $BR(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ es 3.4%. La anchura de la resonancia en el proceso

$$e^+ e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

es la “anchura parcial”, $\Gamma(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ y en este caso es 0.084 GeV. La anchura total Γ_{total} es la suma de todas las anchuras parciales. El branching ratio es el cociente entre la anchura parcial para un determinado canal y la anchura total

$$BR_X = \frac{\Gamma_X}{\Gamma_{\text{total}}}$$

El bosón de Higgs es una partícula muy inestable y se desintegra rápidamente. Por tanto, sólo se puede encontrar en base a sus productos de desintegración. Existen resultados publicados que muestran las probabilidades de desintegración del Higgs (branching ratio o razón de desintegración) en función de la masa del bosón de Higgs [7]:

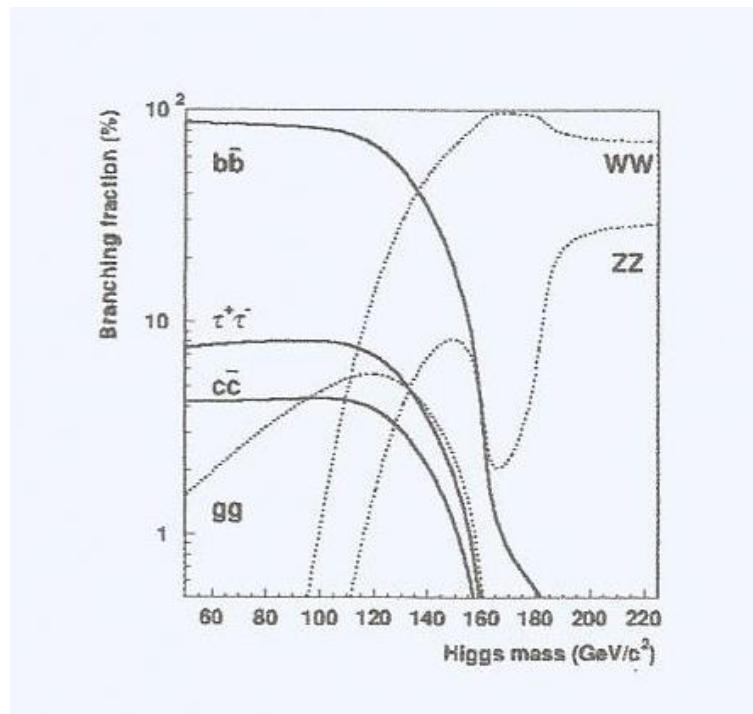


Figura 1. Razón de desintegración como función de la masa del Higgs. Resultados en [7].

Esta gráfica es la que voy a intentar reproducir en el presente trabajo. Según los resultados mostrados aquí, el canal de desintegración a $b\bar{b}$ es el más favorecido para pequeños valores de la masa del Higgs, $m_h \leq 140 \text{ GeV}$. Por el contrario, si $m_h > 140 \text{ GeV}$, el canal más

probable sería el de los dos bosones W , seguido del canal de dos bosones Z . En la caso de valores pequeños de la masa del Higgs, aparecerán también los canales de desintegración a $\tau^+\tau^-$ y $c\bar{c}$, que son menos competitivos que el canal a $b\bar{b}$, al menos dos órdenes de magnitud menores.

3.3. Análisis numérico

Para intentar reproducir los resultados publicados, voy a evaluar los branching ratios tomando los siguientes valores del Modelo Estándar [9]:

Valores de todos los parámetros del Modelo Estándar	
m_Z	91.1876 GeV
$m_{W^+} = m_{W^-}$	80.385 GeV
m_c	1.275 GeV
$m_b(\overline{MS})$	4.18 GeV
$m_{\tau^+} = m_{\tau^-}$	1.77682 GeV

Nótese que he hecho el cálculo de la anchura de desintegración por sólo algunos canales de todos los posibles, por lo que el resultado no es completo. Sin embargo, nos permite entender el comportamiento de la razón de desintegración.

El cálculo de la amplitud de scattering de la desintegración del Higgs en dos fotones, en dos gluones o en un fotón y un bosón Z es complejo, por ejemplo, precisa cálculos a órdenes superiores en teoría de perturbaciones. Por ello, en una primera aproximación he definido la anchura total Γ_{total} como:

$$\Gamma_{\text{total}} = \Gamma(h \rightarrow b\bar{b}) + \Gamma(h \rightarrow c\bar{c}) + \Gamma(h \rightarrow \tau^+\tau^-) + \Gamma(h \rightarrow ZZ) + \Gamma(h \rightarrow W^+W^-)$$

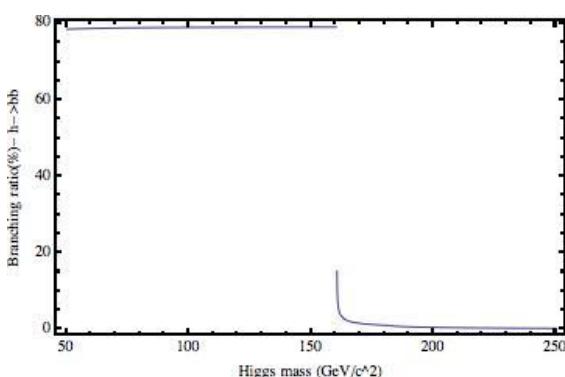
sabiendo que en realidad es la suma de todas las anchuras parciales y por tanto, debería incluir todos los productos finales de desintegración del Higgs. De esta forma la razón de desintegración la calculo como:

$$\text{BR}_X = \frac{\Gamma(h \rightarrow x)}{\Gamma_{\text{total}}}$$

Para realizar el análisis voy a considerar la masa del Higgs en el intervalo [60,250] GeV.

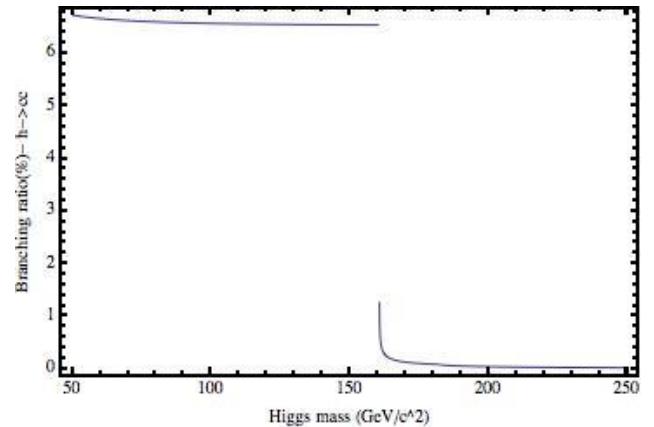
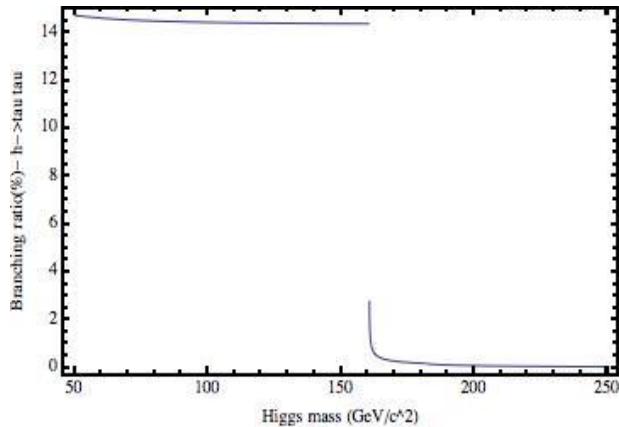
Con todo ello, los resultados obtenidos son:

$$1) \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) = \frac{\Gamma(h \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{\text{total}}}$$



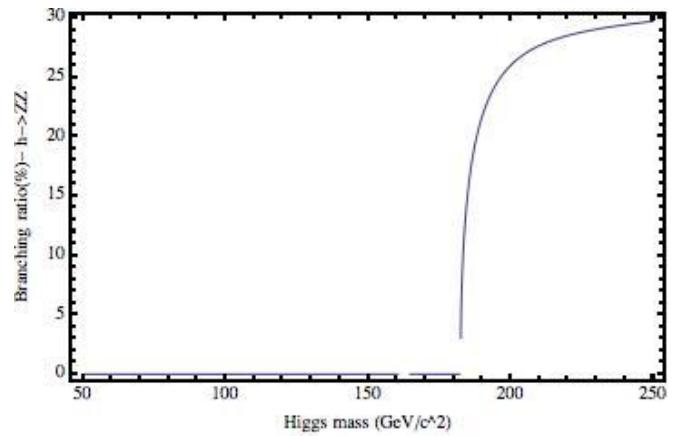
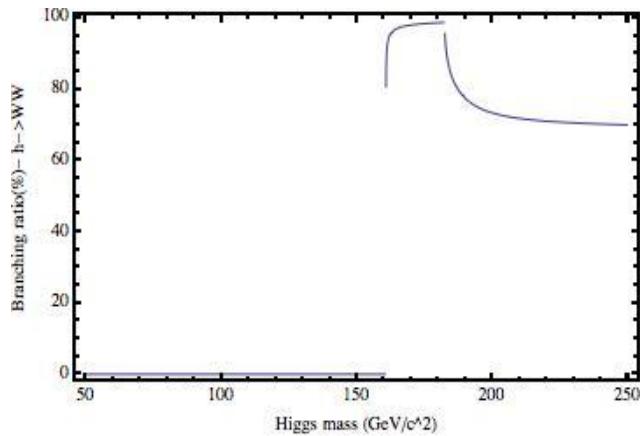
$$2) \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-) = \frac{\Gamma(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)}{\Gamma_{\text{total}}}$$

$$\text{BR}(h \rightarrow c\bar{c}) = \frac{\Gamma(h \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma_{\text{total}}}$$



$$3) \text{BR}(h \rightarrow W^+ W^-) = \frac{\Gamma(h \rightarrow W^+ W^-)}{\Gamma_{\text{total}}}$$

$$\text{BR}(h \rightarrow ZZ) = \frac{\Gamma(h \rightarrow ZZ)}{\Gamma_{\text{total}}}$$



Nos damos cuenta de que no obtenemos el comportamiento deseado. Investigando sobre ello, nos damos cuenta que la discrepancia se debe a que la masa de los fermiones varía con la escala (masa running). En este trabajo, sólo consideraremos la masa running del quark b. En el análisis anterior hemos tomado como parámetro $m_b(\overline{\text{MS}}) = 4.18 \text{ GeV}$ [9]. De hecho, la masa running del quark bottom que se extrae de los datos experimentales corresponde con la masa del bottom calculada en un esquema de renormalización que se denomina $\overline{\text{MS}}$ a la escala de la masa del bottom.

Así, para obtener el comportamiento esperado para las razones de desintegración del bosón de Higgs necesitamos añadir el término de masa running $m(Q)$. En primera aproximación, este término es el siguiente [10]:

$$m(Q) = m(Q_0) \left(\frac{\alpha_s(Q)}{\alpha_s(Q_0)} \right)^{4/\beta_0} = m(Q_0) \left(1 - \frac{4}{\beta_0} \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi\beta_0} \log \left(\frac{Q}{Q_0} \right) \right)$$

donde $m(Q_0)$ es la denominada masa del polo, Q_0 es el valor de la escala de energía y β_0 se evalúa a través de la fórmula:

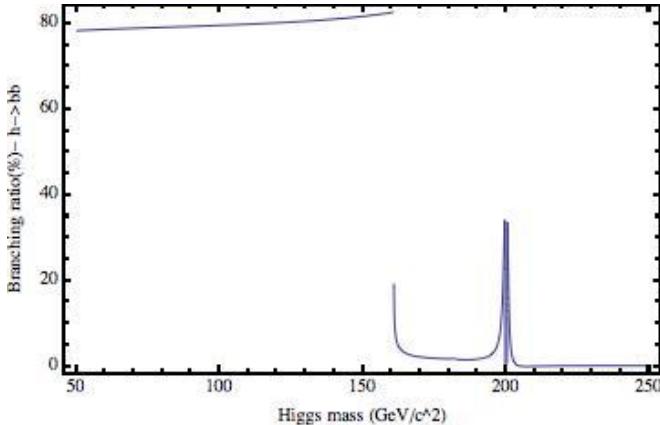
$$\beta_0 = \frac{11N_c - 2N_f}{3}$$

donde $N_c = 3$ (número de color) y N_f es el número total de fermiones excepto el que estamos evaluando, por tanto, $N_f = 5$.

En nuestro caso, tomamos $Q_0 = 4.18 \text{ GeV}$ y $m(Q_0) = 4.18 \text{ GeV}$ como primera aproximación. De esta forma obtenemos como varía $m(Q_0)$ con la escala Q , siendo $Q = m_h$ y sustituimos la expresión en la amplitud de desintegración y por tanto, en el resultado final de la razón de desintegración. Asumimos Q a la escala de la masa del Higgs.

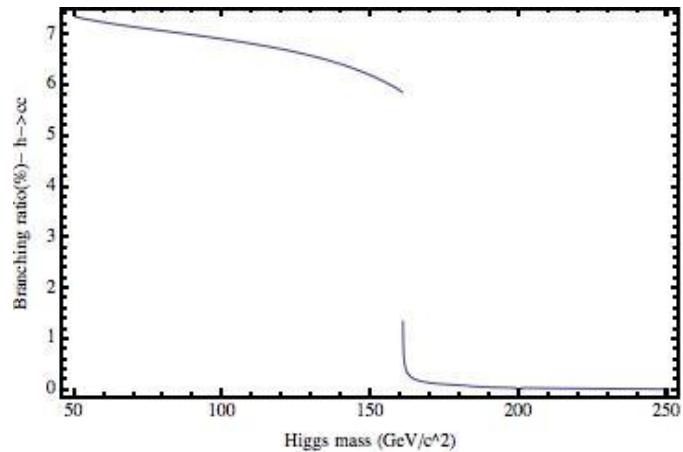
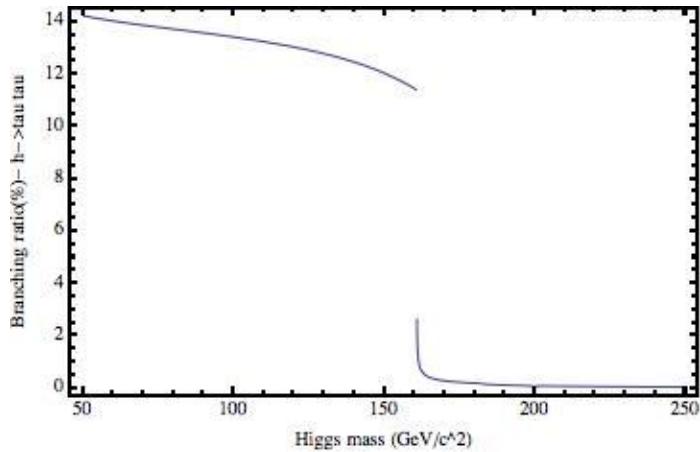
Presentamos los nuevos resultados:

1) $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) = \frac{\Gamma(h \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{\text{total}}}$



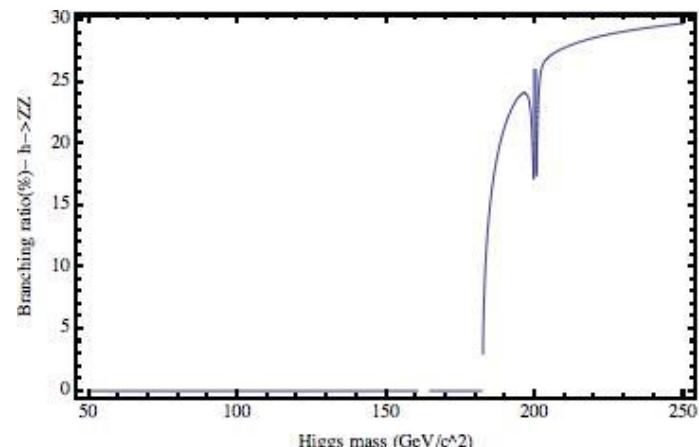
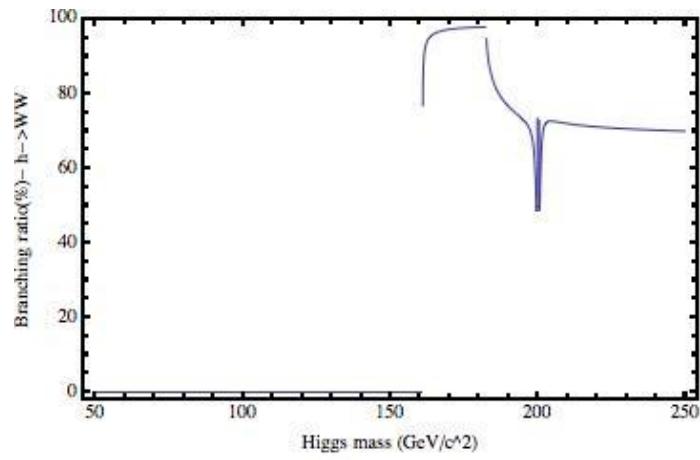
$$2) \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-) = \frac{\Gamma(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)}{\Gamma_{\text{total}}}$$

$$\text{BR}(h \rightarrow c\bar{c}) = \frac{\Gamma(h \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma_{\text{total}}}$$



$$3) \text{BR}(h \rightarrow W^+ W^-) = \frac{\Gamma(h \rightarrow W^+ W^-)}{\Gamma_{\text{total}}}$$

$$\text{BR}(h \rightarrow ZZ) = \frac{\Gamma(h \rightarrow ZZ)}{\Gamma_{\text{total}}}$$



Con estos resultados, representamos la distribución total, agrupando los resultados anteriores en una sola figura:

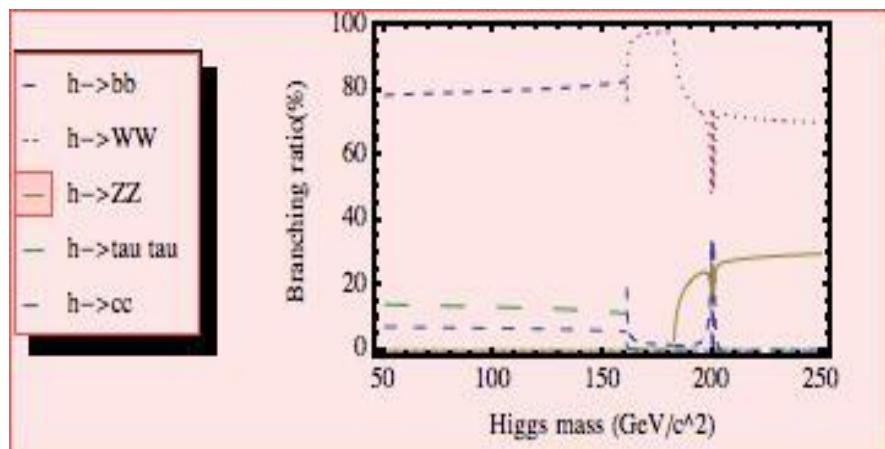


Figura 2. Razón de desintegración como función de la masa del Higgs.

La figura 2 resume los resultados obtenidos al incluir en nuestro cálculo la masa running del bottom. Logramos resultados similares a los que se muestran en Figura 1. La discusión de estos resultados se presenta en las conclusiones del trabajo.

4. Conclusiones

En este trabajo hemos calculado la anchura de desintegración del bosón de Higgs a fermiones y a bosones de gauge. Posteriormente, estimamos la razón de desintegración del bosón de Higgs y tenemos en cuenta la masa “running” de los fermiones.

Discutamos los resultados obtenidos en Figura 2 comparándolos con los resultados publicados en Figura 1.

El bosón de Higgs decae preferiblemente en las partículas más pesadas que sean posibles dependiendo de cuál sea la masa del Higgs. Así, si la masa del Higgs toma valores pequeños, menor que 160 GeV, entonces puede decaer en $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ y $c\bar{c}$. Se observa que el canal a $b\bar{b}$ es el dominante y sigue un comportamiento similar al de la Figura 1, con un probabilidad de desintegración del 80%, seguido de los canales a $\tau^+\tau^-$ y $c\bar{c}$, con probabilidades mucho menores, 14% y 7% respectivamente. Las razones de desintegración de estos canales son ligeramente inferiores a las de la Figura 1 por razones que al final comentaremos.

Si la masa del Higgs es mayor que 160 GeV entonces puede desintegrarse en dos bosones W y si la masa del Higgs es mayor que 182 GeV, aparece el canal de dos bosones W. Notemos que en el caso de valores grandes de la masa del Higgs, la desintegración en dos bosones Z no es dominante. Esto se debe al hecho de que el canal a dos bosones W tiene dos grados de libertad: W^+W^- y W^-W^+ . Es interesante darse cuenta de que para los bosones, observamos la aparición de picos de resonancias indicando que se requiere una energía inicial suficiente para producir las partículas finales.

Como sabemos, la masa del Higgs es 125.9 GeV, por tanto, podemos afirmar que el proceso dominante es la desintegración a $b\bar{b}$, a pesar de que el descubrimiento del Higgs en el LHC fue inicialmente en los canales $h \rightarrow \gamma\gamma$ y $h \rightarrow 4$ leptones.

Las diferencias entre las dos gráficas, Figura 1 y Figura 2, podrían resolverse incluyendo, por ejemplo, la masa running de todos los quarks y también las contribuciones de otros canales que son relevantes a órdenes mayores en teoría de perturbaciones.

5. Bibliografía

- [1] A. Salam, "Weak and electromagnetic interactions", in Elementary particle physics: relativistic groups and analyticity, N. Svartholm, ed., p. 367. Almqvist & Wiskell, 1968. Proceedings of the eighth Nobel symposium.
<http://inspirehep.net/record/53083?ln=en>
- [2] S. L. Glashow, "Partial-symmetries of weak interactions", Nucl. Phys. 22 (1961) 579,
doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2.
<http://inspirehep.net/record/4328?ln=en>
- [3] S. Weinberg, "A Model of Leptons", Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264,
doi:10.1103/PhysRevLett.19.1264.
<http://inspirehep.net/record/51188?ln=en>
- [4] G.Aad [ATLAS Collaboration], ``Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", Phys. Lett. B **716** (2012) 1, [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [5] S.Chatrchyan [CMS Collaboration], ``Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [6] M.Herrero. *The Standard Model*. [arXiv:hep-ph/9812242v1 (1998)].
- [7] Ivo van Vulpen. *The Standard Model Higgs Boson; Part of the Lecture Particle Physics II, UvA Particle Physics Master 2013-2014*.
- [8] José Ignacio Illana. *El modelo Estándar y su fenomenología; Parte 1: La teoría electrodébil y herramientas de cálculo*.
<http://www.ugr.es/~jillana/>
- [9] S.Eidelman [Particle Data Group Collaboration], ``Review of particle physics. Particle Data Group", Phys. Lett. B **592** (2004) 1.
- [10] J.Guasch, S.Peñaranda, R.Sánchez-Florit "Effective description of squark interactions", JHEP 0904 (2009) 016, arXiv: hep-ph/0812.1114.