



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Efectos a nivel de un lazo de Leptoquarks al triple
acoplamiento del bosón de Higgs

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Ciencias

por

Marcelo Toscano Jiménez

Asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
19 de diciembre de 2024



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Efectos a nivel de un lazo de Leptoquarks al triple
acoplamiento del bosón de Higgs

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Ciencias

por

Marcelo Toscano Jiménez

Asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
19 de diciembre de 2024

Título: Efectos a nivel de un lazo de Leptoquarks al triple
acoplamiento del bosón de Higgs

Estudiante: MARCELO TOSCANO JIMÉNEZ

COMITÉ

Dr. Héctor Novales Sánchez
Presidente

Dr. Arturo Fernández Téllez
Secretario

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán
Vocal

Dr. Alan Ignacio Henández Juárez
Vocal

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Asesor

Índice general

Dedicatoria y Agradecimientos	VII
Resumen	IX
Introducción	XI
1. La física del bosón de Higgs	1
1.1. El Modelo Estándar	1
1.2. El bosón de Higgs	2
1.3. Términos de masa	3
1.4. Simetría de norma	4
1.4.1. La derivada covariante	4
1.5. Modelo de Weinberg	5
1.5.1. Densidad lagrangiana	8
1.5.2. Rompimiento espontáneo de la simetría	10
1.5.3. Desarrollo del lagrangiano escalar	12
1.5.4. Autoacoplamientos del bosón de Higgs HHH y $HHHH$	14
1.5.5. Lagrangiano fermiónico	16
1.5.6. Generalización para familias leptónicas	22
1.5.7. Adición de los quarks	23
1.5.8. El lagrangiano del sector electrodébil del modelo estándar	26
1.6. Modelos de extensión	29
1.6.1. Teorías de gran unificación	30
2. La Física de los Leptoquarks	31
2.1. El lagrangiano y las interacciones del bosón de Higgs con los Leptoquarks	31
2.1.1. Lagrangiano efectivo	32
2.1.2. Reglas de Feynman para la interacción del bosón de Higgs con Leptoquarks escalares	33
2.2. Búsqueda de los Leptoquarks en colisiones de protones	33
2.2.1. Decaimientos	34
2.2.2. Búsqueda en colisionadores	34
3. La contribución de los Leptoquarks al triple acoplamiento del bosón de Higgs	37
3.1. Renormalización del Modelo Estándar electrodébil	37
3.1.1. Constantes de renormalización y contratérminos	39
3.1.2. Condiciones de renormalización	40
3.1.3. Forma explícita de las constantes de renormalización	43
3.1.4. Contratérmino HHH	44
3.2. La contribución de los Leptoquarks escalares al vértice HHH	45
3.2.1. Diagramas de Feynman	46

3.2.2. Amplitud renormalizada	48
4. Resultados	49
4.1. Rango de parámetros	49
4.2. Gráficas en función de M_S	51
4.3. Gráficas en función de E_{CM}	53
5. Conclusiones y perspectivas	55
5.1. Conclusiones	55
5.2. Perspectivas	56
A. Renormalización del ME electrodébil	59
A.1. Condiciones de renormalización	59
A.2. Constantes de renormalización	60
A.3. Autoenergías y constantes en forma explícita	61
B. Gráficas para la sección eficaz de procesos de producción de un bosón de Higgs	67
Bibliografía	75

Dedicatoria y Agradecimientos

*A toda mi familia, mis padres, mis hermanos, y mi abuela
a mis amigos y compañeros de la vida y la universidad
y a mis queridos perros, Kofi y Jojo.*

*Por su apoyo incondicional,
compañía, y amor
a lo largo de este viaje.
les dedico este trabajo.*

También quiero expresar mi más sincero agradecimiento a todas las personas e instituciones que hicieron posible este trabajo de tesis:

- A la maestría en ciencias (física aplicada), todos sus integrantes y a la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, por brindarme las herramientas académicas y científicas necesarias para llevar a cabo este proyecto.
- A mi universidad, la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, por ser el espacio donde crecí como profesionista y como persona.
- Al CONAHCYT, por el invaluable apoyo financiero que me permitió concentrarme en mis estudios y culminar con éxito esta etapa.
- A mis amigos y colegas, por su apoyo y palabras de ánimo en los momentos difíciles.
- A mi familia, por su constante aliento, confianza y amor, que siempre han sido mi mayor fortaleza.
- A mis mascotas, quienes con su compañía y alegría me ayudaron a superar los días más desafiantes.

Sin todos ustedes, este logro no habría sido posible.

¡Gracias infinitas!

Resumen

En este trabajo se estudian las contribuciones de los Leptoquarks escalares al triple acoplamiento del bosón de Higgs a nivel de un lazo mediante la introducción de un singlete escalar real al modelo estándar. Primero estudiamos el marco teórico del bosón de Higgs, desarrollando el modelo de Weinberg en su totalidad para entender mejor el rompimiento espontáneo de la simetría. Seguimos con la renormalización del modelo estándar a nivel de un lazo con enfoque en el sector de Higgs, para después hacer un procedimiento análogo con el leptoquark escalar S , y así obtener la contribución de S renormalizada a nivel de un lazo, $\mathcal{M}_s$. Continuamos con el estudio de $\mathcal{M}_s$, mediante la elaboración de gráficas, en las cuales encontramos que el leptoquark escalar que estudiamos, podría dar contribuciones significativas a la corrección a nivel de un lazo, de hasta un 140 % de la contribución a nivel de árbol. También podemos concluir que la contribución dependerá en gran medida del valor del acoplamiento λ_S , y que los efectos de una partícula modelada con un singlete escalar pueden ser bastantes significativos en futuros experimentos a muy altas energías (más de 14 TeV). Finalmente, brindamos algunas perspectivas sobre cómo podemos enriquecer este estudio mediante la elaboración de gráficas a través de simulaciones de Monte Carlo, y sobre cómo se podría ampliar mediante la implementación de más representaciones de Leptoquarks.

Introducción

Los leptoquarks son partículas hipotéticas predichas en diversos modelos de extensión, de manera especial en las teorías de gran unificación y teorías supersimétricas [1]. Este tipo de partículas fueron postuladas por primera vez en los años 70 en un modelo de gran unificación propuesto por Pati y Salam [2]. Los leptoquarks, que pueden ser de tipo escalar y vectorial, son peculiares porque poseen carga de color y número leptónico, por lo cual pueden acoplarse a leptones y a quarks simultáneamente. A través de los años, los leptoquarks han causado mucho interés ya que pueden ofrecer la solución a algunas anomalías encontradas en los experimentos de altas energías [1]. Aunque el interés en los leptoquarks decreció notablemente en los años 90, recientemente estas partículas han cobrado gran relevancia debido a que se ha encontrado que los leptoquarks escalares y vectoriales permitirían resolver las llamadas anomalías en decaimientos de mesones B sin entrar en conflicto con las mediciones experimentales de observables de alta precisión. Estas anomalías indicarían que ocurre la violación de la universalidad leptónica, un hecho no contemplado en el modelo estándar, por lo que serían un indicativo de efectos de nueva física. Los leptoquarks también pueden dar explicación a la anomalía en el momento dipolar magnético del muón. Alternativamente se ha planteado un mecanismo para la generación de la masa de los neutrinos mediante correcciones radiativas a uno y dos lazos. Por estas razones, el estudio de los efectos de los leptoquarks a nivel de un lazo en observables de alta precisión cobra gran relevancia.

El modelo estándar de las interacciones electrodébiles de Weinberg, Glashow y Salam predice una partícula escalar neutra como remanente del rompimiento espontáneo de la simetría, conocida como bosón de Higgs y denotada como H . Dicha partícula fue buscada sin éxito durante mucho tiempo, hasta que en el año 2012 aparecieron en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC por sus siglas en inglés) las primeras señales de una partícula escalar neutra con una masa de alrededor de 125 GeV, lo que confirmaría la validez del modelo estándar [3]. Sin embargo en la actualidad aún no se han medido experimentalmente todos los acoplamientos triples y cuárticos. En esta tesis se estudiarán las contribuciones de los leptoquarks escalares en el triple acoplamiento del bosón de Higgs.

Capítulo 1

La física del bosón de Higgs

El enfoque de la Física de Altas Energías es en gran medida unificar las teorías de las interacciones fundamentales que se conocen en la actualidad en una sola teoría. El último gran avance en esta dirección fue la unificación de la electrodinámica cuántica (QED) y la interacción débil o de sabor en la teoría electrodébil gracias a la introducción del modelo de Weinberg y del mecanismo de Higgs que ya veremos con sumo detalle más adelante. A pesar de que el descubrimiento experimental del bosón de Higgs fue un paso abrumador hacia una teoría de unificación todavía falta estudiar en gran parte su fenomenología, es decir sus acoplamientos a las demás partículas del Modelo Estándar (ME por sus siglas en español) y consigo mismo.

Al hacer esto se espera poder medir efectos de nueva física y avanzar en la dirección correcta para seguir perfeccionando la teoría. Esta es la motivación de nuestro trabajo, pues a nosotros nos interesa estudiar las posibles contribuciones de los Leptoquarks (LQ) al triple acoplamiento del bosón de Higgs, acoplamiento que todavía no ha sido detectado. Por eso en este primer capítulo nos concentraremos en repasar el marco teórico del bosón de Higgs del ME.

1.1. El Modelo Estándar

El modelo estándar (que de ahora en adelante llamaremos ME) es una teoría completa a bajas energías que clasifica las partículas elementales que componen la materia y las interacciones fundamentales entre estas mismas. Podemos decir que todos los fenómenos naturales son de alguna manera resultado de las interacciones fundamentales de la materia, de aquí la importancia de clasificar todas las partículas con base en sus propiedades intrínsecas y la forma en la que interactúan entre sí. Las partículas que conforman la materia se denominan fermiones y se agrupan en tres familias, las cuales son copias exactas entre sí y solo varían en la masa de cada fermión. Cada familia tiene dos leptones, uno cargado y uno neutro (neutrino), y dos quarks (partículas con carga eléctrica fraccionaria), más las antipartículas respectivas. Aparte de los fermiones (leptones y quarks) existe otra clasificación de partículas fundamentales, los cuales se conocen como bosones y cuya tarea es mediar las interacciones entre fermiones, es decir, por cada interacción fundamental tendremos al menos una partícula que gobierna esta interacción. Entendemos la interacción de dos fermiones como el intercambio de un bosón entre ellos.

Los fermiones se dividen en leptones y quarks, y son las únicas partículas realmente fundamentales en el sentido de que no poseen una estructura interna la diferencia entre quarks y leptones es que los leptones existen de forma libre en la naturaleza y cuenta con carga eléctrica dada en múltiplos enteros de la carga fundamental (carga del electrón), mientras que los quarks existen sólo en estados ligados con otros quarks en la naturaleza y su carga eléctrica está dada en fracciones de la carga fundamental ($2/3$, $-1/3$). A estos arreglos de estados ligados de quarks se les conoce como hadrones (bariones cuando tenemos tres quarks o tres antiquarks y mesones cuando tenemos un

quark y un antiquark). Anteriormente se creía que estos eran partículas fundamentales, por ejemplo dos bariones que tienen gran incidencia en la conformación de la masa son el protón (uud) y el neutrón (ddu), considerados por mucho tiempo partículas fundamentales. De esta manera podemos ir formando una gran cantidad de hadrones con las diferentes combinaciones que se pueden hacer con todos los tipos de quarks, varias de estas combinaciones se han descubierto en los colisionadores de hadrones, pero no son estables y son pocos los hadrones que se han observado en la naturaleza aparte del protón y el neutrón.

Además hay otra gran diferencia entre los leptones y los quarks, mientras que ambas categorías cuentan con carga eléctrica y de sabor, es decir, ambos experimentan la interacción electrodébil sólo los quarks cuentan con una carga de color, lo que los hace susceptibles a la interacción fuerte, la cual es la responsable del confinamiento natural que presentan los quarks.

La teoría que estudia los efectos de la interacción electromagnética es la electrodinámica cuántica (QED por sus siglas en inglés). La teoría que estudia los efectos de las interacciones débiles es la teoría de sabor (QFD por sus siglas en inglés) y una teoría más completa que unifica las interacciones electromagnética con la débil es la teoría electrodébil (EWT por sus siglas en inglés), descrita por el modelo de Weinberg. Así mismo la teoría que se encarga de describir la interacción fuerte entre quarks es la cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés). En principio QCD no prohíbe que se formen hadrones con alguna estructura distinta a la de mesones o bariones pero no hay ningún tipo de evidencia experimental que sugiera la existencia de dichas estructuras hadrónicas.

1.2. El bosón de Higgs

El bosón de Higgs es la partícula que llegó a solidificar al ME como una teoría fundamental efectiva a bajas energías, pues como veremos más adelante; esta es predicha naturalmente por el ME cuando en el desarrollo de la teoría electrodébil analizamos el rompimiento espontáneo de la simetría. Durante varias décadas fue objeto de estudio y se buscó sin éxito en los colisionadores de hadrones hasta que en el 2012 en el LHC del CERN se logró medir una partícula consistente con el bosón de Higgs [3], haciendo así que la comunidad científica cambiara el enfoque a la fenomenología del mismo, es decir, medir sus acoplamientos a otras partículas del ME, además de sus acoplamientos triples y cuárticos (que todavía no se han medido y de igual manera son predichos por la teoría) y así mismo utilizarlo como fuente para buscar nueva física en experimentos de altas energías. Como entendemos al Higgs como el vehículo a través del cual las partículas del ME obtienen su masa, entonces cualquier otra partícula hipotética con masa debe acoplarse al bosón de Higgs.

La característica más importante del Bosón de Higgs es el hecho de que dota de masa a todas las partículas del ME, pero ¿cómo es que pasa esto?. Para poder explicarlo mejor recordemos que a estas alturas el uso de la palabra partícula es más abstracto que el concepto clásico, no hablamos de partículas puntuales, cuando decimos partículas en realidad nos referimos al resultado de la perturbación de un campo, es decir en el marco bajo el cual se estudia la Física de Partículas, la Teoría Cuántica de Campos (QFT por sus siglas en inglés). Las variables con las que tratamos en nuestras ecuaciones son campos, y los entendemos como un “mar de partícula” que permea todo el espacio y las partículas como una fluctuación de energía en una región del campo, o una onda que se propaga a través del mismo. Estos campos pueden interactuar consigo mismo y con otros campos, dependiendo de las propiedades de cada uno, con este concepto en mente podemos decir que el campo de Higgs (el campo asociado a lo que venimos llamando bosón de Higgs) es aquel que al interactuar con “los demás” campos hace que estos obtengan masa. Puede sonar extraño decir que las partículas “obtienen” masa al interactuar con el campo de Higgs, pues suena a que antes de hacerlo no tenían masa, pero recordemos que estos campos permea todo el espacio, por lo cual la interacción de las partículas con el campo de Higgs es constante. Así la palabra obtener es un recurso literario para explicar el mecanismo de manera más didáctica. Retomando la idea

de que las partículas adquieren su masa al interactuar con el Higgs, esto lo vemos a través del rompimiento espontáneo de la simetría, pues cuando esto ocurre surgen tres bosones de Goldstone los cuales adjudican el término de masa para los bosones $W^\pm$ y Z . De esta forma el fotón se queda sin masa y como remanente obtenemos el bosón de Higgs, el cual al interactuar con los fermiones hace algo parecido a los bosones de Goldstone para dotarlos de masa, pero cabe destacar que esto es debido a la interacción débil, por lo que las partículas sin carga débil no cuentan con masa. Un estudio exhaustivo más formal acerca del Higgs, sus contricciones experimentales actuales, y de su fenomenología se puede encontrar en la referencia [16].

1.3. Términos de masa

En Teoría Cuántica de Campos los términos de masa son componentes de las lagrangianas que ayudan a describir el comportamiento de los campos. Estos términos se relacionan con las masas de las partículas asociadas a los campos en cuestión y juegan un papel fundamental en la dinámica y en la simetría de la teoría. Analizaremos un ejemplo sencillo para darnos una idea general. Consideremos un campo escalar real $\phi(x)$, que es un campo que asigna un número real a cada punto del espacio tiempo, la lagrangiana sin interacciones para este campo tiene la siguiente forma,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2, \quad (1.1)$$

donde el primer término se conoce como el término cinético y el segundo como el término de masa. En cuanto al término de masa, podríamos decir que es el encargado de dar una masa m al campo escalar. La mayor implicación y la más directa que podemos obtener de que aparezca este tipo de términos en nuestra teoría es que el campo en cuestión no se mueve a la velocidad de la luz. También podemos decir que matemáticamente el término de masa establece una escala a la teoría, lo que afecta las soluciones de las ecuaciones de movimiento.

Ciertos aspectos generales de los términos de masa son los siguientes:

- Los términos de masa pueden romper algunas simetrías, como la simetría de quiralidad para el lagrangiano fermiónico.
- La masa, al ser un aspecto intrínseco fundamental de los campos, suele convertir al término de masa en un candidato para recibir correcciones a través de procesos de renormalización.
- Los términos de masa también nos ayudan a determinar cómo se comporta una teoría a diferentes escalas de energía. Por ejemplo a niveles de energías mucho más altos que el valor de la masa podríamos aproximar el comportamiento del campo a aquel de uno sin masa, o despreciar las contribuciones de estos campos a procesos a nivel de uno o más lazos.

En teorías de norma, como lo es el ME, los términos de masa para los campos vectoriales, como los bosones de norma ($W^\pm$ y Z^0) no se pueden introducir de manera directa sin romper la simetría de norma de la teoría, de manera natural intentando resolver este problema surgió la formulación del mecanismo de Higgs. Como ya hemos mencionado, el campo de Higgs es un doblete escalar complejo de $SU(2)$ que interactúa con los bosones de norma del ME. Cuando el campo de Higgs llega a tener cierto valor de expectación del vacío (vev), se da el rompimiento espontáneo de la simetría, generando ahora sí los términos de masa de los bosones de norma. El mecanismo de Higgs y el rompimiento espontáneo de la simetría serán explorados a profundidad en la sección 1.4 cuando hagamos el desarrollo del modelo de Weinberg

En resumen los términos de masa en la teoría cuántica de campos son cruciales a la hora de determinar las propiedades dinámicas de los campos y sus partículas asociadas, nos ayudan a comprender aspectos fundamentales del campo en cuestión y de las simetrías a las que está sujeta la teoría.

1.4. Simetría de norma

En la Teoría Cuántica de Campos llamamos simetría a una transformación cuando al aplicarla sobre los campos de una teoría las ecuaciones de movimiento permanecen invariantes.

La simetría de norma es un concepto fundamental en la teoría cuántica de campos y en el marco de la Física de Partículas en general. El concepto de simetría de norma se refiere a una clase especial de simetrías locales, es decir, que varían en cada punto del espacio-tiempo. Este tipo de simetrías juegan un papel fundamental en la formulación de teorías de norma, las cuales describen las interacciones fundamentales de la naturaleza, pues por el teorema de Noether sabemos que toda simetría indica una ley de conservación [4]. Por ejemplo, en el caso del grupo electromagnético la simetría de norma implica la conservación de la carga eléctrica. Antes de comenzar a describir detalladamente una simetría de norma recordemos rápidamente las dos clasificaciones de simetrías en general:

- **Simetría global:** es aquella en la que la transformación se aplica de manera uniforme en todo el espacio-tiempo. Por ejemplo el grupo $U(1)$ tiene simetría global bajo la siguiente transformación:

$$\psi(x) \Rightarrow \psi(x) = e^{i\alpha}\psi(x), \quad (1.2)$$

donde $\alpha = cte$. Es fácil demostrar que esta transformación es una simetría global, y es evidente que no depende del punto específico del espacio-tiempo.

- **Simetría local:** es aquella donde el parámetro de transformación depende del punto específico del espacio-tiempo. Por ejemplo si consideramos que el parámetro de transformación $\alpha = \alpha(x)$, ahora tenemos una simetría local,

$$\psi(x) \Rightarrow \psi(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x), \quad (1.3)$$

de igual forma es fácil demostrar que esta transformación es una simetría.

En la práctica, las simetrías que describen las interacciones fundamentales son locales, por lo que comúnmente nos referimos a ellas como simetrías de norma.

1.4.1. La derivada covariante

Cuando mencionamos que es fácil demostrar que las transformaciones anteriores son simetrías, hacía falta hacer mención del problema de la derivada, pues cuando transformamos un campo también debemos transformar su derivada para insertar el término cinético en el lagrangiano y con la derivada ordinaria en general, no se va a transformar de forma que las ecuaciones de movimiento permanezcan invariantes. Entonces para que a la hora de realizar la transformación, las ecuaciones de movimiento permanezcan invariantes, también debemos transformar la derivada ordinaria, ya que de otra forma tendremos un término extra que no permitirá conservar las ecuaciones de movimiento.

Hemos dado ejemplos específicos de las transformaciones, pero en general si tenemos un campo de materia $\psi(x)$ que describe a cierta partícula, una transformación local es una operación que cambia este campo localmente en cada punto del espacio-tiempo. Si consideramos una simetría de norma asociada a un grupo de simetría que describe a la naturaleza G (como pueden ser: $U(1)$, $SU(2)$, etc.) la transformación de norma se puede escribir de forma general como:

$$\psi(x) \Rightarrow \psi(x) = U(x)\psi(x), \quad (1.4)$$

donde $U(x)$ es un operador que pertenece al grupo G y que depende de un punto del espacio-tiempo. En la introducción de esta sección, por ejemplo, escogimos al grupo $U(1)$ y $U(x)$ toma la forma de una fase compleja $e^{i\alpha(x)}$, pero en general toma la forma de una matriz más complicada. Entonces para componer este problema introducimos una nueva derivada que llamamos derivada

covariante, y denotamos con D_μ , la cual incorpora un campo que compensa la transformación del campo de masa $\psi(x)$, que llamamos campo de norma. La estructura de este término nuevo va a depender de la naturaleza del grupo que representa a la interacción fundamental que comprende la teoría con la que trabajamos. Esto implica que si tratamos con diferentes interacciones en nuestra teoría deberemos tomar en cuenta un término por cada interacción. Entonces para obtener invariancia en la ecuaciones de movimiento necesitamos que la nueva derivada cumpla la siguiente condición de transformación:

$$D_\mu \psi(x) = D_{\mu'} \psi'(x) = U(x) D_\mu \psi(x) \quad (1.5)$$

El ejemplo más sencillo es el del grupo electromagnético $U_{EM}(1)$, cuya simetría de norma ya fue descrita en la ecuación (1.3), aquí el campo de norma es el llamado potencial magnético y se denota con $A_\mu(x)$, y así la derivada covariante para este caso toma la siguiente forma:

$$D_\mu \psi(x) = (\partial_\mu + ig A_\mu(x)) \psi(x), \quad (1.6)$$

Analicemos rápidamente la estructura del término extra:

- $A_\mu(x)$ es el campo de norma, el cual podemos de manera un poco burda entenderlo como un campo de conexión que asegura que la derivada covariante se transforme correctamente.
- g es la constante de acoplamiento, que determina la “intensidad” de la interacción entre el campo de masa $\psi(x)$ y el campo de norma $A_\mu(x)$.
- i es la unidad imaginaria y su presencia asegura la correcta transformación de fase en teorías cuánticas.

En general el nuevo término de la derivada covariante tendrá una estructura similar con un campo de norma, una constante de acoplamiento y la unidad imaginaria. Por último, el campo de norma debe transformarse también de forma específica para asegurar la invariancia de las ecuaciones de movimiento, en general para un campo de norma A_μ y la transformación $U(x)$, la transformación del campo de norma es,

$$A_\mu(x) \Rightarrow A'_\mu(x) = U(x) A_\mu(x) U^{-1}(x) - \frac{i}{g} (\partial_\mu U(x)) U^{-1}(x), \quad (1.7)$$

Así con la derivada covariante D_μ correspondiente podemos asegurar que una transformación $U(x)$ que deja invariante al campo de masa es también una simetría de norma de la teoría en cuestión.

1.5. Modelo de Weinberg

Con el descubrimiento de que el rompimiento espontáneo de una simetría local puede inducir términos de masa para los bosones de norma (1964), quedaron establecidas las bases para construir una teoría de norma para la fuerza débil, aunque no había evidencia de qué grupo se debía utilizar. Estas son algunas características de la fuerza débil:

- Es de tipo vectorial y axial.
- Es de carácter universal, es decir actúa con la misma intensidad sobre todos los leptones y hadrones.
- Solo actúa sobre la parte izquierda del campo espinorial de los fermiones.
- El mediador tiene carga, pero existía la evidencia de un mediador neutro.
- Los neutrinos son no masivos o tienen una masa despreciable.

- La QED es una teoría de norma no rota y la fuerza débil debe tener una simetría de norma no rota.

En 1967 Steven Weinberg postuló una teoría sobre las interacciones débil y electromagnética de la primera familia de leptones basada en el grupo de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Se introduce la corriente cargada leptónica para la primera familia de leptones,

$$j_\mu^- = \bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu e_L, \quad (1.8)$$

$$j_\mu^+ = j_\mu^{-\dagger} = \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_{eL}. \quad (1.9)$$

con $e_L = P_L e$ y $\nu_{eL} = P_L \nu_e$ con e y ν_e espinores de Dirac de 4 componentes, que representan al electrón y su neutrino correspondientemente.

Consideramos el grupo de norma $SU(2)_L$ donde la L hace alusión a que la fuerza débil solo actúa sobre la parte izquierda de los leptones. Como ocuparemos $SU(2)$ necesitamos un doblete de leptones:

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Consideramos las siguientes matrices (donde τ^i son las matrices de Pauli)

$$\tau^+ = \frac{\tau^1 - i\tau^2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

$$\tau^- = \frac{\tau^1 + i\tau^2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Entonces

$$\tau^+ \mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_{eL} \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

$$\tau^- \mathbf{L} = \begin{pmatrix} e_L \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

donde al operar una matriz 2×2 sobre un doblete leptónico, los componentes de este (espinores de 4 componentes) serán tomados como elementos de la matriz al igual que las matrices γ_μ , entonces

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{L}} \gamma_\mu \tau^+ \mathbf{L} &= (\bar{\nu}_{eL} \bar{e}_L) \gamma_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_{eL} \end{pmatrix}, \\ &= \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_{eL}, \\ &= j_\mu^+, \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{L}} \gamma_\mu \tau^- \mathbf{L} &= (\bar{\nu}_{eL} \bar{e}_L) \gamma_\mu \begin{pmatrix} e_L \\ 0 \end{pmatrix}, \\ &= \bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu e_L, \\ &= j_\mu^-. \end{aligned} \quad (1.16)$$

En resumen,

$$j_\mu^\pm = \bar{\mathbf{L}} \gamma_\mu \tau^\pm \mathbf{L}. \quad (1.17)$$

También introducimos una corriente neutra

$$\begin{aligned} j_\mu^3 &= \bar{\mathbf{L}} \gamma_\mu \frac{\tau^3}{2} \mathbf{L} \\ &= \frac{1}{2} \bar{\nu}_{eL} \gamma_\mu \nu_{eL} - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma_\mu e_L. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Así las corrientes cargadas se acoplan al mediador cargado y la corriente neutra al mediador neutro. Entonces tenemos un triplete de corrientes de $SU(2)$ en lo que se conoce como la representación adjunta al grupo:

$$j_\mu^i = \bar{\mathbf{L}} \gamma_\mu \frac{\tau^i}{2} \mathbf{L}, \quad (1.19)$$

donde $i = +, -, 3$. Las cargas correspondientes están dadas por

$$T^i = \int j_0^i(x) d^3x, \quad (1.20)$$

las cuales satisfacen el álgebra de Lie

$$[T^i, T^j] = i\epsilon_{ijk} T^K, \quad (1.21)$$

donde $i, j, k = 1, 2, 3$. Ya que la parte derecha del electrón no es sensible a la fuerza débil, debe introducirse como un singlete de $SU(2)$:

$$e_R = P_R e. \quad (1.22)$$

Como trabajamos con neutrinos sin masa no se requiere introducir su parte derecha.

Notemos que j_μ^3 no puede asociarse a la corriente electromagnética, porque esta tiene ambas partes del electrón pero no del neutrino.

$$j_\mu^{em} = -\bar{e} \gamma_\mu e = -\bar{e} \gamma_\mu (P_L + P_R) e = -\bar{e}_L \gamma_\mu e_L - \bar{e}_R \gamma_\mu e_R. \quad (1.23)$$

Entonces, para incluir a j_μ^{em} en el modelo, la simetría de norma debe extenderse y contener al grupo $U(1)$ que conserva la corriente electromagnética. Sin embargo el generador de las transformaciones de $U(1)_{em}$ es:

$$\begin{aligned} Q &= \int j_0^{em} d^3x, \\ &= \int (-\bar{e}_L \gamma_0 e_L - \bar{e}_R \gamma_0 e_R) d^3x, \\ &= - \int (e_L^\dagger e_L + e_R^\dagger e_R) d^3x, \end{aligned} \quad (1.24)$$

la cual no conmuta con las cargas de $SU(2)_L$,

$$[Q, T^i] \neq 0. \quad (1.25)$$

Por lo tanto, $SU(2)_L$ y $U(1)_{em}$ no pueden ser simetrías simultáneas, por lo que nuestro grupo $U(1)$ debe ser uno nuevo que llamaremos el grupo de hipercarga $U(1)_Y$. Entonces se define la carga de $U(1)_Y$ como

$$\begin{aligned} Q - T^3 &= \int d^3x (j_0^{em} - j_0^3), \\ &= - \int d^3x (e_L^\dagger e_L + e_R^\dagger e_R - \frac{1}{2} e_L^\dagger e_L - \frac{1}{2} \nu_{eL}^\dagger \nu_{eL}), \\ &= - \int d^3x (\frac{1}{2} e_L^\dagger e_L - e_R^\dagger e_R - \frac{1}{2} \nu_{eL}^\dagger \nu_{eL}), \end{aligned} \quad (1.26)$$

la cual sí conmuta con T^i

$$[Q - T^3, T^i] = 0. \quad (1.27)$$

entonces la densidad lagrangiana del modelo tiene simetría ante $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, por lo que el grupo del modelo de Weinberg es $SU(2)_L \times U(1)_Y$.
Se define el generador de $U(1)_Y$ como

$$\frac{Y}{2} = Q - T^3. \quad (1.28)$$

Los valores propios de Y , Q y T^3 son la hipercarga, la carga eléctrica y la tercera componente del iso-espín débil, respectivamente.

1.5.1. Densidad lagrangiana

Ahora debemos construir una lagrangiana invariante ante las transformaciones del grupo de norma.

Las transformaciones bajo $SU(2)_L$ son

$$\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L}' = \mathbf{e}^{-i\vec{\alpha}(\mathbf{x})} \mathbf{L}, \quad (1.29)$$

$$e_R \rightarrow e'_R = e_R, \quad (1.30)$$

donde

$$\vec{\alpha}(x) = \frac{\alpha^i(x)\tau^i}{2}, \quad (1.31)$$

y las transformaciones bajo $U(1)_Y$

$$\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L}' = e^{i\frac{\beta(x)}{2}} \mathbf{L}, \quad (1.32)$$

$$e_R \rightarrow e'_R = e^{-\beta(x)} e_R. \quad (1.33)$$

Ahora introducimos el lagrangiano de Weinberg, que debe ser invariante de norma y no contiene términos de masa ni para el leptón cargado

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_Y, \quad (1.34)$$

donde cada término representa a un sector en específico:

- $\mathcal{L}_F$: sector fermiónico, determina la dinámica de los leptones.
- $\mathcal{L}_S$: sector escalar, es donde se da el rompimiento espontáneo de la simetría, dota de masa a los bosones de norma.
- $\mathcal{L}_G$: sector de norma, determina la dinámica de los campos de norma.
- $\mathcal{L}_Y$: sector de Yukawa, dota de masa al leptón cargado después del rompimiento espontáneo de la simetría.

Sector fermiónico

Empezamos con el lagrangiano para leptones que no contiene el término de masa para el electrón:

$$\mathcal{L}_F = \mathbf{L} i \gamma_\mu D_\mu \mathbf{L} + e_R^\dagger i \gamma_\mu D_\mu e_R, \quad (1.35)$$

con la derivada covariante

$$D_\mu \mathbf{L} = (\partial_\mu - ig \vec{W} - i \frac{g' Y}{2} B_\mu \mathbf{I}) \mathbf{L}, \quad (1.36)$$

donde introducimos los tres campos de norma no abelianos W_μ^i asociados a los generadores del grupo de norma $SU(2)_L$:

$$\vec{W}_\mu = \frac{W_\mu^i \tau^i}{2}. \quad (1.37)$$

El campo de norma abeliano asociado al generador de $U(1)_Y$, B_μ , con g y g' constantes de acoplamiento de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente. Como el doblete tiene $Y_L = -1$ se tiene

$$D_\mu \mathbf{L} = (\partial_\mu - ig\vec{W} + i\frac{g'}{2}B_\mu)\mathbf{L}, \quad (1.38)$$

el singlete derecho no se acopla a $\vec{W}$ y tiene $Y_L = -2$, entonces la derivada covariante es

$$D_\mu e_R = (\partial_\mu + ig'B_\mu)e_R. \quad (1.39)$$

Sector de norma

El lagrangiano del sector de norma es

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.40)$$

donde

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.41)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.42)$$

Tampoco se tienen términos de masa para los bosones de norma porque violan la invariancia de norma. Luego se introduce un doblete escalar complejo

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

donde ϕ^0 y ϕ^+ son campos escalares complejos y ϕ_i con $i = 1, 2, 3, 4$ campos escalares reales.

Sector escalar

El lagrangiano del sector escalar, que permitirá generar la masa de los bosones de norma y los fermiones mediante el rompimiento espontáneo de la simetría, está dado como es usual

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \quad (1.44)$$

con

$$D_\mu \phi = (\partial_\mu - ig\vec{W}_\mu - \frac{ig'}{2}B_\mu)\phi, \quad (1.45)$$

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.46)$$

donde g , g' y B_μ son los mismo que los presentados en la sección anterior, y λ y μ^2 son la constante de acoplamiento de H y el término del rompimiento espontáneo de la simetría. El rompimiento espontáneo de la simetría se da cuando $\mu^2 < 0$.

Sector de Yukawa

Este lagrangiano es el que dota de masa al electrón después del rompimiento espontáneo de la simetría

$$\mathcal{L}_Y = G_e(\mathbf{L}^\dagger \phi e_R + e_R \phi^\dagger \mathbf{L}), \quad (1.47)$$

donde ϕ se transforma como

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{-i\vec{\alpha}(x)\cdot\vec{\phi}}, SU(2)_L, \quad (1.48)$$

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\frac{\beta(x)}{2}}\phi, U(1)_Y. \quad (1.49)$$

Sin embargo, notamos que el lagrangiano para el modelo de Weinberg que hemos introducido está dado en la norma unitaria. t'Hooft introdujo una norma renormalizable R_ξ para demostrar la renormalización de las teorías de norma espontáneamente rotas [5], más adelante veremos con detalle el proceso de renormalización del sector electrodébil del ME.

En las normas renormalizables se deben introducir términos adicionales: el término de fijación de la norma y el término de los campos fantasmas.

1.5.2. Rompimiento espontáneo de la simetría

El rompimiento espontáneo de la simetría se lleva a cabo cuando $\mu^2 < 0$, en cuyo caso el campo escalar ϕ tiene un valor de expectación del vacío degenerado, ya que el potencial tiene un mínimo en

$$\phi_0^2 = \phi_0^\dagger \phi_0 = \frac{v^2}{2}, \quad (1.50)$$

donde

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (1.51)$$

y el valor de expectación del vacío del campo escalar es

$$\phi_0 = \langle 0|\phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.52)$$

La variación del campo escalar bajo la transformación es

$$\delta\phi = -i\alpha^i T^i \phi. \quad (1.53)$$

Los generadores de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ que aniquilan al vacío ($T^i \phi_0 = 0$), son los generadores que lo dejan invariante. Primero veamos a Q

$$\begin{aligned} Q\phi_0 &= (T^3 + \frac{Y}{2})\phi_0, \\ &= \left[\frac{-1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \\ &= 0, \end{aligned} \quad (1.54)$$

Q deja invariante al vacío, veamos a T^3 y Y ,

$$T^3\phi_0 = \frac{-1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \frac{-1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.55)$$

$$Y\phi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.56)$$

Entonces T^3 y Y no dejan invariante al vacío. Como Q “no se rompe”, al romperse espontáneamente la simetría, el lagrangiano aún tendrá invariancia de norma ante este grupo. Entonces decimos que la simetría de norma del modelo de Weinberg se rompe espontáneamente como

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}. \quad (1.57)$$

Para llevar a cabo el rompimiento espontáneo de la simetría parametrizamos el doblete escalar complejo como

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\frac{\vec{\theta}(x)}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix},\end{aligned}\tag{1.58}$$

donde

$$\vec{\theta}(x) = \frac{\tau^i \xi^i(x)}{2}.\tag{1.59}$$

El campo ϕ se transforma bajo $SU(2)_L$ como

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{-i\vec{\alpha}(x)} \phi,\tag{1.60}$$

con

$$\vec{\alpha}(x) = \frac{\tau^i \alpha^i(x)}{2}.\tag{1.61}$$

Entonces escojemos la siguiente transformación de norma unitaria:

$$\vec{\alpha} = \frac{\vec{\theta}}{v},\tag{1.62}$$

ϕ se transforma como

$$\begin{aligned}\phi' &= e^{-i\frac{\vec{\theta}}{v}} \phi, \\ &= e^{-i\frac{\vec{\theta}}{v}} \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\frac{\vec{\theta}}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \\ &= \frac{v + H}{\sqrt{2}} \chi,\end{aligned}\tag{1.63}$$

donde

$$\chi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.\tag{1.64}$$

Así tenemos:

$$\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L}' = \mathbf{U}\mathbf{L},\tag{1.65}$$

$$\vec{W}_\mu \rightarrow \vec{W}'_\mu = \mathbf{U}\vec{W}_\mu \mathbf{U}^\dagger - \frac{i}{g}(\partial_\mu \mathbf{U})\mathbf{U}^\dagger.\tag{1.66}$$

Además

$$B_\mu \rightarrow B'_\mu = B_\mu,\tag{1.67}$$

$$e_R \rightarrow e'_R = e_R,\tag{1.68}$$

por que no se transforman bajo $SU(2)$.

1.5.3. Desarrollo del lagrangiano escalar

Ahora debemos escribir el nuevo lagrangiano, comenzamos por el término escalar

$$\mathcal{L}'_S = (D'_\mu \phi')^\dagger (D'_\mu \phi') - V(\phi'^\dagger \phi'), \quad (1.69)$$

veamos primero el término cinético

$$\begin{aligned} D'_\mu \phi' &= (\partial_\mu - ig\vec{W}'_\mu - i\frac{g'}{2}B'_\mu)\phi', \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu H - i(v+H)(g\vec{W}'_\mu + \frac{g'}{2}B'_\mu))\chi. \end{aligned} \quad (1.70)$$

De aquí en adelante trabajaremos con los campos transformados, por lo que omitiremos las primas, el siguiente término es

$$\begin{aligned} (D'_\mu \phi')^\dagger &= [\frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu - i(v+H)(g\vec{W}'_\mu + \frac{g'}{2}B'_\mu))\chi]^\dagger, \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{\chi}(\partial_\mu H + i(v+H)(g\vec{W}'_\mu + \frac{g'}{2}B'_\mu)), \end{aligned} \quad (1.71)$$

por lo que el término cinético es

$$\begin{aligned} (D'_\mu \phi')^\dagger (D'_\mu \phi') &= (\frac{1}{\sqrt{2}})^2 \bar{\chi}(\partial_\mu H + i(v+H)(g\vec{W}'_\mu + \frac{g'}{2}B'_\mu)) \\ &\quad (\partial_\mu H - i(v+H)(g\vec{W}'_\mu + \frac{g'}{2}B'_\mu))\chi, \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H \partial^\mu H + (v+H)^2 \bar{\chi}(g\vec{W}' + \frac{g'}{2}B')^2 \chi). \end{aligned} \quad (1.72)$$

El segundo término de (1.72) con un poco de álgebra, se puede escribir como

$$\bar{\chi}(g\vec{W}' + \frac{g'}{2}B')^2 \chi = \bar{\chi}(g^2 \vec{W}'_\mu \vec{W}'^\mu + gg' \vec{W}'_\mu B'^\mu + \frac{g'}{4} B'_\mu B'^\mu) \chi, \quad (1.73)$$

$\vec{W}'_\mu$ se puede expresar como

$$\begin{aligned} \vec{W}'_\mu &= \frac{W_\mu^i \tau^i}{2}, \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.74)$$

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

El primer término de (1.73) se puede reescribir como

$$\bar{\chi} \vec{W}'_\mu \vec{W}'^\mu \chi = \frac{1}{2} W_\mu^- W_\mu^+ + \frac{1}{4} W_\mu^3 W_\mu^3, \quad (1.75)$$

ahora el segundo término de (1.73)

$$\bar{\chi} \vec{W}'_\mu \chi = \frac{-W_\mu^3}{2}, \quad (1.76)$$

y el tercer término de (1.73)

$$\bar{\chi}(g\vec{W}' + \frac{g'}{2}B')^2 \chi = \frac{1}{4}(2g^2 W_\mu^- W_\mu^+ + (gW_3 - gB)^2). \quad (1.77)$$

Finalmente el término cinético puede ser expresado como

$$(D'_\mu \phi')^\dagger (D'_\mu \phi') = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{(v+H)^2}{8} (2g^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + (gW^3 - g'B)^2), \quad (1.78)$$

el último término de (1.78) se puede reescribir como

$$(gW^3 - g'B)^2 = (W_\mu^3 B_\mu) \mathbf{T} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.79)$$

donde la matriz $\mathbf{T}$ es

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}. \quad (1.80)$$

Encontramos los valores propios de $\mathbf{T}$ y la diagonalizamos

$$\begin{aligned} 0 &= \det(\mathbf{T} - \lambda \mathbf{I}), \\ &= \lambda^2 - \lambda(g^2 + g'^2), \end{aligned} \quad (1.81)$$

inmediatamente se obtienen los valores propios

$$\lambda_1 = 0, \quad (1.82)$$

$$\lambda_2 = g^2 + g'^2, \quad (1.83)$$

y los eigenvectores son

$$|\lambda_1\rangle = \begin{pmatrix} \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \\ -\frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w \\ -\sin \theta_w \end{pmatrix}, \quad (1.84)$$

$$|\lambda_2\rangle = \begin{pmatrix} \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}} \\ \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta_w \\ \cos \theta_w \end{pmatrix}, \quad (1.85)$$

donde θ_w se conoce como el ángulo de Weinberg y la matriz de rotación correspondiente es

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix}. \quad (1.86)$$

Con $\mathbf{R}$ podemos diagonalizar a $\mathbf{T}$

$$T_D = \bar{\mathbf{R}} \mathbf{T} \mathbf{R} = \begin{pmatrix} g^2 + g'^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.87)$$

Campos de norma físicos

Ahora para pasar a los campos de masa escribimos

$$\begin{aligned} (W_\mu^3 B_\mu) \mathbf{T} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} &= (W_\mu^3 B_\mu) \mathbf{R} T_D \bar{\mathbf{R}} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \\ &= (Z_\mu A_\mu) \mathbf{T}_D \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \\ &= (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu, \end{aligned} \quad (1.88)$$

donde Z_μ y A_μ son los campos físicos o de masa

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \bar{\mathbf{R}} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_w & -s_w \\ s_w & c_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} w_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.89)$$

o bien

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \mathbf{R} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_w & s_w \\ -s_w & c_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.90)$$

Ahora sí finalmente el término cinético

$$\begin{aligned} (D'_\mu \phi')^\dagger (D'_\mu \phi) &= \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + m_w^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} m_z^2 Z_\mu Z^\mu \\ &+ \frac{(2v + H)H}{8} (2g^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu), \end{aligned} \quad (1.91)$$

donde definimos

$$m_W = \frac{1}{2} g v, \quad (1.92)$$

$$m_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g'^2 + g^2} v, \quad (1.93)$$

que corresponden a las masas de los bosones de norma físicos $W^\pm$ y Z^μ . En conclusión, el sector de norma tiene tres campos físicos con masa

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1_\mu \mp i W^2_\mu), \quad (1.94)$$

$$Z_\mu = c_w W_\mu^3 - s_w B_\mu. \quad (1.95)$$

A_μ corresponde al fotón, ya que no aparece un término de masa para él:

$$A_\mu = s_w W_\mu^3 + c_w B_\mu. \quad (1.96)$$

En todos los demás términos del lagrangiano debemos introducir los campos físicos mediante

$$W_\mu^3 = c_w Z_\mu + s_w A_\mu \quad (1.97)$$

$$B_\mu = -s_w Z_\mu + c_w A_\mu. \quad (1.98)$$

El potencial escalar es

$$\phi'^\dagger \phi' = \frac{(v + H)^2}{2} \Rightarrow \quad (1.99)$$

$$V(\phi'^\dagger \phi') = -\frac{1}{2} (2\mu^2) H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{1}{4} \mu^2 v^2. \quad (1.100)$$

Entonces el lagrangiano del sector escalar es

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} (\partial_\mu H \partial^\mu H - m_H^2 H^2) + m_w^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2} m_z^2 Z_\mu Z^\mu + \mathcal{L}_S^{int}, \quad (1.101)$$

donde $m_H^2 = -2\mu^2$ es la masa del bosón de Higgs, y

$$\mathcal{L}_S^{int} = -\frac{(v + H)H}{8} (2g^2 W_\mu^+ W_\mu^- + (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu) - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4. \quad (1.102)$$

1.5.4. Autoacoplamientos del bosón de Higgs HHH y $HHHH$

Como ya vimos en la sección pasada que al introducir un doblete de campo escalar con valor de expectación del vacío no nulo a la teoría del grupo de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$, la simetría del grupo se rompe espontáneamente al grupo electromagnético $U_{EM}(1)$. El potencial de Higgs presentado en

la ecuación (1.46) contiene al doblete complejo de Higgs ϕ con hipercarga $Y = 1$ y a los parámetros λ y μ , que están relacionados por el valor de expectación del vacío,

$$|\langle\phi\rangle_0|^2 = \frac{v^2}{2} = \frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (1.103)$$

Desde el descubrimiento del bosón de Higgs sus autoacoplamientos se han vuelto de mayor importancia por la posibilidad de utilizarlos como mecanismos para la búsqueda de nueva física, por lo que se buscan diferentes formas de medir este tipo de acoplamientos. Estos autocoplamientos a nivel de árbol están únicamente determinados por la masa del bosón de Higgs, la cual a nivel de árbol está dada como $M_H = \sqrt{2\lambda}v$. En la sección pasada también introdujimos al campo de Higgs H en la componente neutral de doblete

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (1.104)$$

de esta forma los autoacoplamientos del bosón de Higgs a nivel de árbol pueden ser derivados directamente del potencial como en la ecuación (1.100), dando como resultado:

$$\begin{aligned} \lambda_{HHH} &= \frac{3g}{2M_W} M_H^2 = \frac{3}{v} M_H^2, \\ \lambda_{HHHH} &= \frac{3g^2}{4M_W^2} M_H^2 = \frac{3}{v^2} M_H^2, \end{aligned} \quad (1.105)$$

donde g es la constante de acoplamiento de $SU_L(2)$

Término de masa para el electrón

Consideramos ahora el sector de Yukawa

$$\mathcal{L}'_Y = -G_e(\mathbf{L}'^\dagger \phi' e_R + e_R^\dagger \phi' \mathbf{L}'), \quad (1.106)$$

donde G_e es una constante y el campo esta parametrizado como

$$\phi' = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (1.107)$$

pero omitimos la prima en $\mathbf{L}$ y tenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= \frac{-G_e}{\sqrt{2}}(v + H)(e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L), \\ &= \frac{-G_e v}{\sqrt{2}}(e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L) - \frac{G_e H}{\sqrt{2}}(e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L), \end{aligned} \quad (1.108)$$

donde identificamos el término de masa del electrón

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}, \quad (1.109)$$

y notamos que

$$\bar{e}e = \begin{pmatrix} e_L^\dagger & e_R^\dagger \end{pmatrix} \gamma^0 \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix} = e_L^\dagger e_R + e_R^\dagger e_L. \quad (1.110)$$

Así finalmente el término del sector de Yukawa es

$$\mathcal{L}_Y = -m_e \bar{e}e - \frac{m_e}{v} H \bar{e}e; \quad (1.111)$$

de aquí vemos que el acoplamiento del bosón de Higgs a los electrones es proporcional a m_e . En general, el acoplamiento de bosón de Higgs es proporcional a la masa de la partícula.

1.5.5. Lagrangiano fermiónico

Para pasar a los campos de masa Z_μ y A_μ escribimos

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} c_w & s_w \\ -s_w & c_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \\ &= \begin{pmatrix} c_w Z_\mu + s_w A_\mu \\ -s_w Z_\mu + c_w A_\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.112)$$

esto es;

$$W_\mu^3 = c_w Z_\mu + s_w A_\mu, \quad (1.113)$$

$$B_\mu = -s_w Z_\mu + c_w A_\mu. \quad (1.114)$$

El término cinético de los leptones está dado como

$$\mathcal{L}_F = \bar{\mathbf{L}} i \gamma^\mu D_\mu \mathbf{L} + \bar{e} \mathbf{R} i \gamma^\mu D_\mu e_R, \quad (1.115)$$

donde

$$D_\mu \mathbf{L} = (\partial_\mu - ig \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{2} B_\mu) \mathbf{L}, \quad (1.116)$$

$$D_\mu e_R = (\partial_\mu + ig' B_\mu) e_R, \quad (1.117)$$

primero desarrollamos el término del singlete

$$\begin{aligned} D_\mu e_R &= (\partial_\mu + ig' B_\mu) e_R, \\ &= (\partial_\mu + ig' (-s_w Z_\mu + c_w A_\mu)) e_R, \end{aligned} \quad (1.118)$$

entonces

$$\bar{e}_R i \gamma^\mu D_\mu e_R = \bar{e}_R i \gamma^\mu \partial_\mu e_R + g' s_w Z_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R - g c_w A_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R, \quad (1.119)$$

es evidente que la constante de acoplamiento del electrón con el fotón debe ser la carga eléctrica, esto es

$$g' c_w = e. \quad (1.120)$$

Entonces

$$\bar{e}_R i \gamma^\mu D_\mu e_R = \bar{e}_R i \gamma^\mu \partial_\mu e_R + g' s_w Z_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R - e A_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R, \quad (1.121)$$

podemos notar que también hay interacciones con Z_μ y A_μ . Ahora veamos la derivada covariante para el doblete, en términos de los campos de masa:

$$\begin{aligned} D_\mu \mathbf{L} &= (\partial_\mu - ig \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{2} B_\mu) \mathbf{L}, \\ &= \begin{pmatrix} D_{11\mu} & D_{12\mu} \\ D_{21\mu} & D_{22\mu} \end{pmatrix} \mathbf{L}, \\ &= \begin{pmatrix} \partial_\mu & 0 \\ 0 & \partial_\mu \end{pmatrix} - \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2} W_\mu^+ \\ \sqrt{2} W_\mu^- & -W_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{ig'}{2} \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.122)$$

Analizamos entrada por entrada de la ecuación (1.122):

$$\begin{aligned} D_{11\mu} &= \partial_\mu - \frac{ig}{2} W_\mu^3 + \frac{ig'}{2} B_\mu, \\ &= \partial_\mu + \frac{i}{2} (-g W_\mu^3 + g' B_\mu), \\ &= \partial_\mu + \frac{i}{2} (-g c_w Z_\mu - g s_w A_\mu - g' s_w Z_\mu + g' c_w A_\mu), \\ &= \partial_\mu + \frac{i}{2} [(g c_w + g' s_w) Z_\mu + (g' c_w - g s_w) A_\mu], \end{aligned} \quad (1.123)$$

pero por definición $g' = gt_w$, por lo que

$$gc_w + g's_w = \frac{e}{c_ws_w}. \quad (1.124)$$

También

$$-gs_w + g'c_w = -gs_w + gs_w = 0, \quad (1.125)$$

por lo que

$$D_{11\mu} = \partial_\mu - \frac{ig}{2c_w}Z_\mu. \quad (1.126)$$

Directamente inspeccionando, vemos que

$$D_{21\mu} = \frac{-ig}{\sqrt{2}}W_\mu^+, \quad (1.127)$$

$$D_{12\mu} = \frac{-ig}{\sqrt{2}}W_\mu^-. \quad (1.128)$$

Por último,

$$\begin{aligned} D_{22\mu} &= \partial_\mu + \frac{ig}{2}W_\mu^3 + \frac{ig'}{2}B_\mu, \\ &= \partial_\mu + \frac{i}{2}(gW_\mu^3 + g'B_\mu), \end{aligned} \quad (1.129)$$

el último término que aparece entre paréntesis en (1.129) es

$$\begin{aligned} gW_\mu^3 + g'B_\mu &= g(c_wZ_\mu + s_wA_\mu) + g(-s_wZ_\mu + c_wA_\mu), \\ &= (gc_w - g's_w)Z_\mu + (gs_w + g'c_w)A_\mu, \\ &= (gc_w - g\frac{s_w^2}{c_w})Z_\mu + (gs_w + g\frac{s_wc_w}{c_w})A_\mu, \\ &= g(c_w - \frac{s_w^2}{c_w})Z_\mu + 2gs_wA_\mu, \\ &= \frac{g}{c_w}(c_w^2 - s_w^2)Z_\mu + 2gs_wA_\mu, \end{aligned} \quad (1.130)$$

entonces

$$D_{22\mu} = \partial_\mu + \frac{ig}{2c_w}(c_w^2 - s_w^2)Z_\mu + ieA_\mu. \quad (1.131)$$

El término cinético del doblete leptónico es

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{L}}D_\mu\mathbf{L} &= (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{e}_L) D_\mu \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \\ &= \bar{\nu}_{eL}(\partial_\mu - \frac{ig}{2c_w}Z_\mu)\nu_{eL} - \bar{e}_L\frac{ig}{\sqrt{2}}W_\mu^-\nu_{eL} - \bar{\nu}_{eL}\frac{ig}{\sqrt{2}}W_\mu^+e_L + \bar{e}_L(\partial_\mu \\ &\quad + \frac{ig}{2c_w}(c_w^2 - s_w^2)Z_\mu + ieA_\mu)e_L, \end{aligned} \quad (1.132)$$

entonces

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{L}}i\gamma^\mu D_\mu\mathbf{L} &= \bar{\nu}_{eL}i\gamma^\mu\partial_\mu\nu_{eL} + \frac{g}{2c_w}Z_\mu\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu\nu_{eL} + \frac{g}{\sqrt{2}}W_\mu^+\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu e_L + \frac{g}{\sqrt{2}}W_\mu^-\bar{e}_L\gamma^\mu\nu_{eL} \\ &\quad + \bar{e}_L i\gamma^\mu\partial_\mu e_L - \frac{g}{2c_w}(c_w^2 - s_w^2)Z_\mu\bar{e}_L\gamma^\mu e_L - eA_\mu\bar{e}_L\gamma^\mu e_L. \end{aligned} \quad (1.133)$$

Así, el lagrangiano fermiónico es

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_F = & \bar{e}_L i\gamma^\mu \partial_\mu e_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu \partial_\mu e_R + \bar{\nu}_{eL} i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_{eL} \\
& - e A_\mu \bar{e}_L \gamma^\mu e_L - e A_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R - \frac{g}{2c_w} (c_w^2 - s_w^2) Z_\mu \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \\
& + \frac{gs_w^2}{c_w^2} Z_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R + \frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} \\
& + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_{eL}.
\end{aligned} \tag{1.134}$$

Recordemos rápidamente que

$$e_L = P_L e \quad \Rightarrow \quad \bar{e}_L = \bar{e} P_R, \tag{1.135}$$

$$e_R = P_R e \quad \Rightarrow \quad \bar{e}_R = \bar{e} P_L, \tag{1.136}$$

$$P_L^2 = P_L \quad P_R^2 = P_R \quad P_L + P_R = \mathbf{I}, \tag{1.137}$$

con esto tenemos

$$\bar{e}_L i\gamma^\mu \partial_\mu e_L = \bar{e} i\gamma^\mu \partial_\mu P_L e, \tag{1.138}$$

$$\bar{e}_R i\gamma^\mu \partial_\mu e_R = \bar{e} i\gamma^\mu \partial_\mu P_R e, \tag{1.139}$$

y aparte tenemos que

$$-e A_\mu \bar{e}_L \gamma^\mu e_L - e A_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R = -e A_\mu \bar{e} \gamma^\mu e. \tag{1.140}$$

También debemos de considerar que:

$$\begin{aligned}
& \frac{g}{2c_w} (c_w^2 - s_w^2) Z_\mu \bar{e}_L \gamma^\mu e_L + g \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \\
= & \frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{e} \gamma^\mu ((c_w^2 - s_w^2) P_L + 2s_w^2 P_R) e,
\end{aligned} \tag{1.141}$$

$$\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu P_L e, \tag{1.142}$$

$$\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_{eL} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu P_L \nu_{eL}, \tag{1.143}$$

$$\frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} = \frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{\nu}_e \gamma^\mu P_L \nu_e. \tag{1.144}$$

Finalmente el lagrangiano del sector fermiónico en términos de los campos de masa es

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_F = & \bar{e} i\gamma^\mu \partial_\mu e - e A_\mu \bar{e} \gamma^\mu e + \frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{e} \gamma^\mu (g_L^e P_L + g_R^e P_R) e \\
& + \bar{\nu}_{eL} i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_{eL} + \frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{\nu}_e \gamma^\mu g_L^\nu P_L \nu_e + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu P_L e \\
& + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{e} \gamma^\mu P_L \nu_e,
\end{aligned} \tag{1.145}$$

donde hemos definido

$$g_L^e = s_w^2 - c_w^2, \tag{1.146}$$

$$= -1 + 2s_w^2,$$

$$g_R^e = 2s_w^2. \tag{1.147}$$

Podemos resaltar algunos puntos importantes del lagrangiano de este sector

- En este sector tenemos los acoplamientos del fotón, el bosón Z y el bosón W con los leptones.
- Como la fuerza débil es de carácter universal el lagrangiano para el muon y el tau es análogo.

Corrientes neutras y cargadas

Escribiremos el lagrangiano en términos de las corrientes neutra, cargada y electromagnética. Definimos la corriente neutra

$$\begin{aligned} j_\mu^0 &= \bar{e}\gamma^\mu(g_L^e P_L + g_R^e P_R)e + \bar{\nu}_e\gamma^\mu p_L \nu_e, \\ &= \bar{e}\gamma^\mu(g_V^e - g_A^e \gamma^5)e + \bar{\nu}_e\gamma^\mu \frac{\mathbf{I} - \gamma^5}{2} \nu_e, \end{aligned} \quad (1.148)$$

donde

$$g_\nu^e = \frac{1}{2}(g_L^e + g_R^e) = -\frac{1}{2} + 2s_w^2, \quad (1.149)$$

$$g_A^e = -\frac{1}{2}(g_R^e - g_L^e) = -\frac{1}{2}, \quad (1.150)$$

$$g_V^\nu = g_A^\nu = \frac{1}{2}, \quad (1.151)$$

la corriente cargada es

$$j_\mu^+ = \bar{\nu}_e\gamma^\mu P_L e, \quad (1.152)$$

$$j_\mu^- = (j_\mu^+)^{\dagger} = \bar{e}\gamma^\mu P_L \nu_e, \quad (1.153)$$

y la corriente electromagnética

$$j_\mu^{em} = \bar{e}\gamma^\mu e, \quad (1.154)$$

y así finalmente el lagrangiano fermiónico queda como

$$\mathcal{L}_F = \bar{e}i\gamma^\mu \partial_\mu e + \bar{\nu}_{eL}i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_{eL} + \frac{g}{2c_w} j_\mu^0 Z_\mu + \frac{g}{\sqrt{2}} (j_\mu^+ W^{-\mu} + j_\mu^- W^{+\mu}) - e j_\mu^{em} A_\mu, \quad (1.155)$$

podemos notar que las interacciones con los bosones Z y W violan paridad, pero la interacción con el fotón la conserva. También podemos ver que el neutrino interacciona con los bosones Z y W .

El Lagrangiano de norma

El lagrangiano del sector de norma está dado como sigue

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{2} Tr[\vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu}]. \quad (1.156)$$

Empezamos por el término de la traza

$$\begin{aligned} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} W_{\mu\nu}^3 & \sqrt{2}W_{\mu\nu}^+ \\ \sqrt{2}W_{\mu\nu}^- & -W_{\mu\nu}^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu\nu} & \sqrt{2}W^{+\mu\nu} \\ \sqrt{2}W^{-\mu\nu} & -W^{3\mu\nu} \end{pmatrix}, \\ &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} W_{\mu\nu}^3 W^{\mu\nu 3} + 2W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} & \sqrt{2}(W_{\mu\nu}^3 W^{+\mu\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{3\mu\nu}) \\ \sqrt{2}(W_{\mu\nu}^- W^{3\mu\nu} - W_{\mu\nu}^3 W^{-\mu\nu}) & 2W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu} + W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.157)$$

$$(1.158)$$

Entonces la traza

$$Tr[\vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu}] = \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^3 W^{\mu\nu 3} + W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu}, \quad (1.159)$$

por lo que el lagrangiano toma la forma

$$\mathcal{L}_F = -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu}. \quad (1.160)$$

Ahora necesitamos escribirlo en términos de los campos físicos

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\ &= -s_w Z_{\mu\nu} + c_w A_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1.161)$$

entonces el producto

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} &= (c_w A_{\mu\nu} - s_w Z_{\mu\nu})(c_w A^{\mu\nu} - s_w Z^{\mu\nu}), \\ &= c_w^2 A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_w^2 Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - 2c_w s_w Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.162)$$

Luego

$$W_{\mu\nu}^3 = \partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 + g(W_\mu^2 W_\nu^1 - W_\mu^1 W_\nu^2), \quad (1.163)$$

de la definición de $W_\mu^\pm$ podemos despejar a $W^{1,2}$ fácilmente

$$W_\mu^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ + W_\mu^-), \quad (1.164)$$

$$W_\mu^2 = \frac{i}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ - W_\mu^-). \quad (1.165)$$

Entonces podemos hacer los productos

$$\begin{aligned} W_\mu^2 W_\nu^1 &= \frac{i}{2}(W_\mu^+ - W_\mu^-)(W_\nu^+ + W_\nu^-), \\ &= \frac{i}{2}(W_\mu^+ W_\nu^+ + W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^- W_\nu^-), \end{aligned} \quad (1.166)$$

$$\begin{aligned} W_\mu^1 W_\nu^2 &= \frac{i}{2}(W_\mu^+ + W_\mu^-)(W_\nu^+ - W_\nu^-), \\ &= \frac{i}{2}(W_\mu^+ W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^- + W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^- W_\nu^-), \end{aligned} \quad (1.167)$$

haciendo la resta

$$\begin{aligned} W_\mu^2 W_\nu^1 - W_\mu^1 W_\nu^2 &= \frac{1}{2}(2W_\mu^+ W_\nu^- - 2W_\mu^- W_\nu^+), \\ &= i(W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^+), \end{aligned} \quad (1.168)$$

después

$$\partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 = c_w Z_{\mu\nu} + s_w A_{\mu\nu}, \quad (1.169)$$

y ahora tenemos

$$W_{\mu\nu}^3 = c_w Z_{\mu\nu} + s_w A_{\mu\nu} - ig(W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^+), \quad (1.170)$$

entonces

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} &= c_w^2 Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + s_w^2 A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + 2c_w s_w (Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu}) \\ &\quad - 2ig(s_w A_{\mu\nu} + c_w Z_{\mu\nu})(W^{+\mu} W^{-\nu} - W^{+\nu} W^{-\mu}) \\ &\quad + g^2(W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-)(W^{+\mu} W^{-\nu} - W^{+\nu} W^{-\mu}), \end{aligned} \quad (1.171)$$

sumando

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} &= Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} - 2ig(c_w Z_{\mu\nu} + s_w A_{\mu\nu})(W^{+\mu} W^{-\nu} - W^{+\nu} W^{-\mu}), \\ &\quad + g^2(W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-)(W^{+\mu} W^{-\nu} - W^{+\nu} W^{-\mu}), \end{aligned} \quad (1.172)$$

entonces el lagrangiano es

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_G = & -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^-W^{+\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} \\ & -2ig(c_w Z_{\mu\nu} + s_w A_{\mu\nu})(W^{+\mu}W^{-\nu} - W^{+\nu}W^{-\mu}) \\ & +g^2(W_\mu^+W_\nu^- - W_\nu^+W_\mu^-)(W^{-+\mu}W^{-\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}).\end{aligned}\quad (1.173)$$

Ahora se define

$$W_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 \mp iW_{\mu\nu}^2), \quad (1.174)$$

donde

$$W_{\mu\nu}^1 = \partial_\mu W_\nu^1 - \partial_\nu W_\mu^1 + g(W_\mu^2 W_\nu^3 - W_\mu^3 W_\nu^2), \quad (1.175)$$

$$W_{\mu\nu}^2 = \partial_\mu W_\nu^2 - \partial_\nu W_\mu^2 - \partial_\nu W_\mu^3 + g(W_\mu^3 W_\nu^1 - W_\mu^1 W_\nu^3), \quad (1.176)$$

entonces substituyendo directamente obtenemos

$$\begin{aligned}W_{\mu\nu}^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{2}(W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2), \\ &= D_\mu W_\nu^+ - D_\nu W_\mu^+ + igc_w(Z_\nu W_\mu^+ - Z_\mu W_\nu^+),\end{aligned}\quad (1.177)$$

donde

$$D_\mu = (\partial_\mu + ieA_\mu), \quad (1.178)$$

entonces

$$\begin{aligned}W_{\mu\nu}^- &= (W_{\mu\nu}^+)^\dagger, \\ &= D_\mu^* W_\nu^- - D_\nu^* W_\mu^- - igc_w(Z_\nu W_\mu^- - Z_\mu W_\nu^-).\end{aligned}\quad (1.179)$$

Así obtenemos la siguiente relación

$$\begin{aligned}W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu} &= (D_\mu^* W_\nu^- - D_\nu^* W_\mu^-)(D^\mu W^{+\nu} - D^\nu W^{+\mu}) \\ &\quad + igc_w[(D_\mu^+ W_\nu^- - D_\nu^+ W_\mu^-)(Z^\nu W^{+\mu} - Z^\mu W^{+\nu}) \\ &\quad - (D^\mu W^{+\nu} * D^\nu W^{+\mu})(Z^\nu W_\mu^- - Z^\mu W_\nu^-)] \\ &\quad + g^2 c_w^2 (Z_\nu W_\mu^- - Z_\mu W_\nu^-)(Z^\nu W^{+\mu} - Z^\mu W^{+\nu}),\end{aligned}\quad (1.180)$$

y finalmente el lagrangiano de norma es

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{2}(D_\mu^* W_\nu^- - D_\nu^* W_\mu^-)(D^\mu W^{+\nu} - D^\nu W^{+\mu}) + \mathcal{L}_{int} \quad (1.181)$$

donde el lagrangiano de interacción se define como

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{int} = & -2ig(c_w Z_{\mu\nu} + s_w A_{\mu\nu})(W^{+\mu}W^{-\nu} - W^{+\nu}W^{-\mu}) \\ & +g^2(W_\mu^+W_\nu^- - W_\nu^+W_\mu^-)(W^{+\mu}W^{-\nu} - W^{+\nu}W^{-\mu}) \\ & -\frac{ig}{2}c_w[(D_\mu^+ W_\nu^- - D_\nu^+ W_\mu^-)(Z^\nu W^{+\mu} - Z^\mu W^{+\nu} - Z^\mu W^{+\nu}) \\ & - (D^\mu W^{+\nu} - D^\nu W^{+\mu})(Z^\nu W_\mu^- - Z^\mu W_\nu^-)] \\ & -\frac{g^2}{2}c_w^2(Z_\nu W_\mu^- - Z_\mu W_\nu^-)(Z^\nu W^{+\mu} - Z^\mu W^{+\nu}).\end{aligned}\quad (1.182)$$

Podemos obtener la siguiente información del lagrangiano de norma:

- El fotón se acopla a un par W^-W^+
- El Z se acopla a un par W^-W^+
- Existen vértices de 4 W
- En general existen varios vértices cuádruples

1.5.6. Generalización para familias leptónicas

Introducimos los dobletes izquierdos de cada familia

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad (1.183)$$

$$L_2 = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \quad (1.184)$$

$$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, \quad (1.185)$$

y los singletes derechos

$$e_{1R} = e_R, \quad (1.186)$$

$$e_{2R} = \mu_R, \quad (1.187)$$

$$e_{3R} = \tau_R. \quad (1.188)$$

Como ya sabemos que la fuerza débil es universal el lagrangiano es el mismo que ya calculamos para las tres familias, así que solo debemos sumar

$$\mathcal{L}_F \Sigma_{i=1}^3 (\bar{\mathbf{L}}_i i \gamma^\mu D_\mu \mathbf{L}_i + \bar{e}_{iR} i \gamma^\mu D_\mu e_{iR}). \quad (1.189)$$

Para el sector de Yukawa debemos extenderlo de la forma más general posible que respeta la invariancia de norma

$$\mathcal{L}_Y = -\Sigma_{ij}^3 (G_{ij} \mathbf{L}_i^\dagger \phi e_{jR} + G_{ij}^* e_{jR}^\dagger \phi^\dagger \mathbf{L}_i), \quad (1.190)$$

donde G_{ij} es una matriz compleja 3×3 , entonces introducimos los siguientes tripletes

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} \mathbf{L}_1 \\ \mathbf{L}_2 \\ \mathbf{L}_3 \end{pmatrix}, \quad (1.191)$$

$$e_R = \begin{pmatrix} e_{1R} \\ e_{2R} \\ e_{3R} \end{pmatrix}. \quad (1.192)$$

En la norma unitaria

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (1.193)$$

donde el doblete ϕ actuá sobre cada $\mathbf{L}_i$ por separado

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_i^\dagger \phi &= \begin{pmatrix} \nu_{eL}^\dagger & e_{iL}^\dagger \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) e_{iL}^\dagger, \end{aligned} \quad (1.194)$$

$$\begin{aligned} \phi^\dagger \mathbf{L}_i &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & v + H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{ieL} \\ e_{iL} \end{pmatrix}, \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) e_{iL}. \end{aligned} \quad (1.195)$$

Entonces el lagrangiano

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{v}{\sqrt{2}} e_L^\dagger \mathbf{G} e_R - \frac{H}{v} \left(\frac{v}{\sqrt{2}} \mathbf{G} \right) e_R + H.C., \quad (1.196)$$

donde

$$e_L = \begin{pmatrix} e_{1L} \\ e_{2L} \\ e_{3L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} \quad (1.197)$$

$$e_R = \begin{pmatrix} e_{1R} \\ e_{2R} \\ e_{3R} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix}, \quad (1.198)$$

y la matriz de masas leptónicas es:

$$\mathbf{M} = \frac{v}{\sqrt{2}} \mathbf{G}. \quad (1.199)$$

Diagonalizamos con una rotación

$$\mathbf{M}_D = \mathbf{U}_L \mathbf{M} \mathbf{U}_R^\dagger, \quad (1.200)$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{U}_L^\dagger \mathbf{M}_D \mathbf{U}_R, \quad (1.201)$$

$$\mathbf{M}_D = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \quad (1.202)$$

y el lagrangiano queda como

$$\mathcal{L}_Y = -e_L^\dagger \mathbf{U}_L^\dagger \mathbf{M}_D \mathbf{U}_R e_R - \frac{H}{v} e_L^\dagger \mathbf{U}_L^\dagger \mathbf{M}_D \mathbf{U}_R e_R + H.C.. \quad (1.203)$$

Los campos de masa son

$$e'_L = \mathbf{U}_L e_L, \quad (1.204)$$

$$e'_R = \mathbf{U}_R e_R, \quad (1.205)$$

entonces

$$\mathcal{L}_Y = -e_L'^\dagger \mathbf{M}_D e'_R - \frac{H}{v} e_L'^\dagger \mathbf{M}_D e'_R + H.C. \quad (1.206)$$

Al rotar la matriz de masas también se rota la matriz de acoplamientos del Higgs, por lo que el modelo de Weinberg no tiene corrientes neutras con cambio de sabor mediadas por el Higgs (no hay acoplamientos simultáneos del Higgs con leptones de diferentes familias).

Por simplicidad omitimos la prima de aquí en adelante, entonces

$$\mathcal{L}_Y = -m_e e_L^\dagger e_R - m_\mu \mu_L^\dagger \mu_R - m_\tau \tau_L^\dagger \tau_R - \frac{H}{v} m_e e_L^\dagger e_R - \frac{H}{v} m_\mu \mu_L^\dagger \mu_R - \frac{H}{v} m_\tau \tau_L^\dagger \tau_R + H.C. \quad (1.207)$$

o bien

$$\mathcal{L}_Y = -m_e \bar{e} e - m_\mu \bar{\mu} \mu - m_\tau \bar{\tau} \tau - \frac{H}{v} m_e \bar{e} e - \frac{H}{v} m_\mu \bar{\mu} \mu - \frac{H}{v} m_\tau \bar{\tau} \tau. \quad (1.208)$$

1.5.7. Adición de los quarks

Para escribir el lagrangiano de los quarks introducimos un doblete de quarks izquierdos por familia

$$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (1.209)$$

y dos singletes derechos por familia

$$u_R, d_R, \quad (1.210)$$

con hipercarga $\frac{4}{3}$ y $\frac{-2}{3}$ respectivamente. Para tener consistencia con la carga eléctrica, la hipercarga del doblete debe ser $\frac{1}{3}$

$$Q_u = T^3 + \frac{Y_Q}{2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{6} = \frac{2}{3}, \quad (1.211)$$

$$Q_d = T^3 + \frac{Y_Q}{2} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{6} = -\frac{1}{3}. \quad (1.212)$$

El término cinético para una familia de quarks está dado por

$$\mathcal{L} = \bar{Q}_L i D_\mu Q_L + \bar{u}_R i D_\mu u_R + \bar{d}_R i D_\mu d_R. \quad (1.213)$$

La derivada covariante para el doblete es

$$D_\mu Q_L = (\partial_\mu - ig \vec{W}_\mu - \frac{ig}{6} B_\mu) Q_L, \quad (1.214)$$

para los singletes la derivada covariante es

$$D_\mu u_R = (\partial_\mu - \frac{2ig'}{3} B_\mu) u_R, \quad (1.215)$$

$$D_\mu d_R = (\partial_\mu + \frac{ig'}{3} B_\mu) d_R, \quad (1.216)$$

similar al caso de los leptones necesitamos escribir a los campos de norma en términos de los campos de masa. Comenzamos por los singletes

$$\bar{u}_R i \gamma^\mu D_\mu u_R = \bar{d}_R i \gamma^\mu \partial_\mu d_R + \frac{g}{3} \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu \bar{d}_R \gamma^\mu d_R - \frac{e}{3} A_\mu \bar{d}_R \gamma^\mu d_R,$$

para el doblete

$$D_\mu Q_L = \begin{pmatrix} D_{11\mu} & D_{12\mu} \\ D_{21\mu} & D_{22\mu} \end{pmatrix} Q_L \Rightarrow \quad (1.217)$$

$$\begin{aligned} D_{11\mu} &= \partial_\mu - ig \vec{W}_{11\mu} - \frac{ig'}{6} B_\mu, \\ &= \partial_\mu - \frac{ig}{2c_w} \left(\frac{3c_w^2 - s_w^2}{3} \right) Z_\mu - i \frac{2}{3} e A_\mu, \end{aligned} \quad (1.218)$$

$$\begin{aligned} D_{22\mu} &= \partial_\mu - ig \vec{W}_{22\mu} - i \frac{g'}{6} B_\mu, \\ &= \partial_\mu - \frac{ig}{2c_w} \left(\frac{-3c_w^2 - s_w^2}{3} \right) Z_\mu + i \frac{e}{3} A_\mu, \end{aligned} \quad (1.219)$$

$$D_{12\mu} = -\frac{ig}{\sqrt{2}} W^+, \quad (1.220)$$

$$D_{21\mu} = -\frac{ig}{\sqrt{2}} W^-. \quad (1.221)$$

Desarrollamos un poco más el primer término de (1.213)

$$\begin{aligned}
D_\mu Q_L &= \begin{pmatrix} D_{11\mu} u_L + D_{12\mu} d_L \\ D_{21\mu} u_L + D_{22\mu} d_L \end{pmatrix} \Rightarrow \quad (1.222) \\
\bar{Q}_L i\gamma^\mu D_\mu Q_L &= (\bar{u}_L \bar{d}_L) i\gamma^\mu \begin{pmatrix} D_{11\mu} u_L + D_{12\mu} d_L \\ D_{21\mu} u_L + D_{22\mu} d_L \end{pmatrix}, \\
&= \bar{u}_L i\gamma^\mu \partial_\mu u_L + \frac{g}{2c_w} (1 - \frac{4}{3}s_w^2) Z_\mu \bar{u}_L \gamma^\mu u_L \\
&\quad + \frac{2}{3} e A_\mu \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu d_L \\
&\quad + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d}_L \gamma^\mu u_L + \bar{d}_L \gamma^\mu i\partial_\mu d_L \\
&\quad + \frac{g}{2c_w} (-1 + \frac{2}{3}s_w^2) Z_\mu \bar{d}_L \gamma^\mu d_L \\
&\quad - \frac{e}{3} A_\mu \bar{d}_L \gamma^\mu d_L. \quad (1.223)
\end{aligned}$$

Finalmente el lagrangiano de los quarks es

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Q &= \bar{u}_R i\gamma^\mu \partial_\mu u_R - \frac{2g}{3c_w} s_w^2 Z_\mu \bar{u}_R \gamma^\mu u_R \\
&\quad + \frac{2}{3} e A_\mu \bar{u}_R \gamma^\mu u_R - \frac{e}{3} A_\mu \bar{d}_R \gamma^\mu d_R \\
&\quad + \bar{d}_R i\gamma^\mu \partial_\mu d_R + \frac{gs_w^2}{3c_w} Z_\mu \bar{d}_R \gamma^\mu d_R \\
&\quad + \bar{u}_L i\gamma^\mu \partial_\mu u_L + \frac{g}{2c_w} (1 - \frac{4}{3}s_w^2) Z_\mu \bar{u}_L \gamma^\mu u_L \\
&\quad + \frac{2}{3} e A_\mu \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu d_L \\
&\quad + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d}_L \gamma^\mu u_L + \bar{d}_L \gamma^\mu i\partial_\mu d_L \\
&\quad - \frac{e}{3} A_\mu \bar{d}_L \gamma^\mu d_L, \quad (1.224)
\end{aligned}$$

reacomodando algunos términos y redefiniendo algunas constantes este queda como

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Q &= \bar{u} i\gamma^\mu \partial_\mu u + \bar{d} i\gamma^\mu \partial_\mu d + \frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{u} \gamma^\mu (g_L^u P_L + g_R^u P_R) u \\
&\quad + \frac{2}{3} e A_\mu \bar{u} \gamma^\mu u - \frac{e}{3} A_\mu \bar{d} \gamma^\mu d + \frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{d} \gamma^\mu (g_L^d P_L + g_R^d P_R) d \\
&\quad + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d} \gamma^\mu P_L u + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u} \gamma^\mu P_L d, \quad (1.225)
\end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned}
g_L^u &= 1 - \frac{4}{3}s_w^2, \\
g_L^d &= -1 + \frac{2}{3}s_w^2, \\
g_R^u &= -\frac{4}{3}s_w^2, \\
g_R^d &= \frac{2}{3}s_w^2. \quad (1.226)
\end{aligned}$$

El lagrangiano para las otras familias de quarks es análogo. Si se escriben P_L y P_R en términos de γ^5 tenemos acoplamientos de tipo vectorial-axial

$$Z^\mu \bar{q} \gamma^\mu (g_V^q - g_A^q \gamma^5) q \quad (1.227)$$

con

$$g_V^u = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} s_w^2, \quad (1.228)$$

$$g_V^d = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} s_w^2, \quad (1.229)$$

$$g_A^u = \frac{1}{2}, \quad (1.230)$$

$$g_A^d = -\frac{1}{2}. \quad (1.231)$$

En general el acoplamiento de un par fermión antifermión al bosón Z se escribe como

$$\frac{g}{2c_w} Z_\mu \bar{f} \gamma^\mu (g_V^f - g_A^f) f \quad (1.232)$$

donde

$$g_V^f = T_3^f - 2Q_f s_w^2, \quad (1.233)$$

$$g_A^f = T_3^f, \quad (1.234)$$

1.5.8. El lagrangiano del sector electrodébil del modelo estándar

La masa de los quarks down

Para los leptones el neutrino no tiene masa, pero para los quarks tanto el up como el down tienen masa, entonces el lagrangiano de Yukawa debe tomar en cuenta ambos quarks, esto es

$$\mathcal{L}_Y = \mathcal{L}_Y^u + \mathcal{L}_Y^d. \quad (1.235)$$

Esta vez generalizamos para todas las familias de quarks, primero para los quarks d

$$\mathcal{L}_Y^d = \sum_{i=1}^3 (G_{ij}^d Q_{iL}^\dagger \phi d_{jR} + G_{ij}^{d*} d_{jR}^\dagger \phi^\dagger Q_{iL}), \quad (1.236)$$

con el doblete

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix}. \quad (1.237)$$

Una vez mas tomamos al campo en la norma unitaria, y así

$$\begin{aligned} Q_{iL}^\dagger \phi &= \frac{1}{\sqrt{2}} (u_{iL}^\dagger \quad d_{iL}^\dagger) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) d_{iL}^\dagger, \end{aligned} \quad (1.238)$$

$$\begin{aligned} \phi^\dagger Q_{iL} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (0 \quad v + H) \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix}, \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) d_{iL}, \end{aligned} \quad (1.239)$$

entonces

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^d &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^3 (G_{ij}^d d_{iL}^\dagger d_{jR} + G_{ij}^{d*} d_{jR}^\dagger d_{iL}), \\ &= -d_L^\dagger \mathbf{M}^d d_R - \frac{H}{v} d_L^\dagger \mathbf{M}^d d_R + H.C., \end{aligned} \quad (1.240)$$

con los tripletes

$$d_L = \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{1L} \\ d_{2L} \\ d_{3L} \end{pmatrix}, \quad (1.241)$$

$$d_R = \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{1R} \\ d_{2R} \\ d_{3R} \end{pmatrix}, \quad (1.242)$$

y la matriz

$$\mathbf{M}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} \mathbf{G}^d. \quad (1.243)$$

La rotación de los quarks de sabor a los quarks de masa es

$$d_L = \mathbf{D}_L^\dagger d'_L, \quad (1.244)$$

$$d_R = \mathbf{D}_R^\dagger d'_R, \quad (1.245)$$

entonces

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^d &= -d'_L{}^\dagger \mathbf{D}_L \mathbf{M}^d \mathbf{D}_R^\dagger d'_R - \frac{H}{v} d'_L{}^\dagger \mathbf{D}_L \mathbf{M}^d \mathbf{D}_R^\dagger d'_R + H.C. \\ &= -d'_L{}^\dagger \mathbf{M}_D^d d'_R - \frac{H}{v} d'_L{}^\dagger \mathbf{M}_D^d d'_R + H.C., \end{aligned} \quad (1.246)$$

con la matriz de masas

$$\mathbf{M}_D^d = \mathbf{D}_L \mathbf{M}^d \mathbf{D}_R, = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}.$$

Esta rotación también diagonaliza los acoplamientos del bosón de Higgs a los d

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^d &= -m_d d'_L{}^\dagger d'_R - m_s s'_L{}^\dagger s'_R - m_b b'_L{}^\dagger b'_R - \frac{H}{v} (m_d d'_L{}^\dagger d'_R + m_s s'_L{}^\dagger s'_R + m_b b'_L{}^\dagger b'_R) + H.C., \\ &= -m_d \bar{d}' d' - m_s \bar{s}' s' - m_b \bar{b}' b' - \frac{H}{v} (m_d \bar{d}' d' + m_s \bar{s}' s' + m_b \bar{b}' b') \end{aligned} \quad (1.247)$$

La masa de los quarks up

Introducimos un doblete de $SU(2)$

$$\begin{aligned} \bar{\phi} &= i\sigma^2 \phi \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.248)$$

por lo que

$$\begin{aligned} Q_{iL}^\dagger \bar{\phi} &= (\bar{u}_{iL} \bar{d}_{iL}) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix}, \\ &= \frac{v + H}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL}, \end{aligned} \quad (1.249)$$

$$\begin{aligned} \bar{\phi}^\dagger Q_{iL} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H \quad 0) \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix}, \\ &= \frac{v + H}{\sqrt{2}} u_{iL}. \end{aligned} \quad (1.250)$$

Introducimos los tripletes para los quarks u

$$u_L = \begin{pmatrix} u_{1L} \\ u_{2L} \\ u_{3L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix}, \quad (1.251)$$

entonces

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^u &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} \Sigma_{i=1}^3 (G_{ij}^u \bar{u}_{iL} u_{jR} + G_{ij}^{u*} u_{jR}^\dagger u_{iL}), \\ &= -\frac{v+H}{\sqrt{2}} (u_L^\dagger \mathbf{G}^u u_R + u_R^\dagger \mathbf{G}^{-\dagger} u_L), \end{aligned} \quad (1.252)$$

diagonalizamos la matriz de masa con la siguiente rotación

$$u_L = \mathbf{U}_L^\dagger u'_L, \quad (1.253)$$

$$u_R = \mathbf{U}_R^\dagger u'_R, \quad (1.254)$$

y la matriz de masas es análoga al caso de los d

$$\begin{aligned} \mathbf{M}^u &= \mathbf{U} \mathbf{M}^u \mathbf{U}_R^\dagger, \\ &= \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.255)$$

con

$$\mathbf{M}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} \mathbf{G}^u, \quad (1.256)$$

y así el lagrangiano de Yukawa es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^u &= -\frac{v}{\sqrt{2}} u_L^\dagger \mathbf{G}^u u_R - \frac{H}{v} \frac{v}{\sqrt{2}} u_L^\dagger \mathbf{G}^u u_R + H.C. \\ &= -m_u \bar{u}' u' - m_c \bar{c}' c' - m_t \bar{t}' t' - \frac{H}{v} (m_u \bar{u}' u' + m_c \bar{c}' c' + m_t \bar{t}' t'). \end{aligned} \quad (1.257)$$

Matriz de mezcla CKM

Ahora debemos escribir los términos cinéticos y de interacción con los bosones de norma en términos de los quarks de masa, si regresamos a lo que ya hemos calculado notamos que se tienen términos de corrientes neutras

$$\bar{u} \gamma^\mu u = \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{u}_R \gamma^\mu u_R, \quad (1.258)$$

$$\bar{d} \gamma^\mu d = \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + \bar{d}_R \gamma^\mu d_R, \quad (1.259)$$

$$\bar{u} \gamma^\mu (g_L^u P_L + g_R^u P_R) u = g_L^u \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + g_R^u \bar{u}_R \gamma^\mu u_R, \quad (1.260)$$

$$\bar{d} \gamma^\mu (g_L^d P_L + g_R^d P_R) d = g_L^d \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + g_R^d \bar{d}_R \gamma^\mu d_R. \quad (1.261)$$

De modo que solo hay términos con quarks izquierdos o términos con quarks derechos, es decir, no hay mezclas. Podemos efectuar una rotación como sigue

$$\bar{u}_L \gamma^\mu u_L = \bar{u}'_L \mathbf{U}_L \gamma^\mu \mathbf{U}_L^\dagger u'_L = \bar{u}'_L \gamma^\mu u'_L, \quad (1.262)$$

$$\bar{d}_L \gamma^\mu d_L = \bar{d}'_L \mathbf{D}_L \gamma^\mu \mathbf{D}_L^\dagger d'_L = \bar{d}'_L \gamma^\mu d'_L \quad (1.263)$$

para R

$$\bar{u}_R \gamma^\mu u_R = \bar{u}'_R \mathbf{U}_R \gamma^\mu \mathbf{U}_R^\dagger u'_R = \bar{u}'_R \gamma^\mu u'_R, \quad (1.264)$$

$$\bar{d}_R \gamma^\mu d_R = \bar{d}'_R \mathbf{D}_R \gamma^\mu \mathbf{D}_R^\dagger d'_R = \bar{d}'_R \gamma^\mu d'_R. \quad (1.265)$$

Entonces en las corrientes neutras solo hay que redefinir los campos sin primas por los primados y no aparece cambio de sabor, ya que

$$\bar{u}'_R \gamma^\mu u'_R = \bar{u}'_R \gamma^\mu u'_R + \bar{c}'_R \gamma^\mu c'_R + \bar{t}'_R \gamma^\mu t'_R, \quad (1.266)$$

$$\bar{d}'_R \gamma^\mu d'_R = \bar{d}'_R \gamma^\mu d'_R + \bar{s}'_R \gamma^\mu s'_R + \bar{b}'_R \gamma^\mu b'_R. \quad (1.267)$$

Ahora veamos las interacciones con el W , donde si hay mezcla

$$\bar{d}_L \gamma^\mu u_L, \quad (1.268)$$

$$\bar{u}_L \gamma^\mu d_L, \quad (1.269)$$

y se transforman como

$$\bar{d}_L \gamma^\mu u_L = \bar{d}'_L \mathbf{D}_L \gamma^\mu \mathbf{U}_L^\dagger u'_L = \bar{d}'_L \gamma^\mu \mathbf{D}_L \mathbf{U}_L^\dagger u'_L, \quad (1.270)$$

$$\bar{u}_L \gamma^\mu d_L = \bar{u}'_L \mathbf{U}_L \gamma^\mu \mathbf{D}_L^\dagger d'_L = \bar{u}'_L \gamma^\mu \mathbf{U}_L \mathbf{D}_L^\dagger d'_L, \quad (1.271)$$

entonces se define la matriz CKM

$$V_{CKM} = \mathbf{U}_L \mathbf{D}_L^\dagger, \quad (1.272)$$

así podemos escribir las interacciones con el W como

$$\mathcal{L}_{Wqq'} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}'_L \gamma^\mu V_{CKM} d'_L + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d}'_L \gamma^\mu V_{CKM}^\dagger u'_L, \quad (1.273)$$

notamos que

$$V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = \mathbf{D}_L \mathbf{U}_L^\dagger \mathbf{U}_L \mathbf{D}_L^\dagger = \mathbf{I}. \quad (1.274)$$

V_{CKM} se puede escribir como

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (1.275)$$

esta es la matriz de mezcla de los quarks y da lugar a violación de CP . En conclusión en el sector de los quarks del modelo estándar no hay cambio de sabor en las corrientes neutras, pero sí lo hay en las cargadas.

1.6. Modelos de extensión

Como ya comentamos en la introducción de este capítulo el ME es una teoría que describe tres de las cuatro interacciones fundamentales exceptuando a la gravedad, y clasifica a las partículas fundamentales que componen a la materia. A pesar de su éxito sigue fallando en responder ciertas cuestiones fundamentales, ya que aparte de no describir la interacción gravitacional no explica la materia oscura, ni la disparidad entre materia y antimateria en el universo, entre otros fenómenos. Los modelos de extensión son los intentos de la comunidad científica de completar el ME introduciendo nuevas partículas con ciertas peculiaridades que podrían ayudar a resolver las incógnitas que hemos mencionado, muchísimos de ellos enfocándose en unificar las teorías actuales que describen las interacciones fundamentales. Hay varios modelos de extensión famosos que han llamado la atención de la comunidad científica por las posibilidades que ofrecen.

Dos de las perspectivas más comunes para proponer modelos de extensión son las teorías de gran unificación, que se revisa a continuación, y teorías que extienden el sector de Higgs. En este trabajo nos importa más el marco de gran unificación, pues de aquí sale la propuesta de los LQ. Pero no se debe perder de vista la importancia de las teorías con un sector de Higgs extendido como herramienta para la búsqueda de efectos de nueva física. En las referencias [12] y [15] encontramos dos estudios de los efectos de un Higgs ligero del modelo de dos dobletes de Higgs en el acoplamiento HHH , que nos ayudan a entender como los autoacoplamientos del Higgs son fundamentales para la búsqueda de nueva física independiente del marco teórico que escojamos para proponer nuestra teoría de extensión

1.6.1. Teorías de gran unificación

Las teorías de gran unificación (GUT por sus siglas en inglés) son un conjunto de modelos que buscan (como su nombre lo indica) unificar las tres interacciones fundamentales del ME en una única interacción fundamental que se da a energías extremadamente altas. El gran precursor de este tipo de teorías es el modelo de Weinberg que ya vimos a detalle, en él ofrecemos un marco más amplio de la teoría de grupos en donde podemos conceptualizar a la interacción débil y la electromagnética como una sola interacción, y como ya discutimos este fue un parte aguas en la historia de la Física, en vez de representar a cada interacción con un solo grupo, consideramos un grupo más completo en donde podemos representar ambas interacciones con un solo grupo, siendo este grupo $U(1)_Y \times SU(2)_L$ el cual se “rompe” al grupo electromagnético $U(1)_{EM}$ una vez que se da la ruptura espontánea de la simetría, lo cual ocurre cuando estamos a energías abajo de la escala electrodébil. De esta forma, para unificar ahora la interacción fuerte buscamos un grupo con una simetría fundamental que esté rota y que al romperse incorpore a $SU(3)$ (grupo asociado a la interacción fuerte) dentro de su estructura, es decir un grupo que tenga como subgrupo a $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$. Además, como funciona con el ME esperamos que esta nueva teoría y su nueva simetría fundamental se “rompan” al pasar cierto umbral de energía y así la teoría converga al ME, es decir, buscamos que el ME sea solo la versión de bajas energías de esta nueva teoría. Hay varios grupos que son candidatos y que se han analizado en diversas teorías, pero ese no es el punto central de este trabajo, por lo que no aunaremos en dichos detalles.

Una de las principales ideas es que al principio del todo solo existía una interacción fundamental universal que se fue separando en distintos tipos de interacciones a medida que el universo se expandía y enfriaba. Cada una de las interacciones fundamentales tiene su propia constante de acoplamiento, las cuales en el contexto de GUT parecen distintas a bajas energías, pero a energías muy altas deberían ser la misma. El límite de energía para el que se preve se pudieran observar estos efectos es 10^{16} GeV, el cual se conoce como la escala de gran unificación, y es esta la misma escala a la que esperamos se rompa la nueva simetría. Esta idea está detrás de la mayoría de las extensiones del ME.

Hay varias teorías dentro del marco de GUT que han sido ampliamente estudiadas y en la gran mayoría de ellas el común denominador que impide la comprobación experimental de las mismas es la escala de energía, el límite inferior para las masas de las partículas propuestas por cualquier teoría interesante ya se encuentran por arriba de las energías a las que pueden funcionar los aceleradores actuales por lo que no esperamos ver efectos de estas teorías hasta que estén en funcionamiento los nuevos colisionadores, así los que nos queda por ahora es medir los acoplamientos del ME que no han podido ser observados (en especial los del Bosón de Higgs) y discutir acerca de cuáles teorías valen la pena que nos enfoquemos en ellas para diseñar los experimentos futuros teniendo en mente los procesos cuánticos que deberían recibir contribuciones de las partículas propuestas por dichas teorías. Con esto en mente es que en esta tesis analizamos el triple acoplamiento del Bosón de Higgs como un mecanismo para detectar partículas escalares en un futuro.

Cuando Pati y Salam estaban desarrollando una teoría bajo el contexto de las GUT surgieron de manera natural cierto tipo de partículas cuya propiedad particular es convertir quarks en leptones y viceversa, están son denominadas leptoquarks y recientemente han cobrado relevancia. En el siguiente capítulo entraremos en más detalle en este tipo de teorías, y en particular en las partículas escalares que estos modelos ofrecen.

Capítulo 2

La Física de los Leptoquarks

Los Leptoquarks (que desde ahora llamaremos LQ) son partículas hipotéticas que emergen de forma natural en teorías de gran unificación. La particularidad que distingue a los LQ de cualquier otro tipo de partícula es que pueden convertir leptones en quarks y viceversa, representando así una fuente única para la búsqueda de nueva física que ha sido ampliamente estudiada. El descubrimiento de un LQ sería un paso importante en la dirección correcta para la unificación de las interacciones fundamentales. Esto encajaría bastante bien con la reciente unificación de las interacciones débil y electromagnética.

Los LQ fueron clasificados sistemáticamente por primera vez por Buchmuller, Ruckl y Wyler en 1987, en diez representaciones diferentes bajo el grupo de norma del ME de los cuales cinco son de naturaleza escalar (espín 0) y cinco de naturaleza vectorial (espín 1). Apesar de pasar por un período de desinterés, en años recientes los LQ han cobrado relevancia nuevamente ya que se cree que podrían ser los culpables de ciertas desviaciones de observables físicas de sabor detectadas en experimentos con respecto de las predicciones del ME. [6]

La razón por la cual se cree que los LQ podrían ser en parte responsables de las desviaciones es porque todas presentan violación universal del sabor leptónico. Esta problemática se podría corregir mediante la implementación de LQ, pero el análisis de dicho planteamiento supera los objetivos y metas de nuestro trabajo.

En este capítulo haremos una revisión rápida de las generalidades de los modelos de LQ. Nos enfocaremos en los LQ de naturaleza escalar. En [5] encontramos una recopilación de la bibliografía referente a LQ en las últimas décadas (hasta 2016) enfocada en la fenomenología y las generalidades de los modelos. En [6] encontraremos un estudio centrado en la obtención de las reglas de Feynman para LQ escalares.

De ahora en adelante cada vez que hagamos mención de un LQ, quedará implícito que nos referimos a uno de naturaleza escalar. En la primera sección abordaremos con rapidez la nomenclatura que vamos a usar, para después hacer un análisis del lagrangiano de los LQ escalares, seguido de una revisión de los acoplamientos entre los LQ y el H. Continuaremos con la presentación de las reglas de Feynman para las interacciones de los LQ y el H. Finalmente damos información relevante sobre los decaimientos de los LQ y terminamos con una recopilación de todos los esfuerzos experimentales hasta la fecha para buscar los LQ en colisiones de protones.

2.1. El lagrangiano y las interacciones del bosón de Higgs con los Leptoquarks

En este trabajo vamos a representar a los LQ escalares con la letra S . En todos los modelos que proponen la existencia de LQ habrá ya sea 5 o 6 representaciones escalares, que se diferenciarán unas de otras por la forma bajo la que se transforman sus representaciones en los grupos principales

del ME, en la siguiente tabla ponemos como ejemplo una de las nomenclaturas más tempranas. [6] Sin embargo en este trabajo analizaremos la contribución de los LQ al vértice HHH , y como ya

Grupo	S_1	S_1	S_2	S_2	S_3
$SU_c(3)$	3	3	3	3	3
$SU_L(2)$	1	1	2	2	3
$U_Y(1)$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{4}{3}$	$\frac{7}{6}$	$\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{3}$

veremos más adelante la única propiedad intrínseca de los LQ que tendrá efecto en esta contribución será su masa. Entonces la forma en la que los LQ se transforman bajo los diferentes grupos de norma y su carga no nos son de vital importancia. De tal manera que lo que sigue nos referiremos a los LQ escalares con una sola representación genérica S .

En general el lagrangiano de las teorías de LQ se podrá separar en los siguientes sectores,

$$\mathcal{L}_{LQ} = \mathcal{L}_{2S} + \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{3S} + \mathcal{L}_{4S}, \quad (2.1)$$

donde $\mathcal{L}_{2S}$ contiene los términos de masa de los LQ y los acoplamientos de tipo $LQ - LQ - H$ y $LQ - LQ - H - H$. $\mathcal{L}_K$ los términos cinéticos y los acoplamientos a los bosones de norma del ME. $\mathcal{L}_F$ los acoplamientos a los fermiones del ME. $\mathcal{L}_{3S}$ los acoplamientos del tipo $LQ - LQ - LQ$ y $LQ - LQ - LQ - H$. Por último $\mathcal{L}_{4S}$ contiene los acoplamientos de tipo $LQ - LQ - LQ - LQ$. En este trabajo nos interesan los efectos de S sobre el acoplamiento HHH , por lo que solo vamos a analizar la sección del lagrangiano que contiene los acoplamientos de S con H . Como estamos haciendo un análisis sobre los efectos de una GUT a bajas energías, nos es más conveniente introducir un sínglete real con un lagrangiano genérico que describa la forma en la que los LQ se acoplan al Higgs. Entonces en vez de analizar la porción entera del lagrangiano que da los acoplamientos de todas las representaciones al Higgs, vamos a introducir un lagrangiano genérico con los acoplamientos de un escalar con el Higgs. A este lagrangiano genérico le vamos a llamar lagrangiano efectivo. Así para estudiar los efectos de los LQ sobre el vértice HHH en vez de añadir un modelo de LQ entero al ME, nos bastará con el sínglete escalar S , lo cual no solo proporciona una buena forma de estudiar estas contribuciones de manera efectiva a bajas energías, sino que también aminora la carga de trabajo. Los modelos de un sínglete escalar han sido estudiados de forma extensiva y hay mucha bibliografía sobre los diferentes acoplamientos de dicho sínglete a todas las partículas del ME.

2.1.1. Lagrangiano efectivo

Presentamos el lagrangiano efectivo, que como ya hemos explicado es una generalización del sector del lagragiano que contiene los acoplamientos de los LQ con el H y los términos de masa en las teorías de LQ,

$$\mathcal{L}_{LQ} \supset -(M_S^2 + \lambda_S \phi^\dagger \phi)(S^\dagger S), \quad (2.2)$$

donde introducimos la representación para el doblete de Higgs ϕ , en términos del campo de Higgs H y el valor de expectación del vacío v que ya hemos usado varias veces,

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

entonces

$$\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2}(v + H)^2 = \frac{1}{2}(v^2 + H^2 + 2vH), \quad (2.4)$$

y sustituyendo (2.4) en (2.2) tenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{LQ} &\supset -[M_S^2 + \frac{\lambda_S}{2}(v^2 + H^2 + 2vH)]S^\dagger S \\ &= -M_S^2 S^\dagger S - \frac{\lambda_S}{2}v^2 S^\dagger S - \frac{\lambda_S}{2}H^2 S^\dagger S - \lambda_S v H S^\dagger S, \end{aligned} \quad (2.5)$$

el primer término de (2.5) es claro el término de masa, el segundo término es la corrección a la masa de S debido a su interacción con el campo de Higgs. Los últimos dos términos son los acoplamientos $SSHH$ y SSH respectivamente.

De aquí ya es claro que para poder realizar análisis numéricos de las contribuciones que nos interesan habrá que fijar constricciones en el espacio de parámetros. Con el objetivo de saber que valores fijos son pertinentes para la constante de acoplamiento λ_S . En el límite del ME, S se desacopla de los fermiones y los bosones de norma debido al factor de escala, así que las constricciones experimentales no tendrán efecto en S . Pero el H todavía interaccionará a través de los acoplamientos HSS y $HHSS$, y esto como ya veremos será de gran influencia en el acoplamiento HHH .

2.1.2. Reglas de Feynman para la interacción del bosón de Higgs con Leptoquarks escalares

Las reglas de Feynman correspondientes a los acoplamientos SSH y $SSHH$ se obtienen tomando los coeficientes de los términos de (2.5) que los representan, multiplicándolos por i y tomando en cuenta las contribuciones de partículas idénticas. Con lo último nos referimos a que como en el acoplamiento HSS los dos S son indistinguibles debemos multiplicar por un 2, para que al calcular la amplitud ya se este tomando en cuenta la amplitud del diagrama análogo con los S intercambiados. De igual forma, para el acoplamiento $HHSS$ debemos multiplicar el coeficiente por un factor 4, pues en este tanto H como S son indistinguibles. Entonces tomando todo esto en cuenta las reglas de Feynman son las siguientes [6]

$$\begin{aligned}
 & \text{Diagram 1: } H \text{ (dashed line from left) meets a vertex from which two } S \text{ (dashed lines) exit to the right.} \\
 & \text{Diagram 2: } S \text{ (dashed line from left) and } S \text{ (dashed line from left) meet a vertex from which two } H \text{ (dashed lines) exit to the right.} \\
 & \text{Both diagrams are equal to } -2i\lambda_S v \text{ and } -2i\lambda_S \text{ respectively.} \\
 & \text{Equation (2.6)}
 \end{aligned}$$

Aparte el propagador para los LQ es

$$\frac{i}{p^2 - M_S^2} = S \text{ --- } \overrightarrow{p} \text{ --- } S. \quad (2.7)$$

2.2. Búsqueda de los Leptoquarks en colisiones de protones

Aparte de estudiar sus efectos en los procesos que ya se pueden llevar acabo en los colisionadores actuales, la forma más directa de estudiar los LQ es producirlos en los colisionadores e investigar

sus patrones subsecuentes de decaimiento. Se ha buscado y estudiado a los LQ en el contexto de los procesos más comunes producidos en los colisionadores actuales y pasados, como lo son: e^+e^- , ep , $p\bar{p}$ y pp . En este trabajo solo nos preocuparemos por las colisiones de protones, pues el proceso a través del cual se puede producir un bosón de Higgs, pero primero vamos a hablar de manera general sobre los decaimientos naturales que deberían experimentar los LQ.

2.2.1. Decaimientos

Una vez producidos, los LQ deberían decaer a un quark y a un leptón. La anchura de decaimiento de un LQ escalar S con masa m_S a un quark con masa m_q y un leptón con masa m_l está dada por la siguiente expresión,

$$\Gamma_S = |y|^2 \frac{\sqrt{m_{LQ}^4 + m_l^4 + m_q^4 - 2m_S^2 m_l^2 - 2m_S^2 m_q^2 - 2m_q^2 m_l^2}}{16\pi m_S^3} (m_S^2 - m_l^2 - m_q^2), \quad (2.8)$$

donde y es la constante de yukawa para el acoplamiento de un LQ a un par específico de quark-leptón. Pero para ciertos LQ escalares las masas serán tales que podremos desechar las contribuciones de los términos de masa del quark y el leptón y entonces la anchura de decaimiento tomaría la forma,

$$\Gamma_S = \frac{|y|^2}{16\pi} m_S \quad (2.9)$$

La anchura total de decaimiento es la suma de todas las anchuras parciales. Entonces el tiempo de decaimiento será inversamente proporcional a la suma de los cuadrados de los acoplamientos relevantes y la masa de los LQ en cuestión. Esto se traduce en que para asegurar decaimientos inmediatos de los LQ escalares debemos asumir que el acoplamiento y es lo suficientemente largo, en varios estudios se ha estimado este valor, poniendo así una cuota teórica: $y \leq 10^{-7}$, para un LQ de masa de 500 GeV. Recordemos que esta idea es una suposición.

También es importante mencionar que todo el estudio teórico apunta a que los acoplamientos entre LQ y fermiones deben tener una cuota superior, ya que una cuota superior de 4π para los acoplamientos de yukawa es un requerimiento para que las teorías sean perturbativas.

A menudo se asume que los LQ que se estudian en la actualidad tienen dos canales principales de decaimiento. Una señal posible corresponde al decaimiento de un LQ a un leptón con cierto valor de sabor y un jet (resultado de un quark libre), y la otra señal posible sería la del decaimiento de un LQ a un neutrino y un jet. Observar experimentalmente las fracciones de derivación de los decaimientos de LQ en los estados finales que ya mencionamos podrían permitirnos determinar los parámetros de mezcla de sabor a bajas energías.

2.2.2. Búsqueda en colisionadores

A continuación vamos a mencionar los esfuerzos relevantes de la comunidad científica para encontrar señales de LQ en colisiones de protones, la recopilación entera de todos los esfuerzos en general se puede encontrar en el estudio exhaustivo de Dorsner [5]. Todos los experimentos que siguen los realizarán las colaboraciones ATLAS y CMS utilizando datos de corridas en el *LHC*. En lo siguiente β se utiliza para representar la tasa de decaimiento de un LQ en un leptón cargado y un quark.

- La colaboración ATLAS llevo a cabo una búsqueda de LQ escalares de primera generación con energía de centro de masa de 7 TeV, basada en información correspondiente a $1,03 \text{ fb}^{-1}$ de luminosidad integrada. Los eventos analizados contaban con al menos dos jets y ya sea un electrón y un positrón, o un electrón y energía faltante. Las mediciones de estos eventos está en concordancia con la predicción teórica del ME. Gracias a esta búsqueda se obtuvieron las siguientes cuotas inferiores de masa para los LQ escalares de primera generación: 660 GeV y 607 GeV para $\beta = 1$ y $\beta = 1/2$, con un nivel de confianza de 95 %.

- ATLAS también llevo a cabo una búsqueda de la producción de LQ escalares de segunda generación, basándose en información correspondiente a $1,03 \text{ fb}^{-1}$ de luminosidad integrada, con una energía de centro de masa de 7 TeV. En esta ocasión los estados finales analizados consistían de ya sea un par muon-antimuon y al menos dos jets, o un muon más una cantidad faltante de momento transversal y al menos dos jets. Una vez más las mediciones están en acuerdo con la predicción teórica del ME, así ATLAS ha fijado las siguiente cuotas inferiores para las masas de los LQ escalares de segunda generación: 685 GeV y 594 GeV para $\beta = 1$ y $\beta = 1/2$ respectivamente con un nivel de confianza de 95 %
- La colaboración CMS realizó una búsqueda de producción de pares de LQ escalares uno de primera y otro de segunda generación, con una energía de centro de masa de 7 TeV, y utilizando información correspondiente a 5 fb^{-1} de luminosidad integrada. Los estados finales analizados consistían de al menos dos jets y dos leptones cargados del mismo sabor o de un solo leptón cargado y energía transversal faltante. El resultado de este análisis son las siguientes cuotas inferiores de masas: para los LQ de primera generación tenemos valores de 830 GeV y 640 GeV para $\beta = 1$ y $\beta = 1/2$, y para los LQ de segunda generación tenemos valores de 840 GeV y 650 GeV para $\beta = 1$ y $\beta = 1/2$. Esto con un nivel de confianza del 95 %.
- La colaboración ATLAS también realizó la búsqueda de LQ escalares de tercera generación a través de producción en pares. Con una energía de centro de masa de 7 TeV, utilizando información recabada correspondiente a $4,7 \text{ fb}^{-1}$ de luminosidad integrada. La suposición subyacente era que los LQ decaen a un τ y un b con $\beta = 1$. Una vez más no se encontraron señales en desacuerdo con las predicciones del ME, así se fijó la siguiente cuota inferior de masa para los LQ escalares de tercera generación: 534 GeV con un nivel de confianza del 95 %.
- Después CMS mejoró la cuota inferior para la producción de LQ escalares de tercera generación que decaen a un τ y un b , este nuevo límite es de 740 GeV con un nivel de confianza del 95 %. Esta búsqueda se llevó a cabo con una energía del centro de masa de 8 TeV, con información correspondiente a $19,7 \text{ fb}^{-1}$ de luminosidad integrada.
- CMS también llevó a cabo la búsqueda para la producción de LQ escalares de tercera generación con carga eléctrica de $1/3$ que decaen a un τ y un t , alcanzando una energía de centro de masa de 8 TeV con información correspondiente a $19,7 \text{ fb}^{-1}$. Los eventos que se tomaron en cuenta para este análisis contaban con un electrón o muon, un τ con decaimiento hadrónico, y dos o más jets. Las señales analizadas están en concordancia con las predicciones teóricas del ME por lo que se fijó la siguiente cuota para la masa de los LQ escalares de tercera generación, 685 GeV con un nivel de confianza de 95 % ($\beta = 1$).
- La producción de LQ escalares de primera y segunda generación fue estudiada por CMS con una energía de centro de masa de 8 TeV y con información correspondiente a $19,6 \text{ fb}^{-1}$. Los estados finales que se analizaron consistían de un par electrón-positrón y un jet para los de primera generación, y un par muon-antimuon y un jet para los de segunda generación. Gracias a la concordancia de los datos con las predicciones del ME, CMS logró fijar los límites de exclusión para las masas de los LQ escalares en función del acoplamiento de yukawa y . En el estudio de Drosner [5] se muestran los límites de exclusión relevantes en una tabla.
- Aparte se llevaron a cabo dos búsquedas más para la producción por pares de los LQ escalares de primera y segunda generación, por CMS con una energía de centro de masa de 8 TeV, con información correspondiente a $19,6 \text{ fb}^{-1}$ de luminosidad integrada. Los estados finales de interés eran aquellos con un par electrón-positrón y al menos dos jets, o un electrón, su neutrino y al menos dos jets, en el caso del de primera generación. Para los de segunda generación: un par muon-antimuon y al menos dos jets, o un muon, su neutrino y al menos

dos jets. Apesar de que CMS logró poner una cuota inferior de menos de 1005 GeV ($\beta = 1$) y 845 GeV ($\beta = 1/2$) para los LQ escalares de primera generación, observaron en ambos canales un exceso significativo en la selección final optimizada para LQ con una masa de 650 GeV. En la revisión exhaustiva de Dorsner [5], en una gráfica, se muestra el mejor ajuste de la anomalía observada asumiendo que las fracciones de ramificación de los LQ para decaer en ej y νj no están relacionadas, y con un valor de masa fija de 650 GeV. Si la anomalía es real los LQ deberían decaer en algo que sea menos en la primera generación de leptones cargados. Una solución sería tener un LQ que se acoplará a las otras generaciones de leptones cargados, pero las constricciones de la búsqueda de los LQ de segunda generación no permiten esto. Es decir CMS ha excluido valores de masas para los LQ escalares de segunda generación de 1070 GeV ($\beta = 0$) y 785 GeV ($\beta = 1/2$).

- La anomalía mencionada, de manera natural despertó el interés de la comunidad de física de altas energías y hubo varias propuestas para explicar las discrepancias entre la medición experimental y las predicciones del ME. Una de ellas es construir un escenario que fuera capaz de tomar en cuenta el leve exceso en los canales $eejj$ y $e\nu j$ que observó CMS para los LQ escalares de primera generación, a través de combinaciones bastante específicas de ramificaciones y cinemática (otro método similar ha sido utilizado por pero con ciertos cambios en el espacio de parámetros para ciertos canales). También se propuso investigar la correlación entre el exceso en los canales $eejj$ y $e\nu jj$ y la mejora de la resonancia en las tasas de lluvias de eventos a muy altas energías en el experimento icecube, en el contexto de un escenario con un solo LQ. La producción y decaimiento de los LQ escalares R_2 y $\bar{R}_2$, en el contexto de un modelo GUT basado en el grupo de norma $SU(4)_C \times SU(2)_L \times U(1)_R$, se discutió en la referencia.
- CMS brindó una actualización en la búsqueda de la producción de pares de LQ escalares de primera y segunda generación, que se llevó a cabo con una energía de centro de masa de 8 TeV, con una luminosidad integrada de $19,7\text{fb}^{-1}$ que fue usada para excluir LQ escalares de primera generación con masas de menos de 1010 GeV($\beta = 1$) y 850 GeV($\beta = 1/2$). Los límites para los LQ escalares de segunda generación fueron en cambio 1080 GeV($\beta = 1$) y 760 GeV($\beta = 1/2$). Los estados finales de interés fueron aquellos que tuvieran ya sea dos leptones cargados y dos jets o un leptón cargado, su neutrino y dos jets.
- Por último ATLAS reportó recientemente una búsqueda para la producción de LQ escalares con energía de centro de masa de 8 TeV con una luminosidad integrada de 20fb^{-1} . Límites de exclusión severos fueron impuestos para la primera generación, 1,05 TeV y la segunda generación, 1 TeV a un nivel de confianza del 95 %. En la siguiente gráfica de Dorsner [5], están los límites esperados y los límites obtenidos para $\sigma \times \beta^2$, para la producción de un par de LQ escalares con decaimiento subsecuente a ej . La línea azul representa la predicción de la sección eficaz en QCD ($\beta = 1$). En este análisis se descartó la anomalía encontrada por CMS para los valores de masa alrededor de 650 GeV.

Capítulo 3

La contribución de los Leptoquarks al triple acoplamiento del bosón de Higgs

En este capítulo vamos a desarrollar de manera detallada, pero compacta la renormalización del MS más un LQ escalar, y la contribución que este aportaría al vértice del triple acoplamiento del bosón de Higgs. Abordaremos primero la renormalización del ME por si solo, calcularemos el contratérmino y las divergencias del triple acoplamiento HHH y vamos a comprobar que se cancelen. Después haremos lo propio para un LQ escalar y analizaremos el comportamiento de la contribución del mismo.

3.1. Renormalización del Modelo Estándar electrodébil

En esta sección desarrollamos el proceso de renormalización del ME electrodébil, pero nos enfocamos en la parte referente al campo de Higgs. Estudios completos sobre la renormalización del ME electrodébil se pueden encontrar en [8] y [9].

El ME es una teoría de norma no abeliana con rompimiento espontáneo de la simetría, por lo cual es renormalizable (probado por 'tHooft), así como lo son también la teoría electrodébil y la cromodinámica cuántica (QCD). Decimos que una teoría es renormalizable cuando todas sus divergencias UV pueden ser absorbidas por constantes (de renormalización) que son generadas por un cambio manual en los parámetros independientes, campos, y/o funciones de onda externas de la teoría. Al proceso de hacer este "cambio" y determinar las formas de las constantes necesarias para librarnos de las divergencias UV se le conoce como renormalización.

El lagrangiano del ME consta de tres sectores principales, el de Yang Mills, el de Higgs y el fermiónico,

$$\mathcal{L}_C = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_F. \quad (3.1)$$

Donde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM} &= -\frac{1}{4}(\partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c)^2 - \frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)^2 \\ \mathcal{L}_H &= (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \frac{\lambda}{4}(\phi^\dagger \phi)^2 - \mu^2 \phi^\dagger \phi, \end{aligned} \quad (3.2)$$

La contribución de los Leptoquarks al triple acoplamiento del bosón de Higgs

3.1 Renormalización del Modelo Estándar electrodébil

son los sectores de Yukawa y de Higgs en ese orden. El sector fermiónico tiene una forma un poco más complicada,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_F = & \Sigma_i (\bar{L}_i^L i\gamma^\mu D_\mu L_i^L + \bar{Q}_i^L i\gamma^\mu D_\mu Q_i^L) \\ & + \Sigma_i (\bar{l}_i^R i\gamma^\mu D_\mu l_i^R + \bar{u}_i^R i\gamma^\mu D_\mu u_i^R + \bar{d}_i^R i\gamma^\mu D_\mu d_i^R) \\ & - \Sigma_{ij} (\bar{L}_i^L G_{ij}^l l_j^R \phi + \bar{Q}_i^L G_{ij}^u u_j^R \bar{\phi} + \bar{Q}_i^L G_{ij}^d d_j^R \phi + h.c.).\end{aligned}\quad (3.3)$$

El lagrangiano del ME contiene una serie de parámetros libres los cuales deben ser determinados experimentalmente. Estos debemos elegirlos tal que tengan un significado físico intuitivo a nivel de árbol. Es decir que estén directamente relacionadas con cantidades que pueden ser medidas experimentalmente, como podrían ser las masas físicas y los acoplamientos. Está relación directa se pierde cuando tomamos en cuenta correcciones de mayor orden. Aunado a esto los parámetros del lagrangiano original, los llamados parámetros desnudos, difieren de las cantidades físicas correspondientes por un factor de divergencias UV. Sin embargo en teorías renormalizables estas divergencias se cancelan en relaciones entre las cantidades físicas, permitiendo así realizar predicciones significativas.

Para la tarea de renormalizar el ME utilizaremos el enfoque del contratérmino. Aquí los parámetros desnudos que presenten divergencias UV los escribiremos en términos de los nuevos parámetros renormalizados y constantes de renormalización divergentes (contratérminos), también vamos a reemplazar los campos desnudos por los campos renormalizados. Los contratérminos son fijados por condiciones de renormalización, estas las podemos elegir de manera arbitraria, pero eso no significa que no tengan un significado profundo, ya que estas se encargan de establecer la relación entre los parámetros renormalizados y los parámetros físicos. Los resultados van a depender en órdenes finitos de teoría de perturbaciones, no solo de la elección de los parámetros de entrada, sino también en la elección de los parámetros renormalizados. Los resultados físicos no son ambiguos hasta el orden que hayamos tomado en cuenta. A continuación enlistaremos los pasos a seguir para la renormalización del ME tomando el enfoque de contratérminos.

1. Escoger un conjunto de parámetros independientes.
2. Separar los parámetros y campos desnudos en parámetros y campos renormalizados y constantes de renormalización.
3. Elegir condiciones de renormalización para fijar los contratérminos.
4. Expresar las cantidades físicas en términos de los parámetros renormalizados.
5. Escoger datos de entrada para fijar los valores de los parámetros renormalizados.
6. Evaluar predicciones para cantidades físicas en función de los datos de entrada.

Los puntos uno, dos y tres de esta lista son en general la base de cualquier esquema de renormalización [8]. Debemos escoger los contratérminos tal que los parámetros renormalizados finitos sean iguales a parámetros físicos en todos los ordenes de teoría de perturbaciones. Decimos físico en el sentido de que sean derivados de los polos de los propagadores. Este es el llamado esquema de renormalización "on-shell" o de capa de masa. La ventaja de este esquema es que todos los parámetros tienen un claro significado físico y pueden ser medidos experimentalmente. Aparte la sección eficaz de Thomson de la cual se obtiene la unidad de carga fundamental e es exacta a todos los órdenes de teoría de perturbaciones. Los parámetros independientes que vamos a renormalizar son las masas de las partículas físicas, M_W , M_Z , M_H , M_F (de todos los fermiones), e , y la matriz de mezcla de quarks $\mathbf{V}_{ij}$.

La renormalización de los parámetros es suficiente para obtener elementos finitos de la matriz S , pero deja a las funciones de Green divergentes. Esto es debido a que las correcciones radiativas

cambian la normalización de los campos por cantidades finitas. Entonces para poder obtener propagadores y vértices finitos los campos también deben ser renormalizados. Aparte las correcciones radiativas aportan correcciones no diagonales a las matrices de masa de tal manera que los campos desnudos ya no son eigenestados de masa. Para rediagonalizar las matrices de masa se deben introducir constantes de renormalización matriciales para los campos. Estas nos permitirán definir los campos renormalizados de tal manera que sean eigenestados de masa en todos los niveles de teoría de perturbaciones. Si no renormalizamos los campos de esta forma necesitaríamos renormalizar de forma no trivial la función de onda para las partículas externas. Esto es un requerimiento para que al pasar de funciones de Green a elementos de matriz S obtengamos una matriz S propiamente normalizada. Los resultados para elementos físicos de la matriz S es independiente de la elección de renormalizar los campos.

3.1.1. Constantes de renormalización y contratérminos

En esta sección vamos a desarrollar el esquema de renormalización de capa de masa para el ME electrodébil de manera cuantitativa. Como ya indicamos arriba escogeremos como parámetros independientes las masas de las partículas físicas, la carga del electrón y la matriz de mezcla de quarks. Entonces las cantidades renormalizadas y constantes de renormalización se definen como sigue (a partir de ahora denotaremos a las cantidades renormalizadas con un subíndice 0),

$$\begin{aligned}
 e_0 &= Z_e e = (1 + \delta Z_e) e \\
 M_{W,0}^2 &= M_W^2 + \delta M_W^2 \\
 M_{Z,0}^2 &= M_Z^2 + \delta M_Z^2 \\
 M_{H,0}^2 &= M_H^2 + \delta M_H^2 \\
 M_{F,i,0} &= M_{F,i} + \delta M_{F,i} \\
 V_{ij,0} &= (U_1 V U_2^\dagger)_{ij} = V_{ij} + \delta V_{ij},
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

donde U_1 y U_2 deben ser matrices unitarias ya que V_{ij} y $V_{ij,0}$ lo son también. Las correcciones radiativas afectan al potencial de Higgs de tal forma que cambia su valor mínimo. Para poder corregir esta desviación debemos introducir un contratérmino para el valor de expectación del vacío del campo de Higgs, el cual determinamos de forma que el v (valor de expectación del vacío) renormalizado corresponda a el verdadero mínimo del potencial efectivo de Higgs, que ahora denotaremos por δT . Este contratérmino lo dejaremos de manera tal que todos los diagramas con topologías de tipo "renacuajo" se cancelen, es decir que el potencial efectivo no contendrá términos lineales del campo de Higgs H . Los contratérminos que definimos en (3.4) son suficientes para obtener elementos de matriz S finitos, para tener propagadores y vértices finitos vamos también a renormalizar los campos, como dijimos vamos a requerir de matrices de renormalización de campo para definir campos renormalizados que sean eigenestados de masa,

$$\begin{aligned}
 W_0^\pm &= Z_W^{1/2} W^\pm = (1 + \frac{1}{2} \delta Z_W) W^\pm \\
 \begin{pmatrix} Z_0 \\ A_0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} Z_{ZZ}^{1/2} & Z_{ZA}^{1/2} \\ Z_{AZ}^{1/2} & Z_{AA}^{1/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{2} \delta Z_{ZZ} & \frac{1}{2} \delta Z_{ZA} \\ \frac{1}{2} \delta Z_{AZ} & 1 + \frac{1}{2} \delta Z_{AA} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} \\
 H_0 &= Z_H^{1/2} H = (1 + \frac{1}{2} \delta Z_H) H \\
 f_{i,0}^L &= Z_{ij}^{1/2, f, L} f_j^L = (\delta_{ij} + \frac{1}{2} \delta Z_{ij}^{f, L}) f_j^L \\
 f_{i,0}^R &= Z_{ij}^{1/2, f, R} f_{j,R} = (\delta_{ij} + \frac{1}{2} \delta Z_{ij}^{f, R}) f_j^R.
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Como las constantes de renormalización de los ghost no físicos y del campo de Higgs no afectan a las funciones de Green de partículas físicas y no son relevantes para el cálculo de amplitudes físicas

$$\mathcal{L}_0 = \mathcal{L} + \delta\mathcal{L}. \quad (3.6)$$

3.1.2. Condiciones de renormalización

En el esquema de capa de masa todas las condiciones de renormalización están formuladas para campos externos en capa de masa $p^2 = M^2$. Las constantes de renormalización de campo, de masa, y de la matriz de mezcla de quarks son fijadas utilizando la función irreducible de dos puntos. Para la renormalización de la unidad fundamental de carga requerimos de una función de tres puntos, para esto utilizamos la función relacionada con el vértice $ee\gamma$. En lo siguiente denotaremos las constantes renormalizadas con el mismo símbolo que su contraparte sin renormalizar pero con un sombrero $\hat{}$. Como ya habíamos mencionado anteriormente la primera condición involucra al renacuajo T , que es a su vez la función de un punto de Green, renormalizada y amputada, para el campo de Higgs:

$$\hat{T} = \begin{array}{c} H \\ \text{---} \end{array} \quad \text{(shaded circle)}, \tag{3.7}$$

$$\hat{T} = T + \delta T = 0, \quad (3.8)$$

40

se definen como sigue

$$\begin{aligned}
 \hat{\Gamma}_{\mu\nu}^W(k) &= \text{Diagram: } W_\mu \text{ (wavy line) } \xrightarrow{k} \text{blob} \text{ } W_\nu \text{ (wavy line)} \\
 &= -ig_{\mu\nu}(k^2 - M_W^2) - i(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2})\hat{\Sigma}_T^W(k^2) - i\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\hat{\Sigma}_L^W(k^2) \\
 \hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{ab}(k) &= \text{Diagram: } a, \mu \text{ (wavy line) } \xrightarrow{k} \text{blob} \text{ } b, \nu \text{ (wavy line)} \\
 &= -ig_{\mu\nu}(k^2 - M_a^2)\delta_{ab} - i(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2})\hat{\Sigma}_T^{ab}(k^2) - i\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\hat{\Sigma}_L^{ab}(k^2) \\
 \hat{\Gamma}^H(k) &= \text{Diagram: } H \text{ (dashed line) } \xrightarrow{k} \text{blob} \text{ } H \text{ (dashed line)} \\
 &= i(k^2 - M_H^2) + i\hat{\Sigma}^h(k^2) \\
 \hat{\Gamma}_{ij}^F(p) &= \text{Diagram: } F_j \text{ (solid line) } \xrightarrow{p} \text{blob} \text{ } F_i \text{ (solid line)} \\
 &= i\delta_{ij}(\not{p} - m_i) + i[\not{p}\omega_- \hat{\Sigma}_{ij}^{f,R}(p^2) + \not{p}\omega_+ \hat{\Sigma}_{ij}^{f,R}(p^2) + (M_{F,i}\omega_- + M_{F,i}\omega_+) \hat{\Sigma}_{ij}^{F,S}(p^2)],
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

donde $a, b = A, Z$, y $M_A^2 = 0$. Los propagadores correspondientes se obtienen con el inverso de estas funciones de dos puntos (nótese que para fermiones y bosones de norma debemos invertir matrices). Los parámetros de masa renormalizados de las partículas físicas se fijan con el requerimiento de que sean iguales a las masas físicas. Es decir, que sean igual a la parte real de los polos de los propagadores correspondientes, que a su vez son equivalentes a las raíces de las funciones irreducibles de dos puntos para una partícula. Para las matrices de masa las condiciones deben ser cumplidas por los eigenvalores correspondientes, lo cual resulta en expresiones complicadas. Estas expresiones pueden ser simplificadas de manera considerable al requerir de manera simultánea las condiciones de capa de masa para las matrices de renormalización de campo. Estas dicen que la función renormalizada de dos puntos para una partícula, son diagonales si las partículas externas están en la capa de masa, esto determina las componentes no diagonales de las matrices de renormalización de campo. Los elementos diagonales están fijados de manera que los campos renormalizados estén propiamente normalizados. Es decir que los residuos de los propagadores renormalizados sean igual a uno. Esta elección para renormalizar los campos implica que las condiciones de renormalización para los parámetros de masa involucran solamente las auto-energías diagonales. Así llegamos a las condiciones de renormalización para las funciones de dos puntos para las partículas externas en la capa de masa. Solo mostraremos aquellas que sean relevantes para el cálculo del vértice HHH a nivel de un lazo, las demás podrán ser encontradas en el apéndice 1.

$$\begin{aligned}
 \text{Re}(\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^W(k)\epsilon^\nu(k))|_{k^2=M_W^2} &= 0 \\
 \text{Re}(\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{ZZ}(k)\epsilon^\nu(k))|_{k^2=M_Z^2} &= 0 \\
 \hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{AZ}(k)\epsilon^\nu(k)|_{k^2=0} &= 0 \\
 \text{Re}(\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{AZ}(k)\epsilon^\nu(k))|_{k^2=M_Z^2} &= 0 \\
 \hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{AA}(k)\epsilon^\nu(k)|_{k^2=0} &= 0 \\
 \text{Re}(\hat{\Gamma}^H(k))|_{k^2=M_H^2} &= 0.
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Re toma la parte real de las integrales de lazos que aparecen en las autoenergías, pero no las de los elementos de la matriz de mezcla de quarks. Aparte como solo estamos tomando en cuenta

La contribución de los Leptoquarks al triple acoplamiento del bosón de Higgs

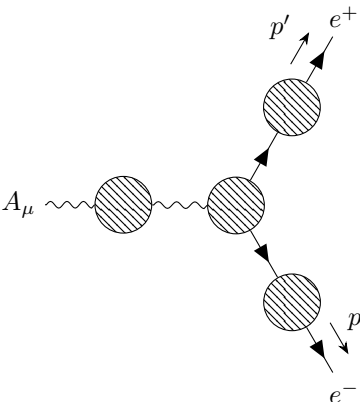
3.1 Renormalización del Modelo Estándar electrodébil

correcciones a nivel de un lazo lo aplicamos solo a aquellas cantidades que dependan de la matriz de mezcla de quarks a nivel de un lazo. *Re* solo es relevante arriba de cierto umbral y no tienen efecto en la función de dos puntos de las partículas estables en capa de masa. Del conjunto de ecuaciones (3.10) obtenemos las condiciones para las autoenergías

$$\begin{aligned}
 0 &= Re \hat{\Sigma}_T^W(M_W^2) \\
 0 &= Re \hat{\Sigma}_T^{ZZ}(M_Z^2) \\
 0 &= Re \hat{\Sigma}_T^{AZ}(M_Z^2) \\
 0 &= Re \hat{\Sigma}^H(M_H^2) \\
 0 &= Re \frac{\partial \hat{\Sigma}_T^W(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=M_W^2} \\
 0 &= Re \frac{\partial \hat{\Sigma}_T^{ZZ}(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=M_Z^2} \\
 0 &= Re \frac{\partial \hat{\Sigma}_T^{AA}(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=0} \\
 0 &= Re \frac{\partial \hat{\Sigma}^H(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=M_H^2}
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

notemos que la parte transversal (no física) de las autoenergías de los bosones de norma se desecha para bosones externos en capa de masa.

Por último la carga eléctrica se define como el acoplamiento $ee\gamma$ completo para partículas externas en capa de masa, en el límite de Thomson. Esto significa que todas las correcciones a este vértice se desvanecen en la capa de masa y para transferencia nula de momento

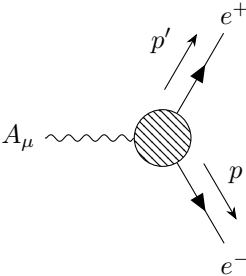
$$ie\bar{u}(p)\gamma_\mu u(p) =$$


$$\Big|_{p=p', p^2=p'^2=m_e^2} . \tag{3.12}$$

Los momentos p y p' fluyen en la dirección fermiónica. Debido a nuestra elección para la renormalización de los campos, las correcciones en las patas externas se desvanecen y obtenemos la condición

$$\bar{u}(p)\Gamma_{mu}^{ee\gamma}(p,p)u(p) \Big|_{p^2=M_e^2} = ie\bar{u}(p)\gamma_\mu u(p), \tag{3.13}$$

y para la función vértice amputada

$$\hat{\Gamma}_\mu^{ee\gamma}(p,p') =$$


$$\tag{3.14}$$

3.1.3. Forma explícita de las constantes de renormalización

Las cantidades renormalizadas que hemos escogido, consisten de las no renormalizadas y los contratérminos. Las condiciones de renormalización nos permiten expresar los contratérminos a través de las autoenergías con valores especiales de momento externo. Esto es evidente para todas las constantes de renormalización, menos para la constante de carga eléctrica, no obstante en este caso se pueden utilizar identidades de Ward para eliminar la función vértice. Ahora de las condiciones para las autoenergías bosónicas y la condición del renacuajo del campo de Higgs, obtenemos la forma explícita de las constantes de renormalización del sector de bosones de norma y del sector de Higgs. Una vez más aquí solo mostramos las que son relevantes para nuestro cálculo y el resto se encuentra en el apéndice.

$$\begin{aligned}
\delta M_W^2 &= \text{Re} \Sigma_T^W(M_W^2) \\
\delta M_Z^2 &= \text{Re} \Sigma_T^{ZZ}(M_Z^2) \\
\delta M_H^2 &= \text{Re} \Sigma^H(M_H^2) \\
\delta Z_{AA} &= -\frac{\partial \Sigma_T^{AA}(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=0} \\
\delta Z_{ZZ} &= -\text{Re} \frac{\partial \Sigma_T^{ZZ}(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=M_Z^2} \\
\delta Z_{ZA} &= 2 \frac{\Sigma_T^{AZ}(0)}{M_Z^2} \\
\delta Z_H &= -\text{Re} \frac{\partial \Sigma^H(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=M_H^2} \\
\delta T &= -T.
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Todavía nos hace falta fijar la constante de renormalización de la carga eléctrica δZ_e . Que como ya mencionamos se determina del vértice $ee\gamma$, aunque de manera más general podemos analizar el vértice general $ff\gamma$ para cualquier fermión arbitrario, así la función de vértice renormalizada es

$$\hat{\Gamma}_{ij,\mu}^{\gamma ff}(p, p') = -ieQ_f \delta_{ij} \gamma_\mu + ie \hat{\Lambda}_{ij,\mu}^{\gamma ff}(p, p'). \tag{3.16}$$

Para fermiones externos en capa de masa y tomando en cuenta que $k = p' - p$ lo podemos descomponer como sigue

$$\hat{\Lambda}_{ij,\mu}^{\gamma ff} = \delta_{ij} (\gamma_\mu \hat{\Lambda}_V^f(k^2) - \gamma_\mu \gamma^5 \hat{\Lambda}_A^f(k^2) + \frac{(p+p')_\mu}{2M_F} \hat{\Lambda}_S^f(k^2) + \frac{(p'-p)_\mu}{2M_F} \gamma^5 \hat{\Lambda}_P^f(k^2)). \tag{3.17}$$

Expresando las cantidades renormalizadas en términos de las no renormalizadas y los contratérminos, e insertando esto en la condición de renormalización anloga de (3.13) para fermiones arbitrarios, encontramos

$$\begin{aligned}
0 &= \bar{u}(p) \hat{\Lambda}_{ii,\mu}^{\gamma ff}(p, p) u(p) \\
&= \bar{u}(p) \gamma_\mu u(p) [-Q_F (\delta Z_e + \delta Z_{ii}^{F,V} + \frac{1}{2} \delta Z_{AA}) + \Lambda_V^f(0) + \Lambda_S^f(0) + \nu_f \frac{1}{2} \delta Z_{ZA}] \\
&- \bar{u}(p) \gamma_\mu \gamma^5 u(p) [-Q_F \delta Z_{ii}^{F,A} + \Lambda_A^f(0) + a_F \frac{1}{2} \delta Z_{ZA}],
\end{aligned} \tag{3.18}$$

con

$$\begin{aligned}
\delta Z_{ii}^{F,V} &= \frac{1}{2} (\delta Z_{ii}^{F,L} + \delta Z_{ii}^{F,R}) \\
\delta Z_{ii}^{F,A} &= \frac{1}{2} (\delta Z_{ii}^{F,L} - \delta Z_{ii}^{F,R}),
\end{aligned} \tag{3.19}$$

La contribución de los Leptoquarks al triple acoplamiento del bosón de Higgs

3.1 Renormalización del Modelo Estándar electrodébil

y v_F , a_F son los acoplamientos vectorial y axialvectorial del bosón Z a un fermión. Con esto obtenemos dos condiciones

$$\begin{aligned} 0 &= -Q_F(\delta Z_e + \delta Z_{ii}^{F,V} + \frac{1}{2}\delta Z_{AA}) + \Lambda_V^F(0) + \Lambda_S^F(0) + v_F \frac{1}{2}\delta Z_{ZA} \\ 0 &= -Q_F \delta Z_{ii}^{F,A} + \Lambda_A^F(0) + a_F \frac{1}{2}\delta Z_{ZA}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

La primera de estas dos condiciones fija la constante de renormalización de la carga eléctrica cuando $F = e$. La segunda condición se cumple automáticamente debido a una idéntidad de Ward que puede ser derivada de la invariancia de norma de la teoría, aparte la misma idéntidad de Ward nos lleva a lo siguiente

$$0 = \Lambda_V^F(0) + \Lambda_S^F(0) - Q_F \delta Z_{ii}^{F,V} + a_F \frac{1}{2}\delta Z_{ZA}, \quad (3.21)$$

insertando esta información en la primera de las condiciones anteriores y recordando que $v_F - a_F = -Q_F \frac{s_W}{c_W}$ obtenemos finalmente

$$\delta Z_e = -\frac{1}{2}\delta Z_{AA} - \frac{s_W}{c_W} \frac{1}{2}\delta Z_{ZA} = \frac{1}{2} \frac{\partial \Sigma_T^{AA}(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=0} - \frac{s_W}{c_W} \frac{\Sigma_T^{AZ}(0)}{M_Z^2}, \quad (3.22)$$

este último resultado es válido para cualquier especie de fermión, acorde con la universalidad de la carga eléctrica, y claramente no depende de una elección específica de renormalización de campo, consecuentemente el análogo de la condición (3.13) sirve para cualquier fermión.

En el esquema de capa de masa el ángulo de mezcla débil es una cantidad derivada que definimos como

$$\sin^2 \theta_W = s_W^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \quad (3.23)$$

donde las masas de los bosones de norma son las renormalizadas. Esta definición es independiente de cualquier proceso específico y válido a todos los órdenes de teoría de perturbaciones. Como s_W y c_W aparecen muy frecuentemente en nuestras ocasiones es conveniente introducir sus contratérminos correspondientes

$$\begin{aligned} c_{W,0} &= c_W + \delta c_W \\ s_{W,0} &= s_W + \delta s_W, \end{aligned} \quad (3.24)$$

la relación entre s_W y c_W con las masas de los bosones de norma y sus contratérminos nos da las siguientes relaciones

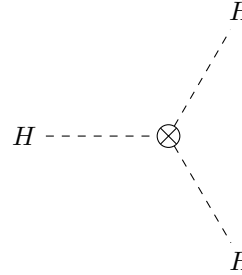
$$\begin{aligned} \frac{\delta c_W}{c_W} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\delta M_W^2}{M_W^2} - \frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} \right) = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\frac{\Sigma_T^W(M_W^2)}{M_W^2} - \frac{\Sigma_T^{ZZ}(M_Z^2)}{M_Z^2} \right) \\ \frac{\delta s_W}{s_W} &= -\frac{c_W^2}{s_W^2} \frac{\delta c_W}{c_W} = -\frac{1}{2} \frac{c_W^2}{s_W^2} \text{Re} \left(\frac{\Sigma_T^W(M_W^2)}{M_W^2} - \frac{\Sigma_T^{ZZ}(M_Z^2)}{M_Z^2} \right) \end{aligned} \quad (3.25)$$

Así hemos determinado de forma explícita las constantes de renormalización y completamos todos los pasos del esquema de capa de masa para el sector electrodébil del ME. A partir de aquí solo restaría calcular las autoenergías (las cuales se dan en su forma explícita en el apéndice) para poder llevar a cabo el cálculo del cotratérmino a nivel de un lazo del vértice HHH . Así habremos eliminado las divergencias UV , estos últimos pasos se hacen mediante el uso de software especializado.

3.1.4. Contratérmino HHH

Mediante el uso del software FeynArts podemos obtener el contratérmino para el vértice HHH y en general para cualquiera que nos interese. Entonces el contratérmino del HHH tiene la siguiente

forma,

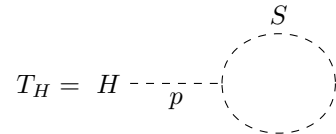


$$= \frac{3\sqrt{\pi}\alpha M_H^2}{s_W M_W} \left(\delta Z_e + \frac{3}{2} \delta Z_H - \frac{\delta s_W}{s_W} - \frac{\delta M_H^2}{M_H^2} - \frac{\delta M_W^2}{2M_W^2} \right). \quad (3.26)$$

Sumando este término a la corrección a nivel de un lazo del vértice HHH en el ME podemos asegurar que nos habremos librado de las divergencias UV sin afectar las cantidades físicas que pueden ser medidas.

3.2. La contribución de los Leptoquarks escalares al vértice HHH

En esta sección vamos a calcular la contribución de un LQ escalar al triple acoplamiento del bosón de Higgs, y como nos daremos cuenta más adelante debemos también renormalizar, pues nos encontraremos divergencias UV en nuestro camino. Como el comportamiento de S es de la misma forma que el de H para fines de cálculos de correcciones radiativas, el proceso de renormalización de la contribución de S será análogo al de la contribución del H , es decir habremos de seguir los mismos pasos. Siguiendo esta línea de pensamiento antes de introducir los diagramas de Feynman, debemos dar la contribución de S al diagrama de renacuajo y a las autoenergías del H , entonces el renacuajo es

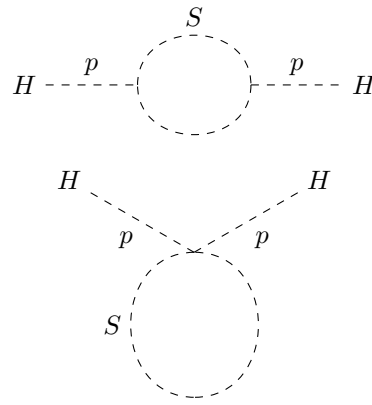


$$T_H = H \text{ --- } p \text{ --- } \text{circle } S, \quad (3.27)$$

y recordemos que la condición de renormalización es $\delta t = -T_H$, entonces utilizando las reglas de Feynman llegamos rápidamente a

$$\delta t = -\frac{\lambda_S v}{16\pi^2} A_0(M_S^2). \quad (3.28)$$

Para la contribución a la autoenergía del H necesitamos calcular los siguientes diagramas



$$, \quad (3.29)$$

La contribución de los Leptoquarks al triple acoplamiento del bosón de Higgs

3.2 La contribución de los Leptoquarks escalares al vértice HHH

así la contribución a la autoenergía del H es

$$\Sigma_H^S(p^2) = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} A_0(M_S^2) + \frac{\lambda_S^2 v^2}{8\pi^2} B_0(p^2, M_S^2, M_S^2), \quad (3.30)$$

y las constantes de renormalización necesarias son δM_H^2 y δZ_H , las contribuciones de S a estas son

$$\delta M_H^2 = \text{Re}[\Sigma_H^S(M_H^2)] \quad (3.31)$$

$$\delta Z_H = -\text{Re}\left[\frac{\partial \Sigma_H^S(p^2)}{\partial p^2}\right]_{p^2=M_H^2} = -\frac{\lambda_S^2 v^2}{8\pi^2} DB_0(M_H^2, M_S^2, M_S^2). \quad (3.32)$$

Adicionalmente necesitaremos el contratérmino del propagador del Higgs

$$i[(p^2 - M_H^2)\delta Z_H - \delta M_H^2] = -\frac{H}{p} \otimes \text{-----} \quad (3.33)$$

3.2.1. Diagramas de Feynman

Ahora presentamos los diagramas correspondientes a las correcciones radiativas de S al vértice HHH a nivel de un lazo,

(3.34)

La contribución de los Leptoquarks al triple acoplamiento del bosón de Higgs

3.2 La contribución de los Leptoquarks escalares al vértice HHH

También debemos introducir los diagramas con contratérminos para que la amplitud que calculemos ya este renormalizada, estos son

$$(3.35)$$

donde el último diagrama es la contribución de S al contratérmino del acoplamiento HHH , es decir este contratérmino tendrá la misma forma que el del ME, pero utilizando solo las constantes de renormalización a las cuales S da una contribución, las cuales ya calculamos ((3.28), (3.31), (3.32)). Entonces

$$= -\frac{3iM_H^2}{v} \left(\frac{\delta M_H^2}{M_H^2} + \frac{\delta t}{vM_H^2} + \frac{3}{2}\delta Z_H \right). \quad (3.36)$$

Utilizando las reglas de Feynman y las constantes de renormalización que calculamos hemos construido a mano las amplitudes de los diagramas mostrados. Posteriormente las comprobamos con ayuda del software especializado FeynCalc. Enumeramos los diagramas que hemos introducido en la página anterior de izquierda a derecha de arriba a abajo (incluyendo los diagramas de contratérmino), sus amplitudes son

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_1 &= \frac{\lambda_S^3 v^3}{2\pi^2} C_0(M_H^2, M_H^2, p^2, M_S^2, M_S^2, M_S^2) \\
\mathcal{M}_2 &= \frac{\lambda_S^2 v}{8\pi^2} B_0(p^2, M_S^2, M_S^2) \\
\mathcal{M}_3 &= \frac{\lambda_S^2 v}{8\pi^2} B_0(M_H^2, M_S^2, M_S^2) \\
\mathcal{M}_4 &= \frac{\lambda_S^2 v}{8\pi^2} B_0(M_H^2, M_S^2, M_S^2) \\
\mathcal{M}_5 &= -\frac{3\lambda_S M_H^2 v}{8\pi^2} \frac{B_0(0, M_S^2, M_S^2)}{p^2 - M_H^2} \\
\mathcal{M}_6 &= -\frac{3\lambda_S M_H^2 M_S^2}{16\pi^2 v} \frac{B_0(0, M_S^2, M_S^2) + 1}{p^2 - M_H^2} \\
\mathcal{M}_7 &= \frac{3\lambda_S M_H^2}{16\pi^2 v} \frac{2\lambda_S v^2 B_0(p^2, M_S^2, M_S^2) + M_S^2 B_0(0, M_S^2, M_S^2) + M_S^2}{p^2 - M_H^2} \\
\mathcal{M}_8 &= -\frac{3\lambda_S^2 v}{8\pi^2} B_0(p^2, M_S^2, M_S^2), \quad (3.37)
\end{aligned}$$

donde hemos reescrito a A_0 en términos de B_0 ,

$$A_0(M_S^2) = M_S^2(B_0(0, M_S^2, M_S^2) + 1) \quad (3.38)$$

3.2.2. Amplitud renormalizada

La cantidad adecuada que necesitamos para realizar un análisis de las contribuciones, es únicamente el excedente sobre el ME gracias a S . Ya que solo lidiamos con un singlete extra este excedente será lo mismo que lo que calculamos anteriormente, es decir la diferencia $\mathcal{M}_{HHH}^S - \mathcal{M}_{HHH}^{ME}$ donde las $\mathcal{M}_{HHH}$ son las amplitudes de la corrección radiativa al nivel de un lazo al vértice HHH , en cada modelo. Esto es lo mismo que la suma de las amplitudes $\mathcal{M}_i$. Después normalizaremos este excedente con la contribución a nivel de árbol, así la cantidad que nos interesa estudiar es la contribución de los diagramas 1 – 8 dividida por la contribución a nivel de árbol del ME al vértice HHH , la cual llamaremos $\mathcal{M}_S$,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_S &= \frac{\lambda^3 v^4}{6\pi^2 M_H^2} C_0(M_H^2, M_H^2, p^2, M_S^2, M_S^2, M_S^2) - \frac{\lambda^2 v^2}{16\pi^2} \frac{\partial B_0}{\partial p^2}(p^2, M_S^2, M_S^2)|_{p^2=M_H^2} \\ &+ \frac{\lambda^2 v^2}{24\pi^2 M_H^2} \frac{2M_H^2 + p^2}{M_H^2 - p^2} (B_0(M_H^2, M_S^2, M_S^2) - B_0(p^2, M_S^2, M_S^2)). \end{aligned} \tag{3.39}$$

Esta expresión depende de los valores de M_S , p^2 , y λ , y ya hemos hablado un poco acerca de estas cantidades y las cotas experimentales que existen hoy en día para cada una, en el siguiente capítulo discutiremos esto con detalle. Para el propósito de este análisis nos conviene estudiar este resultado en dos formas distintas. La primera de ellas es fijando el valor de M_S y estudiando como se comportaría la contribución en función de la energía de centro de masa p^2 . La otra es hacerlo al réves, es decir fijamos la energía de centro de masa y estudiamos la contribución en función de la masa del S , ambas formas nos ayudan a comprender de distintas maneras los efectos del S al vértice HHH , como lo veremos en el siguiente capítulo. En las referencias [13] y [14] se encuentran dos maneras de llevar acabo la introducción de un singlete escalar al ME y estudiar sus efectos en el acoplamiento HHH , nosotros hemos tomado un acercamiento más parecido al de [13].

Capítulo 4

Resultados

4.1. Rango de parámetros

Para la obtención de las siguientes gráficas hemos hecho algunas consideraciones para saber que rango de valores de M_S , E_{CM} y λ_S es pertinente tomar. En primer lugar, la masa de los LQ como ya vimos en la sección 2.2.2 está acotada inferiormente por al menos 800 GeV en todos los estudios que se han realizado. Por eso para estudiar a M_S en función de la energía de centro de masa hemos decidido empezar un poco por arriba de este límite, y hemos tomado tres valores fijos para darnos una idea de como se comportarán estas contribuciones mientras la masa crezca. Los valores son de 1 TeV, 1,5 TeV y 2 TeV. Para cuando dejemos fija la energía de centro de masa los valores sobre los cuales va a variar la masa M_S son de 1 TeV y 2 TeV. Luego, estas cotas de masa que hemos mencionado van de la mano con una energía de centro de masa de entre 7 TeV y 8 TeV para todos los estudios, pero esta energía se refiere a la energía de la colisión de protones, la que nos interesa a nosotros es la energía de centro de masa del subproceso partónico $gg \rightarrow HH$ (que sería la del Higgs fuera de capa de masa en nuestro análisis, " p'' "), la cual en general para lograr la producción de un par HH necesita de al menos 250 GeV, pero la cantidad exacta será una fracción de la energía del proceso original, que está determinada por la función de distribución partónica, la cual para el proceso $gg \rightarrow HH$ arroja valores de entre 0,05 % y 0,1 %, así el valor más pequeño que pudieron alcanzar estas colisiones es el 0,05 % de 7 TeV y el más grande el 0,1 % de 8 TeV, es decir el rango de energía de centro de masa de estos estudios para la fusión de gluones es de entre 350 GeV y 800 GeV. En este trabajo nos interesa estudiar los posibles efectos de los LQ en los futuros colisionadores que trabajarán a energías más altas de las que alcanzan los colisionadores actuales, entonces debemos considerar las energías a las que se podrán generar colisiones de protones en futuros experimentos, y las máximas energías a las que se pueden generar hoy en día. En la actualidad las energías más altas a las que puede funcionar el LHC son de 14 TeV para colisiones de protones, y existen dos grandes proyectos para super-colisionadores en el futuro que puedan funcionar a energías bastante altas, el primero por parte del CERN, que consiste en un nuevo colisionador alrededor del actual que se proyecta podría estar funcionando en tres décadas aproximadamente y que podría alcanzar energías de hasta 100 TeV para colisiones de hadrones. El segundo proyecto es por parte de China, se proyecta que este colisionador pueda operar con colisiones de hadrones dentro de tres décadas aproximadamente y que igualmente podría alcanzar una energía de hasta 100 TeV. Entonces tomando en cuenta los porcentajes que dimos antes, obtenemos el siguiente rango de valores de energía de centro de masa para la fusión de gluones 0,7 TeV-10 TeV. Así cuando nosotros estudiemos a M_S en función de la energía de centro de masa nos conviene partir de 1 TeV, y llegar hasta 10 TeV, para darnos una idea de como deberían comportarse estas contribuciones en los próximos colisionadores. Análogamente, cuando estudiemos a M_S en función de la masa M_S lo haremos para tres valores fijos de energía de centro de masa, los cuales son 1

TeV, 5 TeV y 10 TeV.

Ahora, para entender mejor las restricciones sobre los valores que puede tomar el acoplamiento λ_S , es conveniente estudiar a los modificadores de los acoplamientos del Higgs. En la actualidad los procesos de decaimiento de un bosón Higgs están medidos con cierto nivel de precisión, y el intervalo de error está cercano a las predicciones del MS. Entonces los parámetros de la teoría cuyas partículas contribuyan a estos procesos de decaimiento se van a ver acotados por el valor de incertidumbre de la medición de los procesos de decaimiento, para visualizar mejor esto introducimos a los modificadores de acoplamiento del bosón de Higgs,

$$\kappa_i^2 = \frac{\Gamma^{ME+NF}(H \rightarrow i)}{\Gamma^{SM}(H \rightarrow i)}. \quad (4.1)$$

Donde Γ^{ME+NF} es la anchura de decaimiento tomando en cuenta la contribución del ME más la contribución de nueva física, y Γ^{ME} la anchura de decaimiento tomando en cuenta solo la contribución del ME. Así los parámetros del modelo de extensión se van a ver restringidos de tal forma que κ tenga un valor que este en acuerdo con las mediciones experimentales. En particular los LQ escalares introducidos en [10] van a dar contribuciones a nivel de un lazo a los procesos de decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ y $H \rightarrow gg$. Con las mediciones experimentales y las contribuciones de los LQ calculados en [10] presentan la siguiente gráfica en donde se acota el espacio de parámetros para la masa de los LQ y su acoplamiento con el bosón de Higgs.

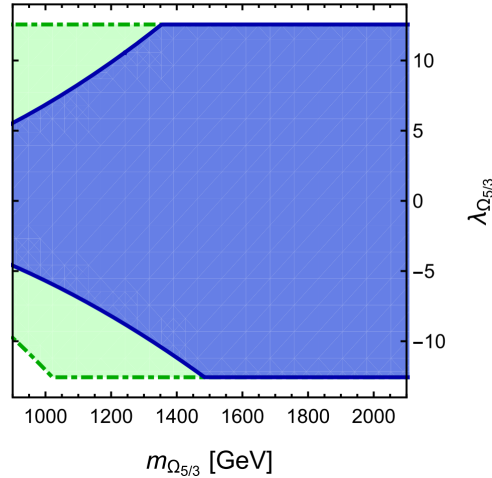


Figura 4.1: La zona azul representa los valores permitidos para λ_S en función de la masa de un LQ con carga 5/3

En la figura podemos notar que para los valores más grandes de masa el acoplamiento permite valores de hasta $\lambda_S = 10$. Pero hay una restricción más general que tiene que ver con la naturaleza de las correcciones a nivel de un lazo. Como λ_S es una constante de acoplamiento introducida en un modelo ya probado experimentalmente, el valor de este acoplamiento debe ser tal que tenga sentido con las condiciones de nuestra teoría original, con esto nos referimos al hecho del que el ME es una teoría perturbativa, por ende esperamos que cualquier extensión del mismo sea perturbativa también. En este sentido lo que nos interesa es que las correcciones radiativas a nivel de lazos sean cada vez más pequeñas, es decir para la corrección a nivel de un lazo esperamos que sea más pequeña que a nivel de árbol. Sabemos que las correcciones radiativas a nivel de un lazo dependen directamente de potencias de λ_S , en nuestro caso hasta λ_S^3 , entonces es importante fijar cotas para este valor que nos aseguren que $\mathcal{M}_S$ no vaya a dar un incremento demasiado grande sobre lo permitido para el vértice HHH a nivel de árbol. Con esto en mente notamos que en general

las amplitudes de los procesos a nivel de un lazo van a contar con un mínimo de dos vértices y por tanto van a depender de un factor $\frac{\lambda_S^2}{(4\pi)^2}$. Donde el $\frac{1}{(4\pi)^2}$ viene de la integral a nivel de un lazo y λ_S^2 de los vértices, entonces como los resultados numéricos de las funciones de Passarino-Veltman son en general valores mucho más pequeños que 1 dependemos únicamente del factor $(4\pi)^2$ para amortiguar la contribución de λ_S , por lo que la restricción para asegurar que nuestras predicciones no incurran en violaciones perturbativas es $\frac{\lambda_S}{4\pi} \leq 1$, lo que es lo mismo $\lambda_S \leq 4\pi$. Que tanto pueda λ_S acercarse a 4π va a depender directamente del cálculo que estemos realizando, en nuestro caso hemos notado que valores por arriba de uno ya empiezan a dar contribuciones que parecen violar los efectos perturbativos de la teoría. Por lo que para ejemplificar lo anterior en este análisis vamos a tomar tres valores de λ_S , 0,5, 1 y 1,5, aparte hemos incluido una gráfica con valor de 4π , que es solo para ejemplificar el argumento que hemos hecho para imponer la restricción en el espacio de parámetros. Cabe mencionar que el argumento anterior es también parte de la razón por la cual la cantidad que nos interesa es la contribución de los LQ al vértice HHH normalizada sobre la del vértice a nivel de árbol, ya que así los valores que obtenemos son el porcentaje que representa la contribución de S sobre el vértice a nivel de árbol. Esto nos permite saber si nuestras predicciones tienen sentido, ya que si se pasa de 1 significa que nuestro valor de λ_S muy seguramente está llegando a una región problemática para mantener los efectos perturbativos de la teoría. Es importante que la teoría mantenga la naturaleza perturbativa, si no corremos riesgo de que las predicciones no sean confiables, y puede que hacer cálculos a nivel de un lazo ya no sea suficiente. Con todo lo discutido anteriormente podemos evaluar a $\mathcal{M}_S$ en el contexto que nos interesa y obtener información valiosa.

4.2. Gráficas en función de M_S

A continuación presentamos las diferentes gráficas que se obtuvieron para $\mathcal{M}_S$ en función de E_{CM} .

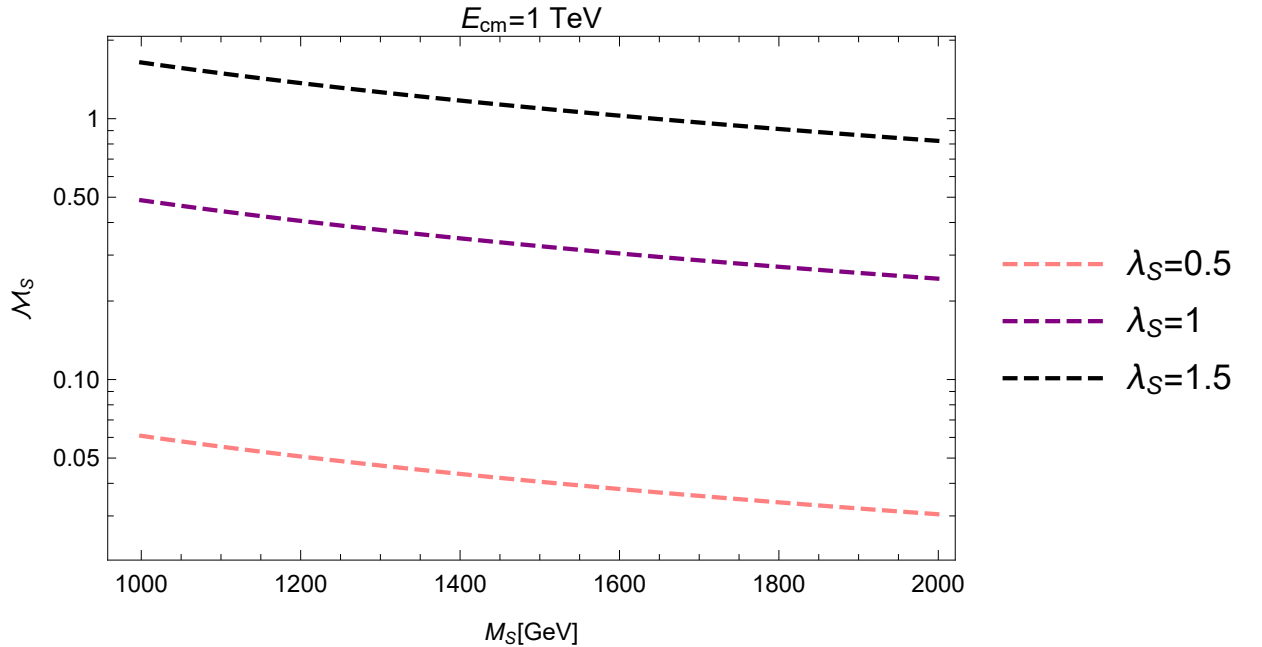


Figura 4.2: $\mathcal{M}_S$ en función de M_S para una energía de centro de masa de 1 TeV

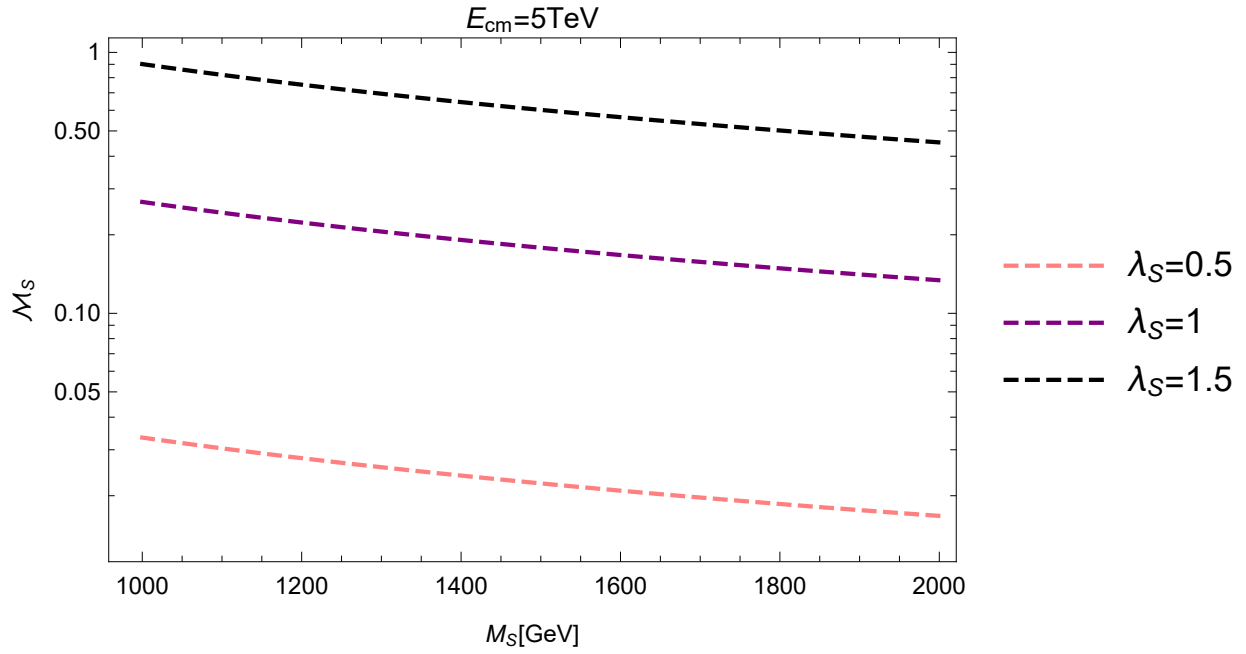


Figura 4.3: $\mathcal{M}_S$ en función de M_S para una energía de centro de masa de 5 TeV

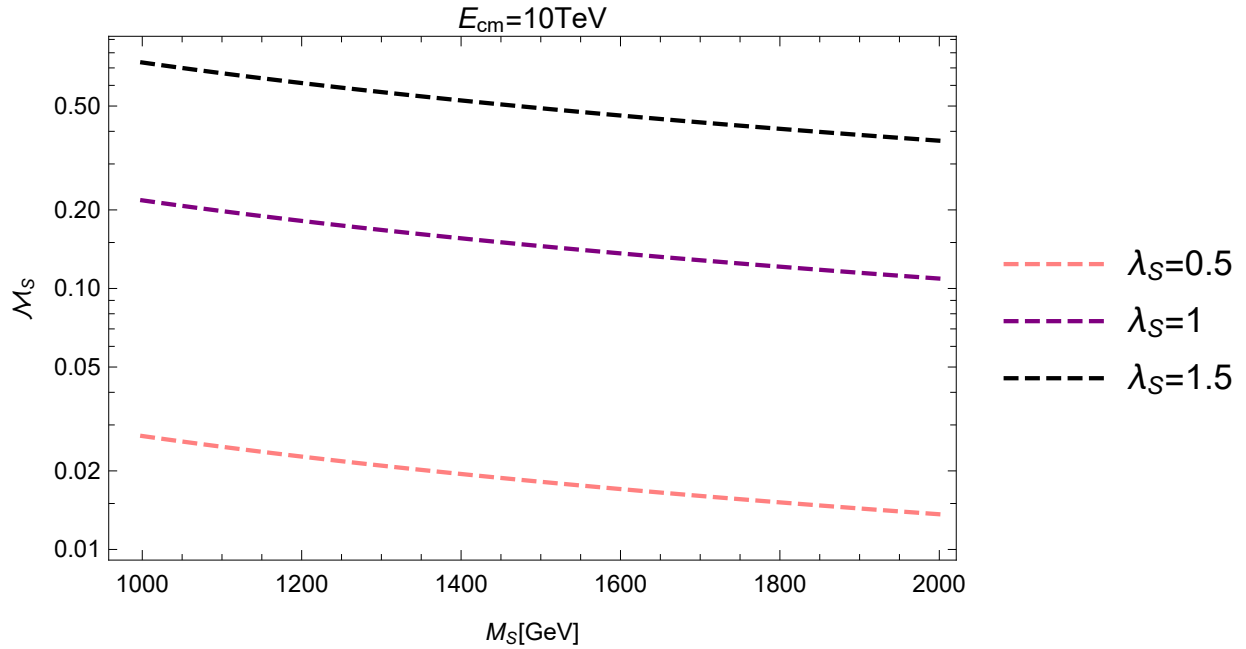


Figura 4.4: $\mathcal{M}_S$ en función de M_S para una energía de centro de masa de 10 TeV

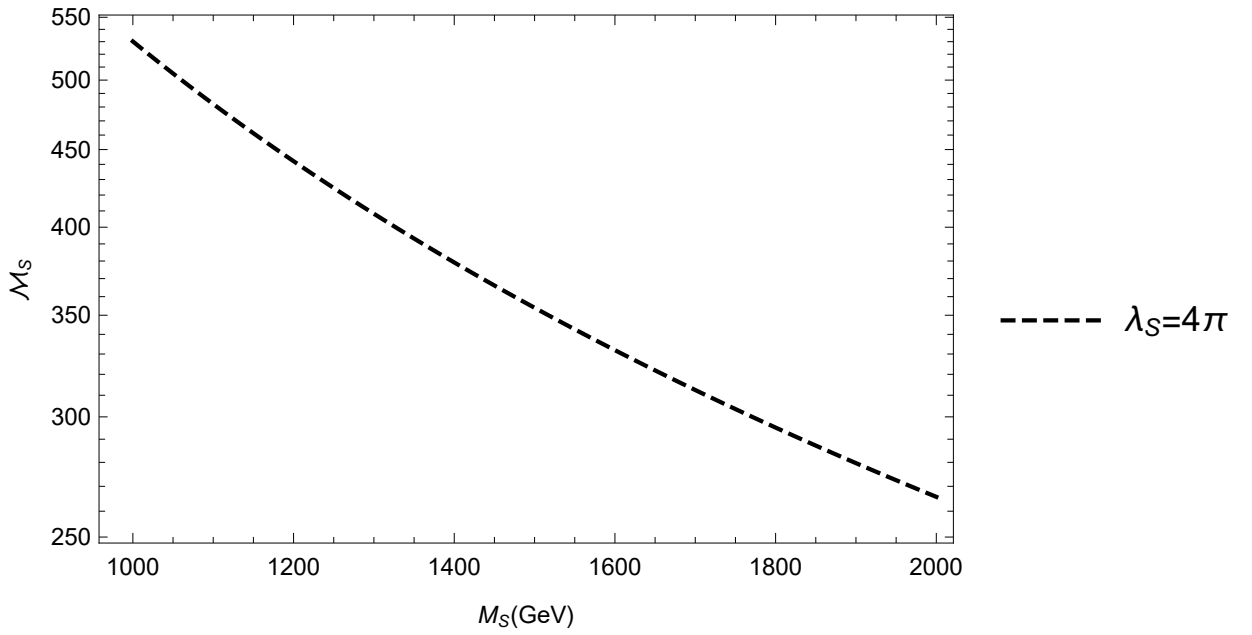


Figura 4.5: $\mathcal{M}_S$ en función de M_S para $E_{CM} = 1$ TeV y $\lambda_S = 4\pi$

4.3. Gráficas en función de E_{CM}

A continuación presentamos las diferentes gráficas que se obtuvieron para $\mathcal{M}_S$ en función de M_S .

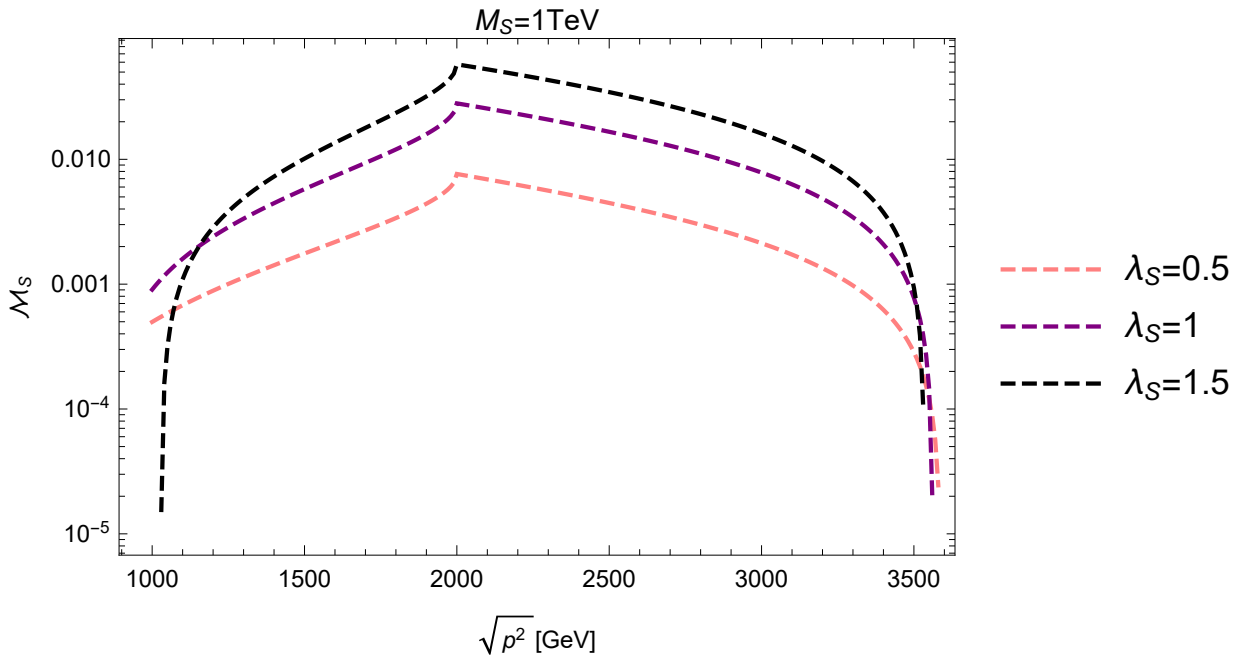


Figura 4.6: $\mathcal{M}_S$ en función de la energía de centro de masa para $M_S = 1$ TeV

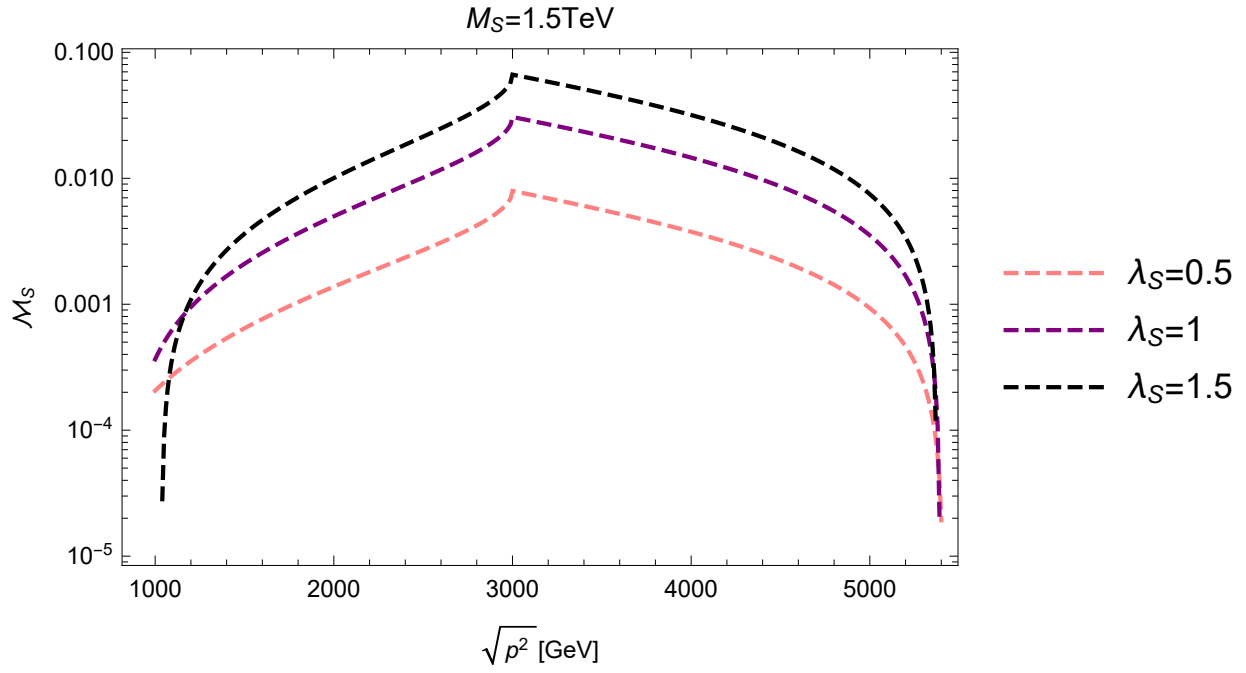


Figura 4.7: $\mathcal{M}_S$ en función de la energía de centro de masa para $M_S = 1,5 \text{ TeV}$

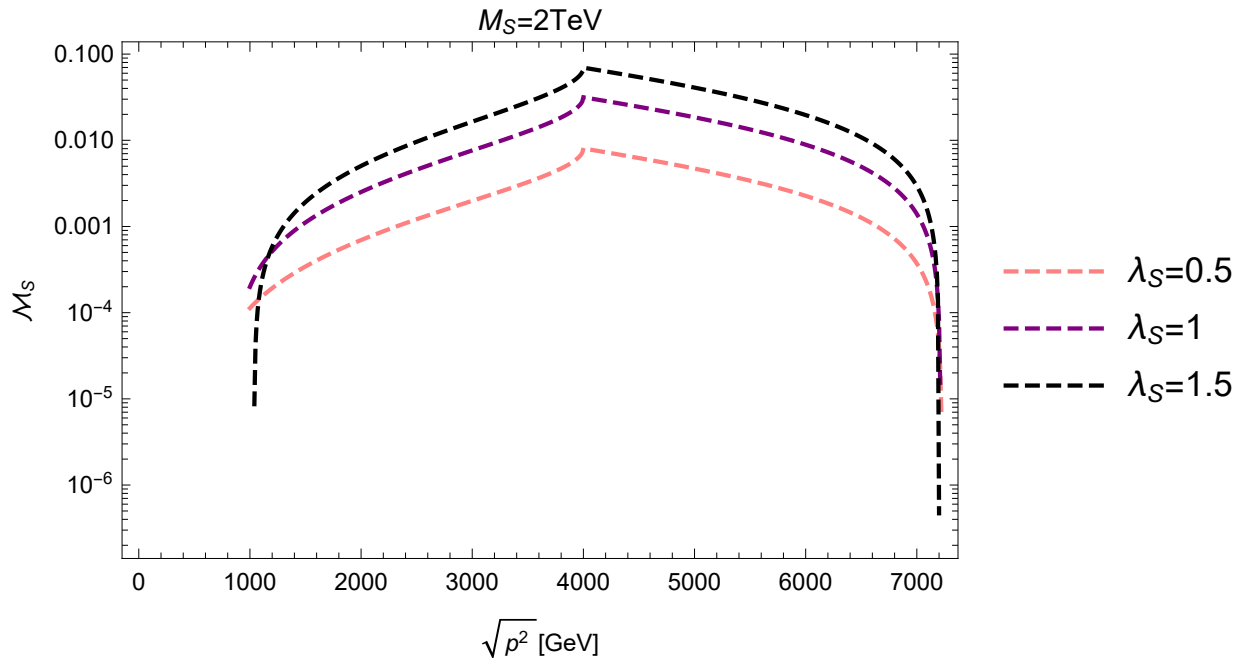


Figura 4.8: $\mathcal{M}_S$ en función de la energía de centro de masa para $M_S = 2 \text{ TeV}$

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

5.1. Conclusiones

- Lo primero que podemos concluir al ver todas las gráficas es que nuestras predicciones son en su mayoría significativas. Para los diferentes valores de los parámetros E_{CM} , M_S y λ_S que hemos elegido podemos obtener contribuciones que van desde el 5 % hasta el 140 % de la contribución a nivel de árbol.
- El modelo de un singlete escalar real proporciona un excelente camino hacia el desarrollo de nueva física, pues su implementación a través de un lagrangiano efectivo es sencilla y tiene mucho parecido con el comportamiento del Higgs del ME.
- Siguiendo la idea anterior, hay una gran cantidad de modelos de extensión del ME aparte de los modelos de LQ que implementan un singlete escalar (entre otras cosas) al ME. Tal que estudiar los efectos de este singlete es fundamental y beneficioso para una gran cantidad de modelos de extensión.
- Este estudio también es solo una prueba más de que los autoacoplamientos del bosón de Higgs son sin duda alguna una muy buena fuente para teorizar y buscar efectos de nueva física, pues en una gran cantidad de modelos de extensión son sensibles a recibir contribuciones de nueva física, no solo con el modelo de un singlete.
- Refiriéndonos ahora puntualmente al estudio de las gráficas en general podemos notar un par de cosas. Primero algo que ya se podía esperar por la naturaleza de nuestro estudio, a medida que las cotas de masa van creciendo las contribuciones se van haciendo más pequeñas y difíciles de medir, en el sentido de que cada vez se requeriría de mayor energía para alcanzar a ver dichas contribuciones. Como es de esperarse encontramos el mismo comportamiento cuando nos fijamos en la variación de la energía de centro de masa. Esto indica un desacople de S a H a altas energías.
- Notamos en las gráficas que la contribución de S aparece para un valor de energía de centro de masa del doble de la masa M_S .
- Podemos concluir también que el valor que le asignemos al acoplamiento λ_S es de suma importancia, pues este determina en gran medida el tamaño de la contribución, algo que si lo vemos desde el punto de vista de cualquier otro acoplamiento también hace sentido. Podemos notar que conforme este se hace más grande nuestras contribuciones también lo hacen.
- Para entender mejor el impacto del acoplamiento, veamos el caso $\lambda_S = 1,5$, podemos notar contribuciones bastante notables partiendo de valores de energía de centro de masa que

están muy cerca de los valores que ya se han alcanzado dentro de los estudios que hemos mencionado, en concreto si vemos la figura 4.1 donde fijamos $E_{CM} = 1$ TeV y variamos M_S entre 1 – 2 TeV nos daremos cuenta de que para valores de M_S cercanos a 1 TeV la contribución llega a estar por arriba de la contribución a nivel de árbol en un 40 %, lo cuál suena muy conveniente, pero como estos valores estan muy cerca de los valores que ya se han alcanzado y de las cotas de masa, nos hace preguntarnos si no se deberían haber encontrado ya los efectos de S en los experimentos ya realizados.

- El razonamiento anterior nos comunica algo muy importante, y es que de existir el escalar descrito por el acoplamiento que hemos estudiado lo más probable es que sea con un valor de λ_S menor a uno. Pues si analizamos las curvas con $\lambda_S = 1$ podemos encontrar el mismo problema que para $\lambda_S = 1,5$, pero en menor medida. Sin embargo, las curvas para $\lambda_S = 0,5$ presentan una contribución bastante más pequeña, cerca del 10 % en su valor más alto, pero sigue siendo significativa.
- Otra cosa que podemos concluir de estudiar las gráficas de $\mathcal{M}_S$ es algo que ya veníamos comentando. Al tomar $\lambda_S = 4\pi$ la contribución es bastante grande, tanto que ni siquiera tiene sentido tomarla en cuenta, pues corresponde a cientos de veces la contribución a nivel de árbol, esto solo refuerza la idea de que estos acoplamientos pierden sentido entre más grande los tomamos.
- Finalmente de manera general podemos concluir que por separado los modelos con un singlete escalar y el triple acoplamiento HHH son herramientas poderosas para buscar efectos de nueva física, y combinados brindan una buena oportunidad de entender como podríamos ver efectos de nueva física en el sector escalar.

5.2. Perspectivas

- Adicionalmente a lo que hemos hecho, con la ayuda de herramientas como calchep podemos llevar a cabo simulaciones de montecarlo para las seccion eficaz del proceso $gg \rightarrow HH$ tomando en cuenta la contribución de S y así estudiar de manera más directa lo efectos de los LQ en este proceso, pues es la cantidad que se puede medir en los colisionadores. A pesar de que esto no se ha llevado a cabo por cuestiones de tiempo, es el siguiente paso a seguir y se realizarón un par de actividades encaminadas en esta dirección. En el apéndice 2 se muestra una serie de gráficas recreadas de la referencia [16], que corresponden a la sección eficaz de distintos procesos de producción de bosones de Higgs.
- También es una idea interesante implementar representaciones de otras naturalezas dentro del modelo de LQ para estudiar sus posibles efectos en los autoacoplamientos del bosón de Higgs y sus acoplamientos a otras partículas.
- A veces cierto tipo de modelos o procesos no son tan convenientes como herramienta de estudio, pues se necesita de energías bastante altas en comparación de los colisionadores actuales para producir efectos de nueva física. Es por esto que para los investigadores de física de altas energías actuales es de suma importancia estudiar modelos y procesos que puedan dar contribuciones de nueva física a energías que no estén tan lejos del alcance experimental actual. Por lo que resulta importante plantear representaciones de LQ que puedan dar contribuciones a procesos que esten al alcance de los epxerimentos de hoy en día.
- Últimamente a habido una tendencia de tomar en cuenta las contribuciones imaginarias de nuestras amplitudes para incorporarlas en nuestras predicciones, un enfoque que sería interesante probar en este trabajo. Esto no se había mencionado de forma explícita porque es la convención, pero a la hora de evaluar numéricamente $\mathcal{M}_S$ hemos tomado solo la parte real, pero no cabe duda que en este punto del estudio de la física no está demás intentar salir

del marco de la convención de la comunidad en ciertos aspectos, en concreto esta propuesta llama la atención, pues hasta ahora la despreciación de la parte imaginaria no se tomaba en cuenta porque las cosas funcionaban sin ella, pero en búsqueda de nuevas alternativas hace sentido tomar en cuenta algo que sale naturalmente de nuestros cálculos, en cierto sentido hasta suena arbitrario el desecharlas.

- Como en este estudio nos hemos centrado en la producción de dos bosones de Higgs mediante fusión de gluones, es preciso preguntarse si los LQ escalares podrían dar alguna contribución al lazo ggH . En este trabajo no hemos considerado esa posibilidad, pues el valor de esta corrección ya está medido con precisión. No obstante en [7] encontramos un estudio de este tipo, cuyas conclusiones son que un LQ ligero de tercera generación de masa alrededor de 150 GeV con $\lambda_S = 0,7$ podría dar una contribución significativa a la sección eficaz del proceso, pero este valor de masa está debajo de la cota inferior que se han fijado experimentalmente en la actualidad.
- Este trabajo es solo la punta de lo que se puede hacer al introducir LQ en el ME. En la actualidad los LQ siguen siendo objeto de estudio y hay una gran cantidad de estudios donde se introducen diferentes representaciones para estudiar diferentes posibles efectos de nueva física, y no solo enfocándose en los autoacoplamientos del Higgs. En [10] y [11] podemos encontrar dos estudios donde se introducen dos representaciones escalares mediante un doblete y se estudian sus efectos en decaimientos del quark t con corrientes neutras con cambio de sabor, y en los momentos dipolares débiles estáticos del τ respectivamente. Estos estudios han sido en parte la motivación para la elaboración de este trabajo.

Apéndice A

Renormalización del ME electrodébil

A.1. Condiciones de renormalización

Las condiciones de renormalización para las funciones de dos puntos de partículas externas en la capa de masa son

$$\begin{aligned}
Re(\hat{\Gamma}_{ij}^F(p)u_j(p))|_{p^2=M_{F,j}^2} &= 0 \\
Re(\bar{u}_i(p')\hat{\Gamma}_{ij}^F(p'))|_{p'^2=M_{F,j}^2} &= 0 \\
\lim_{k^2 \rightarrow 0} \frac{1}{k^2} Re(\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{AA}(k)\epsilon^\nu(k)) &= -i\epsilon_\mu(k) \\
\lim_{k^2 \rightarrow M_H^2} \frac{1}{k^2 - M_H^2} Re(\hat{\Gamma}^H(k)) &= i \\
\lim_{p'^2 \rightarrow M_{F,i}^2} \bar{u}_i(p') Re(\hat{\Gamma}_{ii}^F(p') \frac{\not{p}' + M_{F,i}}{p'^2 - M_{F,i}^2}) &= i\bar{u}_i(p') \\
\lim_{p^2 \rightarrow M_{F,i}^2} \frac{\not{p} + M_{F,i}}{p^2 - M_{F,i}^2} Re(\hat{\Gamma}_{ii}^F(p)u_i(p)) &= iu_i(p) \\
\lim_{k^2 \rightarrow M_W^2} \frac{1}{k^2 - M_W^2} Re(\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^W(k)\epsilon^\nu(k)) &= -i\epsilon_\mu(k) \\
\lim_{k^2 \rightarrow M_Z^2} \frac{1}{k^2 - M_Z^2} Re(\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{ZZ}(k)\epsilon^\nu(k)) &= -i\epsilon_\mu(k), \tag{A.1}
\end{aligned}$$

aquí $\epsilon(k)$, $u(p)$ y $\bar{u}(p')$ son el vector de polarización y espinores de los campos externos respectivamente, entonces las condiciones para las autoenergías son:

$$\begin{aligned}
0 &= M_{F,j} Re\hat{\Sigma}_{ij}^{F,L}(M_{F,j}^2) + M_{F,j} Re\hat{\Sigma}_{ij}^{F,S}(M_{F,j}^2) \\
0 &= M_{F,j} Re\hat{\Sigma}_{ij}^{F,R}(M_{F,j}^2) + M_{F,i} Re\hat{\Sigma}_{ij}^{F,S}(M_{F,j}^2) \tag{A.2} \\
0 &= Re\hat{\Sigma}_{ii}^{F,R}(M_{F,i}^2) + Re\hat{\Sigma}_{ii}^{F,L}(M_{F,i}^2) + 2M_{F,i}^2 \frac{\partial}{\partial p^2} (Re\hat{\Sigma}_{ii}^{F,R}(p^2) + Re\hat{\Sigma}_{ii}^{F,L}(p^2) + 2Re\hat{\Sigma}_{ii}^{F,S}(p^2))|_{p^2=M_{F,i}^2},
\end{aligned}$$

Ahora nuestra elección para la condición de renormalización para la matriz de mezcla de quarks se da como sigue. Al orden más bajo V_{ij} está dada como

$$V_{0,ij} = U_{ik}^{u,L} U_{kj}^{d,L\dagger}, \tag{A.3}$$

donde las matrices $U^{F,L}$ transforman los eigenestados de interacción débil f'_0 a los eigenestados de masa de menor orden f_0

$$U_{ij}^{F,L\dagger} f_{j,0}^L = f_{i,0}^L. \quad (\text{A.4})$$

En el esquema de renormalización de capa de masa los eigenestados de masa de orden superior están relacionados a los eigenestados de masa desnuda a través de las constantes de renormalización de campos de los fermiones

$$f_i^L = Z_{ij}^{1/2,F,L} f_{j,0}^L. \quad (\text{A.5})$$

Definimos la matriz de mezcla de quarks renormalizada de forma análoga a la no renormalizada, a través de la rotación de los eigenestados de interacción débil a los eigenestados de masa renormalizados. En la aproximación a nivel de un lazo al rotación contenida en la renormalización de la función de onda fermiónica $1 + \frac{1}{2}\delta Z^L$ simplemente está dada por la parte hermitiana-adjunta de δZ^L , δZ^{AH}

$$\delta Z_{ij}^{F,AH} = \frac{1}{2}(\delta Z_{ij}^{F,L} - \delta Z_{ij}^{F,L\dagger}), \quad (\text{A.6})$$

y así llegamos a definir la matriz de mezcla de quarks renormalizada como

$$\begin{aligned} V_{ij} &= (\delta_{ik} + \frac{1}{2}\delta Z_{ik}^{u,AH\dagger}) U_{km}^{u,L} U_{mn}^{d,L\dagger} (\delta_{nj} + \frac{1}{2}\delta Z_{nj}^{d,AH}) \\ &= (\delta_{ik} + \frac{1}{2}\delta Z_{ik}^{u,AH\dagger}) V_{0,kn} (\delta_{nj} + \frac{1}{2}\delta Z_{nj}^{d,AH}), \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

ya se ha demostrado que esta condición cancela correctamente todas las divergencias a nivel de un lazo y que $V_{ij} = V_{0,ij}$ en el límite de masa degeneradas para los quarks tipo up o tipo down.

A.2. Constantes de renormalización

$$\begin{aligned} \delta Z_{AZ} &= -2\text{Re} \frac{\Sigma_T^{AZ}(M_Z^2)}{M_Z^2} \\ \delta Z_W &= -\text{Re} \frac{\partial T^W(k^2)}{\partial k^2} \Big|_{k^2=M_W^2} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Haciendo lo propio para las condiciones de las autoenergías fermiónicas obtenemos las constantes de renormalización correspondientes

$$\begin{aligned} \delta Z_{ij}^{F,L} &= \frac{2}{M_{F,i}^2 - M_{F,j}^2} \text{Re}[M_{F,j}^2 \Sigma_{ij}^{F,L}(M_{F,j}^2) + M_{F,i} M_{F,j} \Sigma_{ij}^{F,R}(M_{F,j}^2) + (M_{F,i}^2 + M_{F,j}^2) \Sigma_{ij}^{F,S}(M_{F,j}^2)] \\ \delta Z_{ij}^{F,R} &= \frac{2}{M_{F,i}^2 - M_{F,j}^2} \text{Re}[M_{F,j}^2 \Sigma_{ij}^{F,R}(M_{F,j}^2) + M_{F,i} M_{F,j} \Sigma_{ij}^{F,L}(M_{F,j}^2) + 2M_{F,i} M_{F,j} \Sigma_{ij}^{F,S}(M_{F,j}^2)] \\ \delta Z_{ii}^{F,L} &= -\text{Re} \Sigma_{ii}^{F,L}(M_{F,i}^2) - M_{F,i}^2 \frac{\partial}{\partial p^2} \text{Re}[\Sigma_{ii}^{F,L}(p^2) + \Sigma_{ii}^{F,R}(p^2) + 2\Sigma_{ii}^{F,S}(p^2)] \Big|_{p^2=M_F^2} \\ \delta Z_{ii}^{F,R} &= -\text{Re} \Sigma_{ii}^{F,R}(M_{F,i}^2) - M_{F,i}^2 \frac{\partial}{\partial p^2} \text{Re}[\Sigma_{ii}^{F,L}(p^2) + \Sigma_{ii}^{F,R}(p^2) + 2\Sigma_{ii}^{F,S}(p^2)] \Big|_{p^2=M_F^2} \\ \delta m_{F,i} &= \frac{M_{F,i}}{2} \text{Re}(\Sigma_{ii}^{F,L}(M_{F,i}^2) + \Sigma_{ii}^{F,R}(M_{F,i}^2) + 2\Sigma_{ii}^{F,S}(M_{F,i}^2)), \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

donde las primera dos constantes omiten los términos $i = j$. Además de estas podemos obtener las relaciones siguientes

$$\begin{aligned} \delta Z_{ij}^\dagger &= \delta Z_{ij}(M_i^2 \leftrightarrow M_j^2) \\ \delta Z_{ii}^\dagger &= \delta Z_{ii} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

En el sector leptónico se cumple que $V_{ij} = \delta_{ij}$. Consecuentemente todas las autoenergías leptónicas son diagonales y las constantes de renormalización no diagonales de la función de onda leptónica son zero. Para tener el mismo efecto para los quarks debemos sustituir la matriz de mezcla de quarks por una matriz unitaria, como se hace normalmente para propósitos de calculos de correcciones radiativas para procesos a altas energías.

La constante de renormalización para la matriz de mezcla de quarks V_{ij} tiene la forma

$$\delta V_{ij} = \frac{1}{4} [(\delta Z_{ik}^{u,L} - \delta Z_{ik}^{u,L\dagger}) V_{kj} - V_{ik} (\delta Z_{kj}^{d,L} - \delta Z_{kj}^{d,L\dagger})] \quad (\text{A.11})$$

Insertando la forma explícita de las constantes de renormalización fermiónicas tenemos la siguiente expresión para δV_{ij}

$$\begin{aligned} \delta V_{ij} = & \frac{1}{2} \text{Re} \{ \frac{1}{M_{u,i}^2 - M_{u,k}^2} [M_{u,k}^2 \Sigma_{ik}^{u,L}(M_{u,k}^2) + M_{u,i}^2 \Sigma_{ik}^{u,L}(M_{u,i}^2) \\ & + M_{u,i} M_{u,k} (\Sigma_{ik}^{u,R}(M_{u,k}^2) + \Sigma_{ik}^{u,R}(M_{u,i}^2)) + (M_{u,k}^2 + M_{u,i}^2) (\Sigma_{ik}^{u,S}(M_{u,k}^2 + \Sigma_{ik}^{u,S}(M_{u,i}^2)))] V_{kj} \\ & - V_{ik} \frac{1}{M_{d,k}^2 - M_{d,j}^2} [M_{d,j}^2 \Sigma_{kj}^{d,L}(M_{d,j}^2) + M_{d,k}^2 \Sigma_{kj}^{d,L}(M_{d,k}^2) \\ & + M_{d,k} M_{d,j} (\Sigma_{kj}^{d,R}(M_{d,j}^2) + \Sigma_{kj}^{d,R}(M_{d,k}^2)) + (M_{d,k}^2 + M_{d,j}^2) (\Sigma_{kj}^{d,S}(M_{d,k}^2 + \Sigma_{kj}^{d,S}(M_{d,j}^2)))] \} \quad (\text{A.12}) \end{aligned}$$

A.3. Autoenergías y constantes en forma explícita

La forma explícita de las constantes de renormalización que utilizamos para nuestros calculos son:

$$\begin{aligned} \delta m_H^2 = & \frac{1}{16\pi^2 v^2} \left[A_0(m_H^2) (3m_H^2) + A_0(m_Z^2) (m_H^2 + 6m_Z^2) + A_0(m_W^2) (2m_H^2 + 12m_W^2) \right. \\ & + \frac{9}{2} B_0(m_H^2, m_H^2, m_H^2) m_H^4 + B_0(m_H^2, m_Z^2, m_Z^2) \left(\frac{1}{2} m_H^4 - 2m_H^2 m_Z^2 + 6m_Z^4 \right) \\ & + B_0(m_H^2, m_W^2, m_W^2) (m_H^4 - 4m_H^2 m_W^2 + 12m_W^4) \\ & \left. + N_c \left(A_0(m_f^2) (-8m_f^2) + B_0(m_H^2, m_f^2, m_f^2) (2m_H^2 m_f^2 - 8m_f^4) \right) \right], \quad (\text{A.13}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta Z_H = & \frac{1}{16\pi^2 v^2} \left[-A_0(m_Z^2) - 2A_0(m_W^2) + B_0(m_H^2, m_Z^2, m_Z^2) (-m_H^2 + 2m_Z^2) \right. \\ & + B_0(m_H^2, m_W^2, m_W^2) (-2m_H^2 + 4m_W^2) \\ & + \text{DB}_0(m_H^2, m_H^2, m_H^2) \left(-\frac{9}{2} m_H^4 \right) \\ & + \text{DB}_0(m_H^2, m_Z^2, m_Z^2) \left(-\frac{1}{2} m_H^4 + 2m_H^2 m_Z^2 - 6m_Z^4 \right) \\ & + \text{DB}_0(m_H^2, m_W^2, m_W^2) (-m_H^4 + 4m_H^2 m_W^2 - 12m_W^4) \\ & \left. + N_c \left(B_0(m_H^2, m_f^2, m_f^2) (-2m_f^2) + \text{DB}_0(m_H^2, m_f^2, m_f^2) (-2m_H^2 m_f^2 + 8m_f^4) \right) \right], \quad (\text{A.14}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\delta m_Z^2 = & \frac{1}{16\pi^2 v^2} \left(-\frac{2}{3} m_H^2 m_Z^2 + 4m_H^{-2} m_Z^6 + 8m_H^{-2} m_Z^2 m_W^4 - \frac{2}{9} m_Z^4 \right. \\
& - \frac{20}{9} m_Z^2 m_W^2 - 16m_Z^{-2} m_W^6 + \frac{16}{3} m_W^4 + A_0(m_H^2) \left(\frac{1}{3} m_H^2 + 2m_Z^2 \right) \\
& + A_0(m_Z^2) \left(-\frac{1}{3} m_H^2 + 6m_H^{-2} m_Z^4 + \frac{2}{3} m_Z^2 \right) + A_0(m_W^2) \left(12m_H^{-2} m_Z^2 m_W^2 + \frac{2}{3} m_Z^2 \right. \\
& - 16m_Z^{-2} m_W^4 + \frac{16}{3} m_W^2 \Big) + B_0(m_Z^2, m_H^2, m_Z^2) \left(\frac{1}{3} m_H^4 - \frac{4}{3} m_H^2 m_Z^2 + 4m_Z^4 \right) \\
& + B_0(m_Z^2, m_W^2, m_W^2) \left(\frac{1}{3} m_Z^4 + \frac{16}{3} m_Z^2 m_W^2 - 16m_Z^{-2} m_W^6 - \frac{68}{3} m_W^4 \right) \\
& + N_c \left(\left(-\frac{16}{9} m_Z^4 + \frac{32}{3} m_Z^2 m_f^2 \right) (a_f^2 + b_f^2) + A_0(m_f^2) \left(-8m_H^{-2} m_Z^2 m_f^2 + \frac{32}{3} m_Z^2 (a_f^2 + b_f^2) \right) \right. \\
& \left. + B_0(m_Z^2, m_f^2, m_f^2) \left(\frac{16}{3} m_Z^4 (a_f^2 + b_f^2) + \frac{32}{3} m_Z^2 m_f^2 (a_f^2 - 2b_f^2) \right) \right), \tag{A.15}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\delta m_W^2 = & \frac{1}{16\pi^2 v^2} \left(-\frac{2}{3} m_H^2 m_W^2 + 4m_H^{-2} m_Z^4 m_W^2 + 8m_H^{-2} m_W^6 - \frac{2}{3} m_Z^2 m_W^2 - \frac{112}{9} m_W^4 \right. \\
& + A_0(m_H^2) \left(\frac{1}{3} m_H^2 + 2m_W^2 \right) + A_0(m_Z^2) \left(6m_H^{-2} m_Z^2 m_W^2 + \frac{1}{3} m_Z^2 - 8m_Z^{-2} m_W^4 + \frac{8}{3} m_W^2 \right) \\
& + A_0(m_W^2) \left(-\frac{1}{3} m_H^2 + 12m_H^{-2} m_W^4 - \frac{1}{3} m_Z^2 - 4m_W^2 \right) \\
& + B_0(m_W^2, m_H^2, m_W^2) \left(\frac{1}{3} m_H^4 - \frac{4}{3} m_H^2 m_W^2 + 4m_W^4 \right) \\
& + B_0(m_W^2, m_Z^2, m_W^2) \left(\frac{1}{3} m_Z^4 + \frac{16}{3} m_Z^2 m_W^2 - 16m_Z^{-2} m_W^6 - \frac{68}{3} m_W^4 \right) \\
& + B_0(m_W^2, m_W^2, m_W^2) (-4(ev)^2 m_W^2) \\
& + N_c \left(-\frac{4}{9} m_W^4 + \frac{4}{3} m_W^2 (m_1^2 + m_2^2) + A_0(m_1^2) \left(-8m_H^{-2} m_W^2 m_1^2 + \frac{4}{3} m_W^2 - \frac{2}{3} (m_1^2 - m_2^2) \right) \right. \\
& + A_0(m_2^2) \left(-8m_H^{-2} m_W^2 m_2^2 + \frac{4}{3} m_W^2 + \frac{2}{3} (m_1^2 - m_2^2) \right) \\
& \left. + B_0(m_W^2, m_1^2, m_2^2) \left(\frac{4}{3} m_W^4 - \frac{2}{3} m_W^2 (m_1^2 + m_2^2) - \frac{2}{3} (m_1^2 - m_2^2)^2 \right) \right). \tag{A.16}
\end{aligned}$$

$$\delta e = \frac{e}{16\pi^2 v^2} \cdot 14s_W^2 (m_W^2 + A_0(m_W^2)), \tag{A.17}$$

$$\delta a = a \left(\frac{\delta e}{e} - \frac{1}{2m_Z^2 s_W^2} \left(\frac{(m_Z^2 - 2m_W^2) \delta m_W^2}{m_W^2} + \frac{m_W^2 \delta m_Z^2}{m_Z^2} \right) \right), \tag{A.18}$$

$$\begin{aligned}
T = & -\frac{1}{64} \frac{e}{c_W^2 m_W \pi^2 s_W} \left[-4m_W^2 m_Z^2 + 2c_W m_W m_Z^3 \right. \\
& - c_W^2 \left(3m_H^4 + 4m_W^4 + m_H^2 (2m_W^2 + m_Z^2) - 8m_f^4 N_c \right) \\
& + c_W^2 \left(8m_f^4 N_c A_0(0, m_f^2, m_f^2) - 3m_H^4 A_0(0, m_H^2, m_H^2) \right. \\
& - 2m_W^2 (m_H^2 + 6m_W^2) A_0(0, m_W^2, m_W^2) \left. \right) \\
& \left. + m_Z^2 \left(-c_W^2 m_H^2 - 8m_W^2 + 2c_W m_W m_Z \right) A_0(0, m_Z^2, m_Z^2) \right]. \tag{A.19}
\end{aligned}$$

Ahora la forma explícita de las autoenergías que utilizamos en nuestros calculos:

$$\begin{aligned}
\Sigma_{AZ}(k^2) = & -\frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{2}{3} N_c (-Q_f) (g_{fp} + g_{fm}) \left[(-k^2 - 2m_f^2) B_0(k^2, m_f^2, m_f^2) + 2m_f^2 B_0(0, m_f^2, m_f^2) + \frac{1}{3} k^2 \right] \right. \\
& - \frac{1}{3s_W c_W} \left[(9c_W^2 + \frac{1}{2}) k^2 + (12c_W^2 + 4) m_W^2 \right] B_0(k^2, m_W^2, m_W^2) \\
& \left. - (12c_W^2 - 2) m_W^2 B_0(0, m_W^2, m_W^2) + \frac{1}{3} k^2 \right\}, \tag{A.20}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Sigma_{ZZ}(k^2) = & -\frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{2}{3} N_c \left[(g_{fp}^2 + g_{fm}^2) \left(-(k^2 + 2m_f^2) B_0(k^2, m_f^2, m_f^2) + 2m_f^2 B_0(0, m_f^2, m_f^2) + \frac{1}{3} k^2 \right) \right. \right. \\
& + \frac{3}{4s_W^2 c_W^2} m_f^2 B_0(k^2, m_f^2, m_f^2) \left. \right] \\
& + \frac{1}{6s_W^2 c_W^2} \left[(18c_W^4 + 2c_W^2 - \frac{1}{2}) k^2 + (24c_W^4 + 16c_W^2 - 10) m_W^2 \right] B_0(k^2, m_W^2, m_W^2) \\
& - (24c_W^4 - 8c_W^2 + 2) m_W^2 B_0(0, m_W^2, m_W^2) + \frac{4c_W^2 - 1}{3} k^2 \\
& + \frac{1}{12s_W^2 c_W^2} \left[(2m_H^2 - 10m_Z^2 - k^2) B_0(k^2, m_Z^2, m_Z^2) - 2m_Z^2 B_0(0, m_Z^2, m_Z^2) \right. \\
& \left. - 2m_H^2 B_0(0, m_H^2, m_H^2) - \frac{(m_H^2 - m_Z^2)^2}{k^2} \left(B_0(k^2, m_Z^2, m_Z^2) - B_0(0, m_Z^2, m_Z^2) \right) - \frac{2}{3} k^2 \right] \left. \right\}, \tag{A.21}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Sigma_H(k^2) = & -\frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{N_c m_f^2}{2s_W^2 m_W^2} \left[2A_0(m_f^2) + (4m_f^2 - k^2) B_0(k^2, m_f^2, m_f^2) \right] \right. \\
& - \frac{1}{2s_W^2} \left[(6m_W^2 - 2k^2 + \frac{m_H^4}{2m_W^2}) B_0(k^2, m_W^2, m_W^2) + \left(3 + \frac{m_H^2}{2m_W^2} \right) A_0(m_W^2) - 6m_W^2 \right] \\
& - \frac{1}{4s_W^2 c_W^2} \left[(6m_Z^2 - 2k^2 + \frac{m_H^4}{2m_Z^2}) B_0(k^2, m_Z^2, m_Z^2) + \left(3 + \frac{m_H^2}{2m_Z^2} \right) A_0(m_Z^2) - 6m_Z^2 \right] \\
& \left. - \frac{3}{8s_W^2} \left[\frac{3m_H^4}{m_W^2} B_0(k^2, m_H^2, m_H^2) + \frac{m_H^2}{m_W^2} A_0(m_H^2) \right] \right\}, \tag{A.22}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Sigma_{AA}(k^2) &= -\frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{2}{3} N_c 2Q_f^2 \left[- (k^2 + 2m_f^2) B_0(k^2, m_f^2, m_f^2) + 2m_f^2 B_0(0, m_f^2, m_f^2) + \frac{1}{3} k^2 \right] \right. \\ &\quad \left. + \left[(3k^2 + 4m_W^2) B_0(k^2, m_W^2, m_W^2) - 4m_W^2 B_0(0, m_W^2, m_W^2) \right] \right\}. \quad (\text{A.23})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Sigma_W(k^2) &= -\frac{1}{4} \left(\frac{1}{3s_W^2} \alpha \left(\frac{k^2}{3} + m_l^2 B_0(0, m_l^2, m_l^2) \right) \right) \\ &\quad + \left(-k^2 + \frac{m_l^2}{2} \right) B_0(k^2, 0, m_l^2) + \frac{m_l^4 (-B_0(0, 0, m_l^2) + B_0(k^2, 0, m_l^2))}{2k^2} \\ &\quad + \frac{1}{s_W^2} V_{ud}^2 \left(\frac{k^2}{3} + m_d^2 B_0(0, m_d^2, m_d^2) + m_u^2 B_0(0, m_u^2, m_u^2) \right. \\ &\quad \left. + \left(-k^2 + \frac{m_d^2 + m_u^2}{2} \right) B_0(k^2, m_d^2, m_u^2) \right) \\ &\quad + \frac{(m_d^2 - m_u^2)^2 (-B_0(0, m_d^2, m_u^2) + B_0(k^2, m_d^2, m_u^2))}{2k^2} \frac{1}{\pi} \\ &\quad - \alpha \left(\frac{1}{3} \left(2 \left(\frac{k^2}{3} - 2m_W^2 B_0(0, m_W^2, m_W^2) \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (5k^2 + 2m_W^2) B_0(k^2, 0, m_W^2) - \frac{m_W^4 (-B_0(0, 0, m_W^2) + B_0(k^2, 0, m_W^2))}{k^2} \right) \right) \\ &\quad + \frac{1}{12s_W^2} \left(-\frac{2k^2}{3} - 2m_H^2 B_0(0, m_H^2, m_H^2) - 2m_W^2 B_0(0, m_W^2, m_W^2) \right. \\ &\quad \left. + (-k^2 + 2m_H^2 - 10m_W^2) B_0(k^2, m_H^2, m_W^2) \right. \\ &\quad \left. - \frac{(-m_H^2 + m_W^2)^2 (-B_0(0, m_H^2, m_W^2) + B_0(k^2, m_H^2, m_W^2))}{k^2} \right) \\ &\quad + \frac{1}{3} (2(-1 + 4c_W^2) k^2) \\ &\quad - (2 + 16c_W^2) (m_W^2 B_0(0, m_W^2, m_W^2) + m_Z^2 B_0(0, m_Z^2, m_Z^2)) \\ &\quad + \frac{1}{s_W^2} \left((-1 + 40c_W^2) k^2 + \left(54 - \frac{10}{c_W^2} + 16c_W^2 \right) m_W^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{k^2} (1 + 8c_W^2) (m_W^2 - m_Z^2)^2 (-B_0(0, m_W^2, m_Z^2) + B_0(k^2, m_W^2, m_Z^2)) \right) \\ &\quad \times \frac{1}{12s_W^2} \frac{1}{4\pi}. \quad (\text{A.24})\end{aligned}$$

$$D\Sigma_A = \frac{\alpha \left(-2 + 4N_c Q_f^2 B_0(0, m_f^2, m_f^2) - 9B_0(0, m_W^2, m_W^2) \right)}{12\pi} \quad (\text{A.25})$$

$$\begin{aligned}
D\Sigma_H(k^2) = & -\frac{1}{32} \left[\alpha \left(\frac{-4m_f^2 N_c B_0[k^2, m_f^2, m_f^2]}{m_W^2} + \frac{4m_f^2 N_c (k^2 + 2m_f^2 B_0[0, m_f^2, m_f^2] - 2m_f^2 B_0[k^2, m_f^2, m_f^2])}{k^2 m_W^2} \right) \right. \\
& + \frac{9m_H^4 (k^2 + 2m_H^2 B_0[0, m_H^2, m_H^2] - 2m_H^2 B_0[k^2, m_H^2, m_H^2])}{k^2 (k^2 - 4m_H^2) m_W^2} + 8B_0[k^2, m_W^2, m_W^2] \\
& + \frac{2(m_H^4 - 4k^2 m_W^2 + 12m_W^4) (k^2 + 2m_W^2 B_0[0, m_W^2, m_W^2] - 2m_W^2 B_0[k^2, m_W^2, m_W^2])}{k^2 m_W^2 (k^2 - 4m_W^2)} \\
& \left. + \frac{4B_0[k^2, m_Z^2, m_Z^2]}{c_W^2} + \frac{(m_H^4 - 4k^2 m_Z^2 + 12m_Z^4) (k^2 + 2m_Z^2 B_0[0, m_Z^2, m_Z^2] - 2m_Z^2 B_0[k^2, m_Z^2, m_Z^2])}{c_W^2 k^2 m_Z^2 (k^2 - 4m_Z^2)} \right] \\
& * \frac{1}{\pi s_W^2} \tag{A.26}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D\Sigma_{ZZ} = & -\frac{1}{144} \left[\alpha \left(\frac{2N_c}{c_W^2 s_W^2} \left(\frac{-9m_f^2 (m_Z^2 + 2m_f^2 A_0(0, m_f^2, m_f^2) - 2m_f^2 B_0(m_Z^2, m_f^2, m_f^2))}{m_Z^2 (-4m_f^2 + m_Z^2)} \right) \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{m_Z^2 (-4m_f^2 + m_Z^2)} (4(g_f m^2 + g_p^2) (2m_Z^2 (m_f^2 + 2m_Z^2) + 6m_f^2 (2m_f^2 + m_Z^2) A_0(0, m_f^2, m_f^2)) \right] \tag{A.27}
\end{aligned}$$

Apéndice B

Gráficas para la sección eficaz de procesos de producción de un bosón de Higgs

La siguiente gráfica fue tomada de [13], aquí podemos ver las secciones eficaces para distintos procesos de producción de un H

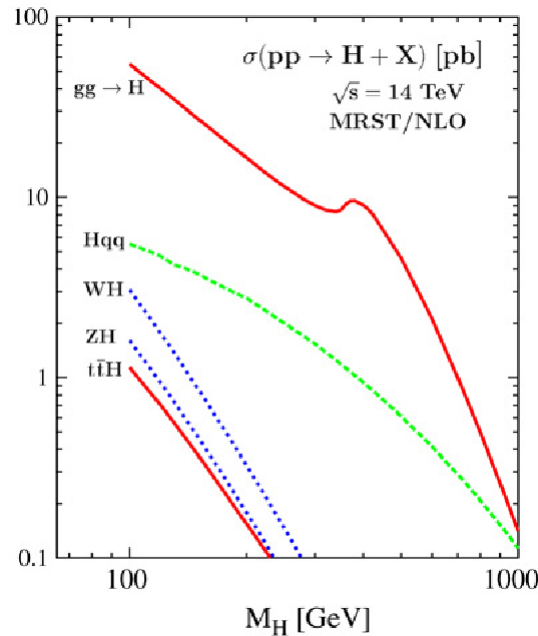


Figura B.1: Secciones eficaces para la producción de un Higgs en distintos procesos

Presentamos unas gráficas recreadas en calchep de la referencia [13] para la sección eficaz de distintos procesos de producción de un bosón de Higgs.

Gráficas para la sección eficaz de procesos de producción de un bosón de Higgs

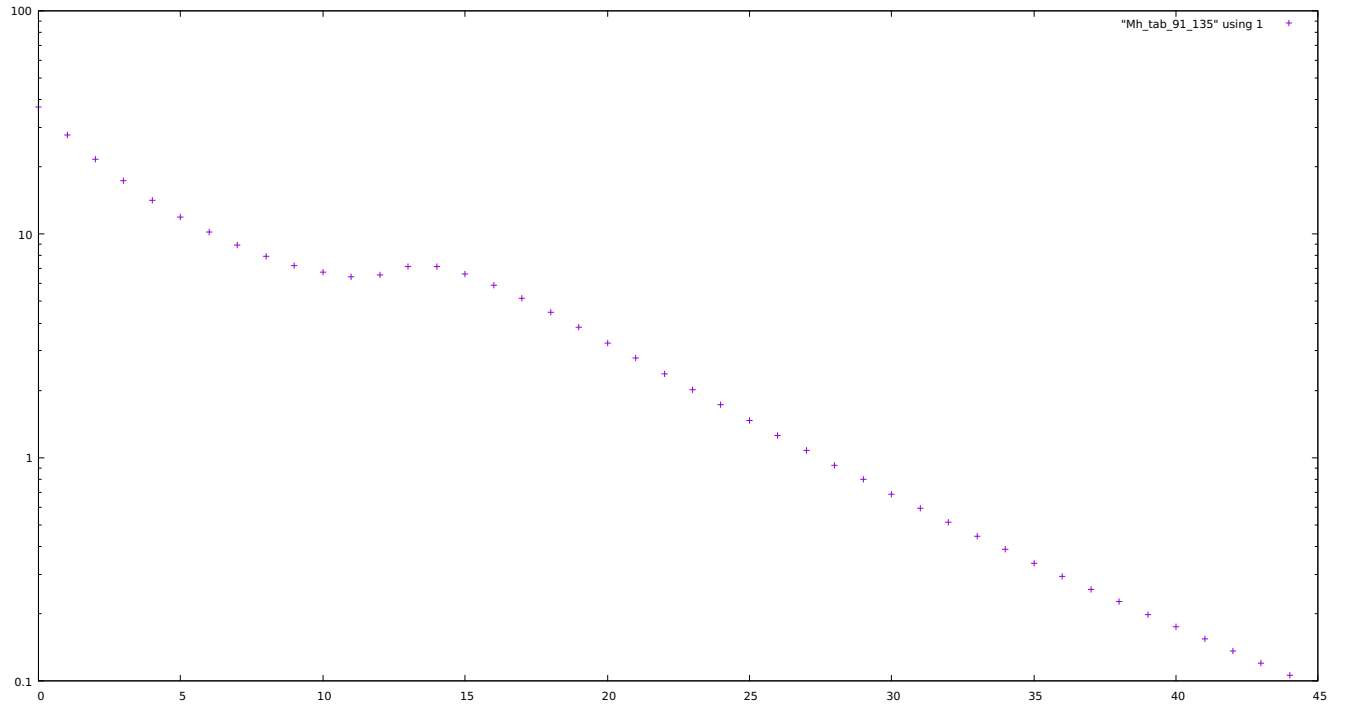


Figura B.2: $gg \rightarrow H$

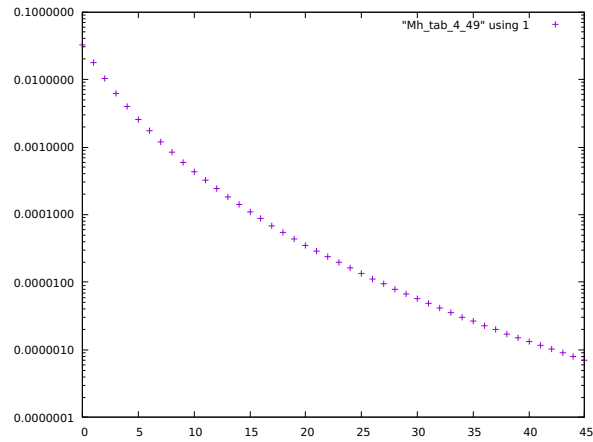


Figura B.3: $cC \rightarrow HZ$

Gráficas para la sección eficaz de procesos de producción de un bosón de Higgs

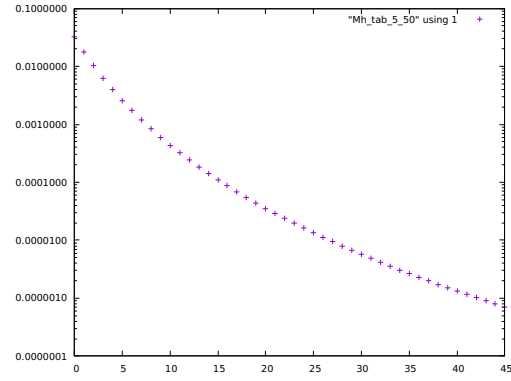


Figura B.4: $Cc \rightarrow ZH$

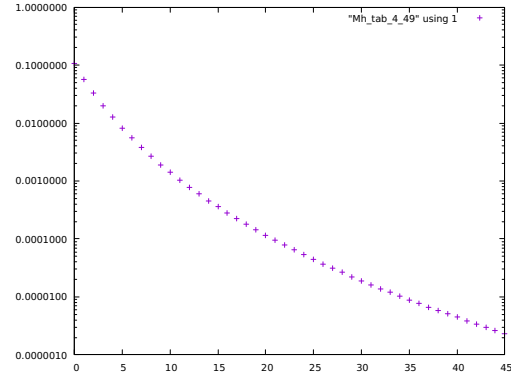


Figura B.5: $Cs \rightarrow HW^-$

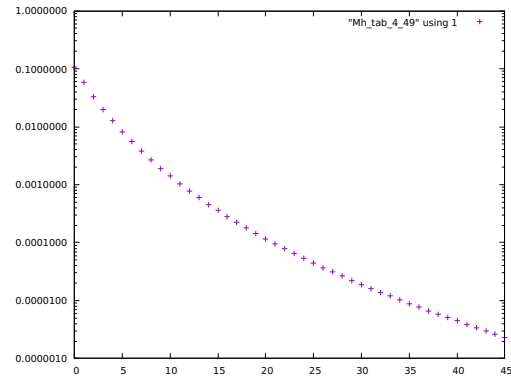


Figura B.6: $cS \rightarrow HW^+$

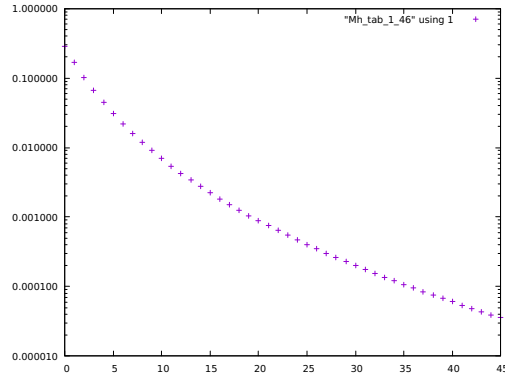


Figura B.7: $dD \rightarrow HZ$

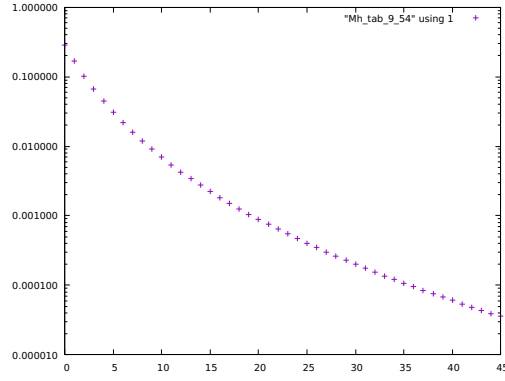


Figura B.8: $Dd \rightarrow HZ$

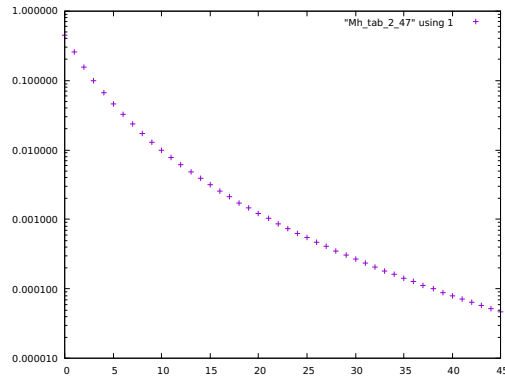


Figura B.9: $dU \rightarrow HW^-$

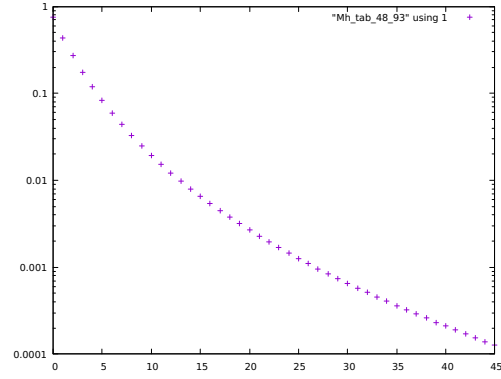


Figura B.10: $Du \rightarrow HW^+$

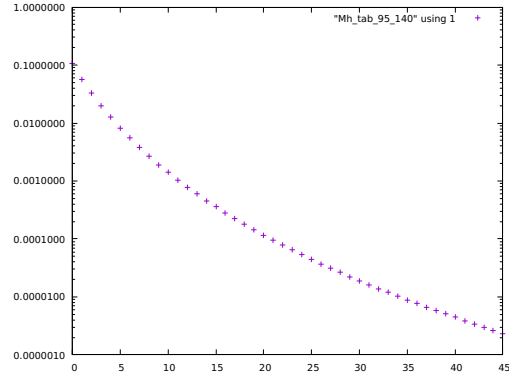


Figura B.11: $sC \rightarrow HW^-$

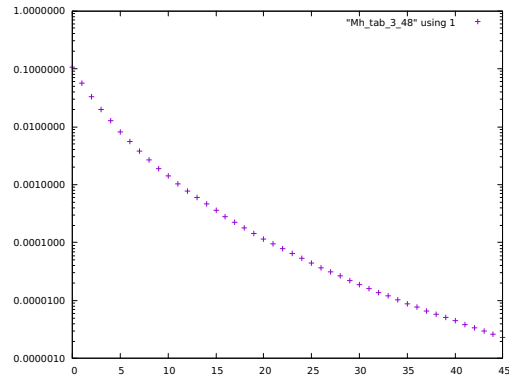


Figura B.12: $Sc \rightarrow HW^+$

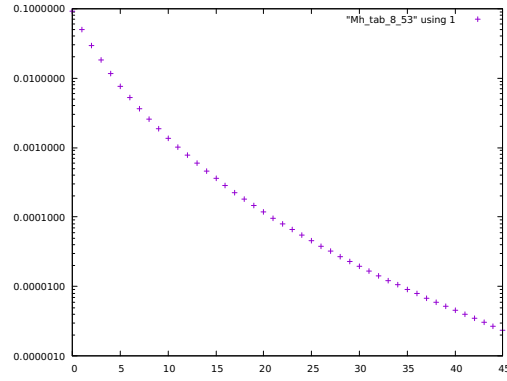


Figura B.13: $sS \rightarrow HZ$

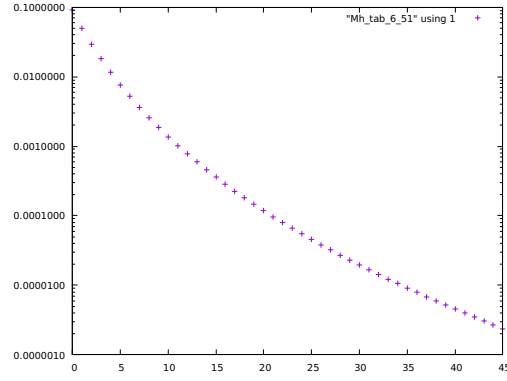


Figura B.14: $Ss \rightarrow HZ$

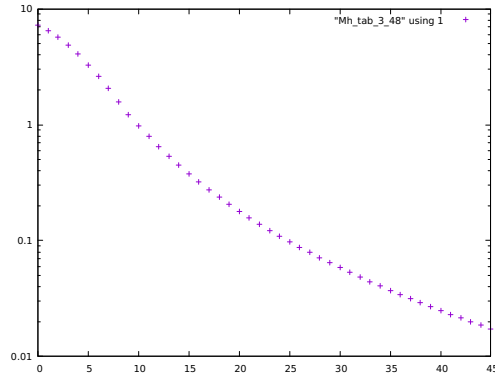


Figura B.15: $tT \rightarrow HZ$

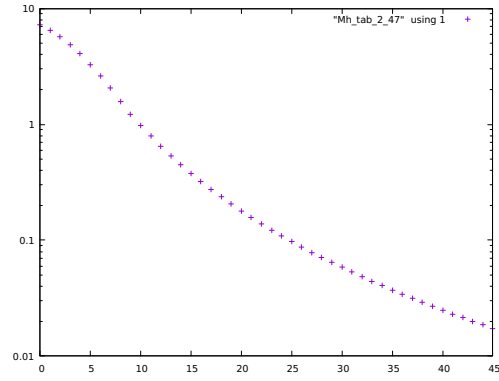


Figura B.16: $Tt \rightarrow HZ$

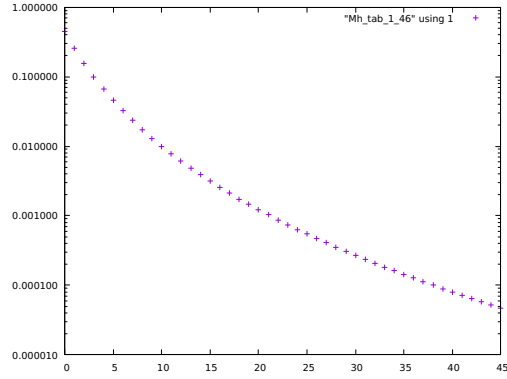


Figura B.17: $Ud \rightarrow HW^-$

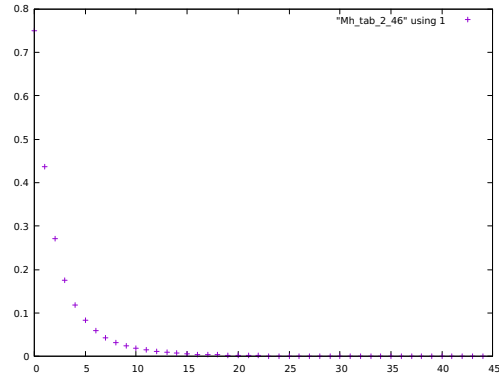


Figura B.18: $uD \rightarrow HW^+$

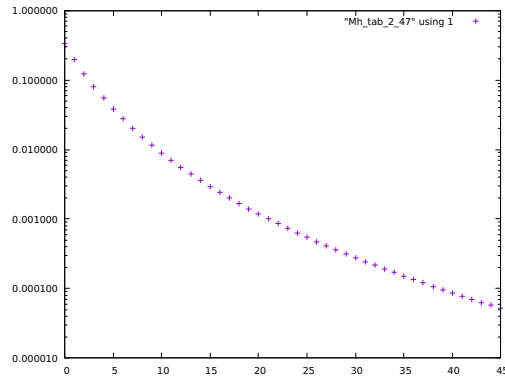


Figura B.19: $Uu \rightarrow HZ$

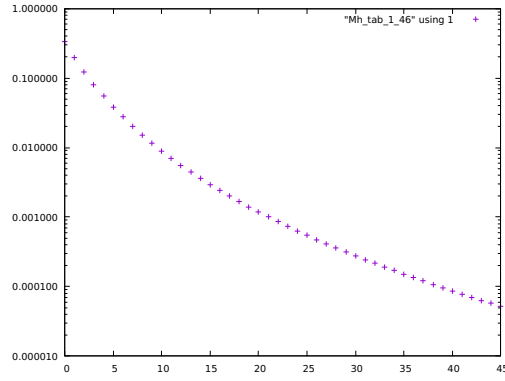


Figura B.20: $uU \rightarrow HZ$

Bibliografía

- [1] Dorsner, I., Fajfer, S., Greljo, A., Kamenik, J., & Konik, N. (2016). Physics of leptoquarks in precision experiments and at particle colliders. *Physics Reports*, 641, 1-68. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.06.001>
- [2] Pati, J. C., & Salam, A. (1974). Lepton number as the fourth color. *Physical Review. D. Particles, Fields, Gravitation, And Cosmology/Physical Review. D. Particles And Fields*, 10(1), 275-289. <https://doi.org/10.1103/physrevd.10.275>
- [3] Aad, G., Abajyan, T., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdelalim, A., Abidinov, O., Aben, R., Abi, B., Abolins, M., AbouZeid, O., Abramowicz, H., Abreu, H., Acharya, B., Adamczyk, L., Adams, D., Addy, T., Adelman, J., Adomeit, S., . . . Zwalinski, L. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters. B*, 716(1), 1-29. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>
- [4] Noether, E. (1971). Invariant variation problems. *Transport Theory And Statistical Physics*, 1(3), 186-207. <https://doi.org/10.1080/00411457108231446>
- [5] Hooft, G. (1971). Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields. *Nuclear Physics B*, 35(1), 167-188. [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(71\)90139-8](https://doi.org/10.1016/0550-3213(71)90139-8)
- [6] Crivellin, A., & Schnell, L. (2021). Complete Lagrangian and set of Feynman rules for scalar leptoquarks. *Computer Physics Communications*, 271, 108188. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2021.108188>
- [7] Agrawal, P., & Mahanta, U. (2000). Leptoquark contribution to Higgs boson production at the CERN LHC. *Physical Review. D. Particles, Fields, Gravitation, And Cosmology/Physical Review. D. Particles And Fields*, 61(7). <https://doi.org/10.1103/physrevd.61.077701>
- [8] Denner, A. (1993). Techniques for the Calculation of Electroweak Radiative Corrections at the One-Loop Level and Results for W-physics at LEP 200. *Deleted Journal*, 41(4), 307-420. <https://doi.org/10.1002/prop.2190410402>
- [9] Böhm, M., Spiesberger, H., & Hollik, W. (1986). On the 1-Loop Renormalization of the Electroweak Standard Model and its Application to Leptonic Processes. *Fortschritte Der Physik*, 34(11), 687-751. <https://doi.org/10.1002/prop.19860341102>
- [10] Bolaños, A., Sánchez-Vélez, R., & Tavares-Velasco, G. (2019). Flavor changing neutral current decays $t \rightarrow cX$ ($X = \gamma, g, Z, H$) and $t \rightarrow c\bar{\ell}\ell$ ($\ell = \mu, \tau$) via scalar leptoquarks. *European Physical Journal. C, Particles And Fields*, 79(8). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7211-8>
- [11] Bolaños, A., Moyotl, A., & Tavares-Velasco, G. (2014). Static weak dipole moments of the τ lepton via renormalizable scalar leptoquark interactions. *Physical Review. D. Particles*,

Fields, Gravitation, And Cosmology/Physical Review. D, Particles, Fields, Gravitation, And Cosmology, 89(5). <https://doi.org/10.1103/physrevd.89.055025>

- [12] Kanemura, S., Okada, Y., Senaha, E., & Yuan, C. (2004). Higgs coupling constants as a probe of new physics. Physical Review. D, Particles, Fields, Gravitation, And Cosmology/Physical Review. D, Particles, Fields, Gravitation, And Cosmology, 70(11). <https://doi.org/10.1103/physrevd.70.115002>
- [13] He, S., & Zhu, S. (2016). One-loop radiative correction to the triple Higgs coupling in the Higgs singlet model. Physics Letters B, 764, 31-37. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.11.007>
- [14] Kanemura, S., Kikuchi, M., & Yagyu, K. (2017). One-loop corrections to the Higgs self-couplings in the singlet extension. Nuclear Physics B, 917, 154-177. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2017.02.004>
- [15] Kanemura, S., Kiyoura, S., Okada, Y., Senaha, E., & Yuan, C. (2003). New physics effect on the Higgs self-coupling. Physics Letters. B, 558(3-4), 157-164. [https://doi.org/10.1016/s0370-2693\(03\)00268-5](https://doi.org/10.1016/s0370-2693(03)00268-5)
- [16] Djouadi, A. (2008). The anatomy of electroweak symmetry breaking. Physics Reports, 457(1-4), 1-216. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.10.004>