Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Contribución de partículas exóticas al decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Helena Gabriela Galicia Santos

asesorada por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
Julio de 2014

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Contribución de partículas exóticas al decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Helena Gabriela Galicia Santos

asesorada por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
Julio de 2014

Título: Contribución de partículas exóticas al decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones
Estudiante: Helena Gabriela Galicia Santos

COMITÉ

Dr. Mario Alberto Maya
Mendieta
Presidente

Dr. Jaime Hernández
Sánchez
Secretario

Dra. Azucena Bolaños
Carrera
Vocal

Vocal

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Asesor

Índice general

Índice de figuras

Índice de tablas

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi madre por todo el tiempo, dedicación, amor y paciencia del que siempre he disfrutado. También por todos los valores que me ha inculcado. Gracias por ser una guerrera, porque en cada reto que ha tenido que enfrentarse en la vida nunca se ha rendido. Gracias por todo el apoyo económico que me ha dado, porque sin ella difícilmente podría haber concluído mis estudios.

A mi abuelita, que aunque ya no esté viva siempre conté con su amor y apoyo.

También quiero agradecer a Francisco por todo su tiempo y amor que me ha dado en los últimos 7 años. Gracias por todas las tardes que con paciencia me ha ayudado y guiado. Gracias por ser todo este tiempo mi compañero.

Al Dr. Tavares gracias por compartirme un poco de sus conocimientos, gracias por su apoyo y paciencia en la realización de este trabajo.

A la VIEP por financiar el proyecto del cual forma parte esta tesis.

Resumen

El estudio de los decaimientos del bosón de Higgs ha sido de un 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, el cual es responsable de dotar de masa a las partículas elementales. El cálculo del decaimiento $H \to \gamma\gamma$, que ocurre a nivel de un lazo en teorías renormalizables, ha sido realizado en diversas extensiones del modelo estándar, como son los modelos supersimétricos, los modelos con dos dobletes de Higgs, los modelos con simetría izquierda y derecha, etc. En el 2012 se dio a conocer evidencia de una nueva partícula en el gran colisionador de hadrones (de manera abreviada LHC por las siglas en inglés de Large Hadron Collider) del CERN, la cual tiene todas las propiedades del bosón de Higgs. Al analizar los primeros datos correspondientes al decaimiento de esta partícula a un par de fotones, se encontró un exceso sobre los valores predichos por el modelo estándar. Sin embargo las mediciones posteriores parecen estar en concordancia con la predicción teórica. Puesto que los modos de decaimiento del bosón de Higgs serán medidos con mucha precisión en el futuro, conviene estudiar los efectos de posibles contribuciones de partículas predichas por modelos de extensión, las cuales se acoplen al bosón de higgs y den una contribución mayor a sus decaimientos en comparación con lo que se espera que suceda en el modelo estándar. En particular, las partículas exóticas son aquellas que pueden tener propiedades distintas (por ejemplo, la carga eléctrica) a las propiedades de las partículas elementales conocidas hasta hoy en día. Algunos modelos que predicen partículas exóticas son los modelos 331, los modelos supersimétricos, los modelos con un bosón de Higgs pequeño, etc. Este tipo de partículas pueden tener un fuerte impacto en el decaimiento $H \to \gamma\gamma$ y la comparación entre las predicciones teórica y experimental puede permitir imponer fuertes cotas a los parámetros de los modelos de extensión.

Introducción

En la década de 1920 ya se tenía una ecuación de onda que describía el comportamiento de las partículas a escalas muy pequeñas, aunque ésta no consideraba la teoría de la relatividad. En 1928, el físico Paul M. Dirac, logró proponer una ecuación de onda relativista que describía el movimiento de una partícula subatómica moviéndose a muy alta velocidad. Esta ecuación sería reinterpretada más adelante no como una ecuación de onda sino como la ecuación de movimiento del campo asociado al electrón. Así, la combinación de la mecántica cuántica y la relatividad especial dieron como resultado una teoría de cuantización de los campos: la teoría cuántica de campos. El primer triunfo de la teoría cuántica de campos fue la electrodinámica cuántica (EDC), la cual describe las interacciones del electrón con el campo electromagnético. Los desarrollos teóricos posteriores han dado forma a la teoría cuántica de campos que se conoce como Modelo Estándar (ME). Ésta teoría describe tres de las cuatro interacciones conocidas en la naturaleza que rigen el comportamiento de las partículas elementales que componen la materia. Para el ME la forma básica de la materia son las partículas de espín 1/2, los quarks y leptones. El ME ha sido ampliamente aceptado principalmente por su gran poder predictivo y la evidencia experimental se ajusta muy bien a lo que predice la teoría cuántica con muy alta precisión, por lo que experimentalmente se han hallado todas las partículas predichas. La última pieza faltante para validar el ME era la partícula asociada al mecanismo de Higgs, encargado de dar masa a todas las partículas elementales, el bosón de Higgs. La evidencia experimental recolectada en el LHC en el año 2012 por las colaboraciones Atlas y CMS han confirmado la existencia de el bosón de Higgs con una masa de alrededor de 125 GeV.

A pesar de su validez, el ME no es capaz de explicar todos los fenómenos que ocurren en el universo, por ejemplo aquellos fenómenos que involucran a la interacción gravitacional, cuya naturaleza es distinta a la de las otras interacciones, razón por lo que no se ha podido formular una teoría cuántica de la gravedad. El ME tampoco puede explicar el origen de la masa de los neutrinos, para la cual se han encontrado evidencias experimentales, ya que en el lagrangiano del ME no existe un término masivo para éstas partículas. Otra de las dificultades que presenta el ME es el conocido problema de la naturalidad o de la jerarquía, el cual involucra a la masa del bosón de Higgs: en el ME la masa del bosón de Higgs recibe correcciones cuánticas a nivel de un lazo o varios lazos, pero estas correcciones reciben contribuciones que dependen cuadráticamente de todas las masas de las partículas (fermiones y bosones) que interactúan con el bosón de Higgs, con lo cual su masa se incrementaría sin ninguna cota hasta una magnitud del orden de la escala de Planck, a menos que hubiera cancelaciones muy grandes entre diversos parámetros del modelo. Una de las soluciones que se le ha dado al problema de la jerarquía se le conoce como ajuste fino, pero es poco natural y por ende poco atractivo. Una vez que se ha encontrado un bosón de Higgs con una masa de 125 GeV, el problema de la jerarquía sigue prevaleciendo. Se han postulado extensiones del ME que no utilizan el ajuste fino para subsanar el problema de la naturalidad, tales como las teorías supersimétricas, que se basan en una nueva simetría fermion-bosón en la naturaleza; otra posibilidad considera que el bosón de Higgs descubierto en el LHC sea un pseudo-bosón de Goldstone que quedó como remanente del rompimiento espontáneo de una simetría global de la teoría. A este tipo de teorías se les conoce como modelos con un bosón de Higgs ligero.

Uno de los principales canales de decaimiento con el que se encontró el bosón de Higgs fue el decaimiento de esta partícula a un par de fotones. La importancia de este canal de decaimiento se debe a que es uno de los pocos decaimientos a nivel de un lazo que tiene una anchura no despreciable y además ofrece condiciones muy favorables para su detección experimental. Este decaimiento es altamente sensible a posibles contribuciones de partículas con carga eléctrica muy pesadas que interactúen con el bosón de Higgs. Por ello es conveniente estudiar los efectos de posibles contribuciones de partículas extras predichas por modelos de extensión. Esto puede ser de utilidad para imponer cotas sobre los parámetros de dichos modelos.

Esta tesis se enfocará en particular a las contribuciones al decaimiento $H \to \gamma\gamma$ debidas a partículas exóticas que son predichas por modelos 331, modelos supersimétrico, modelos con un bosón de Higgs pequeño, etc. En el primer capítulo se presentan los aspectos generales del ME. En el siguiente capítulo se revisará el mecanismo de Higgs y la fenomenología del bosón de Higgs, sus principales mecanismos de producción, modos de decaimiento, anchura total de decaimiento y fracciones de decaimiento. El tercer capítulo contiene una descripción detallada del cálculo de las contribuciones al decaimiento $H \to \gamma\gamma$ de nuevos quarks y bosones de norma con carga exótica (distinta a la carga eléctrica de las partículas del ME), con las correspondientes reglas de Feynman. En el último capítulo se muestran los resultados y se presentan las conclusiones y perspectivas.

Capítulo 1

Modelo Estándar

1.1. Características de las fuerzas y clasificación de fermiones

¿De qué está hecho el universo?, ¿Cuáles son los bloques de materia más fundamentales de los cuales está construido el universo?, ¿Cómo es que estas partículas fundamentales interactúan con otras?
En el siglo V antes de nuestra era, Demócrito propuso que el cosmos estaba constituido por átomos, definidos como elementos indivisibles, y vacío. Se continuó con esta línea de pensamiento hasta el descubrimiento del electrón gracias a los experimentos de dispersión que indicaron que los átomos no son fundamentales. Los experimentos ayudaron a los científicos a determinar que los átomos están constituidos por un núcleo y una nube de electrones, y que a su vez, los núcleos están formados por neutrones y protones. Con el avance en los experimentos y técnicas de medición se descubrieron que estos últimos también poseén una estructura interna. Acualmente sabemos que las partículas elementales son los bloques más fundamentales de los cuales está constituida la materia. Una partícula se considera elemental si no hay evidencia experimental de que esté compuesta por entes más pequeños.

Varios siglos después de emprender la búsqueda de los constituyentes fundamentales que forman el universo y la manera en que interaccionan, surgió una teoría conocida como el Modelo Estandar de la física de partículas (ME). El ME fue desarrollado a lo largo de la segunda mitad del siglo XX. La formulación actual se terminó en la década de 1970 después de la confirmación experimental de la existencia de los quarks. Matemáticamente, el ME es una teoría consistente con la mecánica cuántica y la relatividad especial, que se basa en la simetría de norma no abeliana (teoría de Yang-Mills), con la implementación del rompimiento espontáneo de la simetría (mecanismo de Higgs). El ME describe tres de las cuatro interacciones conocidas en la Naturaleza: la electromagnética, la fuerza débil (que está involucrada en la formación de elementos químicos) y la fuerza fuerte (la cual mantiene a los protones, neutrones y núcleos juntos). La gravedad no es descrita por el ME debido a que la interacción es muy débil, y como resultado de ello no tiene efectos medibles a la escala de la Física de partículas ni manifestaciones que nos puedan guiar a una teoría cuántica de campos. El ME asegura que la materia en el universo está constituida por fermiones elementales

Campo de la interacción	Mediador (Bosón)	Espín
Campo gravitacional	Gravitón (G)	2
Campo débil	Bosones de norma débiles (W^+, W^-, Z)	1
Campo electromagnético	Fotón (γ)	1
Campo fuerte	Gluón (g)	1

Tabla 1.1: Interacciones fundamentales.

Quark	Carga eléctrica (e)	Masa (MeV/c^2)
Up (u)	+2/3	1.5-4
Down (d)	-1/3	4-8
Charmed (c)	+2/3	1.15-1.35
Strange (s)	-1/3	80-130
Top (t)	+2/3	175×10^3
Bottom (b)	-1/3	4.4×10^3

Tabla 1.2: Propiedades de los quarks.

	Masa (MeV/c^2)	Vida media (s)	Carga eléctrica (e)
Electrón (e^-)	0.5110	∞	-1
Neutrino del electrón (ν_e)	$< 3 \times 10^{-6}$		0
Muon (μ^-)	105.658	2.197×10^{-6}	-1
Neutrino del muón (ν_μ)			0
Tau (τ^-)	1777	$(291.0 \pm 1.5) \times 10^{-15}$	-1
Neutrino del tau (ν_τ)			0

Tabla 1.3: Propiedades de los leptones.

que interactúan a través de campos, de los cuales ellos mismos son las fuentes. Las partículas de fuerza asociadas con los campos de interacción son los bosones de norma. Los cuantos del campo de la interacción electromagnética entre fermiones cargados eléctricamente son las partículas sin masa llamadas fotones, mientras que los cuantos de los campos de la interacción débil entre fermiones está mediada por los bosones cargados W^+ y W^- y el bosón neutro Z (descubierto en el CERN en 1983). Ya que estos bosones de norma son masivos, la interacción débil es de corto alcance ($\approx 10^{-3}$ fm). En cuanto a la interacción fuerte, los cuantos se llaman gluones, que tienen masa cero como en el caso de los fotones, por ello podría esperarse que tuvieran un alcance infinito. Sin embargo, a diferencia del campo electromagnético, los gluones estan confinados. Finalmente, aunque no se considera en la formulación del ME, se postula que la gravedad es mediada por los gravitones. Esta información se muestra en forma resumida en la Tabla 1.1. La materia se compone de fermiones, que son partículas de espín 1/2, en unidades de $\hbar$, que cumplen el principio de exclusión de Pauli y en aislamiento podrían ser descritos por la ecuación de Dirac. En el ME existen 12 fermiones elementales. La ecuación de Dirac para fermiones masivos cargados predice la existencia de una antipartícula de la misma masa y con el mismo espín, pero carga opuesta, y momento magnético opuesto relativo a la dirección del espín, así que cada fermión tiene una antipartícula correspondiente. Los fermiones se clasifican de acuerdo a la forma en la que interactúan. Actualmente se conoce la existencia de 6 quarks, por lo que se dice que poseen 6 grados de libertad llamados "sabores". Un sabor de quark puede cambiar a otro sabor a través de las interacciones débiles mediadas por los bosones débiles cargados $W^\pm$; además los quarks tienen otro grado de libertad llamado "color". Las interacciones entre quarks debidas a la carga de "color", la cual no es nada más que la interacción fuerte, es mediada por los gluones, pero los quarks también interactúan a través de la fuerza electromagnética. Una de las dificultades en la investigación experimental de los quarks es que los quarks aislados jamás han sido observados. Los quarks siempre están confinados en sistemas compuestos que se extienden sobre distancias de alrededor 1 fm. Los quarks se pueden agrupar formando bariones, compuestos por tres quarks, y los mesones, formados por un par de quarks (quark-antiquark). Los otros 6 fermiones elementales son los llamados leptones, los cuales interactúan solamente a través de la interacción electromagnética (si están cargados eléctricamente) y débil. La producción y decaimiento de los leptones es descrita satisfactoriamente por el ME de las interacciones electrodébiles. En el ME los fermiones se clasifican en tres generaciones o familias: cada generación contiene un par de leptones y un par de quarks. Salvo por la diferencia en su masa, los fermiones de la segunda o tercera familia exhiben un comportamiento físico similar a los fermiones de la primera familia. Cada miembro de una generación tiene una masa mayor que las partículas correspondientes a las generaciones anteriores. Algunas propiedades de los quarks y los leptones aparecen en las Tablas 1.2 y 1.3, respectivamente [1].

1.2. Construcción del Modelo Estándar

Pensemos en un sistema físico arbitrario cuyo comportamiento está regido por un conjunto de leyes expresadas en forma de ecuaciones matemáticas. Si el sistema se encuentra en un estado cuyas propiedades no se ven afectadas al realizar un cambio o transformación en él mismo, diremos que el estado es simétrico bajo dicha transformación. Análogamente, las leyes físicas que gobiernan el sistema son simétricas o invariantes bajo una transformación si las ecuaciones correspondientes no cambian al aplicar sobre ellas la transformación mencionada. Así, cada simetría tiene como consecuencia una ley de conservación. Las simetrías se pueden clasificar en globales o locales. Las simetrías tienen un carácter global cuando alguna de las características del sistema, cualquiera que sea, se altera por una cantidad que es la misma en todos los puntos del espacio-tiempo. Desde el punto de vista matemático, la simetría surge cuando las soluciones de un conjunto de ecuaciones permanecen inalteradas, a pesar de que alguna de las características del sistema físico que esas ecuaciones describen se haya alterado. Cuando este cambio es el mismo en todos los puntos del espacio-tiempo, se dice que la simetría es global. Para una simetría local, imaginemos que a cada punto del espacio-tiempo, aquella característica del sistema que alteramos se cambia de manera diferente. Si la ley física que analizamos mantiene su validez, se dice que tiene simetría local. En particular, si hablamos de una teoría de campos y deseamos que ésta sea invariante frente a una transformación local, surge necesariamente una interacción, aunque al inicio no la hayamos considerado. Así, la fuerza surge como algo necesario de la teoría. Estas nuevas teorías de campo de norma con simetría local implican que las partículas y sus interacciones están íntimamente ligadas entre sí y no pueden existir unas sin las otra, así se asocia a cada fuerza algún tipo de partícula, o partículas intermediarias, es decir, responsables de llevar la información del campo [2]. De acuerdo a la teoría de grupos, toda simetría que pueda ser representada mediante un grupo de Lie está caracterizada por un número de generadores, y los elementos del grupo pueden representarse mendiante una transformación unitaria:

$$U = e^{i\alpha_a T^a}, \tag{1.1}$$

donde los α_a son los parámetros de la transformación y las T^a son los generadores del grupo en la representación correspondiente. Estos últimos cumplen las relaciones de conmutación siguientes:

$$[T^a, T^b] = if_{abc}T^c. \tag{1.2}$$

donde f_{abc} son las constantes de estructura del álgebra de Lie correspondiente.

La teoría de campos para la interacción fuerte entre los quarks (color) es formulada por una teoría de norma no-abeliana con simetría de color $SU(3)_C$. Las interacciones débil y electromagnética que describen las interacciones entre los quarks y leptones son formuladas por la teoría de norma con grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde L se refiere a que los campos que participan en la interacción son izquierdos e Y denota la hipercarga. Así que el grupo de norma del ME es $G = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. El grupo de simetrías de las interacciones electromagnéticas, $U(1)_{em}$ aparece en el ME como un subgrupo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y es en este sentido que se dice que las interacciones débiles y electromagnéticas están unificadas. La teoría es perturbativa a energías muy altas y renormalizable, por lo cual describe estas interacciones a nivel cuántico. La dinámica entre las partículas fundamentales esta dada por la densidad lagrangiana $\mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu\phi(x))$

la cual depende del campo $\phi(x)$ y su derivada $\partial_\mu \phi(x)$. Los campos están construidos de manera que obedecen las simetrías mencionadas anteriormente. El formalismo lagrangiano proporciona una manera de identificar estas simetrías y extraer las constantes de movimiento asociadas con esas simetrías.

1.2.1. El Modelo Estándar antes del rompimiento de la simetría electrodébil

El ME, antes de la introducción del mecanismo de ruptura espontánea de la simetría electrodébil, contiene dos tipos de campos. En primer lugar mencionaremos a los campos de materia, los cuales están asociados a las tres generaciones de quarks y leptones con quiralidad izquierda y derecha, $f_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5) f$ [3]. Los fermiones izquierdos están en isodobletes débiles, mientras que los fermiones derechos están en isosingletes débiles:

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R_1} = e^-_R, \tag{1.3}$$

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad u_{R_1} = u_R, \quad d_{R_1} = d_R, \tag{1.4}$$

$$L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R_2} = \mu^-_R,$$

$$Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad u_{R_2} = c_R, \quad d_{R_2} = s_R, \tag{1.5}$$

$$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R_3} = \tau^-_R,$$

$$Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad u_{R_3} = t_R, \quad d_{R_3} = b_R. \tag{1.6}$$

debido a esto se asumirá que los neutrinos, los cuales no se consideran en este estudio, no tienen masa y aparecen solo con sus componentes izquierdas.

La hipercarga de los fermiones, definida en terminos de la tercera componente del isospín débil I_f ($I_f = 1/2$ para ν_i y u_i e $I_f = -1/2$ para e_i y d_i) y la carga eléctrica Q_f, en unidades de la carga del protón $+e$, está dada por $Y_f = 2Q_f - 2I^3_f$, entonces se tiene

$$Y_{L_i} = -1, \tag{1.7}$$

$$Y_{e_{R_i}} = -2, \tag{1.8}$$

$$Y_{Q_i} = \frac{1}{3}, \tag{1.9}$$

$$Y_{u_{R_i}} = \frac{4}{3}, \tag{1.10}$$

$$Y_{d_{R_i}} = -\frac{2}{3}, \tag{1.11}$$

para $i = 1, 2, 3$. Por otra parte, los quarks son tripletes bajo el grupo de simetría $SU(3)_C$, mientras que los leptones son singletes de color. Esto nos lleva a la expresión

$$\sum_f Y_f = \sum_f Q_f = 0. \tag{1.12}$$

lo que garantiza la cancelación de anomalías quirales dentro de cada generación, con lo que se preserva la renormalización de la teoría electrodébil.

En el ME también se introducen los campos de norma correspondientes a bosones de espín 1, que son los mediadores de las interacciones. En el sector electrodébil, tenemos el campo B_μ, que corresponde al generador del grupo $U(1)_Y$ y los tres campos $W_\mu^{1,2,3}$ que corresponden a los generadores T^a (con $a = 1, 2, 3$) del grupo $SU(2)$; estos generadores son de hecho equivalentes a las matrices de Pauli de 2×2:

$$T^a = \frac{1}{2}\tau^a; \qquad \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{1.13}$$

con las relaciones de conmutación entre estos generadores, las cuales están dadas por

$$[T^a, T^b] = i\epsilon^{abc}T_c \qquad \text{y} \qquad [Y, Y] = 0, \tag{1.14}$$

donde ϵ^{abc} es el tensor antisimétrico de Levi-Civita.

En el sector de la interacción fuerte hay un octete de campos de gluones $G_\mu^{1,\dots,8}$ los cuales corresponden a los ocho generadores del grupo $SU(3)_C$, equivalentes a las matrices de Gell-Mann de 3×3, que anticonmutan y obedecen las relaciones

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T_c, \qquad \text{con} \qquad \mathrm{Tr}[T^aT^b] = \frac{1}{2}\delta_{ab} \tag{1.15}$$

donde el tensor f^{abc} representa a las constantes de estructura del grupo $SU(3)_C$.

Los tensores de intensidad de campo están dadas por

$$\begin{aligned} G^a_{\mu\nu} &= \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu + g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu, \\ W^a_{\mu\nu} &= \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + g_2 \epsilon^{abc} W^b_\mu W^c_\nu, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned} \tag{1.16}$$

donde g_s, g_2 y g_1 son las constantes de acomplamiento de $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente.

Dada la naturaleza no-abeliana de los grupos $SU(2)$ y $SU(3)$, hay auto-interacciones de los campos de norma, $V_\mu \equiv W_\mu$ o G_μ:

- Acoplamiento triple de los bosones de norma: $ig_i \mathrm{Tr}(\partial_\nu V_\mu - \partial_\mu V_\nu)[V_\mu, V_\nu]$,
- Acoplamiento cuártico de bosones de norma : $\frac{1}{2}g_i^2 \mathrm{Tr}[V_\mu, V_\nu]^2$.

Los campos de materia ψ estan mínimamente acoplado a los campos de norma a través de la derivada covariante D_μ, que en el caso de los quarks se define por

$$D_\mu\psi = \left(\partial_\mu - ig_s T_a G^a_\mu - ig_2 T_a W^a_\mu - ig_1 \frac{Y_q}{2} B_\mu\right)\psi, \tag{1.17}$$

lo que conduce a los acoplamientos entre los fermiones y los campos de norma V_μ de la forma

$$-g_i \bar{\psi} V_\mu \gamma^\mu \psi. \tag{1.18}$$

El lagrangiano del ME, sin los términos de masa para los fermiones y los bosones de norma está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ME} &= -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\ &\quad + \bar{L}_i iD_\mu\gamma^\mu L_i + \bar{e}_{R_i} iD_\mu\gamma^\mu e_{R_i} + \bar{Q}_i iD_\mu\gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{R_i} iD_\mu\gamma^\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_i} iD_\mu\gamma^\mu d_{R_i}. \end{aligned} \tag{1.19}$$

Este lagrangiano es invariante bajo las transformaciones de norma locales del grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ para los fermiones y campos de norma. Por ejemplo, en el caso del sector electrodébil se tiene

$$
\begin{aligned}
L(x) &\rightarrow L'(x) = e^{i\alpha_a(x)T^a + i\beta(x)Y} L(x), \\
R(x) &\rightarrow R'(x) = e^{i\beta(x)Y} R(x), \\
\vec{W}_\mu(x) &\rightarrow \vec{W}_\mu(x) - \frac{1}{g_2}\partial_\mu \vec{\alpha}(x) - \vec{\alpha}(x) \times \vec{W}_\mu(x), \\
B_\mu(x) &\rightarrow B_\mu(x) - \frac{1}{g_1}\partial_\mu \beta(x).
\end{aligned}
\tag{1.20}
$$

Hasta aquí, los campos de norma y los campos fermiónicos se han mantenido sin masa. En el caso de las interacciones fuertes, los gluones son partículas sin masa, mientras que los términos de masa de la forma $-m_q\bar{\psi}\psi$ se pueden generar para los quarks de color (y para los leptones) en una forma invariante del grupo $SU(3)$. En el caso del sector electrodébil, la situación es más problemática: si agregamos los términos de masa, $\frac{1}{2}M_V^2 W_\mu W^\mu$, para los bosones de norma (ya que experimentalmente se ha demostrado que son masivos, porque la interacción débil actúa a corta distancia), esto violaría la invariancia de norma local bajo el grupo $SU(2) \times U(1)$. Esto se puede visualizar tomando el ejemplo de electrodinámica cuántica donde el fotón no tiene masa debido a la simetría local $U(1)_Q$, ya que si agregamos un término de masa para éste, después de la trasformación $A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha$, tendríamos

$$
\frac{1}{2}M_A^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2}M_A^2 \left(A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha\right)\left(A^\mu - \frac{1}{q}\partial^\mu\alpha\right) \neq \frac{1}{2}M_A^2 A_\mu A^\mu \tag{1.21}
$$

Además si incluímos explícitamente un término de masa $-m_f\bar{\psi}_f\psi_f$ para cada fermión f del ME en el lagrangiano, tendríamos, por ejemplo:

$$
-m_e\bar{e}e = -m_e\bar{e}\left(\frac{1}{2}(1-\gamma_5) + \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\right)e = -m_e\left(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R\right), \tag{1.22}
$$

el cual no es invariante bajo la transformación de simetría del isospín debido a que e_L es miembro de un doblete de $SU(2)_L$ mientras que e_R es miembro de un singlete.

En conclusión, la incorporación de los términos de masa para los bosones de norma y los fermiones, conduce a una ruptura manifiesta de la invariancia de norma local bajo el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Sin embargo, las evidencias experimentales señalan que, a excepción del fotón y los gluones, las demás partículas son masivas, incluso los neutrinos tendrían una masa distinta de cero aunque muy pequeña, entonces se debería abandonar la idea de la invarianza de norma. Afortunadamente, para generar la masa de los bosones de norma y los fermiones sin violar la invariancia de norma bajo el grupo $SU(2) \times U(1)$, Higgs-Brout-Englert-Gurankil-Hagen-Kibble propusieron un mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, mecanismo de Higgs, el cual describiremos a continuación.

1.2.2. Rompimiento Espontáneo de la simetría y el mecanismo de Higgs

Consideremos un campo escalar real ϕ con una densidad lagrangiana,

$$
\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - V(\phi), \tag{1.23}
$$

donde el potencial está dado por

$$
V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4. \tag{1.24}
$$

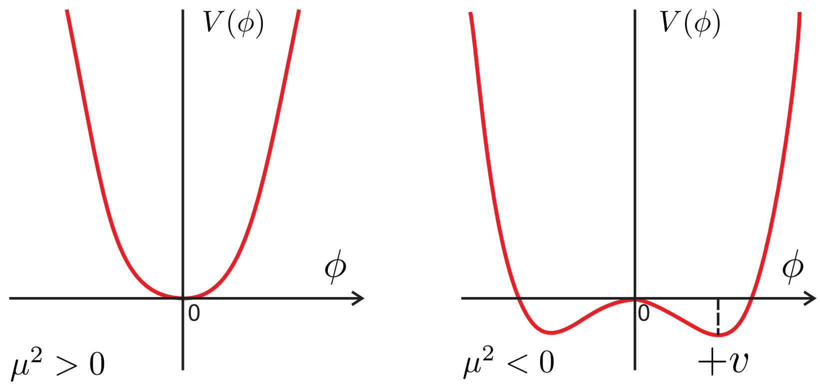

Figura 1.1: Potencial V del campo escalar ϕ en el caso de $\mu^2 > 0$ (izquierda) y $\mu^2 < 0$ (derecha).

donde se omiten potencias de ϕ de orden mayor que cuatro para tener una teoría perturbativa renormalizable y el coeficiente λ debe ser positivo para limitar la energía mínima. Este lagrangiano es invariante bajo la transformación de reflexión:

$$\phi \to -\phi, \tag{1.25}$$

debido a que no contiene términos cúbicos. Se pueden distinguir dos casos, dependiendo del signo del parámetro μ^2. La forma que adopta el potencial para $\mu^2 > 0$ ($\mu^2 < 0$) se muestra en la parte izquierda (derecha) de la Figura 1.1.

- El caso con $\mu^2 > 0$ corresponde a la situación usual, donde el potencial $V(\phi)$ es también positivo (modo de Wigner), y tenemos para el valor de expectación del vacío o valor mínimo del potencial:

  $$\langle\phi\rangle_0 \equiv \langle 0|\phi|0\rangle = 0, \qquad (\mu^2 > 0) \tag{1.26}$$

  Expandiendo alrededor de $\langle\phi\rangle_0$ a segundo orden se tiene

  $$\mathcal{L} \simeq \frac{1}{2}\left(\partial_\mu\phi\right)\left(\partial^\mu\phi\right) - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2, \tag{1.27}$$

  lo cual corresponde a la densidad lagrangiana de un campo escalar libre de masa μ. Entonces podemos interpretar las pequeñas oscilaciones del campo (cuantizadas) alrededor del origen como partículas, y en este caso el parámetro μ juega el papel de la masa de dichas partículas.

- Si consideramos el caso de $\mu^2 < 0$, el potencial $V(\phi)$ tiene un mínimo cuando $\partial V/\partial\phi = \mu^2\phi + \lambda\phi^3$, es decir, cuando

  $$\langle\phi\rangle_0 = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \equiv \pm v. \tag{1.28}$$

  Entonces ahora existen dos estados del vacío, por lo cual existe degeneración.

La diferencia entre las dos situaciones anteriores es característica de una transición de fase. Los valores mínimos $\langle\phi\rangle_0 = \pm v$ son equivalentes y cada uno puede ser elegido como el estado fundamental (vacío) del sistema. Como el lagrangiano es invariante bajo la transformación (1.25), los resultados físicos deben ser independientes de la elección, sin embargo, una vez que el vacío se elige, este deja de ser invariante bajo dicha transformación. Este es un típico caso del rompimiento espontáneo de la simetría, o más descriptivamente, la simetría queda oculta: el lagrangiano es invariante bajo una operación de simetría, pero el vacío no. Elegiremos el punto

$$\langle\phi\rangle_0 = +v, \tag{1.29}$$

como el vacío para construir la teoría cuántica. Cuando $\mu^2 > 0$, se examinó el espectro de partículas expandiendo el campo alrededor del mínimo en $\langle\phi\rangle_0 = 0$, pero en el caso del rompimiento espontáneo de la simetría ya no es adecuado expandir alrededor de ese punto debido a que ahí se tiene un máximo en la energía potencial (también es obvio que μ ya no se le puede considerar como la masa debido a que $\mu^2 < 0$ cuando la simetría se ha roto espontáneamente). Una fluctuación infinitesimal es suficiente para llevar al sistema a cualquiera de los dos mínimos en $\pm v$, y es claro que el correspondiente espectro de partículas debe ser examinado haciendo una expansión alrededor del mínimo en $\pm v$. Para facilitar esta tarea, definimos un campo desplazado

$$\xi(x) \equiv \phi(x) - \langle\phi\rangle_0 = \phi(x) - v. \tag{1.30}$$

En términos de este nuevo campo, el estado del vacío es $\langle\xi\rangle_0 = 0$ y la densidad lagrangiana es

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \xi\right)\left(\partial^\mu \xi\right) - \lambda v^2 \xi^2 - \lambda v \xi^3 - \frac{1}{4}\lambda \xi^4, \tag{1.31}$$

la cual aparentemente no tiene simetría de reflexión. Sin embargo, la simetría está ahí debido a que el lagrangiano original poseé tal simetría, pero esta se encuentra oculta. Para pequeñas oscilaciones alrededor del vacío elegido se tiene

$$\mathcal{L} \simeq \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \xi\right)\left(\partial^\mu \xi\right) - \lambda v^2 \xi^2. \tag{1.32}$$

que corresponde a la densidad lagrangiana de un campo escalar libre de masa $m_\xi = \sqrt{-2\mu^2}$. La masa es real y positiva debido a que $\mu^2 < 0$. Este es un ejemplo extremadamente simple, pero contiene muchas de las cualidades que caracterizan al rompimiento espontáneo de la simetría:

1. Existe un valor de expectación en el estado de vacío de un campo.
2. La teoría clásica resultante tiene un vacío degenerado, con la elección entre los valores equivalentes completamente arbitraria.
3. La transición del vacío simétrico al vacío degenerado ocurre como una fase de transición, cuando algunos parámetros son variados.
4. El estado de vacío elegido no posee la misma simetría que el lagrangiano.
5. En la expansión alrededor del vacío elegido, la simetría original del lagrangiano ya no es evidente. Los valores degenerados del vacío están relacionados entre sí por las operaciones de simetría (1.25), lo cual nos dice que la simetría se mantiene, pero no se manifiesta sino que está oculta.
6. Las masas de las partículas que aparecen en la teoría con y sin el rompimiento espontáneo de la simetría pueden diferir. En el último caso se dice que la masa se ha adquirido espontáneamente.
7. Una vez que la teoría se desarrolla con el vacío degenerado, el origen es un punto inestable. Entonces la simetría puede ser ”rota espontáneamente” en ausencia de alguna intervención externa.

Sin embargo, hay dos importantes aspectos del rompimiento espontáneo que no aparecen en este modelo. Ello ocurrirá solo cuando la simetría que se rompe espontáneamente es contínua:

- Si la simetría rota espontáneamente es una simetría global contínua, un campo escalar sin masa (bosón de Goldstone) aparece en la teoría por cada generador del grupo que se ha roto.
- Si la simetría de norma local contínua se rompe espontáneamente, los bosones de Goldstone no se producen y los bosones de norma podrán adquirir su masa sin arruinar la invariancia de norma (mecanismo de Higgs).

1.2.3. Teorema de Goldstone

Ahora consideremos la densidad lagrangiana involucrando un campo escalar complejo:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda \left(\phi^\dagger \phi\right)^2 , \tag{1.33}$$

donde $\lambda > 0$. Esta densidad lagrangiana es invariante bajo las transformaciones de fase global del grupo $U(1)$

$$\phi(x) \to \phi'(x) = e^{i\theta}\phi(x), \tag{1.34}$$

donde θ es independiente de x. Definimos

$$\rho = \phi^\dagger \phi, \tag{1.35}$$

con lo cual podemos identificar el potencial

$$V(\rho) = \mu^2 \rho + \lambda \rho^2. \tag{1.36}$$

Nuevamente se tienen dos casos: cuando $\mu^2 > 0$, el mínimo está en $\rho = \phi = 0$, y el estado fundamental clásico es simétrico, mientras que cuando $\mu^2 < 0$, el mínimo ocurre en el plano complejo de ϕ sobre un círculo de radio

$$|\phi| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}, \tag{1.37}$$

Entonces en el caso $\mu^2 < 0$ se tiene un número infinito de estados fundamentales degenerados. Eligiremos como vacío el punto sobre el eje real de ϕ, $Re(\phi) = v/\sqrt{2}$, y después expandiremos alrededor para investigar el espectro de partículas. Podemos entonces escribir

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(v + \xi(x) + i\chi(x)\right), \tag{1.38}$$

y al sustituir en la densidad lagrangiana (1.33) se obtiene

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \xi\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \chi\right)^2 - \lambda v^2 \xi^2 - \lambda v \xi \left(\xi^2 + \chi^2\right) - \frac{1}{4}\lambda \left(\xi^2 + \chi^2\right)^2 + ctes. \tag{1.39}$$

Esta es una densidad lagrangiana para campos, ξ y χ. El campo χ no tiene masa, pero el campo ξ tiene una masa

$$m_\xi = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}. \tag{1.40}$$

El modo masivo ξ corresponde a las oscilaciones radiales en contra del potencial de restauración; podemos decir que el campo ξ ha adquirido su masa espontáneamente. El modo sin masa χ corresponde al movimiento angular alrededor del fondo del valle circular, para el cual no hay fuerza de restauración.

La aparición de los campos escalares sin masa es un un fenómeno general en el rompimiento espontáneo de la simetría global, lo que da lugar al siguiente teorema:

Teorema de Goldstone: si una simetría global contínua se rompe espontáneamente, por cada generador roto del grupo deberá aparecer en la teoría una partícula escalar sin masa. Las partículas sin masa son cuantos de campos escalares o pseudoescalares, que se denominan bosones de Goldstone.

En nuestro ejemplo, el grupo $U(1)$ tiene un generador que se rompe, una vez que la simetría se oculta por elegir un vacío particular del número infinito de posibilidades equivalentes, la manifestación de la simetría bajo rotaciones de fase para el generador $U(1)$ se oculta. Como consecuencia, aparece en la teoría un campo sin masa asociado con el mismo movimiento como el inducido por el generador que fue roto (movimiento circular en el valle del potencial). Decimos que las correspondientes partículas sin masa (los bosones de Goldstone) llevan los número cuánticos del generador roto.

En general, el rompimiento de una simetría global puede involucrar más de un generador roto y surgirá un bosón de Goldstone asociado a cada generador roto. Consideremos una densidad lagrangiana con n campos escalares reales ϕ_i

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi_i\right)\left(\partial^\mu \phi_i\right) - \frac{1}{2}\mu^2 \phi_i \phi_i - \frac{1}{4}\lambda \left(\phi_i \phi_i\right)^2 . \tag{1.41}$$

Esta densidad lagrangiana es invariante bajo las transformaciones ortogonales del grupo $O(n)$ en n dimensiones, el cual tiene $\frac{1}{2}n(n-1)$ generadores. Cuando $\mu^2 < 0$ se tiene un mínimo sobre un círculo de radio $\phi_i\phi_i = -\mu^2/\lambda \equiv v$ y la simetría se rompe espontáneamente. El estado de vacío se puede elegir como

$$\langle \phi \rangle_0 \equiv \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_n \end{pmatrix}_{vac} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ -\mu^2/\lambda \end{pmatrix} . \tag{1.42}$$

En este caso todos los estados del vacío se relacionan por las rotaciones $O(n)$. Las simetrías no rotas residuales $O(n-1)$ tienen $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ generadores y además hay $n-1$ bosones de Goldstone sin masa. Por ejemplo, en el caso de rompimiento espontáneo del grupo $O(4)$ habría 3 bosones de Golsdtone.

El mismo ejercicio puede hacerse para un doblete complejo de campos escalares

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix} , \tag{1.43}$$

con el producto invariante dado por $\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2}\left(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2\right) = \frac{1}{2}\phi_i \phi^i$.

1.3. El mecanismo de Higgs en una teoría abeliana

Además de la discusión anterior existe otro resultado importante: hay una complicidad inesperada entre los campos de norma sin masa y los bosones de Goldstone producidos por el rompimiento espontáneo de la simetría que puede ser conciliado para eliminar los bosones sin masa de Goldstone y dar masa a bosones de norma sin alterar la invariancia de norma o la renormalización de la teoría. A este mecanismo se le conoce como el mecanismo de Higgs [8]. El mecanismo de Higgs es la extensión del mecanismo de rompimiento espontáneo de una simetría global de $U(1)$ llevado al rompimiento espontáneo de una simetría local.

Consideremos como ejemplo una teoría invariante de norma basada en el grupo $U(1)$, que se conoce como el modelo de Higgs abeliano. Introduciremos un campo escalar complejo acoplado a sí mismo y a un campo de norma A_μ:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda\left(\phi^\dagger\phi\right)^2, \tag{1.44}$$

donde podemos identificar al potencial como

$$V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda\left(\phi^\dagger\phi\right)^2, \tag{1.45}$$

donde λ es positivo y

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2), \tag{1.46}$$
$$D^\mu = \partial^\mu + iqA^\mu, \tag{1.47}$$
$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \tag{1.48}$$

Este lagrangiano es invariante ante las rotaciones globales del grupo $U(1)$ y ante las transformaciones de norma locales

$$\phi(x) \rightarrow e^{iq\alpha(x)}\phi(x), \tag{1.49}$$
$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu\alpha(x). \tag{1.50}$$

Nuevamente podemos distinguir dos casos: cuando $\mu^2 > 0$ el potencial tiene un mínimo en $\phi = \phi^\dagger = 0$, que es único. La simetría del lagrangiano también es la simetría del estado fundamental (el vacío), y el espectro contiene un fotón sin masa, A_μ, y un par de campos escalares, ϕ y $\phi^\dagger$ con masa μ; cuando $\mu^2 < 0$ se produce el rompimiento espontáneo de la simetría local. Igual que en el ejemplo anterior, debemos obtener el mínimo absoluto (vacío degenerado). El potencial se puede escribir como

$$V(\phi^\dagger\phi) = \frac{\mu^2}{2}\left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right) + \lambda\left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right)^2, \tag{1.51}$$

Derivando con respecto a ϕ_1 e igualando a cero, se tiene

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_1} = \mu^2\phi^2 + 2\lambda\left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right) = 0, \tag{1.52}$$

y procediendo de manera análoga para ϕ_2, se obtiene

$$|\phi|^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}. \tag{1.53}$$

Elegiremos el vacío como

$$\langle\phi\rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}, \tag{1.54}$$

con v real y positivo. Si ahora empleamos $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta(x)]\,e^{i\xi(x)/v}$, y expandemos, empleando coordenadas polares, alrededor de $\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$, resulta

$$\begin{aligned}\phi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta(x)]\,e^{i\xi(x)/v} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta(x) + i\xi(x)] + \dots\end{aligned} \tag{1.55}$$

Sustituyendo en la ecuación (1.44) y conservando solo los términos de menor orden, tenemos

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \simeq\ & \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + \mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu\xi)(\partial_\mu\xi) \\ & + qvA_\mu(\partial^\mu\xi) + \frac{1}{2}q^2v^2A_\mu A^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \dots\end{aligned} \tag{1.56}$$

En este lagrangiano se pueden identificar tres campos: η, ξ y A^μ. Por inspección vemos que el campo η tiene masa

$$m_\eta = \sqrt{-2\mu^2}, \tag{1.57}$$

y sorpresivamente el campo A_μ ha adquirido masa

$$m_A = qv, \tag{1.58}$$

mientras que el campo ξ permanece sin masa. Ahora contemos los grados de libertad: originalmente teníamos 2 grados correspondientes al campo escalar complejo y dos grados correspondientes bosón de norma sin masa. Después de que se ha roto espontáneamente la simetría tenemos un grado asociado al campo η, un grado asociado al campo ξ y tres grados asociados al campo vectorial masivo A_μ, lo que en total nos da cinco grados de libertad. Aparentemente se ha ganado un grado de libertad después del rompimiento espontáneo de la simetría, pero en realidad esto no ocurre, como se puede hacer obvio si se hace un cambio apropiado de norma. Apliquemos la transformación local

$$\phi(x) \quad \to \quad e^{-i\xi(x)/v}\phi(x) = \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}}, \tag{1.59}$$

$$A_\mu(x) \quad \to \quad A_\mu(x) + \frac{1}{qv}\partial_\mu\xi(x) \equiv A'_\mu(x), \tag{1.60}$$

con lo cual el lagrangiano toma la forma

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu\eta\right)\left(\partial^\mu\eta\right) + \mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}q^2v^2A_\mu A^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \tag{1.61}$$

Ahora el espectro de partículas se conforma de una partícula escalar η con masa $\sqrt{-2\mu^2}$ y un campo vectorial masivo A_μ con masa qv. El campo η ha desaparecido y el número de grados de libertad se reduce a 4: uno para η y tres para A_μ. Entonces los campos sin masa no aparecen, y el teorema de Goldstone no se aplica a la teoría de norma local. El campo ξ aparecerá como un nuevo grado de libertad de polarización longitudinal para el campo vectorial, dándole su masa. El campo escalar masivo η es llamado el campo de Higgs. La elección de la norma para los cuales solo las partículas físicas se mantienen en el lagrangiano se llama la norma unitaria. Es común decir que el campo de norma absorbió a un bosón de Goldstone y adquirió masa, o que el campo de Golsdtone se convirító en el tercer estado de polarización del bosón vectorial masivo [3, 4].

El análisis puede ser adaptado a otras teorías de norma abelianas o no abelianas. Para que los campos de norma adquieran masa deberán romper la simetría del vacío con campos escalares. Algunas partes de los campos escalares desaparecen, y solo reaparecen como estados de polarización longitudinal de los bosones de norma que adquieren masa. Los campos escalares remanentes se convierten en campos escalares físicos, que se conocen como bosones de Higgs. El ME es una teoría de norma no abeliana con simetría bajo el grupo $SU(2) \times U(1)$. En el capítulo 2 de esta tesis se dará una descripción más detallada del mecanismo de Higgs en el ME.

Capítulo 2

Fenomenología del bosón de Higgs

2.1. Función del bosón de Higgs en el ME

La observación del ATLAS y CMS de un nuevo bosón con una masa de aproximadamente 125 GeV decayendo a los bosones $\gamma\gamma$, WW y ZZ son la piedra angular para validar el mecanismo de ruptura de la simetría electrodébil que permite generar las masas de las partículas elementales conocidas. Este mecanismo se conoce como mecanimo de Higgs, el cual proporciona un marco teórico para mantener intacta la estructura de las interacciones de norma a altas energías y a su vez generar las masas de las partículas elementales. En el ME, el cual describe las interacciones electrodébiles mediante una teoría de campo invariante de norma bajo el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, el mecanismo de Higgs requiere un doblete complejo de campos escalares auto-interactuantes, con una interacción renormalizable dispuesta de tal manera que la componente neutra del doblete escalar adquiere un valor de expectación del vacío (VEV) $v \approx 246$ GeV, que establece la escala del rompimiento de la simetría electrodébil (RES). De los cuatro grados de libertad del doblete escalar complejo, tres son absorbidos para dar masa a los bosones de norma W y Z, mientras que la componente restante se convierte en el bosón de Higgs, una nueva partícula escalar fundamental. Las masas de todos los fermiones son también consecuencia del RES debido a que el doblete de Higgs es postulado para acoplarse a los fermiones a través de las interacciones de Yukawa. Sin embargo, la verdadera estructura detrás del recién descubierto bosón, incluyendo la dinámica exacta que desencadena el VEV del doblete de Higgs, y el problema de la jerarquía aún no se resuelven. Aun si el bosón de Higgs recién descubierto tiene acoplamientos a todos los grados de libertad del ME, es posible que sea parte de una estructura de simetría extendida o que surja de una resonancia ligera del sector fuerte. Es necesario entonces que se establezca si el bosón de Higgs es único o si hay otros bosones de Higgs.

Sin el bosón de Higgs se tendrían serios problemas en la estructura del ME. En particular, la unitariedad perturbativa se perdería a altas energías, como queda evidente en la amplitud de la dispersión $W^-W^+ \to W^-W^+$, la cual crecería conforme el centro de masa incrementara su energía. Por otra parte, las correcciones radiativas a las auto-energías del bosón de norma correspondientes a sus componentes longitudinales contendrían divergencias logarítmicas muy peligrosas. Con el descubrimiento del bosón de Higgs, se ha establecido experimentalmente que el ME esta basado en una teoría de norma que podría a priori ser consistentemente extrapolada hasta la escala de Planck. Los acoplamientos del bosón de Higgs a los bosones de norma W y Z y a los fermiones deben ser similares a los predichos por el ME para mantener la consistencia de la teoría a altas energías, por lo tanto, formalmente no hay necesidad para nueva física a la escala electrodébil. Sin embargo, el bosón de Higgs del ME es una partícula escalar, por lo tanto, sin una simetría para proteger su masa, a nivel cuántico hay sensibilidad a la física en el regimen ultravioleta

$$M_H^2(Q) = M_H^2(\mu) + \delta M_H^2, \tag{2.1}$$

con

$$\delta M_H^2 = \sum_{F,B} \frac{3m_{F,B}^2}{8\pi^2} \lambda_{F,B}^2 (-1)^{2S} \ln\left(\frac{\mu^2}{Q^2}\right). \tag{2.2}$$

donde las correcciones al cuadrado de la masa se suman sobre los grados de libertad fermiónicos (F) y bosónicos (B) con un signo que depende de su espín (S). Dado el valor de la masa del bosón de Higgs (o equivalentemente el parámetro de masa del bosón de Higgs en el potencial escalar) a una escala μ como dato de entrada, la masa del bosón de Higgs a otra escala Q, por ejemplo, a la escala electrodébil, recibe contribuciones que dependen cuadráticamente de todas las masas $m_{F,B}$ de las partículas que interactúan con el bosón de Higgs con acoplamientos $\lambda_{F,B}$. Por lo tanto, en general, no puede existir un bosón de Higgs ligero en presencia de estados pesados a la escala de la gran-unificación, super cuerdas o la escala de Planck. Esto es conocido como el problema de jerarquía o naturalidad [5, 6, 10].

Hay varios enfoques para resolver el problema de la naturalidad, los cuales pueden tener importantes efectos en la fenomenología del bosón de Higgs asociado con el RES. Uno de estos enfoques está basado en una nueva simetría fermion-bosón en la naturaleza, la cual se llama supersimetría (SUSY). En este enfoque, débilmente acoplado, el bosón de Higgs permanece elemental y las correcciones a su masa se cortan a la escala en la cual SUSY se rompe por lo cual permanece insensible a la física a escalas superiores. Estas teorías predicen al menos tres partículas de Higgs neutras y una cargada. Uno de los bosones neutros de Higgs, más frecuentemente el bosón de Higgs más ligero par ante CP, tiene las propiedades que se asemejan al bosón de Higgs del ME. A este bosón de Higgs se le denomina bosón de Higgs tipo ME, lo que significa que su VEV es predominantemente responsable del RES, y por lo tanto tiene acoplamientos tipo ME a los bosones de norma W y Z.

Un enfoque alternativo que se ha considerado recientemente en la literatura como una solución al problema de la jerarquía, considera la posibilidad de que el bosón de Higgs descubierto en el LHC sea un pseudo-bosón de Goldstone que quedó como remanente del rompimiento espontáneo de una simetría global de la teoría. Esta simetría global, asociada a una nueva interacción fuerte, se rompe ligeramente para permitir que un bosón de Goldstone adquiera masa. Este tipo de modelos se conocen como modelos con un bosón de Higgs ligero. Dada la buena concordancia de las mediciones experimentales con las predicciones del ME, este tipo de modelos requieren un marco teórico muy complejo.

El problema de la naturalidad ha sido el argumento principal para la aparición de nueva física a escalas de TeV. Pero la ausencia de cualquier señal directa de nueva dinámica y la aparente concordancia de los acoplamientos del Higgs con las predicciones del ME, junto con los límites experimentales derivadas de los datos electrodébiles de alta precisión y la física del sabor dejan abierta la posibilidad de que el bosón de Higgs puede ser elemental, débilmente acoplado y el único bosón de Higgs con masa menor que la escala de Planck. Tal escenario, obligaría a los físicos a repensar los conceptos básicos de la física de altas energías [5].

2.2. El mecanismo de Higgs en el ME

En el caso del ME necesitamos generar masa para los tres bosones de norma $W^\pm$ y Z, pero el fotón debe permanecer sin masa y por lo tanto la invarianza de norma electromagnética debe ser una simetría exacta. Entonces necesitamos al menos 3 grados de libertad para los campos escalares. La elección más simple es un doblete complejo del grupo $SU(2)$ de campos escalares Φ [3, 4]

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \tag{2.3}$$

con hipercarga débil $Y_\phi = +1$. Usando el lagrangiano del ME discutido previamente, ignorando la parte de la interacción fuerte, tenemos

$$\mathcal{L}_{ME} = -\frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{L}iD_\mu\gamma^\mu L + \bar{e}_R iD_\mu\gamma^\mu e_R + \ldots, \tag{2.4}$$

pero a este lagrangiano necesitamos agregarle el término cinético del campo escalar

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu\Phi)^\dagger (D_\mu\phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda\left(\Phi^\dagger\Phi\right)^2. \tag{2.5}$$

Cuando $\mu^2 < 0$, se romperá espontáneamente la simetría. Seleccionemos a la componente neutra del doblete del campo Φ como el valor de expectación del vacío

$$\langle\phi\rangle_0 \equiv \langle 0|\phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \tag{2.6}$$

con

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}. \tag{2.7}$$

Los generadores de $SU(2)$ son $t_i \equiv \tau_i/2$, con

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{2.8}$$

mientras que $U(1)$ tiene un solo generador

$$y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.9}$$

A partir de estos cuatro generadores es conveniente formar un nuevo conjunto de generadores (τ_1, τ_2 , K , Q) con

$$K \equiv \frac{\tau_3 - y}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad Q \equiv \frac{\tau_3 + y}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

donde Q es la carga. Por cada generador que no aniquila el vacío esperamos que aparezcan bosones de Goldstone que puedan normalizar la teoría reapareciendo como un estado longitudinal de polarización de un bosón de norma. Operando con los generadores sobre el vacío se tiene

$$\tau_1\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \tag{2.11}$$

$$\tau_2\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -iv/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \tag{2.12}$$

$$K\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0 \tag{2.13}$$

$$Q\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = 0. \tag{2.14}$$

entonces, tres de los generadores no aniquilan el vacío, y por lo tanto tres de los bosones de norma deben adquirir masa. El resultado (2.14) implica que el vacío es invariante ante la simetría local de $U(1)_{QED}$, es decir, la simetría se rompe espontáneamente de $SU(2) \times U(1)_y$ a $U(1)_{QED}$, pero la carga eléctrica se conserva.

Para investigar el espectro de partículas de la teoría se examinarán las fluctuaciones alrededor del vacío. Para esto es conveniente parametrizar a Φ como

$$\Phi = \exp i\frac{\xi\cdot\tau}{2v}\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \equiv U^{-1}(\xi)\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{2.15}$$

y haciendo una transformación de norma en este campo (lo que se conoce como norma unitaria) se tiene

$$\Phi(x) \to \Phi' = U(\xi)\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v+\eta \end{pmatrix}. \tag{2.16}$$

Ahora expandiremos explícitamente el término $|D_\mu \Phi|^2$ del lagrangiano $\mathcal{L}_S$:

$$\begin{aligned} |D_\mu \Phi|^2 &= \left| \left(\partial_\mu - ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}\left(g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu\right) & -\frac{ig_2}{2}\left(W_\mu^1 - iW_\mu^2\right) \\ -\frac{ig_2}{2}\left(W_\mu^1 + iW_\mu^2\right) & \partial_\mu + \frac{i}{2}\left(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 + \frac{1}{8} g_2^2 \left(v+H\right)^2 \left|W_\mu^1 + iW_\mu^2\right|^2 + \frac{1}{8}\left(v+H\right)^2 \left|g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu\right|^2. \end{aligned} \tag{2.17}$$

Ahora definamos los campos físicos $W_\mu^\pm$, Z_μ y A_μ como

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2\right), \qquad Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \qquad A_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \tag{2.18}$$

y tomemos los términos que son bilineales en los campos $W^\pm$, Z y A, es decir,

$$\frac{1}{2} v g_2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{4} v \sqrt{g_2^2 + g_1^2} Z_\mu Z^\mu, \tag{2.19}$$

con lo cual observamos que los bosones W y Z han adquirido masa:

$$M_W = \frac{1}{2} v g_2 \quad \text{y} \quad M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \tag{2.20}$$

mientras que el fotón se mantiene sin masa, como era de esperarse dadas las evidencias experimentales. Entonces, se ha roto espontáneamente la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_{QED}$. Tres bosones de Goldstone han sido absorbidos por $W^\pm$ y Z para formar sus componentes longitudinales y así obtener sus masas. Como $U(1)_{QED}$ se mantiene sin romperse, el fotón permanece sin masa.

Hasta aquí solo se ha hablado de la generación de masa para los bosones de norma, pero se puede generar masa para los fermiones usando el mismo campo Φ, con hipercarga $Y = 1$, y el isodoblete $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$, el cual tiene hipercarga $Y = -1$. Ahora introducimos el lagrangiano de Yukawa para cualquier generación de fermiones de la siguiente forma

$$\mathcal{L}_F = -\lambda_e \bar{L} \Phi e_R - \lambda_d \bar{Q} \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q} \tilde{\Phi} u_R + h.c. \tag{2.21}$$

Si tomamos por ejemplo el caso del electrón, obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e \left(\bar{\nu}_e, \bar{e}_L\right) \begin{pmatrix} o \\ v+H \end{pmatrix} e_R + \ldots \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e \left(v+H\right) \bar{e}_L e_R + \ldots, \end{aligned} \tag{2.22}$$

donde el término constante enfrente de $\bar{e}_L e_R$ (y $h.c.$) se identifica con la masa del electrón:

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}. \tag{2.23}$$

y de manera similar para los demás leptones cargados y los quarks. En conclusión, con el mismo isodoblete Φ de campos escalares podemos generar las masas de los bosones vectoriales débiles $W^\pm$ y Z, así como la masa de los fermiones, preservando al mismo tiempo la simetría de norma

$SU(2) \times U(1)$, la cual es rota espontáneamente, o dicho de otra forma queda oculta. La simetría electromagnética $U(1)_{QED}$, así como la simetría de color $SU(3)$ permanecen sin romperse. El ME se refiere, de hecho, a una teoría cuántica de campos con invariancia de norma ante $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ cuando se combina con el rompimiento espontáneo de la simetría mediante el mecanismo de Higgs. De este proceso surge una bosón escalar neutro masivo, que se conoce como bosón de Higgs. La búsqueda de esta partícula requirió grandes esfuerzos y muchos recursos. Finalmente, en el año 2012 se encontraron en el LHC del CERN las primeras evidencias que apuntaban al descubrimiento de esta partícula, con lo cual se confirmaría que el mecanismo de Higgs es el marco adecuado para dotar de masa a las partículas en el contexto del ME. En seguida presentaremos una descripción de la fenomenología de esta partícula, en particular de sus modos de producción y sus modos de decaimiento.

2.3. Mecanismos de producción en los colisionadores de hadrones

En el ME, los principales mecanismos de producción de un bosón de Higgs en un colisionador de hadrones, como el antiguo Tevatron y el LHC, se orginan a partir de los acoplamientos dominantes del bosón de Higgs a las partículas pesadas, esto es, a los bosones vectoriales masivos W y Z, al quark top y en menor medida al quark bottom. Los cuatro principales procesos de producción de un sólo bosón de Higgs en un colisionador hadrónico son, en orden de importancia:

- Fusión de gluones: $gg \to H$.
- Fusión de bosones de norma $V = W, Z$: $qq \to V^*V^* \to qq + H$.
- Producción asociada con un bosón de norma $V = W, Z$: $q\bar{q} \to V + H$.
- Producción asociada con un par de quarks pesados $Q = b, t$: $gg, q\bar{q} \to Q\bar{Q} + H$.

En la Figura 2.1 se muestran los diagramas de Feynman correspondientes a estos procesos de producción. Las secciones eficaces para la producción del bosón de Higgs del ME como función de $\sqrt{s}$, la energía de centro de masa, en el LHC, se resumen en la Tabla 2.1 [18], en donde se usa un valor de 125 GeV para la masa del bosón de Higgs, mientras que para los valores de la energía del centro de masa son $\sqrt{s} = 7, 8$ y 14 TeV. Algunas observaciones importantes respecto a estos modos de producción son las siguientes:

- En los colisionadores de hadrones, el mecanismo de producción del bosón de Higgs con la sección eficaz más grande es el proceso de fusión de gluones, $gg \to H + X$, que se origina a nivel de un lazo mediante un diagrama de triángulo en el que circula un quark top virtual. Las contribuciones de los quarks más ligeros están suprimidas ya que son proporcionales a m_q^2.
- El modo de producción de un bosón de Higgs del ME que ocupa el segundo lugar en cuanto a la magnitud de la sección eficaz es la fusión de bosones vectoriales. En el Tevatron, este proceso tiene una sección eficaz más pequeña que la producción de Higgs asociada con los bosones W o Z. La producción del bosón de Higgs por medio de este proceso, $qq \to qqH$, procede de la dispersión de dos (anti-)quarks, mediada por el intercambio de los bosones W y Z, con el bosón de Higgs radiado por el propagador del bosón débil. Los quarks dispersados dan lugar a dos jets que emergen tanto delante como detrás del detector. Después de la aplicación de cortes cinemáticos, este canal da lugar a un entorno limpio no sólo para la búsqueda del Higgs sino para determinar los acoplamientos del bosón de Higgs.
- El modo de producción de un bosón de Higgs acompañado de un bosón de norma débil es el tercer mecanismo de producción más relevante en el LHC, pero es el segundo más

$\sqrt{s}$ (TeV)	$gg \to H$	$V^*V^* \to qqH$	$q\bar{q} \to WH$	$q\bar{q} \to ZH$	$gg, q\bar{q} \to t\bar{t}H$	Total
1.96	0.95	0.065	0.13	0.079	0.004	1.23
7	15.1	1.22	0.58	0.33	0.09	17.4
8	19.3	1.58	0.70	0.41	0.13	22.1
14	49.8	4.18	1.50	0.88	0.61	57.0

Tabla 2.1: Sección eficaz, en unidades de pb, para la producción del bosón de Higgs del ME con masa $M_H = 125$ en el Tevatron y el LHC, como función de la energía de centro de masa, $\sqrt{s}$.

relevante, después de la fusión de gluones, en el Tevatron. La sección eficaz de los procesos de producción asociados, $pp \to VH + X$, con $V = W^{\pm}, Z$, recibe contribuciones al orden más bajo, dadas por las correcciones de cromodinámica cuántica a la sección eficaz de Drell-Yan y a las correcciones electrodébiles. Como tanto el bosón de Higgs como los bosones de norma débiles son partículas inestables, sus modos de decaimiento también se deben tener en cuenta para observar la señal de los procesos de producción. Proporcionar información cinemática completa sobre los productos de decaimiento puede ayudar a suprimir el ruido asociado a la señal. El modo de producción de un bosón de Higgs asociado con un bosón de norma débil, junto con la producción de un bosón de Higgs asociado a un par de quarks top, ofrecen un entorno relativamente limpio para el estudio de la desintegración del bosón de Higgs a un par de quarks bottom.

- El modo de producción de un bosón de Higgs acompañado por un par de quarks top, $pp \to Ht\bar{t}$, puede darnos información importante acerca del acoplamiento de Yukawa $t\bar{t}H$ y también puede darnos acceso a la medición del decaimiento del bosón de Higgs a un par de quarks bottom.

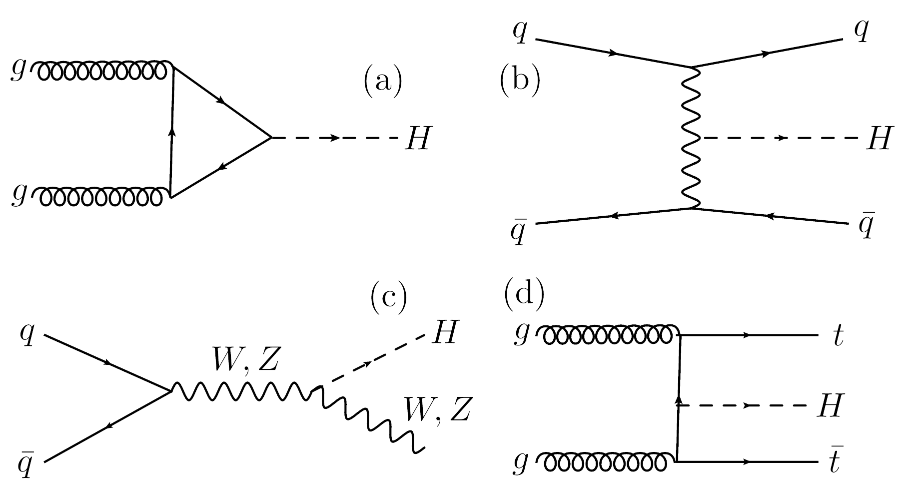

Figura 2.1: Diagramas de Feynman para la producción de un bosón de Higgs mediante (a)fusión de gluones, (b) fusión de bosones de norma débiles, (c)Higgs-strahlung (o asociado a la producción con un bosón de norma) y (d) asociado a la producción con un quark top.

En el LHC también se pueden producir copiosamente un par de bosones de Higgs mediante el proceso $pp \to HH + X$, donde los sub-procesos relevantes son $gg \to HH$, el cual ocurre a través de loops de quarks top y bottom, la producción doble asociada con los bosones de norma masivos, $q\bar{q} \to HHV$, y la fusión de bosones V $qq \to V^*V^* \to HHqq$. Sin embargo, debido a la supresión de los acoplamientos electrodébiles, estos mecanismos tienen una sección eficaz pequeña en comparación con los procesos de la Tabla 2.1. También están suprimidos los procesos en los que el Higgs se produce en asociación con uno, dos o tres hard jets en la fusión gluón-gluón, los asociados a pares de bosones de norma, la producción con bosones vectoriales y dos jets. Finalmente, los bosones de Higgs también pueden ser producidos en procesos de difracción. Para estos procesos, el mecanismo es mediado por el intercambio de singletes de color que conducen a la difracción de los hadrones entrantes y se produce el bosón de Higgs. Una mezcla de efectos perturbativos y no perturbativos de cromodinámica cuántica son necesarios para evaluar las secciones eficaces, dando lugar a mucha incertidumbre en las predicciones [4, 5].

2.4. Producción en colisionadores leptónicos

La colisión e^+e^- es una reacción muy simple, con un estado inicial bien definido y diferentes estados finales. Tiene una señal que permite eliminar el ruido y por lo tanto ofrece un entorno experimental favorable que permite buscar fácilmente nuevos fenómenos y llevar a cabo estudios de muy alta precisión. Los procesos físicos en las colisiones e^+e^- son en general mediados por el fotón y el bosón Z, en el canal s, con secciones eficaces inversamente proporcionales al cuadrado de la energía del centro de masa, $\sigma \propto 1/s$ o $\sigma \propto 1/(s - M_Z^2)$, o mediante el intercambio de bosones de norma o de un electrón o un neutrino, en el canal t, con las secciones eficaces que pueden crecer como $\log(s)$. En los procesos en el canal t, únicamente las partículas que pueden acoplarse directamente a los electrones dan contribuciones en el orden más bajo de teorías de perturbaciones. El intercambio en el canal s es el proceso más interesante que se lleva a cabo debido a que es equitativo, en el sentido en que aproximadamente las mismas proporciones de partículas de materia interactúan débil y fuertemente, y que permitiría la producción de partículas conocidas o nuevas cuando la energía del centro de masa es lo suficientemente alta. A continuación mencionaremos los más importantes procesos de producción de un bosón de Higgs en un colisionador e^-e^+.

2.4.1. Procesos de producción del bosón de Higgs en los colisionadores de leptones

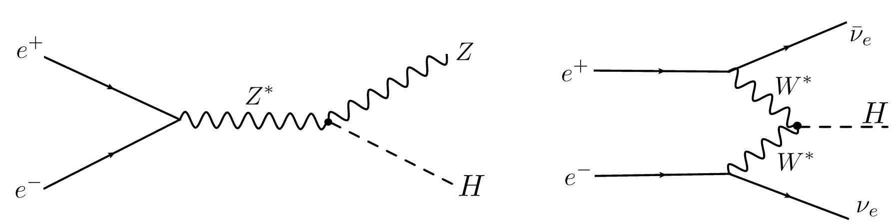

Figura 2.2: Mecanismos dominantes de producción de un bosón de Higgs a muy altas energías en un colisionador e^+e^-.

En las colisiones e^+e^- con energías de centro de masa más alla del LEP2, los principales mecanismos de producción para un bosón de Higgs son los procesos de radiación de un bosón de Higgs de un bosón Z conocido como Higgs-strahlung, $e^+e^- \to Z^* \to ZH$, y el mecanismo de fusión de un par de bosones de norma cargados WW, $e^+e^- \to W^*W^* \to \bar{\nu}\nu H$, cuyos diagramas de Feynman están representados en la Figura 2.2 [5]. Hay otros mecanismos mediante los cuales los bosones de Higgs pueden ser producidos en las colisiones e^+e^-: los procesos de fusión ZZ, la radiación de un bosón de Higgs de un quark top y la producción de dos bosones de Higgs, ya sea en la mediante Higgs-strahlung o mediante la fusión de WW/ZZ:

- Fusión de bosones de norma neutros ZZ: $e^+e^- \to e^+e^-(Z^*Z^*) \to e^+e^-H$.

- Radiación de fermiones pesados: $e^+e^- \to \gamma^*, Z^* \to f\bar{f}H$.

- Producción asociada de dos bosones de Higgs: $e^+e^- \to ZHH, llHH$.

Estos mecanismos de producción del bosón de Higgs, que han sido ordenados de mayor a menor importancia, tienen secciones eficaces mucho más pequeñas que los procesos de Higgs-strahlung y de fusión WW. Sin embargo, debido a la alta luminosidad con la que están planeados los futuros colisionadores lineales e^-e^+, este tipo de mecanismos podrían ser de utilidad. En particular, estos procesos son extremadamente interesantes porque permitirían determinar algunas de las propiedades fundamentales del bosón de Higgs, tales como sus auto-acoplamiento HHH y el acoplamiento de Yukawa a los quarks top $t\bar{t}H$.

Existen otros procesos que se generan a más alto orden en teoría de perturbaciones mediante los cuales se pueden producir bosones de Higgs en las colisiones e^+e^-, aunque las secciones eficaces correspondientes son más pequeñas. Por ejemplo la producción de un bosón de Higgs acompañado con un fotón, $e^+e^- \to H + \gamma$, la producción de un par de bosones de Higgs, $e^+e^- \to HH$, la producción de un bosón de Higgs acompañada de un par de bosones de norma, $e^+e^- \to VV + H$, y la producción de dos bosones de norma y dos fermiones, $e^+e^- \to VH + f\bar{f}$. Excepto por los dos últimos procesos, las secciones eficaces correspondientes son en general de un orden de magnitud inferior a los femtobarn, o sea, muy pequeñas para que los procesos sean detectados en el futuro, a no ser que el colisionador cuente con una muy alta luminosidad.

Los futuros colisionadores lineales e^+e^- también contarían con las opciones $\gamma\gamma$ y $e\gamma$. Mediante la opción $\gamma\gamma$ también se podría producir un bosón de Higgs en resonancia emergiendo de un lazo triangular de fermiones $\gamma\gamma \to H$, de manera similar a la fusión de gluones. Este mecanismo permitiría la medición del acoplamiento $H\gamma\gamma$. En la opción $e\gamma$, también se puede producir el bosón de Higgs mediante la reacción $e\gamma \to \nu_e W^- H$.

Finalmente, otro tipo de colisionadores que podrían ser construidos en el futuro son los colisionadores circulares de muones, $\mu^-\mu^+$. Mientras que los colisionadores circulares e^-e^+ tienen limitaciones ya que no se puede aumentar el diámetro de la circunferencia debido a que aumentaría de manera considerable la energía perdida por radiación, limitando la energía del centro de masa, en un colisionador de muones no existiría este problema puesto que la energía radiada es inversamente proporcional a la masa de la partícula que se usa para la colisión. La masa del muón es 200 veces más grande que la del electrón y por lo tanto sería una opción viable el construir un colisionador circular de muones. En el caso de las colisiones e^-e^+, un colisionador de muy alta energía debe ser lineal para evitar la pérdida de energía por radiación. Otra ventaja de un colisionador de muones sobre un colisionador e^-e^+ es que el primero podría servir como una fábrica de bosones de Higgs en resonancia, $\mu^+\mu^- \to H$, ya que el acoplamiento de un bosón de Higgs a un par de fermiones es proporcional a la masa de estos. En el caso de un colisionador e^-e^+, la sección eficaz de producción $e^-e^+ \to H$ es extremadamente pequeña.

2.5. Modos de decaimiento del bosón de Higgs

En el ME. una vez que la masa del Higgs se fija, el perfil de esta partícula se determina de manera única. Los acoplamientos del bosón de Higgs a los bosones de norma y los fermiones es directamente proporcional a las masa de dichas partículas y por lo tanto el bosón de Higgs tenderá a decaer al conjunto de partículas con la mayor masa cinemáticamente permitida. Dado que las masas de los bosones de norma y fermiones son conocidas (las masas de los electrones y de los quarks ligeron son muy pequeñas para ser relevantes) todas las anchuras parciales de los decaimientos a nivel de árbol del bosón de Higgs se pueden predecir [7].

Las anchuras de decaimiento a un par de bosones V con $V = W, Z$ son directamente proporcionales a los acoplamientos HVV, los cuales están dados en el ME por el lagrangiano de interacción [4]:

$$\mathcal{L}(HVV) = \left(\sqrt{2}G_\mu\right)^{1/2} M_V^2 HV^\mu V_\mu. \tag{2.24}$$

Las anchuras de decaimiento a fermiones son proporcionales a los acoplamientos $Hf\bar{f}$, los cuales son del tipo escalar

$$g_{Hf\bar{f}} \propto \frac{m_f}{v} = \left(\sqrt{2}G_\mu\right)^{1/2} m_f. \tag{2.25}$$

Los números cuánticos $J^{CP} = 0^{++}$ correspondientes al espín y la paridad del bosón de Higgs del ME lleva también a predicciones únicas para las distribuciones angulares y de energía de las anchuras parciales de decaimiento.

2.5.1. Decaimiento a leptones y quarks

Como los acoplamientos del bosón de Higgs H a los fermiones son proporcionales a la masa de los fermiones, la anchura de decaimiento a cualquier fermión f es proporcional a m_f^2 [4, 6]. La anchura parcial para el decaimiento del bosón de Higgs a cualquier par de fermiones, a nivel de árbol, es

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \frac{N_c g^2 m_f^2}{32\pi m_W^2} M_H \beta_f^3, \tag{2.26}$$

con $\beta = (1 - 4m_f^2/M_H^2)^{1/2}$ siendo la velocidad de los fermiones en el estado final y N_c el factor de color $N_c = 3(1)$ para quarks (leptones). En el caso de los quarks el decaimiento más relevante es el $H \to b\bar{b}$, mientras que el decaimiento a un par de quarks top estaría cinemáticamente prohibido. En el caso de los leptones, solo es importante el decaimiento al par $\tau^+\tau^-$ y, en mucho menor medida, el decaimiento a un par de muones. Se observa que las anchuras de decaimiento parciales exhiben una supresión fuerte cerca del umbral, $\Gamma(H \to f\bar{f}) \sim \beta_f^3 \to 0$, para $M_H \simeq 2m_f$. Esto es típico para el decaimiento de un bosón de Higgs escalar.

2.5.2. Decaimientos a bosones de norma

Los decaimientos del bosón de Higgs recién descubierto, con una masa de 125 GeV, no están cinemáticamente permitidos los decaimientos $H \to VV$, con los dos bosones de norma $V = W, Z$ reales. Sin embargo, aún por debajo del umbral cinemático $M_H < 2M_V$, los modos de decaimiento del bosón de Higgs a un par de bosones de norma $H \to VV^*$, con V^* un bosón de norma virtual, son muy importantes. En el caso del bosón de Higgs del ME con masa de 125 GeV, la anchura del decaimiento $H \to WW^*$, con el bosón W virtual conectándose a un leptón cargado y su neutrino, es del mismo orden de magnitud que el canal $H \to b\bar{b}$. Esto es debido al hecho que, a pesar de que el decaimiento $H \to WW^*$ es un decaimiento a tres cuerpos, en éste aparece una potencia adicional del cuadrado del acoplamiento $HWW \sim M_W$ que es de mayor intensidad que el acoplamiento $Hb\bar{b} \sim M_b$. Esto compensa el hecho de que existe una menor supresión en el decaimiento a dos cuerpos $H \to b\bar{b}$ debida al espacio fase.

La anchura parcial del decaimiento $H \to VV^* \to Vff^*$ está dada por [4]

$$\Gamma(H \to VV^*) = \frac{3G_\mu^2 M_V^4}{16\pi^3} M_H \delta'_V R_T(x), \tag{2.27}$$

donde se ha despreciado la masa de los fermiones, además $\delta'_W = 1$, $\delta'_Z = \frac{7}{12} - \frac{10}{9}\sin^2\theta_W + \frac{40}{9}\sin^4\theta_W$ y

$$\begin{aligned} R_T(x) \quad &= \quad \frac{3(1 - 8x + 20x^2)}{(4x-1)^{1/2}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right) - \frac{1-x}{2x}(2 - 13x + 47x^2) \\ &- \quad \frac{3}{2}(1 - 6x + 4x^2)\log x. \end{aligned} \tag{2.28}$$

Este modo de decaimiento fue útil para detectar al bosón de Higgs en el LHC, usando los estados finales obtenidos cuando los bosones de norma decaen leptónicamente $Z \to \ell\ell$ y $W \to \nu\ell$.

2.5.3. Decaimientos a dos cuerpos inducido a nivel de un lazo

Como los gluones y fotones son partículas sin masa, no se acoplan al bosón de Higgs directamente. Sin embargo, los vértices Hgg y $H\gamma\gamma$, así como los acoplamientos $HZ\gamma$, pueden ser generados a nivel cuántico con lazos que acarrean partículas masivas (con carga de color y carga eléctrica) las cuales se acoplan al bosón de Higgs. Los acoplamientos $H\gamma\gamma$ y $HZ\gamma$ ocurren mediante lazos de fermiones cargados y del bosón W, mientras que el acoplamiento Hgg es inducido únicamente mediante lazos de quarks. (ver Figura 2.3). En el caso de los fermiones, solo el quark top y, en menor medida, el quark bottom contribuyen sustancialmente a estos decaimientos si la masa del bosón de Higgs es de 125 GeV.

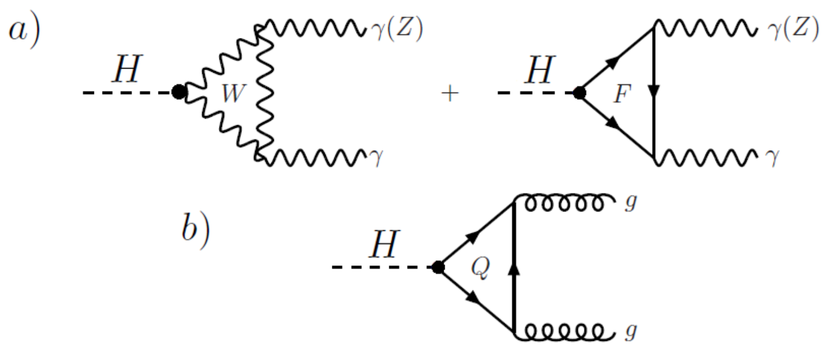

Figura 2.3: Diagramas de Feynman a nivel de un lazo para los decaimientos $H \to \gamma\gamma$, $H \to \gamma Z$ y $H \to gg$. En el caso del decaimiento a dos gluones solo contribuyen los lazos de quarks.

Cuando la partícula en el lazo tiene una masa $M_{F,B}$ mucho más grande que la masa del bosón de Higgs, no hay desacoplo de los efectos de estas partículas ya que sus acoplamientos con el bosón de Higgs crecen con $M_{F,B}$, lo que compensa la supresión proveniente de la integral a nivel de un lazo. Por lo tanto estos decaimientos son muy interesantes debido que su anchura es sensible a escalas más alla de la masa del bosón de Higgs y pueden ser usadas para probar la existencia de nuevas partículas con carga eléctrica o de color, con masas generadas por el mecanismo de Higgs, las cuales podrían ser muy pesadas para ser producidas directamente en un colisionador. Debido a la supresión de las constantes de acoplamiento débil y fuerte que aparecen en la amplitud correspondiente, estos decaimientos son poco importantes solo cuando la masa del Higgs es menor de 130 GeV, cuando la anchura total de decaimiento es demasiado pequeña. Sin embargo, las anchuras parciales de decaimiento son importantes para el cálculo de la producción de un bosón de Higgs en colisionadores hadrónicos o fotónicos [4].

Decaimiento $H \to \gamma\gamma$

El decaimiento del bosón de Higgs del ME a dos fotones es mediado por lazos de fermiones cargados y del bosón de norma W. La anchura parcial de decaimiento puede ser escrita como [11]

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{G_\mu \alpha^2 M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_c Q_f^2 A_{1/2}^H(\tau_f) + A_1^H(\tau_W) \right|^2 , \tag{2.29}$$

con los factores para las partículas de spin $-\frac{1}{2}$ y 1 dados por

$$A^H_{1/2}(\tau) = 2\left[\tau + (\tau - 1) f(\tau)\right]\tau^{-2}, \tag{2.30}$$

$$A^H_1(\tau) = -\left[2\tau^2 + 3\tau + 3(2\tau - 1) f(\tau)\right]\tau^{-2}, \tag{2.31}$$

mientras que la función $f(\tau)$ se define como

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau} & \tau \leq 1 \\ -\frac{1}{4}\left[\log \frac{1+\sqrt{1-\tau^{-1}}}{1-\sqrt{1-\tau^{-1}}} - i\pi\right]^2 & \tau > 1 \end{cases} \tag{2.32}$$

Los parámetros $\tau_i = M_H^2/4M_i^2$ con $i = f, W$ están definidos por las masas correspondientes de las partículas virtuales. La constante electromagnética en el acoplamiento debe ser tomada a la escala $q^2 = 0$ debido a que los fotones del estado final son reales. En la Figura 2.4 se muestra la anchura

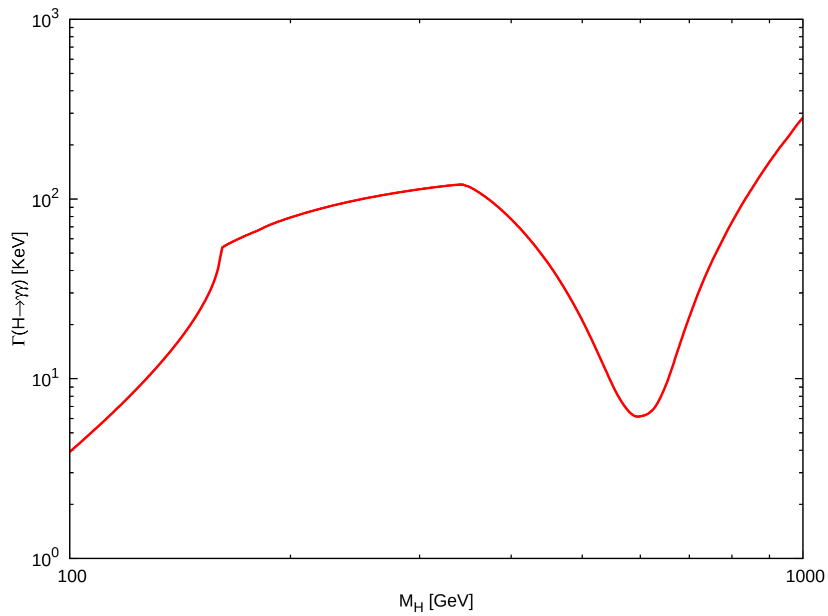

Figura 2.4: Anchura parcial del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ como función de M_H.

parcial de decaimiento $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$, la cual varía rápidamente de unos pocos KeV para $M_H \sim 100$, hasta unos $\sim$ 100 KeV para $M_H \sim$ 300 GeV, debido a que es proporcional al cubo de la M_H. Como ya se mencionó anteriormente, la anchura recibe contribuciones importantes del quark top y del bosón de norma W. En el caso de un bosón de Higgs con una masa cercana a 500 GeV existe una cancelación entre ambas contribuciones y por ello se observa una concavidad en la curva de la Figura 2.4.

Decaimiento $H \to Z\gamma$

De manera similar al caso $H \to \gamma\gamma$, el decaimiento $H \to Z\gamma$ se genera por los lazos del quark top y del bosón de norma W. La anchura parcial de decaimiento está dada por [12, 13],

$$\Gamma(H \to Z\gamma) = \frac{G_\mu^2 M_W^2 \alpha M_H^3}{64\pi^4}\left(1 - \frac{M_Z^2}{M_H^2}\right)^3 \left|\sum_f N_f \frac{Q_f \hat{v}_f}{c_W} A^H_{1/2}(\tau_f, \lambda_f) + A^H_1(\tau_W, \lambda_W)\right|^2, \tag{2.33}$$

con $\tau_i = 4M_i^2/M_H^2$, $\lambda_i = 4M_i^2/M_Z^2$ y los factores dados por

$$A_{1/2}^H(\tau,\lambda) = [I_1(\tau,\lambda) - I_2(\tau,\lambda)], \tag{2.34}$$

$$A_1^H(\tau,\lambda) = c_w \left\{ 4\left(3 - \frac{s_W^2}{c_W^2}\right) I_2(\tau,\lambda) + \left[\left(1+\frac{2}{\tau}\right)\frac{s_W^2}{c_W^2} - \left(5+\frac{2}{\tau}\right)\right] I_1(\tau,\lambda)\right\}, \tag{2.35}$$

con $\hat{v}_f = 2I_f^3 - 4Q_f s_W^2$. Las funciones I_1 e I_2 están dadas por

$$I_1(\tau,\lambda) = \frac{\tau\lambda}{2(\tau-\lambda)} + \frac{\tau^2\lambda^2}{2(\tau-\lambda)^2}\left[f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})\right] + \frac{\tau^2\lambda}{(\tau-\lambda)^2}[g(\tau^{-1}) - g(\lambda^{-1})], \tag{2.36}$$

$$I_2(\tau,\lambda) = -\frac{\tau\lambda}{2(\tau-\lambda)}\left[f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})\right], \tag{2.37}$$

donde la función $f(\tau)$ está definida en la Ec. (2.32) y la función $g(\tau)$ puede ser expresada como

$$g(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\tau^{-1}-1}\arcsin\sqrt{\tau} & \tau \geq 1 \\ \frac{\sqrt{1-\tau^{-1}}}{2}\left[\log\frac{1+\sqrt{1-\tau^{-1}}}{1-\sqrt{1-\tau^{-1}}} - i\pi\right] & \tau < 1 \end{cases} \tag{2.38}$$

Debido a la invariancia ante conjugación de carga, solo el acoplamiento vectorial del bosón Z contribuye al lazo de fermiones. El cálculo demuestra que la contribución del bosón W es la más dominante. Cuando M_H es menor que $2M_W$, este decaimiento podría tener una fracción de decaimiento visible, y se puede hacer la aproximación $A_1^H \simeq -4.6 + 0.3M_H^2/M^W$. La contribución del quark top interfiere destructivamente pero es muy pequeña. La anchura parcial de decaimiento es del orden de unos KeV, como se puede ver en la Figura 2.5.

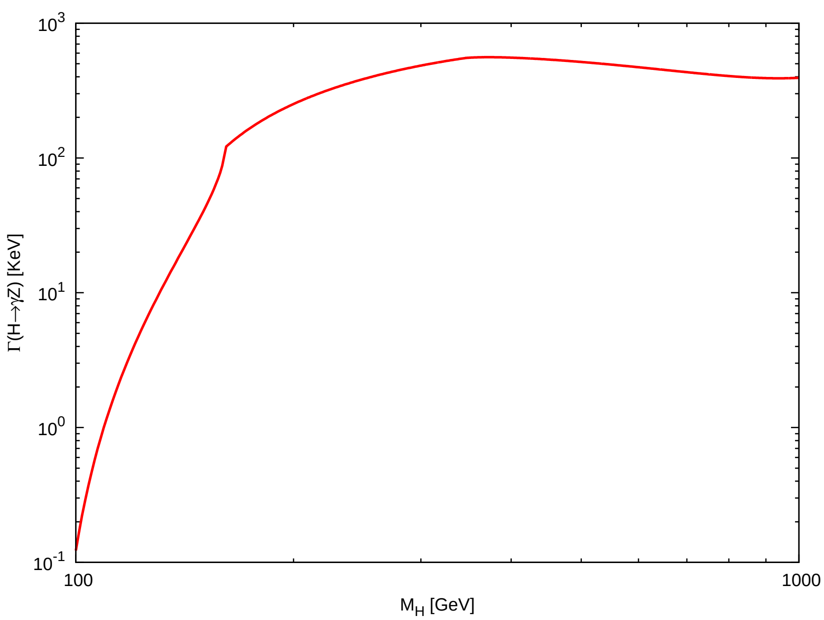

Figura 2.5: Anchura parcial del decaimiento $H \to Z\gamma$ como función de M_H.

Decaimiento $H \to gg$

A nivel de un lazo, el decaimiento del bosón de Higgs a dos gluones procede solo por los lazos de quarks, lo que significa que la contribución dominante proviene del quark top y en menor medida

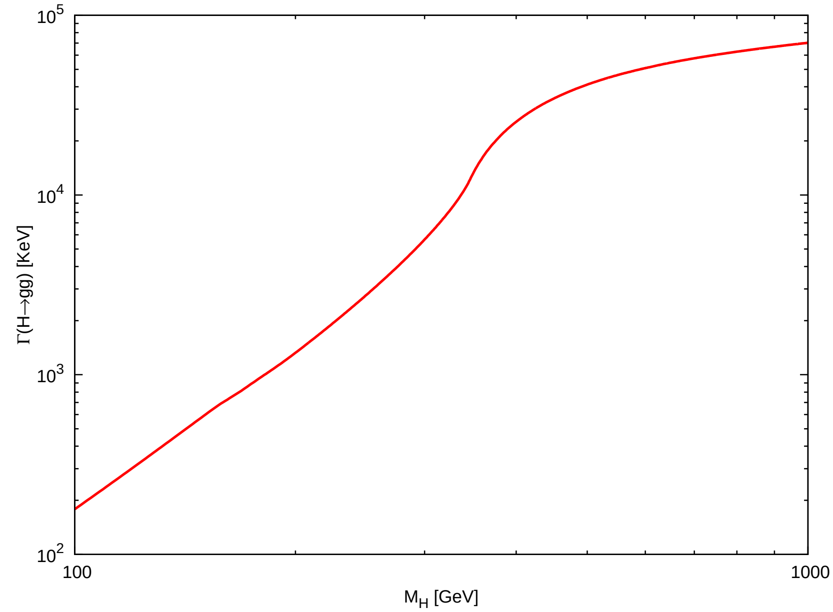

Figura 2.6: La anchura parcial para el decaimiento $H \to gg$ como función de la masa del bosón de Higgs.

del quark bottom. La anchura parcial de decaimiento está dada por [14]

$$\Gamma(H \to gg) = \frac{G_\mu \alpha_s^2 M_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \frac{3}{4} \sum_Q A_{1/2}^H(\tau_Q) \right|^2 , \tag{2.39}$$

donde el parámetro $\tau_Q = M_H^2/4m^2Q$ está definido por la masa m_Q del quark pesado. La forma del factor $A_{1/2}(\tau_Q)$ es similar a la del decaimiento$H \to \gamma\gamma$, dada por (2.30). La anchura del $H \to gg$ se muestra como función de la masa del bosón de Higgs en la Figura 2.6. En este caso se incluye la contribución de los quarks top y bottom, sin embargo, la contribución del quark top da una buena aproximación a la anchura parcial del decaimiento.

La interacción $H \to gg$ es importante porque proveé el mecanismo de producción dominante en los colisionadores de hadrones. Para incorporar las correcciones de cromodinámica cuántica se necesita considerar además correcciones virtuales donde los gluones están asociados a las líneas de los quarks.

2.5.4. Anchura total de decaimiento y fracciones de decaimiento

Para un mejor entendimiento e interpretación de los resultados experimentales, el cálculo de las anchuras de decaimiento relevantes del bosón de Higgs es esencial, con una estimación de sus incertidumbres y, también, los efectos de los decaimientos del bosón de Higgs a partículas fuera de capa de masa con los sucesivos decaimientos a partículas más ligeras. Una masa del bosón de Higgs de cerca de 125 GeV proporcionaría una excelente oportunidad para explorar los acoplamientos del bosón de Higgs a las partículas del ME. En partícular, los modos de decaimiento dominantes son $H \to b\bar{b}$ y $H \to WW^*$, seguidos de $H \to gg$, $H \to \tau^+\tau^-$, $H \to c\bar{c}$ y $H \to ZZ^*$. Los decaimientos $H \to \gamma\gamma$, $H \to \gamma Z$ y $H \to \mu^+\mu^-$ son de especial relevancia debido a que el ruido de la señal puede ser controlado [15, 16]. Dado que los decaimientos a dos gluones, dos fotones y $Z\gamma$ son inducidos a un lazo, proporcionarían información indirecta de los acoplamientos a HWW y $Ht\bar{t}$.

Los decaimientos $H \to WW^*$ y $H \to ZZ^*$ necesitan ser estudiados considerando los decaimientos de los bosones de norma, con lo que se tendrían cuatro fermiones en el estado final. Las fracciones de decaimiento $BR(H \to X)$ para los modos de decaimiento más relevantes del bosón de Higgs del ME se muestran en la Figura 2.7 en función de M_H en el intervalo de 100 a 1000 GeV, mientras que en la Figura 2.7 se muestra esta misma información pero en un intervalo de M_H alrededor de 125 GeV. Por último. en la Tabla 2.2 se muestran los decaimientos dominantes junto con su fracción de decaimiento para $M_H = 125$ GeV. La anchura total de decaimiento es $\Gamma_H = 0.407$ GeV, con incertidumbres relativas de $+4.0\,\%$ y $-3.9\,\%$. En la Tabla 2.2 no se incluye el decaimiento a un par de gluones porque no es detectable experimentalmente, aunque el vértice a un lazo Hgg es muy relevante para el cálculo de la producción de un bosón de Higgs mediante la fusión de dos gluones, como ya se ha señalado [17].

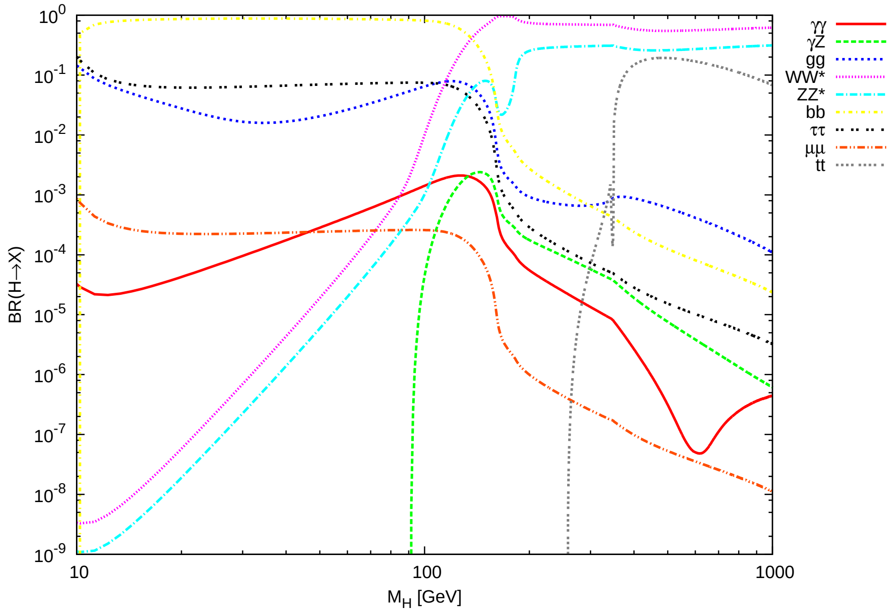

Figura 2.7: Fracciones de decaimiento $BR(H \to X)$ para los canales principales en función de M_H.

Decaimiento	Fracción de decaimiento
$H \to \gamma\gamma$	2.28×10^{-3}
$H \to ZZ^*$	2.64×10^{-2}
$H \to WW^*$	2.15×10^{-1}
$H \to \tau^-\tau^+$	6.32×10^{-2}
$H \to bb$	5.77×10^{-1}
$H \to Z\gamma$	1.54×10^{-2}
$H \to \mu^-\mu^+$	2.19×10^{-4}

Tabla 2.2: Fracciones de decaimiento para los principales canales de decaimiento del bosón de Higgs del ME con $M_H = 125$ GeV.

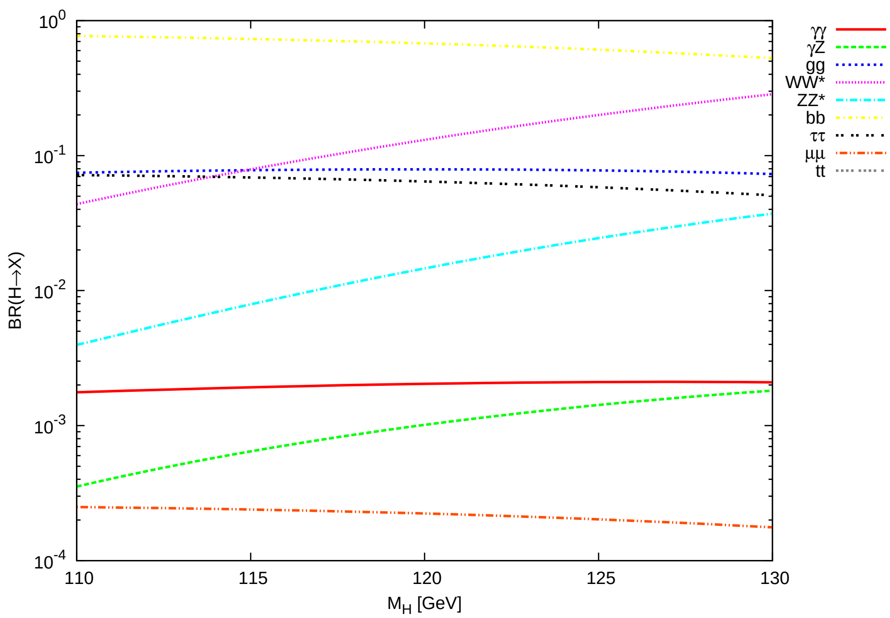

Figura 2.8: Fracciones de decaimiento $BR(H \to X)$ para los canales principales en función de M_H.

Capítulo 3

Contribución de partículas exóticas al decaimiento $H \to \gamma\gamma$

Uno de los decaimientos más estudiados del bosón de Higgs es el decaimiento $H \to \gamma\gamma$ debido a que es uno de los pocos decaimientos a nivel de un lazo del bosón de Higgs que tienen una anchura no despreciable y además ofrece condiciones muy favorables para su detección experimental. Este decaimiento guarda relación, a nivel computacional, con el decaimiento $H \to gg$, que es de utilidad para estudiar la producción de un bosón de Higgs mediante fusión de gluones [19]. Varias extensiones del ME predicen nuevas partículas que interaccionan con el bosón de Higgs y pueden dar nuevas contribuciones a los decaimientos de esta partícula. En particular el llamado modelo 331 mínimo (basado en la simetría de norma $SU(3) \times U(1)$), predice partículas con carga eléctrica exótica, por ejemplo

- 3 quarks, Q_i, 2 con carga $-4/3e$ y uno con carga $5/3e$.
- Dos bosones de norma de carga doble Y^{++}.
- Bosones escalares con carga doble S^{++}.

Otros modelos de extensión que predicen partículas con carga exótica son los modelos con tripletes de Higgs, los modelos supersimétricos con simetría izquierda derecha, los modelos con un bosón de Higgs ligero, etc. Las partículas exóticas darían nuevas contribuciones a la anchura del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ proporcionales a la potencia cuarta de la carga de la partícula, Q^4, por lo cual la anchura se incrementaría de forma muy importante. Puesto que en el futuro se impondrían fuertes cotas experimentales a este decaimiento, ello se traducirá en cotas a los parámetros de los modelos de extensión. En este trabajo analizaremos la sensibilidad del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ a las nuevas partículas con carga eléctrica exótica predichas por modelos de extensión. En primer lugar describiremos con detalle el cálculo de la contribución de quarks exóticos al decaimiento $H \to \gamma\gamma$ y posteriormente presentaremos los resultados para bosones de norma con doble carga y bosones escalares doblemente cargados. Los diagramas de Feynman correspondientes se muestran en la Figura 3.1. Nuestro cálculo será general, sin referirnos a un modelo en particular.

3.1. Contribución de quarks exóticos

Consideremos un lagrangiano de la forma

$$\mathcal{L} = C_{HQQ} H\bar{Q}Q, \tag{3.1}$$

donde Q representa un quark exótico. Consideraremos que la constante de acoplamiento está dada C_{HQQ} por una expresión similar a la constante de acoplamiento del ME:

$$C_{HQQ} \;=\; \delta_Q \frac{g m_Q}{2 m_W}. \tag{3.2}$$

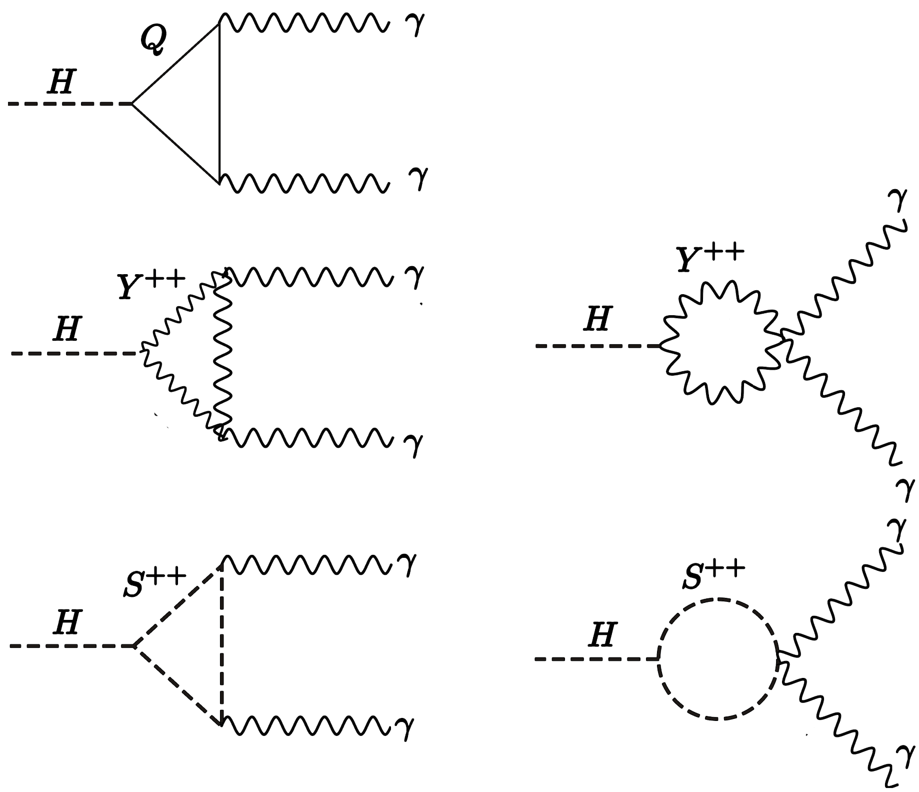

Figura 3.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $H \to \gamma\gamma$. Se consideran las contribuciones de quarks exóticos Q (líneas continuas), bosones de norma doblemente cargados Y^{++} (líneas onduladas), y bosones escalares doblemente cargados S^{++} (líneas discontinuas). No se incluyen los diagramas con intercambio de los fotones.

donde δ_Q es una constante que puede contener ángulos de mezcla y otros parámetros propios del modelo de extensión particular (en el ME $\delta_Q = 1$). El acoplamiento de los quarks exóticos a un fotón está determinado por electrodinámica cuántica y es de la forma $-ieQ\gamma^\mu$, con Q la carga del quark exótico. Deseamos conocer cual es la contribución de estas nuevas partículas al decaimiento $H \to \gamma\gamma$, así que discutiremos el cálculo del primer diagrama de la Figura 3.1 de manera detallada.

La contribución de los quarks exóticos Q al decaimiento $H \to \gamma\gamma$ está dada por los dos diagramas de Feynman que se pueden ver en la Figura 3.2. Las reglas de Feynman relevantes para el cálculo se pueden ver en la Figura 3.3. Además se debe tomar la traza de la amplitud puesto que incluye un lazo de fermiones. Primero elegiremos la notación para los 4-momentos de las partículas externas, después determinaremos los 4-momentos de los fermiones virtuales que circulan por el lazo, (en este caso por los quarks Q). En una de las líneas internas se elige un 4-momento k arbitrario y por conservación de momento en cada vértice se determinan los 4-momentos las demás líneas internas.

Apliquemos las reglas de Feynman al diagrama (1) de la Figura 3.2. Partimos de uno de los vértices y lo recorremos en sentido contrario al flujo fermiónico. El primer término matemático que insertaremos en la amplitud está asociado con el vértice $\gamma Q\bar{Q}$ cuyo 4-momento del fotón A_ν es p_2; el segundo término será el del propagador, cuyo momento hemos elegido arbitrariamente como k; el siguiente término corresponde al vértice $\gamma Q\bar{Q}$; posteriormente continúa el elemento correspondiente

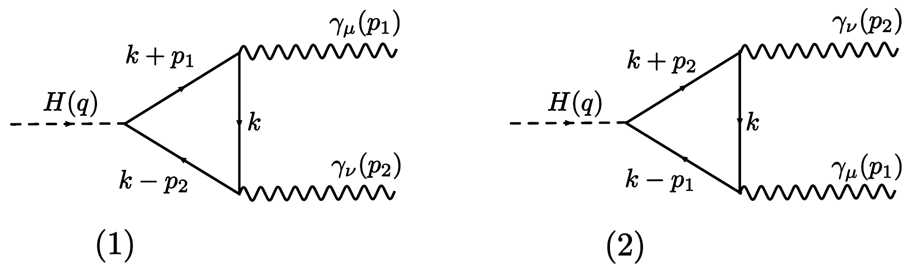

Figura 3.2: Diagramas de Feynman a nivel de un lazo para el decaimiento $H \to \gamma\gamma$ inducido por quarks exóticos.

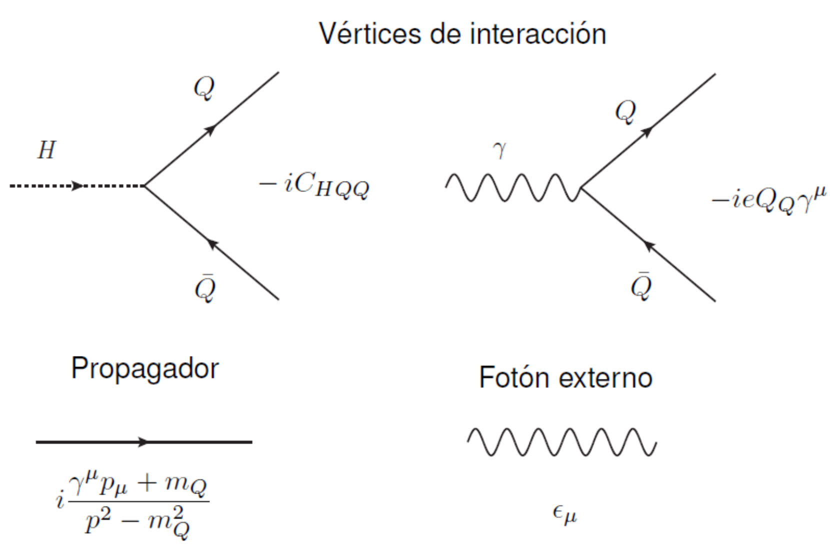

Figura 3.3: Reglas de Feynman necesarias para el cálculo del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ inducido por quarks exóticos.

a la contribución del propagador con 4-momento $k+p_1$; el elemento que sigue será el que corresponde al vértice $HQ\bar{Q}$; el último término del lazo es el que corresponde al propagador con 4-momento $k-p_2$. Posteriormente se insertarán los vectores de polarización para los fotones externos: al fotón A_μ se le asignará el vector de polarización $\epsilon^{*\mu}(p_1)$ y al fotón A_ν se le asignará el vector de polarización $\epsilon^{*\nu}(p_2)$. Para finalizar, debemos integrar sobre el 4-momento indeterminado k en D dimensiones y al finalizar la integración se tomará el límite $D \to 4$ (este es el llamado método de regularización dimensional para manejar las divergencias ultravioletas) . También agregamos un factor de -1 y tomaremos la traza de la cadena de matrices de Dirac para tener un lazo de fermiones (quarks Q). Después de hacer algunas simplificaciones, se puede escribir la amplitud del diagrama (1) de la Figura 3.2 como sigue

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= -N_c^Q Q_Q^2 e^2 C_{HQQ} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{Tr\left[\gamma_\nu \left(\not{k} + m_Q\right)\gamma_\mu \left(\not{k}+\not{p}_1 + m_Q\right)\left(\not{k}-\not{p}_2 + m_Q\right)\right]}{\left(k^2 - m_Q^2\right)\left((k+p_1)^2 - m_Q^2\right)\left((k-p_2)^2 - m_Q^2\right)} \\ &\times \epsilon^{*\mu}(p_1)\epsilon^{*\nu}(p_2). \end{aligned} \tag{3.3}$$

en donde insertamos un factor de color $N_c^Q = 3$ debido a que tenemos quarks en el lazo.

La amplitud del diagrama 2 de la Figura 3.2, se obtiene siguiendo un procedimiento similar y está dada como sigue:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2 &= -N_c^Q Q_Q^2 e^2 C_{HQQ} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{Tr\left[\gamma_\mu \left(\not{k} + m_Q\right)\gamma_\nu \left(\not{k}+\not{p}_2 + m_Q\right)\left(\not{k}-\not{p}_1 + m_Q\right)\right]}{\left(k^2 - m_Q^2\right)\left((k+p_2)^2 - m_Q^2\right)\left((k-p_1)^2 - m_Q^2\right)} \\ &\times \epsilon^{*\nu}(p_2)\epsilon^{*\mu}(p_1). \end{aligned} \tag{3.4}$$

Durante el cálculo será de utilidad aplicar las siguientes condiciones que cumplen los 4-momentos y los vectores de polarización:

- Condición de capa de masa (partículas externas reales) y conservación de 4-momento: Para los fotones se cumple $p_1^2 = p_2^2 = 0$ y para el bosón de Higgs $q^2 = M_H^2$. Además por conservación de 4-momento $q = p_1 + p_2$, entonces se tiene $q^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 = 2p_1 \cdot p_2 = M_H^2$, es decir $p_1 \cdot p_2 = \frac{M_H^2}{2}$.
- Condición de transversalidad: debido a que el campo electromagnético es transversal a la dirección de su propagación, los vectores de polarización de los fotones son perpendiculares a sus 4-momentos, i.e.,$[\epsilon(p)\cdot p = 0]$, lo cual implica que $\epsilon_\alpha(p_1)p_1^\alpha = 0$ y $\epsilon_\alpha(p_2)p_2^\alpha = 0$. Entonces podemos omitir de la amplitud los términos proporcionales a p_1^μ y p_2^ν pues éstos serán contraídos con $\epsilon_\mu^*(p_1)$ y $\epsilon_\nu^*(p_2)$ y el resultado sería cero.

Ahora daremos los detalles de la evaluación explícita de la amplitud $\mathcal{M}_1$. En primer lugar debemos obtener explícitamente la traza de la siguiente cadena de matrices de Dirac:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}(k, p_1, p_2) &= \mathrm{Tr}\left[\gamma_\nu \left(\not{k} + m_Q\right)\gamma_\mu \left(\not{k}+\not{p}_1 + m_Q\right)\left(\not{k}-\not{p}_2 + m_Q\right)\right] \\ &= \mathrm{Tr}\Big[\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{k}\not{k} + m_Q\gamma_\nu\gamma_\mu\not{k}\not{k} + \gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{p}_1\not{k} + m_Q\gamma_\mu\gamma_\mu\not{p}_1\not{k} + m_Q\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{k} \\ &+ m_Q^2\gamma_\nu\gamma_\mu\not{k} - \gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{k}\not{p}_2 - m_Q\gamma_\nu\gamma_\mu\not{k}\not{p}_2 - \gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{p}_1\not{p}_2 - m_Q\gamma_\nu\gamma_\mu\not{p}_1\not{p}_2 \\ &- m_Q\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{p}_2 - m_Q^2\gamma_\nu\gamma_\mu\not{p}_2 + m_Q\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{k} + m_Q^2\gamma_\nu\gamma_\mu\not{k} + m_Q\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{p}_1 \\ &+ m_Q^2\gamma_\nu\gamma_\mu\not{p}_1 + m_Q^2\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu + m_Q^3\gamma_\nu\gamma_\mu\Big]. \end{aligned} \tag{3.5}$$

Ahora usaremos las siguientes propiedades de las trazas de las matrices de Dirac,

- La traza de una suma de matrices es la suma de las trazas de las matrices.

- La traza de un producto de matrices es invariante ante permutaciones cíclicas.
- La traza de un producto de un número impar de matrices de Dirac es cero.
- $\mathrm{Tr}\left(\gamma^{\mu_1}\gamma^{\mu_2}\right) = 4g^{\mu_1\mu_2}$.
- $\mathrm{Tr}\left(\gamma^{\mu_1}\gamma^{\mu_2}\gamma^{\mu_3}\gamma^{\mu_4}\right) = 4\left(g^{\mu_1\mu_2}g^{\mu_3\mu_4} - g^{\mu_1\mu_3}g^{\mu_2\mu_4} + g^{\mu_1\mu_4}g^{\mu_2\mu_3}\right)$.

De este modo la Ec (3.5) se reduce a la siguiente expresión

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}\left(k,p_1,p_2\right) &= \mathrm{Tr}\Big[m_Q\gamma_\nu\gamma_\mu \not{k}\not{k} + m_Q\gamma_\nu\gamma_\mu \not{p}_1\not{k} + m_Q\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{k} - m_Q\gamma_\nu\gamma_\mu\not{k}\not{p}_2 - m_Q\gamma_\nu\gamma_\mu\not{p}_1\not{p}_2 \\ & \quad -m_Q\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{p}_2 + m_Q\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{k} + m_Q\gamma_\nu\not{k}\gamma_\mu\not{p}_1 + m_Q^3\gamma_\nu\gamma_\mu\Big], \end{aligned} \tag{3.6}$$

El cálculo explícito de todas las trazas nos da

$$T_{\mu\nu}(k,p_1,p_2) = 4m_Q\left(P_{\mu\nu}(k) + g_{\mu\nu}m_Q^2\right),$$

donde

$$P_{\mu\nu}(k) = 4k_\mu k_\nu + 2p_{1\mu}k_\nu + p_{2\mu}p_{1\nu} - 2k_\mu p_{2\nu} - p_{1\mu}p_{2\nu} - g_{\mu\nu}\left(k^2 + p_1\cdot p_2\right). \tag{3.7}$$

Eliminemos los términos proporcionales a p_1^μ y p_2^ν por la condición de transversalidad, finalmente se arriba al siguiente resultado

$$T_{\mu\nu}(k,p_1,p_2) = 4m_Q\left(4k_\mu k_\nu + p_{2\mu}p_{1\nu} - g_{\mu\nu}(k^2 + p_1\cdot p_2 - m_Q^2)\right). \tag{3.8}$$

3.1.1. Parametrización de Feynman

Ahora utilizaremos parametrización de Feynman para resolver las integrales en D dimensiones. Con este fin haremos uso de la siguiente expresión [20]

$$\frac{1}{D_1D_2D_3} = \int_0^1 dx\int_0^{1-x}\frac{2dy}{\left(xD_1 + yD_2 + (1-x-y)\,D_3\right)^3}, \tag{3.9}$$

donde D_i son propagadores de la forma $D_i = k_i^2 - m_i^2$. En nuestro caso elegimos

$$D_1 = (k-p_2)^2 - m_Q^2 = k^2 - 2k\cdot p_2 - m_Q^2, \tag{3.10}$$

$$D_2 = (k+p_1)^2 - m_Q^2 = k^2 + 2k\cdot p_1 - m_Q^2, \tag{3.11}$$

$$D_3 = k^2 - m_Q^2, \tag{3.12}$$

donde se ha aplicado $p_1^2 = p_2^2 = 0$.
El denominador de $\mathcal{M}_1$ se reduce a

$$\begin{aligned} Den &= xD_1 + yD_2 + (1-x-y)\,D_3 \\ &= x\left(k^2 - 2k\cdot p_2 - m_Q^2\right) + y\left(k^2 + 2k\cdot p_1 - m_Q^2\right) + (1-x-y)\left(k^2 - m_Q^2\right) \\ &= (k-l)^2 - M^2, \end{aligned}$$

donde $l = xp_2 - yp_1$ y $M^2 = m_Q^2 + l^2 = m_Q^2 - 2xyp_1\cdot p_2$.
Ahora podemos escribir

$$\mathcal{M}_1 = -\frac{8m_QN_c^QQ_Q^2e^2C_{HQQ}}{(2\pi)^D}\epsilon^{*\mu}(p_1)\epsilon^{*\nu}(p_2)\int_0^1 dx\int_0^{1-x}dyI_{\mu\nu}(p_1,p_2), \tag{3.13}$$

con

$$I_{\mu\nu}(p_1,p_2) = \int \frac{d^Dk\left(4k_\mu k_\nu + p_{2\mu}p_{1\nu} - g_{\mu\nu}\left(k^2 + p_1\cdot p_2 - m_Q^2\right)\right)}{\left((k-l)^2 - M^2\right)^3}. \tag{3.14}$$

Una propiedad importante de este tipo de integrales es que son invariantes ante desplazamientos (shifts) de la variable de integración. $k \to k + l$, para $l = cte$, ya que $d^Dk \to d^Dk + d^Dl = d^Dk$. Aplicando el desplazamiento $k \to k + l$ a la Ec (**??**) obtenemos

$$I_{\mu\nu}(p_1,p_2) = \int \frac{d^Dk\left(4(k+l)_\mu(k+l)_\nu + p_{2\mu}p_{1_\nu} - g_{\mu\nu}\left((k+l)^2 + p_1\cdot p_2 - m_Q^2\right)\right)}{\left(k^2 - M^2\right)^3}. \tag{3.15}$$

Introduzcamos el 4-momento $l = xp_2 - yp_1$ y desarrollemos explícitamente los productos escalares. Esto nos permite escribir la última integral en la forma

$$I_{\mu\nu}(p_1,p_2) = \int \frac{d^DkR_{\mu\nu}(k,p_1,p_2)}{\left(k^2 - M^2\right)^3}, \tag{3.16}$$

donde

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}(k,p_1,p_2) &= 4(k+l)_\mu(k+l)_\nu + p_{2\mu}p_{1_\nu} - g_{\mu\nu}\left((k+l)^2 + p_1\cdot p_2 - m_Q^2\right) \\ &= 4(k_\mu k_\nu + x^2p_{2\mu}p_{2\nu} - xyp_{1\mu}p_{2\nu} - xyp_{2\mu}p_{1\nu} + y^2p_{1\mu}p_{1\nu} \\ &\quad +xk_\mu p_{2\nu} - yk_\mu p_{1\nu} + xp_{2\mu}k_\nu - yp_{1\mu}k_\nu) \\ &\quad +p_{2\mu}p_{1\nu} - (k^2 + 2k\cdot(xp_2 - yp_1) + (1-2xy)p_1\cdot p_2 + x^2p_2^2 + y^2p_1^2 - m_Q^2)g_{\mu\nu}, \end{aligned} \tag{3.17}$$

Expandiendo y eliminando los términos proporcionales a $p_{1\mu}$ y $p_{2\nu}$ por la condición de transveralidad, obtenemos

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}(k,p_1,p_2) &= 4\left(k_\mu k_\nu - xyp_{2\mu}p_{1\nu} - yk_\mu p_{1\nu} + xp_{2\mu}k_\nu\right) + p_{2\mu}p_{1\nu} \\ &\quad - \left(k^2 + 2k\cdot(xp_2 - yp_1) + (1-2xy)\,p_1\cdot p_2 - m_Q^2\right)g_{\mu\nu}. \end{aligned} \tag{3.18}$$

Ahora observamos que todo nuestro cálculo se ha reducido al cálculo de integrales de la forma:

$$\{J_3, J_3^\mu, J_3^{\mu\nu}\} = \int d^Dk\frac{\{1, k^\mu, k^\mu k^\nu\}}{\left(k^2 - M^2\right)^3}, \tag{3.19}$$

Los términos de la Ec. (3.18) que se asocian con las integrales J_3, J_3^μ y $J_3^{\mu\nu}$ son

$$J_3 \to -4xyp_{2\mu}p_{1\nu} + p_{2\mu}p_{1\nu} - ((1-2xy)p_1\cdot p_2 - m_Q^2)g_{\mu\nu}, \tag{3.20}$$

$$J_3^\mu \to -4yk_\mu p_{1\nu} + 4xp_{2\mu}k_\nu - 2k\cdot(xp_2 - yp_1)g_{\mu\nu}, \tag{3.21}$$

$$J_3^{\mu\nu} \to 4k_\mu k_\nu - k^2g_{\mu\nu}. \tag{3.22}$$

Por invarianza de Lorentz la integral J_3 debe ser igual a un escalar, la integral J_3^μ debe ser igual a un 4-vector y la integral $J_3^{\mu\nu}$ debe ser igual a un tensor de segundo orden. Como el integrando no contiene ningún 4-vector constante, sólo el escalar M^2 y el 4-vector mudo k , entonces se puede concluir que

- $J_3^\mu = 0$ pues no es posible construir un 4-vector a partir del integrando.
- El único tensor constante de segundo orden disponible es $g_{\mu\nu}$ entonces

$$J_3^{\mu\nu} = \int d^Dk\frac{k^\mu k^\nu}{\left(k^2 - M^2\right)^3} = Ag^{\mu\nu}, \tag{3.23}$$

donde $A = cte$.

Multiplicando ambos lados de la Ec. (3.23) por $g_{\mu\nu}$ y recordando que $g_{\mu\nu}g^{\mu\nu} = D$, con D el número de dimensiones, se obtiene

$$\int d^D k \frac{k^2}{\left(k^2 - M^2\right)^3} = DA, \tag{3.24}$$

así que

$$J_3^{\mu\nu} = \int d^D k \frac{k_\mu k_\nu}{\left(k^2 - M^2\right)^3} = A g_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu}}{D} \int d^D k \frac{k^2}{\left(k^2 - M^2\right)^3}. \tag{3.25}$$

es decir, podemos hacer el reemplazo de $k_\mu k_\nu \to \frac{k^2}{D} g_{\mu\nu}$ en nuestra integral.

Después de considerar estos resultados se obtiene que la Ec. (3.16) toma la forma

$$I_{\mu\nu} = \int d^D k \frac{R'_{\mu\nu}}{\left(k^2 - M^2\right)^3}, \tag{3.26}$$

con

$$R'_{\mu\nu} = (1 - 4xy) p_{2\mu} p_{1\nu} + \left(m_Q^2 - (1 - 2xy)\, p_1 \cdot p_2 + \frac{4 - D}{D} k^2\right) g_{\mu\nu}. \tag{3.27}$$

Escribamos ahora $D = 4 + 2\epsilon$, entonces el límite $D = 4$ se toma cuando $\epsilon \to 0$, entonces

$$\frac{4 - D}{D} = -\frac{2\epsilon}{4 + 2\epsilon} = -\frac{\epsilon}{2} + O\left(\epsilon^2\right), \tag{3.28}$$

conservando solo términos lineales en ϵ se tiene

$$\begin{aligned} I_{\mu\nu} &= \int d^D k \left((1 - 4xy) p_{2\mu} p_{1\nu} + \left(m_Q^2 - (1 - 2xy) p_1 \cdot p_2 - \frac{\epsilon}{2} M^2\right) g_{\mu\nu} - \frac{\epsilon}{2}(k^2 - M^2) g_{\mu\nu}\right) \\ &\quad \times \frac{1}{(k^2 - M^2)^3} \\ &= \left((1 - 4xy) p_{2\mu} p_{1\nu} + \left(m_Q^2 - (1 - 2xy) p_1 \cdot p_2 - \frac{\epsilon}{2} M^2\right) g_{\mu\nu}\right) \int \frac{d^D k}{\left(k^2 - M^2\right)^3} \\ &\quad - \frac{\epsilon}{2} g_{\mu\nu} \int \frac{d^D k}{\left(k^2 - M^2\right)^2}. \end{aligned} \tag{3.29}$$

Sea

$$J_n(M^2) = \frac{1}{i\pi^2} \int \frac{d^D k}{\left(k^2 - M^2\right)^n}, \tag{3.30}$$

entonces podemos escribir la Ec. (3.29) como

$$\begin{aligned} I_{\mu\nu} &= i\pi^2 \left[(1 - 4xy) p_{2\mu} p_{1\nu} + \left(m_Q^2 - (1 - 2xy) p_1 \cdot p_2 - \frac{\epsilon}{2} M^2\right) g_{\mu\nu}\right] J_3(M^2) \\ &- \frac{i\pi^2 \epsilon}{2} g_{\mu\nu} J_2(M^2), \end{aligned} \tag{3.31}$$

examinando el comportamiento en la región con divergencias ultravioletas, i.e., en la región de alta energía $|k| \to \infty$, cuando $D \to 4$ por conteo de potencias (naive power counting):

$$i\pi^2 J_2 = \int \frac{d^4 k}{\left(k^2 - M^2\right)^2} \to \int_c^\infty \frac{x^3 dx}{x^4} = \int_c^\infty \frac{dx}{x} = \log(x)|_0^\infty \to \infty, \tag{3.32}$$

$$i\pi^2 J_3 = \int \frac{d^4 k}{\left(k^2 - M^2\right)^3} \to \int_c^\infty \frac{x^3 dx}{x^6} = \int_c^\infty \frac{dx}{x^3} = -\frac{1}{2x^2}|_0^\infty = \frac{1}{2c^2}. \tag{3.33}$$

en conclusión J_2 diverge, pero J_3 es finita. En regularización dimensional, los términos divergentes de J_n apararecen como polos en ϵ.
Entonces, en la integral (3.29) podemos tomar el límite $\epsilon \to 0$ en el término que multiplica a J_3 pero no en el término que multiplica a J_2,

$$\lim_{\epsilon \to 0} \epsilon J_3(M^2) = 0, \tag{3.34}$$

$$\lim_{\epsilon \to 0} \epsilon J_2(M^2) \neq 0, \tag{3.35}$$

entonces se tiene

$$I_{\mu\nu} = i\pi^2 \left((1-4xy)\, p_{2\mu} p_{1\nu} + \left(m_Q^2 - (1-2xy)\, p_1 \cdot p_2 \right) g_{\mu\nu} \right) J_3(M^2) - \frac{i\pi^2 \epsilon}{2} g_{\mu\nu} J_2(M^2). \tag{3.36}$$

Ahora nuestro siguiente objetivo será calcular la integral $J_n(M^2)$.

3.1.2. Integración en espacio de momento en D dimensiones

Para integrar J_n debemos pasar de un espacio pseudoeuclidiano ($k^2 < 0$) a un espacio euclidiano ($k^2 > 0$). Efectuamos una rotación de Wick mediante la transformación $k_0 \to ip_0$ y $\vec{k} \to \vec{p}$, entonces

$$k^2 \to -p_0 - \vec{p}^2 = -p_0^2 - (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + \ldots + p_{D-1}^2) = -p^2, \tag{3.37}$$

El elemento de volumen cambia como

$$d^D k = dk_0 dk_1 \ldots dk_{D-1} \to idp_0 dp_1 \ldots dp_{D-1} = id^D p, \tag{3.38}$$

Así la Ec. (3.30) toma la forma

$$J_n = \frac{1}{i\pi^2} \int \frac{id^D p}{(-p^2 - m^2)^n} = \frac{(-1)^n}{\pi^2} \int \frac{d^D p}{(p^2 + m^2)^n}. \tag{3.39}$$

la cual se puede resolver en coordenadas esféricas en D dimensiones ya que el integrando es independiente de los ángulos. Para integrar sobre todo el espacio se integrará sobre una esfera de radio infinito. En coordenadas esféricas en D dimensiones el elemento de volumen está dado por

$$d^D p = d\Omega_D p^{D-1} dp, \tag{3.40}$$

donde $p \equiv |p| = \sqrt{p_0^2 + p_1^2 + \ldots p_{D-1}^2}$ y d_{Ω_D} el ángulo sólido en D dimensiones.
La integral sobre los ángulos da como resultado:

$$\int d\Omega_D = \frac{2\pi^{\frac{D}{2}}}{\Gamma\left(\frac{D}{2}\right)}, \tag{3.41}$$

donde $\Gamma(x)$ es la función Gamma:

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{1-x} dt. \tag{3.42}$$

la cual tiene las siguientes propiedades:

- Para x real o complejo
$$\Gamma(x+1) = x\Gamma(x). \tag{3.43}$$

- Si n es un entero no negativo entonces

$$\Gamma(n+1) \quad = \quad n!. \tag{3.44}$$

- $\Gamma(n)$ diverge si n es un entero menor o igual que cero.
- Alrededor de $x = 0$ se tiene

$$\Gamma(x) = \frac{1}{x} - \gamma + O(x). \tag{3.45}$$

donde $\gamma = 0.577216$ es la constante de Euler-Mascheroni.

Entonces la integal (3.39) se puede escribir en coordenadas esféricas en D dimensiones como

$$J_n(M^2) = \frac{(-1)^n}{\pi^2} \int d\Omega_D \int \frac{p^{D-1}}{(p^2+M^2)^n} = \frac{2(-1)^n \pi^{\frac{D}{2}}}{\pi^2 \Gamma\left(\frac{D}{2}\right)} \int_0^\infty \frac{p^{D-1}}{(p^2+M^2)^n}. \tag{3.46}$$

La integral sobre la coordenada radial se puede encontrar en tablas de integrales y está dada como:

$$\int_0^\infty \frac{p^{D-1}dp}{(p^2+M^2)^n} = \left(\frac{1}{M^2}\right)^{n-D/2} \frac{\Gamma\left(\frac{D}{2}\right)\Gamma\left(n-\frac{D}{2}\right)}{2\Gamma(n)}. \tag{3.47}$$

Si $D = 4$, esta integral diverge cuando n es un entero menor o igual a 2.

Tomemos ahora $D = 4 + 2\epsilon = 2(2+\epsilon)$, entonces

$$J_n(M^2) = \frac{(-1)^n \pi^\epsilon}{\Gamma(n)} \left(\frac{1}{M^2}\right)^{n-2-\epsilon} \Gamma(n-2-\epsilon), \tag{3.48}$$

Ahora obtengamos $J_2(M^2)$, la cuál está dada por

$$J_2(M^2) = \frac{\pi^\epsilon}{\Gamma(2)} \left(\frac{1}{M^2}\right)^{-\epsilon} \Gamma(-\epsilon) = \pi^\epsilon (M^2)^\epsilon \Gamma(-\epsilon). \tag{3.49}$$

pero alrededor de $\epsilon = 0$ se tiene

$$A^\epsilon = 1 + \log(A)\epsilon + O(\epsilon^2), \tag{3.50}$$

$$\Gamma(-\epsilon) = -\frac{1}{\epsilon} + \gamma + O(\epsilon). \tag{3.51}$$

entonces

$$(M^2)^\epsilon \Gamma(-\epsilon) = -\frac{1}{\epsilon} + \gamma - \log(M^2) + O(\epsilon), \tag{3.52}$$

$$\pi^\epsilon (M^2)^\epsilon \Gamma(-\epsilon) = -\frac{1}{\epsilon} + \gamma - \log(M^2) - \log(\pi) + O(\epsilon), \tag{3.53}$$

de manera que

$$J_2(M^2) = \pi^\epsilon (M^2)^\epsilon \Gamma(-\epsilon) = -\log(M^2) + \Delta, \tag{3.54}$$

donde $\Delta = -\frac{1}{\epsilon} + \gamma - \log(\pi)$ es una divergencia ultravioleta ya que diverge cuando $\epsilon \to 0$. Sin embargo, vemos que en el límite $\epsilon \to 0$ se tiene

$$\lim_{\epsilon \to 0} \epsilon J_2(M^2) = \lim_{\epsilon \to 0} \epsilon \left(-\log(M^2) + \Delta\right) = -1. \tag{3.55}$$

Ahora evaluemos $J_3(M^2)$, en donde el límite $\epsilon \to 0$ no representa problemas:

$$J_3(M^2) = \frac{(-1)^3 \pi^3}{\Gamma(3)} \left(\frac{1}{M^2}\right)^{1-\epsilon} \Gamma(1-\epsilon) = -\frac{1}{2M^2}. \tag{3.56}$$

Insertemos estos valores en (3.36), entonces se obtiene

$$\begin{aligned} I_{\mu\nu} &= \frac{-i\pi^2}{2M^2}\left(\left((1-4xy)\,p_{2\mu}p_{1\nu} + \left(m_Q^2 - (1-2xy)p_1\cdot p_2\right)g_{\mu\nu}\right) - g_{\mu\nu}M^2\right) \\ &= \frac{-i\pi^2}{2M^2}\left((1-4xy)p_{2\mu}p_{1\nu} + (m_Q^2 - (1-2xy)p_1\cdot p_2 - M^2)g_{\mu\nu}\right), \end{aligned} \tag{3.57}$$

Recordemos que $M^2 = m_Q^2 - 2xyp_1\cdot p_2$, entonces

$$I_{\mu\nu} = \frac{-i\pi^2}{2M^2}(1-4xy)(p_{2\mu}p_{1\nu} - (p_1\cdot p_2)g_{\mu\nu}). \tag{3.58}$$

Vemos que este resultado está libre de divergencias ultravioletas.

3.1.3. Integración sobre los parámetros de Feynman

Después de realizar la integración en el espacio de momento amplitud $\mathcal{M}_1$ queda como

$$\mathcal{M}_1 = \epsilon^{*\mu}(p_1)\epsilon^{*\nu}S_{\mu\nu}\frac{iN_c^QQ_Q^2e^2C_{HQQ}}{4\pi^2}\frac{2m_Q}{M_H^2}F(m_Q^2, M_H^2), \tag{3.59}$$

donde

$$F(m_Q^2, M_H^2) = \frac{M_H^2}{2}\int_0^1 dx\int_0^{1-x} dy\frac{1-4xy}{m_Q^2 - 2xyp_1\cdot p_2}, \tag{3.60}$$

y

$$S_{\mu\nu} = p_{2\mu}p_{1\nu} - p_1\cdot p_2 g_{\mu\nu}. \tag{3.61}$$

Notemos que

$$\begin{aligned} S_{\mu\nu}p_1^\mu &= (p_2\cdot p_1p_{1\nu} - p_1\cdot p_2p_{1\nu}) = 0, \\ S_{\mu\nu}p_2^\nu &= (p_{2\mu}p_1\cdot p_2 - p_1\cdot p_2p_{2\mu}) = 0. \end{aligned} \tag{3.62}$$

a esta propiedad se le conoce como invarianza de norma electromagnética.

La parametrización de Feynman nos permitió integrar la integral en el espacio de momento pero aún debemos integrar $F(m_Q^2, M_H^2)$, recordemos que por conservación de 4-momento $q^2 = 2p_1\cdot p_2 = M_H^2$, así que

$$F(m_Q^2, M_H^2) = \frac{M_H^2}{2}\int_0^1\int_0^{1-x} dy\frac{1-4xy}{m_Q^2 - xyM_H^2} = 2\int_0^1 dx\int_0^{1-x} dy\frac{1-4xy}{z-4xy}, \tag{3.63}$$

donde $z = \frac{4m_Q^2}{M_H^2}$.
La integración mediante *Mathematica* da como resultado para $z > 1$

$$F(m_Q^2, M_H^2) = 1 + \frac{(1-z)}{2}\left(\mathrm{Li}_2(1-u) + \mathrm{Li}_2\left(1-\frac{1}{u}\right)\right), \tag{3.64}$$

con

$$u = \frac{\sqrt{z-1}+i}{\sqrt{z-1}-i}, \tag{3.65}$$

y la función $\mathrm{Li}_2(x)$ se conoce como dilogaritmo o función de Spence y se define como

$$\mathrm{Li}_2(z) = -\int_0^z dx\frac{\log(1-x)}{x}. \tag{3.66}$$

La ecuación anterior se puede manipular utilizando las identidades de la función dilogaritmo y su relación con las funciones trigonométricas. El resultado final que se obtiene es

$$F(m_Q^2, M_H^2) = 1 + (1-z)\left(\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{z}}\right)\right)^2, \qquad \text{para } z > 1 \tag{3.67}$$

$$\tag{3.68}$$

y

$$F(m_Q^2, M_H^2) = 1 - \frac{(1-z)}{4}\left(\log\left(\frac{1+\sqrt{1-z}}{1-\sqrt{1-z}}\right)\right)^2. \qquad \text{para } z < 1 \tag{3.69}$$

Después de sumar la amplitud del segundo diagrama de Feynman, la amplitud del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ debido a la contribución de los quarks exóticos Q se puede escribir como

$$\mathcal{M} = \frac{ie^2}{2\pi^2}\epsilon^{*\mu}(p_1)\epsilon^{*\nu}(p_2)S_{\mu\nu}\sum_Q N_c^Q Q_Q^2 \frac{m_Q C_{HQQ}}{M_H^2}\left(1 + (1-z_Q)f(z_Q)\right), \tag{3.70}$$

donde $z_Q = 4m_Q^2/M_H^2$,

$$S_{\mu\nu} = p_{2\mu}p_{1\nu} - p_1 \cdot p_2 g_{\mu\nu}, \tag{3.71}$$

y

$$f(z) = \begin{cases} \left(\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{z}}\right)\right)^2 & z > 1 \\ -\frac{1}{4}\left(\log\left(\frac{1+\sqrt{1-z}}{1-\sqrt{1-z}}\right)\right)^2 & z < 1 \end{cases} \tag{3.72}$$

Aquí se ha sumado sobre todos los quarks exóticos cargados. Finalmente, podemos escribir la contribución de los fermiones de carga Q_Q al decaimiento $H \to \gamma\gamma$ como

$$\mathcal{M}(H \to \gamma\gamma) = \frac{ie^2 g}{16\pi^2 m_W}\epsilon^{*\mu}(p_1)\epsilon^{*\nu}(p_2)S_{\mu\nu}\sum_Q N_c^Q Q_Q^2 \delta_Q z_Q\left(1 + (1-z_Q)f(z_Q)\right). \tag{3.73}$$

3.2. Anchura de decaimiento

Ahora necesitamos calcular la anchura de decaimiento, la cuál está dada por

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{1}{8\pi}|\mathcal{M}(H \to \gamma\gamma)|^2\frac{|\vec{p}_1|}{M_H^2}. \tag{3.74}$$

En el centro de masa del sistema donde el bosón de Higgs está en reposo, los 4-momentos están dados por

$$q^\mu = (M_H, 0), \tag{3.75}$$
$$p_1^\mu = (E_1, \vec{p}_1), \tag{3.76}$$
$$p_2^\mu = (E_2, \vec{p}_2). \tag{3.77}$$

La conservación del 4-momento implica $E_1 + E_2 = M_H/2$ y $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$, además puesto que el fotón tiene masa cero se sigue que $E_1^2 = \vec{p}_1^2 = (-\vec{p}_2)^2 = E_2^2$, de donde se deduce que $E_1 = E_2 = M_H/2 = |\vec{p}_1| = |\vec{p}_2|$. Así que la anchura que debemos calcular está dada por

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{1}{16\pi}\frac{|\mathcal{M}(H \to \gamma\gamma)|^2}{M_H}. \tag{3.78}$$

Por lo que requerimos calcular la amplitud al cuadrado sumada sobre las polarizaciones de los fotones que se obtiene como sigue

$$|\mathcal{M}|^2 = \sum_{pol} \mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger. \tag{3.79}$$

Sea U

$$U = \frac{ige^2}{16 m_W \pi^2} \sum_Q N_c^Q Q_Q^2 \delta_Q z_Q \left(1 + (1 - z_Q) f(z_Q)\right), \tag{3.80}$$

por lo que la Ec. (3.82) puede ser escrita como

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger &= \sum_{pol} U \epsilon^{*\mu}(p_1)\epsilon^{*\nu}(p_2) S_{\mu\nu} U^* \epsilon_{\mu'}(p_1)\epsilon_{\nu'}(p_2) S_{\mu'\nu'} \\
&= |U|^2 \sum_{pol} \epsilon^{*\mu}(p_1)\epsilon^{\mu'}(p_1) \sum_{pol} \epsilon^{*\nu}(p_2)\epsilon^{\nu'}(p_2) S_{\mu\nu} S_{\mu'\nu'} \\
&= |U|^2 (-g^{\mu\mu'})(-g^{\nu\nu'}) S_{\mu\nu} S_{\mu'\nu'} = |U|^2 S^{\mu\nu} S_{\mu\nu} \\
&= |U|^2 (p_2^\mu p_1^\nu - p_1 \cdot p_2 g^{\mu\nu})(p_{2\mu} p_{1\nu} - p_1 \cdot p_2 g_{\mu\nu}) \\
&= |U|^2 \left(p_{2\mu} p_2^\mu p_{1\nu} p_1^\nu - p_1 \cdot p_2 p_2^\mu p_1^\nu g_{\mu\nu} - p_1 \cdot p_2 p_{2\mu} p_{1\nu} g^{\mu\nu} + (p_1 \cdot p_2)^2 g_{\mu\nu} g^{\mu\nu}\right) \\
&= |U|^2 \left(p_2^2 p_1^2 - (p_1 \cdot p_2)(p_2 \cdot p_1) - (p_1 \cdot p_2)(p_2 \cdot p_1) + 4(p_1 \cdot p_2)^2\right) \\
&= |U|^2 \left(4(p_1 \cdot p_2)^2 - 2(p_1 \cdot p_2)^2\right) = 2|U|^2 (p_1 \cdot p_2)^2 = |U|^2 \frac{M_H^4}{2}.
\end{aligned} \tag{3.81}$$

Reuniendo estos resultados en la ecuación 3.78, tenemos que la anchura de decaimiento para el proceso $H \to \gamma\gamma$ a nivel de un loop con la contribución de quarks exóticos Q es

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{1}{2}\left(\frac{g^2 e^4 M_H^3}{16^2 \cdot 32 m_W^2 \pi^5}\right) \left|\sum_Q N_c^Q Q_Q^2 \delta_Q z_Q (1 + (1 - z_Q) f(z_Q))\right|^2, \tag{3.82}$$

$$\tag{3.83}$$

con $z_Q = 4m_Q^2/M_H^2$ y

$$f(z) = \begin{cases} \left(\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{z}}\right)\right)^2 & z > 1 \\ -\frac{1}{4}\left(\log\left(\frac{1+\sqrt{1-z}}{1-\sqrt{1-z}}\right)\right)^2 & z < 1 \end{cases} \tag{3.84}$$

Definamos $\alpha = \frac{e^2}{4\pi^2}$, con lo cual podemos escribir

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2 M_H^3}{1024 \pi^3 m_W^2} \left|\sum_Q N_c^Q Q_Q^2 \delta_Q z_Q (1 + (1 - z_Q) f(z_Q))\right|^2. \tag{3.85}$$

3.2.1. Contribución de bosones de norma y escalares con carga exótica

Ahora consideremos el siguiente lagrangiano para la interacción de nuevos bosones de norma V de carga exótica con el bosón de Higgs:

$$\mathcal{L} = C_{HYY} Y_\mu^{++} Y^{--\mu} H, \tag{3.86}$$

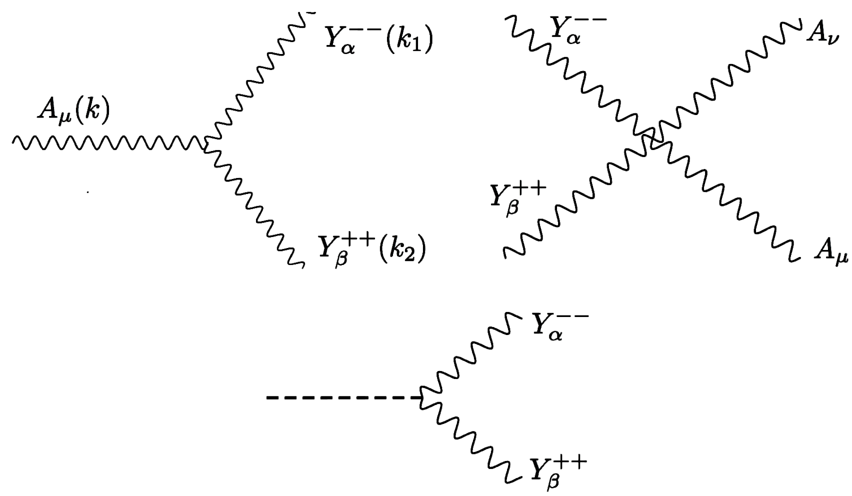

Figura 3.4: Reglas de Feynman necesarias para la contribución de un bosón de norma doblemente cargado al decaimiento $H \to \gamma\gamma$. Vértice AYY: $-2ie\Gamma_{\mu\alpha\beta}$ con $\Gamma_{\mu\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}(k_1 - k_2) + g_{\beta\mu}(k_2 - k)_\alpha + g_{\mu\alpha}(k - k_1)_\beta$; vértice $YYAA$: $-2ie^2(2g_{\alpha\beta}g_{\mu\nu} - g_{\alpha\mu}g_{\beta\nu} - g_{\alpha\nu}g_{\beta\mu})$; vértice HYY: $ig\delta_Y m_Y g_{\alpha\beta}$.

donde supondremos que la constante de acoplamiento está dada C_{HYY} tiene una expresión similar a la constante de acoplamiento de un par de bosones de norma cargados W con el bosón de Higgs del ME:

$$C_{HYY} = -\delta_Y g m_Y, \tag{3.87}$$

donde δ_Y depende de los parámetros de un modelo particular. El cálculo de la contribución de los nuevos bosones de norma Y a la anchura de decaimiento $H \to \gamma\gamma$ procede de manera similar al cálculo descrito anteriormente para la contribución de los quarks exóticos. Las reglas de Feynman se presentan en la Figura 3.4. El resultado que se obtiene para la anchura de decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones debida a la contribución de los bosones de norma de carga doble está dado por la siguiente expresión

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2 M_H^3}{1024 m_W^2 \pi^3} \left| \sum_Q Q_Y^2 \delta_Y \left(2 + 3z + 3z(2-z)f(z)\right) \right|^2. \tag{3.88}$$

Los resultados anteriores se pueden resumir en una sola expresión

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2 M_H^3}{1024 \pi^3 m_W^2} \left| \sum_Q N_c^i Q_i^2 \delta_i F_i \right|^2, \tag{3.89}$$

donde el índice i depende del espín de la partícula virtual (para quarks 1/2 y para bosones de norma 1). La función F_i está dada por

$$F_{1/2} = z(1 + (1-z)f(z)), \tag{3.90}$$
$$F_1 = 2 + 3z + 3z(2-z)f(z), \tag{3.91}$$

con z y $f(z)$ definidas anteriormente, además $N_c^{1/2} = 3$ y $N_c^1 = 1$.

La amplitud del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ recibe las contribuciones dominantes de las partículas más pesadas, esto permite deducir que las contribuciones correspondientes a los lazos con partículas de diferente espín tienen signo opuesto. Con este fin es útil tomar los límites de las funciones F_i cuando z es muy grande, es decir, cuando la partícula en el lazo son mucho más pesadas que el bosón de Higgs:

$$\lim_{z\to\infty} F_{1/2}(z) = -\frac{4}{3}\delta_Q, \tag{3.92}$$

$$\lim_{z\to\infty} F_1(z) = 7\delta_Y, \tag{3.93}$$

con lo cual podemos notar que las contribuciones de los quarks y los bosones de norma son opuestas [6].

Capítulo 4

Resultados y conclusiones

En el capítulo anterior se obtuvo la siguiente expresión genérica para las contribuciones de quarks exóticos y bosones de norma doblemente cargados al decaimiento del bosón de Higgs $H \to \gamma\gamma$. Este tipo de partículas son predichas por diversos modelos de extensión del ME, en particular los modelos con simetría de norma $SU(3) \times U(1)$, también conocidos como modelos 331. Este tipo de modelos predicen nuevos quarks exóticos con carga $5/3e$ y $-4/3e$ y bosones de norma doblemente cargados. La anchura de decaimiento se puede escribir como:

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2 M_H^3}{1024\pi^3 m_W^2} \left| \sum_i N_c^i Q_i^2 \delta_i F_i \right|^2 , \tag{4.1}$$

donde el índice i está asociado al espín de las partículas que contribuyen al decaimiento: $i = 1/2$ para los fermiones cargados del ME y los nuevos quarks exóticos, Q, e $i = 1$ para el bosón de norma W y el bosón de norma doblemente cargado Y. La función F_i está dada por

$$F_{1/2} = z(1 + (1 - z)f(z), \tag{4.2}$$

$$F_1 = 2 + 3z + 3z(2 - z)f(z). \tag{4.3}$$

con

$$f(z) = \begin{cases} \left(\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{z}}\right)\right)^2 & z > 1 \\ -\frac{1}{4}\left(\log\left(\frac{1+\sqrt{1-z}}{1-\sqrt{1-z}}\right)\right)^2 & z < 1 \end{cases} \tag{4.4}$$

además $N_c^i = 3$ para los quarks y N_c^i para los leptones y bosones. Finalmente $\delta_i = 1$ para las partículas del ME, mientras que para las nuevas partículas δ_i es una constante libre que en general depende de los parámetros particulares de cada modelo.

Ahora analizaremos la sensibilidad del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ a las partículas exóticas. Con este fin vamos a comparar las anchuras de decaimiento obtenidas en el ME y cuando se incluyen las contribuciones de las nuevas partículas. Sabemos que las contribuciones dominantes al decaimiento $H \to \gamma\gamma$ provienen de las partículas cuyas masas son más grandes [9]. Como el acoplamiento $Hf\bar{f}$ es proporcional a m_f, podemos considerar que las contribuciones de los fermiones ligeros son despreciables, y solo se considerará que el quark top y el bosón de norma W contribuyen efectivamente a la anchura $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$. Estas contribuciones se muestran en la gráfica de la Figura 4.1, en donde se observa que la anchura varía desde unos cuantos KeV para una masa del bosón de Higgs $M_H \sim 100$ GeV a ~ 100 KeV para $M_H \sim 400$ GeV, lo cual es una consecuencia de que la anchura es proporcional a M_H^3. Alrededor de una masa de ~ 650 GeV, las contribuciones del bosón W y del quark top interfieren destructivamente y están muy cerca de cancelarse, por ello se observa la concavidad en la curva.

Para observar la sensibilidad del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ debida a los quarks exóticos Q y los bosones de norma con carga doble, se consideró la anchura de decaimiento dada por la Ec. (4.1),

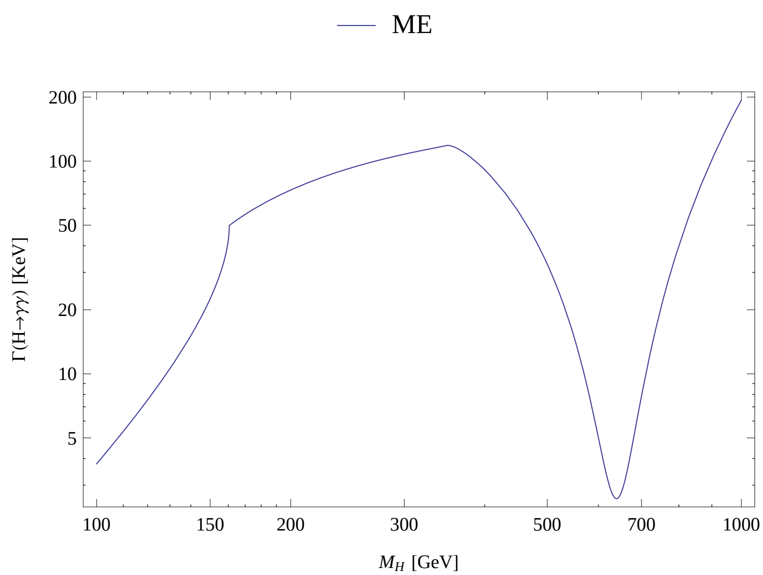

Figura 4.1: Anchura del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ como función de la masa del bosón de Higgs tomando en consideración las contribuciones del bosón de norma W y el quark top.

con los coeficientes δ_Q y δ_Y aproximadamente iguales a la unidad. En la Figura 4.2 se muestra la contribución a la anchura del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ de las partículas del ME, junto con la anchura de decaimiento que se obtiene cuando a la contribución del ME se le incluye la contribución de un quark exótico de carga $Q_Q = -4/3e$ de masa $m_Q = 500$ GeV. Podemos observar que para masas del bosón de Higgs M_H inferiores a 250 GeV, la contribución del quark exótico es destructiva puesto que se obtienen valores de $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ inferiores a los de la contribución del ME. Incluso, cerca de $M_H \sim 150$ GeV ambas contribuciones (la del ME y la del quark exótico) están muy cerca a cancelarse. Para valores más grandes de M_H, la anchura aumenta con la contibución del quark exótico Q. Este hecho se observa mejor en la Figura 4.2, donde se grafica la razón R entre las contribuciones del ME y la contribución del ME más la de un quark exótico de carga $4/3e$ y masa $M_Q = 500$ GeV a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ en función de la masa del bosón de Higgs. Es evidente que el mayor incremento a la anchura $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ ocurre para una masa del bosón de Higgs de alrededor de 650 GeV, en cuyo caso el incremento puede ser de hasta 700 veces mayor. Finalmente, en la Figura 4.4 observamos la razón de decaimiento R en función de la masa del quark exótico M_Q cuando se considera el valor de $M_H = 125$ GeV. Observamos que para este valor de la masa del bosón de Higgs, la contribución de un quark exótico es del orden de alrededor de un 1 %.
La contribución del otro quark exótico agregado al decaimiento $H \to \gamma\gamma$ de las partículas del ME, con carga $Q_Q = 5/3e$ y $M_Q = 500$ GeV se muestra en la Figura 4.5. Al igual que sucedía con el otro quark para masas del bosón de Higgs M_H inferiores a 250 GeV, la contribución del quark exótico es destructiva. Para masas del bosón de Higgs M_H cercanas a 650 GeV la contribución de este quark exótico es superior al del caso del quark exótico con carga $-4/3e$, cuyo incremento a la anchura $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ predicha por el ME puede ser de hasta 1700 veces aproximadamente como se puede ver en la Figura 4.6, que representa la razón R entre las contribuciones del ME y la contribución del ME más la del quark exótico de carga $5/3e$. Al graficar la razón de decaimiento R variando la masa del quark exótico M_Q que aparece en la Figura 4.7, podemos observar que la contribución del quark exótico de carga $5/3e$ es superior a la del quark con carga $-4/3e$ para un valor de $M_H = 125$ GeV, del orden del 50 %. Entonces existe mayor sensibilidad de la anchura $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ a un quark exótico de carga $5/3e$ que a un quark exótico de carga $-5/3e$.

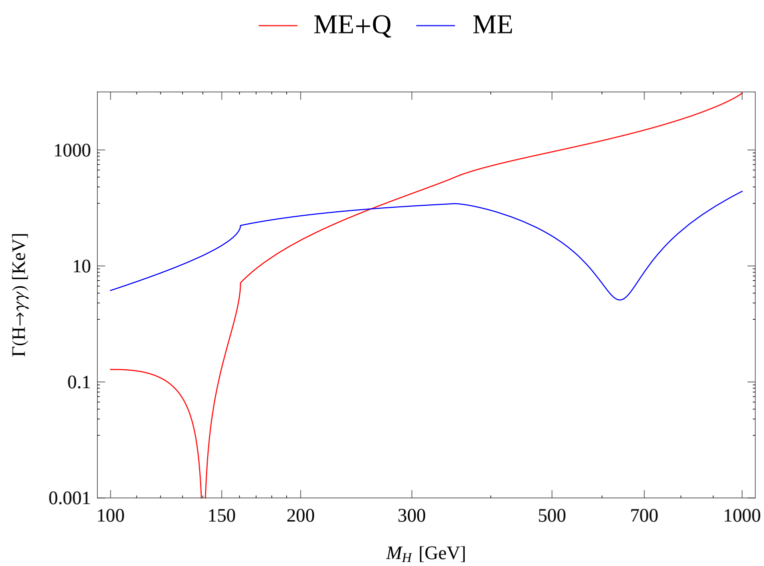

Figura 4.2: Anchura del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ como función de la masa del bosón de Higgs tomando en consideración las contribuciones del ME y la contribución del ME junto con la contribución de un quark exótico Q. Se consideraron los valores $Q_Q = -4/3e$ y $M_Q = 500$ GeV.

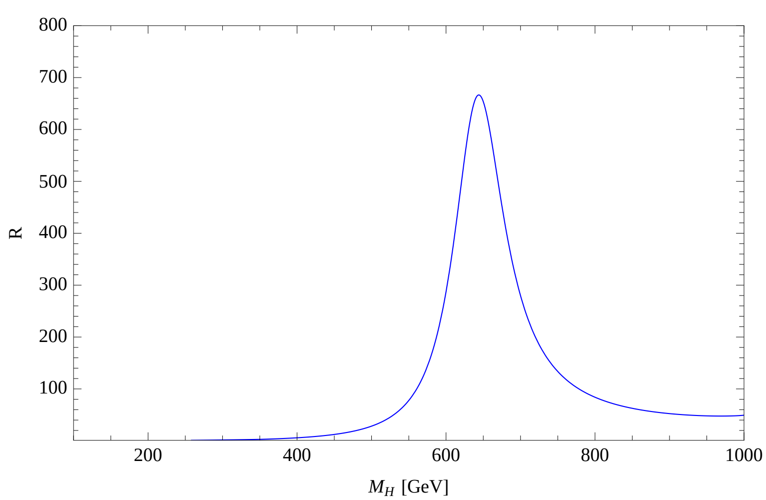

Figura 4.3: Razón R entre la contribución del ME y la contribución del ME más un quark exótico a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ en función de la masa del bosón de Higgs. Se consideraron los valores $Q_Q = -4/3e$ y $M_Q = 500$ GeV.

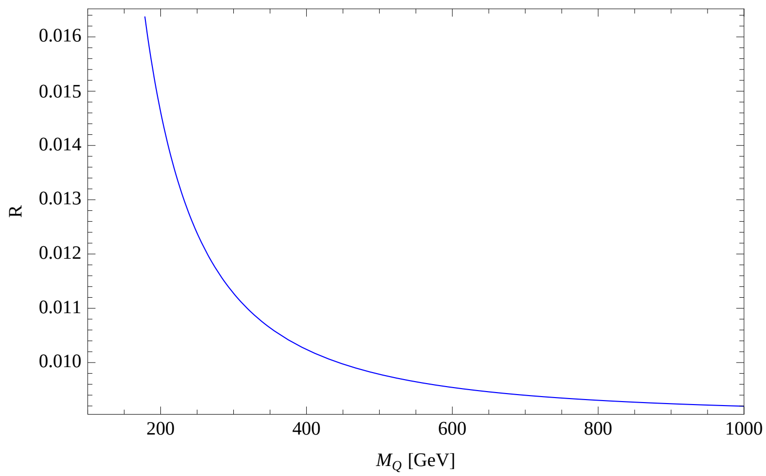

Figura 4.4: Razón R entre la contribución del ME y la contribución del ME más un quark exótico de carga $-4/3e$ a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ en función del quark exótico M_Q para un bosón de Higgs de masa $M_H = 125$ GeV.

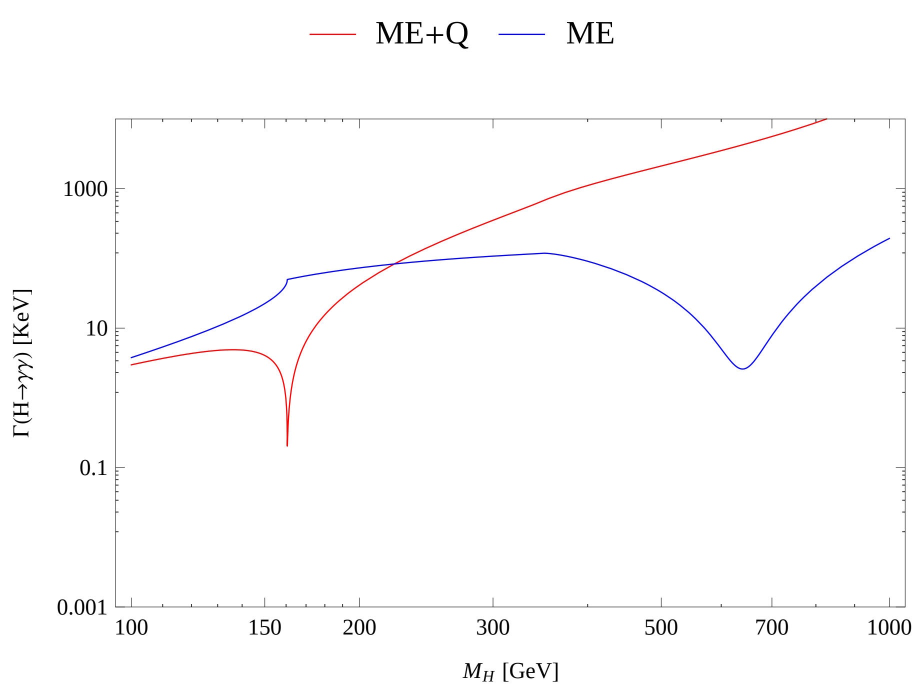

Figura 4.5: Considerando los valores $Q_Q = 5/3e$ y $M_Q = 500$ GeV tenemos la anchura del decaimiento a dos fotones variando la masa del bosón de Higgs M_H con las contribuciones de las partículas del ME y del ME más el quark exótico.

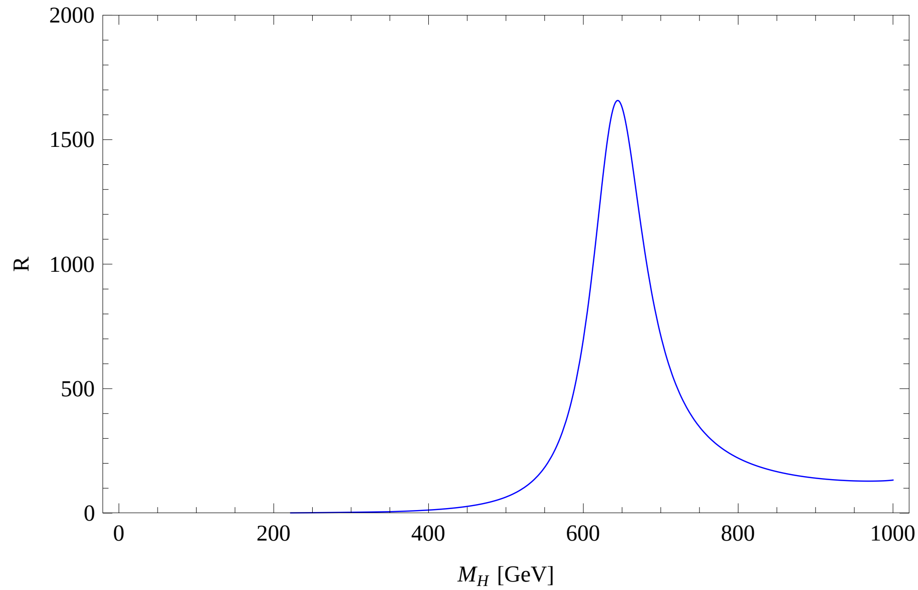

Figura 4.6: Razón R entre la contribución del ME y la contribución del ME más un quark exótico a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ en función de la masa del bosón de Higgs. Se consideraron los valores $Q_Q = 5/3e$ y $M_Q = 500$ GeV.

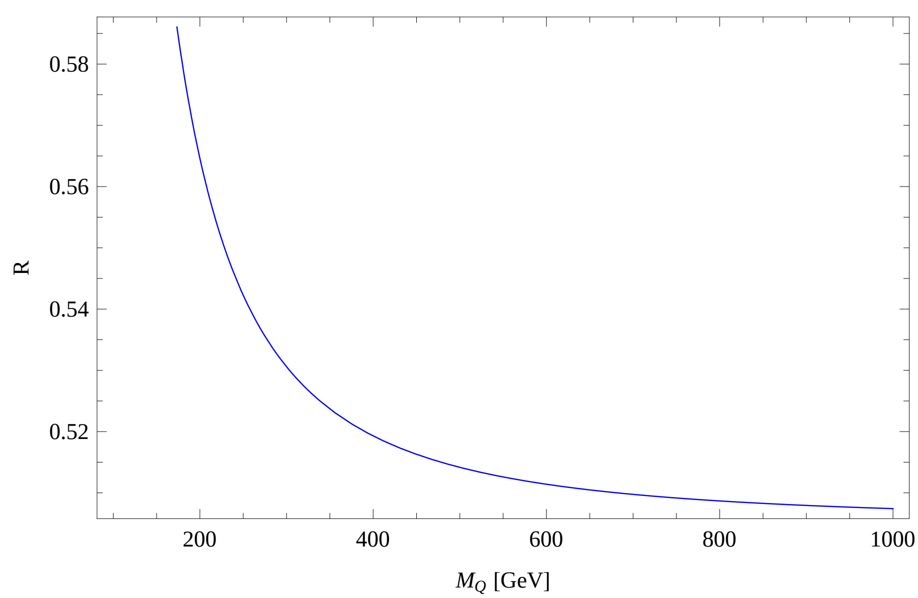

Figura 4.7: Considerando un bosón de Higgs de masa $M_H = 125$ GeV, se graficó la razón R entre la contribución del ME y la contribución del ME más un quark exótico de carga $5/3e$ a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$.

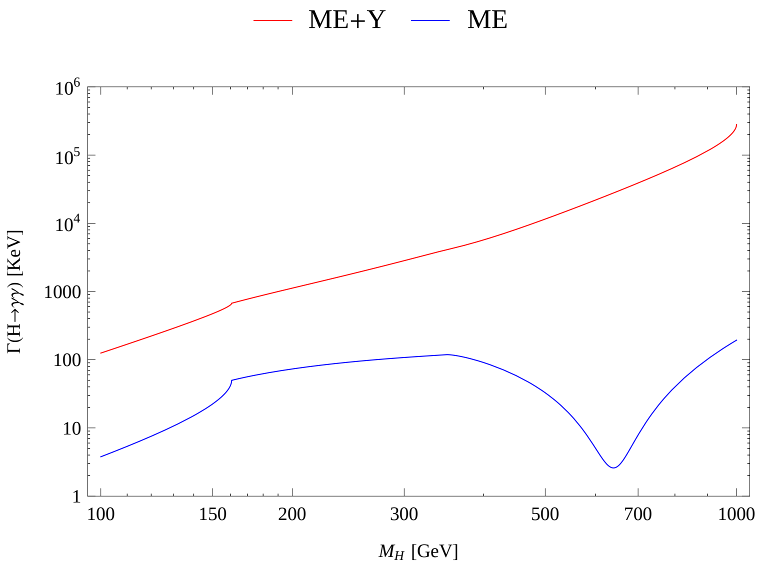

Figura 4.8: Anchura del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ como función de la masa del bosón de Higgs tomando en consideración las contribuciones del ME y la contribución del ME junto con la contribución de un bosón de norma doblemente cargado Y con masa $M_Y = 500$ GeV.

Analicemos la situación que ocurre cuando se considera la contribución de un nuevo bosón de norma con carga doble y masa $M_Y = 500$ GeV a la anchura de decaimiento $H \to \gamma\gamma$. En la Figura 4.8 se muestra la contribución del ME a la anchura $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ junto con la contribución del ME y la de un nuevo bosón de norma doblemente cargado de masa $m_Y = 500$ GeV en función de la masa del bosón de Higgs. Podemos observar en dicha Figura que la contribución de un nuevo bosón de norma de carga doble al decaimiento $H \to \gamma\gamma$ siempre es constructiva. El incremento más notable se observa para $M_H \sim 650$ GeV, que corresponde al punto donde las contribuciones del quark top y del bosón de norma W interfieren destructivamente. En la Figura 4.9 graficamos la razón entre las contribución del ME y la contribución del ME junto con el bosón de norma doblemente cargado a la anchura $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ en función de M_H. Observamos que la inclusión de un nuevo bosón de norma doblemente cargado daría un incremento de alrededor de cuatro ordenes de magnitud a la anchura del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ para un bosón de Higgs con masa $M_H \sim 650$ GeV. Finalmente observemos lo que ocurre cuando consideramos un bosón de Higgs con masa $M_H = 125$ GeV y un bosón de norma doblemente cargado con masa variable. En la Figura 4.10 se muestra la razón entre las contribución del ME y la contribución del ME junto con el bosón de norma doblemente cargado a la anchura $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ en función de M_Y. En este escenario observamos que la anchura del decaimiento del bosón de Higgs a un par de fotones se incrementa por un factor de alrededor de 30 y este incremento es practicamente insensible al incremento de la masa del bosón de norma doblemente cargado. Entonces podemos concluir que un nuevo bosón de norma doblemente cargado tendría mucho mayor impacto en la anchura del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ que un nuevo quark.

Hasta aquí hemos analizado la sensibilidad del decaimiento $H \to \gamma\gamma$ a la contribución de partículas con carga eléctrica exóticas, como las predichas por el modelo 331. Sin embargo, cabe señalar que no hemos considerado el posible factor de supresión proveniente de las constantes δ_Q y δ_Y, cuyo valor ha sido fijado en la unidad en el presente análisis. Las mediciones futuras de los canales de decaimiento del bosón de Higgs impondrán fuertes cotas a las anchuras correspondientes. El decaimiento $H \to \gamma\gamma$ abre la posibilidad de que se puedan imponer fuertes cotas a los parámetros de los modelos de extensión que predicen nuevas partículas exóticas que puedan dar

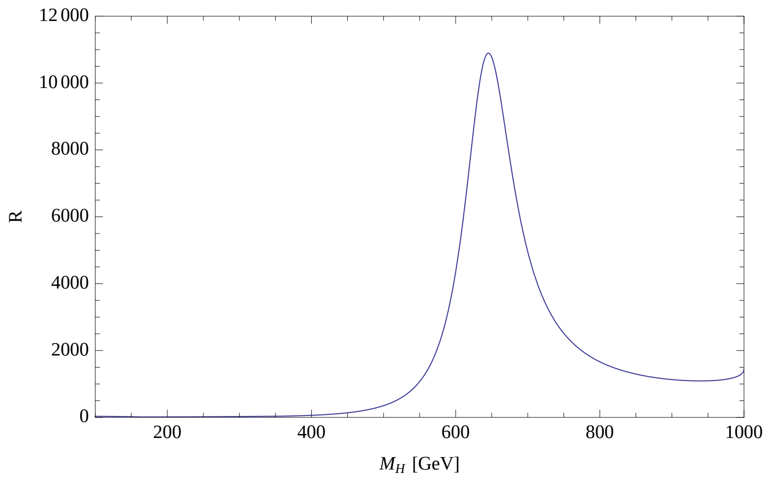

Figura 4.9: Razón R entre la contribución del ME y la contribución del ME más bosón de norma doblemente cargado Y de masa $M_Y = 500$ GeV a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ en función de la masa del bosón de Higgs.

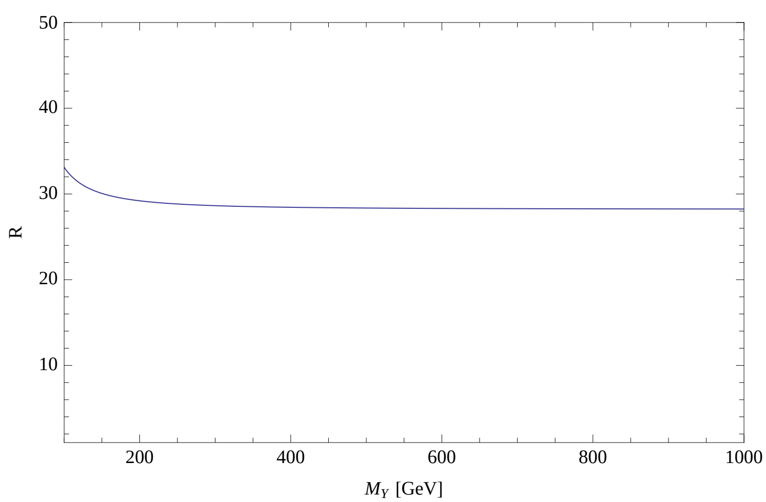

Figura 4.10: Razón R entre la contribución del ME y la contribución del ME más un bosón de norma doblemente cargado a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ en función de la masa del bosón de norma M_Y para un bosón de Higgs de masa $M_H = 125$ GeV.

contribuciones a este decaimiento. En particular, el decaimiento $H \to \gamma\gamma$ recibiría contribuciones de los quarks exóticos que interferirían tanto constructivamente como destructivamente con la contribución del ME, mientras que la contribución de un bosón de norma doblemente cargado sería siempre constructiva. Para un bosón de Higgs con masa $M_H = 125$ GeV, como el bosón de Higgs recientemente descubierto, se observaría menor sensibilidad a los quarks exóticos y mayor sensibilidad a los bosones de norma doblemente cargados. Como perspectiva de este trabajo se plantea considerar un modelo particular para determinar con precisión las constantes de acoplamiento de las nuevas partículas exóticas al bosón de Higgs, con el fin de obtener cotas para los parámetros del modelo.

Bibliografía

[1] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, An introduction to the Standard Model of Particle Physics, 2nd ed., Cambridge University Press, 2007.

[2] Gordon Kane, Modern Elementary Particle Physics, The Fundamental Particles and Forces, Perseus Publishing, 1993.

[3] Mike Guidry, Gauge Field Theories: An introduction with applications, John Wiley & Sons, 1992.

[4] 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.

[5] M. Carena, C. Grojean, M. Kado y V. Sharma, Status of Higgs Boson Physics, Noviembre 2013.

[6] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane and S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide, Frontiers in Physics (Book 80), Westview Press, 2000.

[7] Blanchet Luc, Spallicci Alessandro, Whiting Bernard, Mass and Motion in General Relativity, Springer, 2011.

[8] P.W. Higgs,Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508; *ibid.* Phys. Rev. 145 (1966) 1156; F. Englert y R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321; G. S. Guralnik, C. R. Hagen y T. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1965) 585; T. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554.

[9] Jouvet B.,Renormalization Group Representation and the Gell-Mann-Low and Callan-Symanzik Equations for the Photon Propagator, Vol. 23 A, N. 4, 1974.

[10] Guidice Gian Francesco, Naturalness, arXiv:1307.7879, 2013.

[11] J. Ellis, M.K. Gaillard, D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. A phenomenological profile of the Higgs boson, (1976) 292.

[12] R.N. Cahn, M.S. Chanowitz y N. Fleishon, Phys. Lett. B 82 (1979) 113.

[13] L.Bergstrom, G. Hulth, Nucl. Phys. B259 (1985) 137.

[14] J. Ellis, M. Gaillard, D. Nanopoulo y C. Sachrajda, Phys. Lett. B 83 (1979) 339; T. Rizzo, Phys. Rev, D 22 (1980) 178; F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1304.

[15] S. Dittmaier *et al.*, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables, arXiv: 1101.0593, 2011.

[16] S. Dittmaier *et al.*, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions, arXiv:1201.3084, 2012.

[17] S. Heinemeyer, *et al.*, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties, arXiv:1307.1347v2, 2013.

[18] LHC Higgs Cross Section Working Group, http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections.

[19] The CMS Collaboration, Search for the standard model Higgs boson decaying into two photons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, Phys. Lett. B 710 (2012) 403.

[20] Vladimir A. Smirnov, Feynman Integral Calculus, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2006.