

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”



El decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ en el modelo estándar con dimensiones extra

TESIS

Para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

PRESENTA

L.F.M. Arturo Sosa Chávez

Directores de tesis: Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Morelia Michoacán

Julio 2017

Este trabajo de tesis va dedicado a mis padres, por su amor, carinõ y fe en mi. Ellos son mi gran pilar y mi inspiración.

Para Hellen, mi pequeña sobrina. Que el esfuerzo de esta tesis la inspire a crecer y superarse.

Para esa personita especial, mi constante, mi motivación y mi cariño.

A mis mejores amigos, cuyo apoyo y amistad me hacen ser mejor persona.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por haberme otorgado una beca.

Resumen

En este trabajo de tesis estudiamos el decaimiento del bosón de Higgs a un fotón y un bosón Z en el contexto del modelo estándar de interacciones fundamentales con n dimensiones extra compactas. En el marco del modelo estándar este proceso surge a nivel de un lazo, lo cual lo hace un objeto de estudio interesante dado que se encuentra suprimido. Actualmente, en el Gran Colisionador de Hadrones se están realizando búsquedas exhaustivas experimentales de este canal de decaimiento, sin embargo, aún no se tienen resultados concluyentes acerca de la detección del mismo, pues únicamente existen cotas experimentales que discrepan significativamente con la predicción teórica del modelo estándar. Esta situación da lugar a que en el contexto de teorías más allá del modelo estándar se puedan inferir posibles explicaciones a esta discrepancia en términos de efectos de nueva física. En específico, nuestro estudio es consistente ya que los resultados analíticos obtenidos para $H \rightarrow \gamma Z$ en el contexto del modelo estándar en dimensiones extra se reduce a la predicción del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en el mismo modelo cuando la masa del bosón Z tiende a cero. Finalmente, el análisis numérico nos dice que dentro de la región de restricción experimental para el canal γZ la discrepancia entre la predicción del modelo estándar y la cota experimental podría ser explicada por nuestro modelo de extensión.

Palabras clave: partículas elementales, dimensiones extra, correcciones radiativas, bosón de Higgs, interacción débil.

Abstract

In this thesis we study the Higgs boson decaying into a photon and a Z boson in the context of the standard model with n compact extra dimensions. In the framework of the standard model this process is an interesting object of study since it arises at one-loop level. Currently, the experimental collaborations ATLAS and CMS are exhaustively searching for this decay channel at the LHC, however, there are still no conclusive results since there are only experimental bounds that differ significantly with respect to the standard model prediction. This situation allow us to infer possible explanations about this discrepancy in terms of new physics effects. Specifically, our results are consistent since the analytical results obtained for $H \rightarrow \gamma Z$ in the context of the standard model with n compact extra dimensions are reduced to the prediction for $H \rightarrow \gamma\gamma$ in the same model when the mass of the Z boson tends to zero. Finally, the numerical analysis tells us that within the experimental constraint region for the γZ channel the discrepancy between the standard model prediction and the experimental constraints could be explained by our extended model.

Índice general

Introducción	9
1. Modelo estándar	11
1.1. Descripción teórica del Modelo Estándar	12
1.1.1. Interacción Electrodébil	12
1.1.2. Sector de Higgs	14
1.1.3. Sector de Yang-Mills	16
1.1.4. Sector de Yukawa	17
1.1.5. Sector de Corrientes	20
1.1.6. El lagrangiano de QCD	22
2. El decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en el ME	23
2.1. Amplitud con invariancia de norma explícita	27
3. El modelo estándar en dimensiones extra	29
3.1. Sector de Yang-Mills	30
3.1.1. Sector electrodébil	30
3.2. Sector de Higgs	34
3.3. Sector fermiónico	41
3.3.1. Sector de Yukawa	42
3.4. Sector de corrientes	44
4. Decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en dimensiones extra	45
4.1. El decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en dimensiones extra	45
4.1.1. Contribución fermiónica en dimensiones extra	45
4.1.2. Contribución bosónica en dimensiones extra	48
4.1.3. Contribución escalar	51
4.2. Amplitud del proceso	53
4.3. Regularización y Renormalización	55
4.4. Resultados numéricos	61
5. Conclusiones	69

Bibliografía

71

Introducción

En las mediciones hechas por la colaboración experimental ATLAS (2014) [1] se reportaron los primeros intentos de medición de la anchura de decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ a un nivel de confianza del 95%; los resultados mostrados en este estudio experimental concluyeron que la anchura de decaimiento de dicho proceso era 11 veces mayor que la predicha por el Modelo Estándar (ME). Recientemente, en un nuevo estudio experimental realizado por la colaboración ATLAS (2016) [2] se exponen diversos análisis combinados de producción y anchuras de decaimiento, en donde se incluyen los resultados de: $H \rightarrow \gamma\gamma, ZZ^*, WW^*, Z\gamma, b\bar{b}, \tau\bar{\tau}$ y $\mu\bar{\mu}$ a partir de la colisión protón-protón (p^+p^+). Esta referencia muestra una tabla para los análisis individuales de los modos de decaimiento, donde se reporta que la fracción de decaimiento para el proceso $H \rightarrow \gamma Z$ es de

$$Br(H \rightarrow \gamma Z) = 4.206 \times 10^{-3},$$

lo cual comparado con la predicción del ME (con una masa del bosón de Higgs $m_H = 125.3$ GeV), implica que el resultado experimental es 2.7 veces más grande. Debemos mencionar que este dato reportado de la anchura de este proceso es de igual manera a un nivel de confianza del 95%. En conclusión, los resultados experimentales desde el 2014 hasta ahora muestran que la anchura de decaimiento para el proceso $H \rightarrow \gamma Z$ es siempre mayor a la predicha por el modelo ME.

Motivados con la actual evidencia experimental y con base a que el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ emerge en el ME a orden de un lazo y que sólo a este orden puede surgir este fenómeno en la naturaleza, se propone que este proceso podría manifestarse también por conducto de otras partículas diferentes a las del ME. Con esto en mente, estudiaremos este proceso desde un contexto más general, a saber, en el marco del ME en dimensiones extra compactas, en el cual se predice la existencia de nuevas partículas adicionales a las del ME, las cuales podrían contribuir de manera indirecta a este proceso a través fluctuaciones cuánticas [3, 4]. Al introducir estas nuevas partículas, se analizará la amplitud de este proceso y compararemos nuestro resultado respecto a la predicción teórica del ME.

El decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ ya ha sido estudiado en el contexto del ME con una dimensión extra [5], sin embargo, nuestro principal objetivo en este proyecto es estudiar la sensibilidad de este proceso no sólo al tamaño de la variedad compacta, sino también a su dimensión. Aunque la geometría específica de la variedad puede ser también de gran importancia desde el punto de vista fenomenológico, en este trabajo se considera una generalización simple de la variedad usada

en el caso de una sola dimensión extra [6, 7], la cual consiste en la introducción de una orbifold S^1/Z_2 , donde S^1 es el círculo de radio R . Basados en este esquema [5], nuestro trabajo consiste en la introducción de n copias de la geometría usada en el caso de $n = 1$, la cual ha sido ya implementada en la referencia [8], y analizar su contribución para distintas dimensiones extra compactas, en donde se pretende situar un escenario físico acorde con las restricciones experimentales impuestas por la colaboración ATLAS.

Esta tesis está organizada en cinco capítulos. En el primer capítulo se presenta el ME y se detalla brevemente cada uno de sus sectores. En el segundo capítulo se calcula el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en el contexto del ME. En el tercer capítulo se hace una descripción de cada uno de los sectores del ME en dimensiones extra compactas. El cuarto capítulo expone el proceso $H \rightarrow \gamma Z$ en dicho modelo y se hace un análisis numérico de nuestros resultados. En el quinto capítulo presentamos las conclusiones de la tesis.

Capítulo 1

Modelo estándar

El modelo estándar es una teoría cuántica relativista que describe las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes. El ME unifica las interacciones electromagnéticas y débiles (electrodébil) [9, 10] y su base matemática está sustentada por el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. El grupo $SU_C(3)$ ¹ caracteriza las interacciones fuertes, mientras que el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. Esta teoría de campo cuántica-relativista es consistente, renormalizable y está libre de anomalías [11]. El ME posee un conjunto de campos de norma asociados al grupo $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, el cual se puede dividir en tres conjuntos: 8 asociados a $SU_C(3)$, 3 para $SU_L(2)$ y finalmente uno para $U_Y(1)$. La interacción fuerte es mediada por los gluones, los cuales se acoplan exclusivamente a las partículas de materia conocidas como quarks. La interacción débil resulta del intercambio de los bosones de norma masivos W^\pm y Z , mientras que la interacción electromagnética es mediada por el fotón. Tres de los cuatro campos de norma del sector electrodébil adquieren masa, mientras que el único campo sin masa es el fotón. Todo esto se debe al rompimiento espontáneo de la simetría (RES) del grupo electrodébil a través del mecanismo de Higgs. El grupo $SU_C(3)$ no se ve afectado por este mecanismo.

Por otra parte, en el ME, los fermiones son agrupados en tres “familias”, teniéndose tres familias para el sector de quarks y otras tres familias para el sector de leptones. En cada familia se aprecia el mismo patrón: los fermiones de helicidad izquierda son agrupados en una representación de dobletes en virtud del grupo $SU_L(2)$, mientras que los fermiones de helicidad derecha se agrupan en una representación de singuletes de $SU_R(2)$.

Finalmente, en cuanto a partículas de espín 0 se refiere, el campo escalar complejo Φ , constituye un doblete en virtud del grupo $SU(2)$ con hipercarga igual a 1, el cual después de aplicarse el mecanismo de Higgs pierde tres de sus componentes, dejando sólo un campo escalar neutro real, conocido como el bosón de Higgs.

¹El subíndice C indica que las transformaciones sólo actúan sobre las partículas con carga de color y subíndice L (proviene de *Left*) hace referencia a que la interacción débil viola paridad y por lo tanto únicamente los fermiones izquierdos pertenecen a la representación fundamental del grupo $SU_L(2)$. Por último, el subíndice Y denota la hipercarga.

1.1. Descripción teórica del Modelo Estándar

1.1.1. Interacción Electrodébil

Los ingredientes esenciales para construir la interacción electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1)$ son la teoría de Yang-Mills y el RES. Para la interacción electrodébil se propone un lagrangiano invariante bajo transformaciones de norma (gauge) locales del grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Una característica interesante de la interacción débil es que distingue estados de helicidad de fermiones, es decir, los bosones de norma W^\pm y Z se acoplan con diferentes intensidades a dichos estados, lo cual debe reflejarse en sus representaciones bajo el grupo de norma $SU_L(2)$. Así, los quarks y leptones son agrupados en dobletes izquierdos de $SU_L(2)$ de la siguiente manera:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

de donde $u_i = u, c, t$, $d_i = d, s, b$ son quarks de tipo up y down, respectivamente. Por otra parte, $l_i = e, \mu, \tau$ son los leptones cargados y $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ son los respectivos neutrinos. En esta notación i es un índice de sabor. Por otro lado, los estados de helicidad derecha son introducidos como singuletes de $SU_L(2) = l_{iR}, u_{iR}$ y d_{iR} . Para un fermión Ψ los estados de helicidad izquierda y derecha se definen como:

$$\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\Psi \equiv P_{R,L}\Psi, \quad (1.2)$$

donde $P_{L,R}$ son los operadores de quiralidad. En el ME no se introducen los estados de helicidad derecha de neutrinos debido a que teóricamente los neutrinos sin masa sólo tienen helicidad izquierda. No obstante, hoy en día se sabe que esto es sólo una aproximación debido a que se ha verificado experimentalmente que los neutrinos poseen masa (se corroboró en estudios experimentales la existencia de oscilaciones de neutrinos) [12, 13]. Dicha evidencia experimental nos sugiere que en una versión moderna del ME se tienen que incluir neutrinos derechos.

Debido a que el grupo de simetría electrodébil es covariante bajo transformaciones de norma locales del grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$, la invariancia de la teoría electrodébil ante dichas transformaciones se garantiza al introducir una derivada covariante de la siguiente forma:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i, \quad (1.3)$$

donde g_1 y g_2 son las constantes de acoplamiento asociados a los grupos $U_Y(1)$ y $SU_L(2)$, respectivamente. Los términos B_μ y $Y/2$ representan el campo de norma y el generador asociado con el grupo abeliano $U_Y(1)$, respectivamente. Similarmente, W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) y $\sigma^i/2$ son los campos de norma y los generadores, en la representación de dobletes, asociados con el grupo $SU_L(2)$. Los campos de norma ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3, B_\mu$) definen mediante combinaciones lineales a los campos de masa ($W_\mu^-, W_\mu^+, Z_\mu, A_\mu$). También, la derivada covariante se introduce en los términos cinéticos fermiónicos, que a su vez inducen la presencia de acoplamientos entre fermiones y bosones de

norma. Este tipo de interacciones conforman el llamado sector de corrientes.

Una característica importante de la interacción débil consiste en que los correspondientes bosones de norma son masivos. Sin embargo, se debe señalar que no es posible introducir los términos de masa de manera directa sin romper explícitamente la invariancia de norma de la teoría. Para evitar este problema, la solución más conocida para introducir las masas en la teoría consiste en implementar el RES, que es el mecanismo físico validado por el experimento, lo cual sucede a través del mecanismo de Higgs. Como es sabido, el rompimiento espontáneo de una simetría global conduce a la presencia de campos escalares de masa cero, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. El rompimiento espontáneo de una simetría de norma da lugar a la absorción de los bosones de Goldstone por alguno de los bosones de norma de grupo (mecanismo de Higgs). Para generar las masas de los tres bosones de norma asociados con la interacción débil se requiere por lo menos de tres campos escalares, pero el número mínimo de tales campos que se pueden introducir de manera consistente son los cuatro contenidos en un doblete complejo $SU_L(2)$. El doblete que contiene a tales campos escalares es llamado doblete de Higgs. Esto se traduce, después de un rompimiento apropiado de la simetría, en la presencia de tres campos no masivos o pseudo-bosones de Goldstone y un campo escalar real físico, conocido con el nombre de escalar de Higgs. Los pseudobosones de Goldstone no representan grados de libertad verdaderos, por lo cual estos son eliminados en la norma unitaria. Al asignar un número de hipercarga igual a +1 al doblete de Higgs, el grupo electrodébil es roto espontáneamente al grupo electromagnético $U_{em}(1)$, cuyo generador queda expresado como una combinación lineal del generador $Y/2$ del grupo $U_Y(1)$, y del generador $T^3 = \sigma^3/2$ del grupo $SU_L(2)$, de acuerdo con

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.4)$$

donde el operador de carga Q genera al grupo $U_{em}(1)$.

Por otra parte, las masas de los fermiones de la teoría son generadas cuando se forman invariantes con combinaciones entre el doblete de Higgs y los dobletes izquierdos y singuletes derechos de los fermiones, donde todos estos invariantes son agrupados en el sector de Yukawa. Más aún, el ME contiene, además, el sector de Yang-Mills, el cual contiene la esencia de la estructura de norma de la teoría.

El lagrangiano de la teoría electrodébil se divide en dos partes, una contiene solamente los campos bosónicos y otra que contiene campos fermiónicos y bosónicos (ver Capítulo 11 de [14]). La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills. El sector bosónico-fermiónico está comprendido por los sectores de corrientes y de Yukawa. De este modo, el lagrangiano electrodébil (ED) se puede escribir como:

$$\mathcal{L}^{ED} = \mathcal{L}^F + \mathcal{L}^B, \quad (1.5)$$

de donde

$$\mathcal{L}^F = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{L}^B = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \quad (1.7)$$

con $\mathcal{L}^C, \mathcal{L}^Y, \mathcal{L}^H$ y \mathcal{L}^{YM} representando los sectores de corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente. En las siguientes secciones se discute de manera breve cada uno de los sectores.

1.1.2. Sector de Higgs

En el sector de Higgs, el cual está formado por el sector cinético y el potencial de Higgs, se generan las masas de los bosones débiles provenientes del término cinético; también se genera la masa del bosón de Higgs, justamente del término del potencial. En el sector de Higgs, también conocido como sector escalar, es en donde se implementa el mecanismo de Higgs que permite dotar de masa a los bosones de norma débiles W^\pm y Z , y también al bosón de Higgs. El lagrangiano escalar está dado por:

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

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dobletes, dada por la ecuación (2.3) y $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ es el potencial de Higgs, cuya estructura renormalizable tiene la forma:

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

con

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_{1,1} + i\phi_{1,2} \\ \phi_{2,1} + i\phi_{2,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

siendo el doblete de Higgs, al cual se asigna un número de hipercarga $Y = +1$. En la expresión para el potencial, el coeficiente λ representa un número real positivo y μ es un parámetro con dimensiones de masa, por medio del cual se establece la condición esencial para realizar el RES en la teoría. De este modo, si $\mu^2 > 0$, el vacío Φ_0 es único y no es posible realizar el RES. De otro modo, si $\mu^2 < 0$, se tiene el caso de un vacío degenerado, es decir, existen un número infinito de estados de mínima energía que satisfacen la condición:

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = |\Phi_1^0|^2 + |\Phi_2^0|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (1.11)$$

donde $\Phi_0 = \langle |\Phi| \rangle$ es el valor esperado en el vacío del doblete de Higgs, el cual rompe espontáneamente la simetría electrodébil al grupo electromagnético. Esto significa que Φ_0 debe ser invariante bajo el grupo electromagnético (esto es necesario para garantizar la conservación de la carga eléctrica), es decir, si $U \in U_{em}(1)$, entonces, $U\Phi_0 = \Phi_0$, lo que implica que el generador de este grupo dado por la ecuación (2.4) lo aniquila, $Q\Phi_0 = 0$. Debido a la simetría $SU_L(2)$, puede elegirse sin pérdida de generalidad a:

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

con

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

ya que cualquier otra elección de Φ_0 esta relacionada con la ecuación (2.12) mediante una transformación global del grupo electrodébil.

El RES aparece como consecuencia de elegir un valor del vacío. Cabe mencionar también que cuando las simetrías involucradas son globales, el resultado es la presencia de campos escalares sin masa, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. Pero, cuando la simetría es de norma, el resultado es la presencia de bosones de norma masivos uno por cada generador roto de la simetría. A este fenómeno donde los bosones de Goldstone son absorbidos por los campos de norma asociados con los generadores rotos, se le conoce como el mecanismo de Higgs.

La teoría debe ser considerada en el entorno de este estado de mínima energía. Así que se introduce el desplazamiento:

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

donde G_W^+ y G_Z son los pseudobosones de Goldstone asociados a los bosones de norma débiles W^\pm y Z^0 respectivamente, en tanto que H representa al escalar de Higgs. En términos de la expresión anterior, el potencial de Higgs toma la forma:

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

de donde se puede apreciar que sólo el campo de Higgs, H , tiene masa distinta de cero dada por $m_H^2 = 2\lambda v^2$. Es en esta parte donde se dan los autoacoplamientos del bosón de Higgs.

En cuanto a la parte cinética del sector de Higgs se refiere, esta se puede expresar de la siguiente manera:

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

de donde Φ y Φ_0 están dados en la ecuación (2.14). Así, se pueden identificar los términos de masa para los bosones débiles, dados por:

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

donde $m_W = g_2 v/2$ es la masa asociada a los bosones de norma débiles, resultando ser:

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

considerando que

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

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

$$S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

diagonalizada a M, en efecto

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

además,

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Por lo tanto,

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

donde $m_Z = m_W/c_W$ es la masa del bosón débil neutro Z_μ . El campo A_μ permanece sin masa y se identifica como el fotón. De los términos de la parte cinética que involucran la mezcla de Φ_0 y Φ resultan los acoplamientos trilineales HHV , mientras que el último término genera los términos cuánticos $HHVV$ ($V = W, Z$).

1.1.3. Sector de Yang-Mills

La estructura de este sector está completamente determinada por el carácter no abeliano del grupo electrodébil. Los invariantes correspondientes no pueden ser construidos con los campos de norma directamente, sino por medio de las estructuras covariantes dadas por el tensor de campo $W_{\mu\nu} = T^i W_{i\mu\nu}$, asociado con el grupo no abeliano $SU_2(2)$ y el correspondiente tensor $B_{\mu\nu}$ del grupo abeliano $U_Y(1)$, los cuales se transforman como:

$$W'_{\mu\nu} = U W_{\mu\nu} U^\dagger, \quad (1.24)$$

donde $U \in SU_L(2)$ y

$$B'_{\mu\nu} = B_{\mu\nu}. \quad (1.25)$$

Explícitamente, los tensores de campo están dados como:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_{j\mu} W_{k\nu}, \quad (1.26)$$

y

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.27)$$

donde ϵ^{ijk} es la constante de estructura del grupo $SU_L(2)$. Con estos objetos, se construye el siguiente lagrangiano renormalizable

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{2}Tr[W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}] - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.28)$$

el cual, después de aplicar la normalización $Tr[T^i T^j] = \delta^{ij}/2$ para los generadores del grupo $SU_L(2)$, se puede reescribir como:

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \quad (1.29)$$

Al hacer uso de los campos de masa W_μ^\pm (definidos en la ecuación (1.18)), Z_μ y A_μ (que surgen directamente de la ecuación (1.22)) dados por:

$$W_\mu^3 = c_W Z_\mu + s_W A_\mu, \quad (1.30)$$

$$B_\mu = -s_W Z_\mu + c_W A_\mu, \quad (1.31)$$

e introduciendo los siguientes tensores:

$$\widehat{W}_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{2}(W_{\mu\nu}^1 \mp iW_{\mu\nu}^2), \quad (1.32)$$

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

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (1.34)$$

el lagrangiano de Yang-Mills adquiere la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YM} = & -\frac{1}{2}\widehat{W}_{\mu\nu}^- \widehat{W}_+^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - ig_2(s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu})W^{-\mu}W^{+\nu} \\ & + g_2^2(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-)(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Este lagrangiano contiene las partes cinéticas de los cuatro bosones de norma así como sus autointeracciones.

1.1.4. Sector de Yukawa

Este sector tiene el propósito de dotar de masa a los fermiones vía el RES electrodébil; ya que los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como producto de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs. En la TED, debido a la ausencia de neutrinos de helicidad derecha,

están prohibidos los acoplamientos de Yukawa que generarían sus posibles masas, por lo tanto, estos no tienen ninguna manifestación física de dicho sector.

El Lagrangiano renormalizable más general que representa al sector de Yukawa se puede descomponer en dos partes independientes, tal como se aprecia a continuación:

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y, \quad (1.36)$$

donde \mathcal{L}_q^Y y \mathcal{L}_l^Y son los Lagrangianos de los sectores de quarks y leptones respectivamente. A continuación se estudian brevemente cada uno de estos sectores.

Sector de Yukawa para Quarks

Debido a que en el caso de los quarks existen estados derechos asociados a los dos miembros del doblete izquierdo, es necesario considerar otro objeto que transforme covariantemente bajo el grupo $SU_L(2)$ cuya forma está dada enseguida:

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (1.37)$$

donde σ^2 es una de las matrices de Pauli, $\tilde{\Phi}$ también tiene valor de hipercarga $Y = +1$. Con la ayuda de este objeto se puede escribir el lagrangiano del sector de Yukawa de quarks como:

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi} u'_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_{iL} \Phi d'_{jR} + h.c., \quad (1.38)$$

donde Y_{ij}^u, Y_{ij}^d son constantes arbitrarias, llamadas constantes de acoplamiento de Yukawa. Aquí los símbolos primados denotan los estados de norma. Este lagrangiano no conserva el sabor, ya que las matrices $Y^{u,d}$ no están sujetas a ningún tipo de restricción, en particular, no son diagonales y la presencia de dichas matrices indica que pueden existir mezclas entre fermiones, entonces es necesario diagonalizarlas para encontrar los eigenestados de masa.

En términos de los vectores en el espacio de sabor definidos por:

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad (1.39)$$

y de las matrices de masa

$$M_{ij}^u = \frac{u}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u, \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d; \quad (1.40)$$

el lagrangiano de Yukawa para quarks se puede reescribir como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y = & - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R + \frac{i}{v} G_Z (\bar{U}'_L M^u U'_R - \bar{D}'_L M^d D'_R)) \\ & - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^- \bar{D}'_L M^u U'_R + \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{U}'_L M^d D'_R + h.c. \end{aligned} \quad (1.41)$$

Las masas de los quarks se encuentran al diagonalizar la parte cuadrática de este lagrangiano. Es así que se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones:

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R}, \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (1.42)$$

donde las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son asumidas unitarias con el fin de conservar la estructura canónica de los términos cinéticos que aparecen en el sector de corrientes, que a su vez garantizan la existencia de propagadores en su forma canónica.

En álgebra lineal existe un teorema que garantiza que para cualquier matriz M , es posible encontrar dos matrices unitarias A y B , tales que AMB sea real y diagonal. Dado que las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son unitarias, el teorema mencionado nos garantiza que las matrices $V_L^{u,d} M^{u,d} V_R^{u,d\dagger}$ serán reales y diagonales, como debe ser ya que los elementos de la diagonal representan a las masas de los quarks. Entonces, en términos de los campos de masa U y D , el lagrangiano de Yukawa para quarks se puede escribir como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y = & - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U} \bar{M}^u U + \bar{D} \bar{M}^d D) + \frac{i\gamma^5}{v} G_Z (\bar{U} \bar{M}^u U - \bar{D} \bar{M}^d D) \\ & - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^- \bar{D} (K^\dagger \bar{M}^u P_R - \bar{M}^d K^\dagger P_L) U + \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{U} (K \bar{M}^d P_R - \bar{M}^u K P_L) D, \end{aligned} \quad (1.43)$$

donde

$$K = V_L^u V_L^{d\dagger}, \quad (1.44)$$

es la matriz de *Cabbibo-Kobayashi-Maskawa* (CKM), con $\bar{M}^{u,d}$ siendo matrices de masa dadas por

$$\bar{M}^u = V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad \bar{M}^d = V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (1.45)$$

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

Sector de Yukawa para Leptones

En lo que corresponde a leptones, considerando que no existen estados de helicidad derecha de neutrinos, podemos escribir el lagrangiano para este sector como:

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}'_{iL} \Phi l'_{iR} + h.c. \quad (1.46)$$

donde Y_{ij}^l son las componentes de la matriz de Yukawa.

En términos de los campos en el espacio de sabor:

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.47)$$

y de la matriz de masa

$$M_{ij}^l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l, \quad (1.48)$$

podemos escribir el lagrangiano de Yukawa para leptones como:

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}'_L M^l E'_R - \frac{i}{v} G_Z \bar{E}'_L M^l E'_R - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{\nu}' M^l E'_R + h.c. \quad (1.49)$$

De manera análoga al caso de quarks, las masas de los leptones se definen diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano anterior. Como antes, se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones:

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R}, \quad \nu_L = V_L^l \nu'_L, \quad (1.50)$$

donde $V_{L,R}^l$ son las matrices de rotación unitarias. Así, en términos de los campos de masa, el lagrangiano de Yukawa para leptones se escribe como:

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E} \bar{M}^l E - \frac{i\gamma}{v} G_Z \bar{E} \bar{M}^l E - \frac{\sqrt{2}}{v} (G_W^+ \bar{\nu} \bar{M}^l P_R E + G_W^- \bar{E} \bar{M}^l P_L \nu). \quad (1.51)$$

Puesto que siempre es posible encontrar las matrices unitarias $V_{L,R}^l$ tales que $\bar{M}^l = V_L^l M^l V_R^{l\dagger}$ sea real y diagonal, como se requiere para definir los términos de masa. La matriz \bar{M}^l queda dada por:

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\nu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.52)$$

donde los elementos de la diagonal son las masas de los respectivos leptones cargados.

Como ocurre en el sector de quarks, el sector de Yukawa para leptones conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla al mismo tipo de lepton cargado.

1.1.5. Sector de Corrientes

En esta sección nos enfocamos en los sectores cinéticos de quarks y leptones, ya que es ahí donde se presentan las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones. A los acoplamientos de pares de fermiones con el bosón W^\pm se le conoce como corrientes cargadas, mientras que a los acoplamientos de pares de fermiones con los bosones Z y γ se les denominan corrientes neutras. El lagrangiano asociado, con la propiedad de invariancia de norma, se puede descomponer en dos partes, a saber:

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C, \quad (1.53)$$

donde \mathcal{L}_q^C y \mathcal{L}_l^C representan los sectores de quarks y leptones, respectivamente.

Sector de Corrientes para Quarks

El lagrangiano para quarks, en términos de los campos de norma, conserva el sabor y está dado por:

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \quad (1.54)$$

el cual, una vez expresado en términos de los campos de masa, toma la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.55)$$

donde las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ están definidas de la siguiente manera:

$$J^{-\mu} = \bar{U}_L\gamma^5 K D_L, \quad (1.56)$$

$$J_Z^\mu = \bar{U}\gamma^\mu(g_v^u + g_A^u\gamma^5)U + \bar{D}\gamma^\mu(g_v^d + g_A^d\gamma^5)D, \quad (1.57)$$

$$J_A^\mu = \bar{U}\gamma^\mu U + \bar{D}\gamma^\mu D, \quad (1.58)$$

siendo K la matriz CKM dada en la ecuación (2.44), mientras que $g_v^{u_i}$ y $g_A^{u_i}$ son constantes de acoplamiento que dependen esencialmente de la carga del quark u_i ($u_i = u, d$). Se puede apreciar que debido a la unitariedad de las matrices $V_{L,R}^{u,d}$, en el ME las corrientes neutras conservan el sabor, sin embargo, en las corrientes cargadas se dan transiciones entre familias a través de la matriz CKM. La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo.

Sector de Corrientes para Leptones

Debido a la ausencia de neutrinos derechos, el lagrangiano de corrientes para leptones, está dado por:

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{L}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu L'_{iL} + i\bar{l}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu l'_{iR}, \quad (1.59)$$

el cual, como en el caso de quarks, conserva sabor. En la base de masas, este lagrangiano se puede reescribir como:

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{E}\gamma^\mu\partial_\mu E + i\bar{\nu}\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.60)$$

de donde, al igual que para quarks, se han introducido las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ , que están dadas de la siguiente manera:

$$J^{-\mu} = \bar{\nu}_L\gamma^\mu E_L, \quad (1.61)$$

$$J_Z^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu(g_V^\nu + g^\nu\gamma^5)\nu + \bar{E}\gamma^\mu(g_V^E + g_A^E\gamma^5)E, \quad (1.62)$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L + \bar{E}\gamma^\mu E, \quad (1.63)$$

donde $g_V^{l_i}$ y $g_A^{l_i}$ ($l_i = \nu, E$) son constantes de acoplamiento que dependen de los números cuánticos con que se acoplan los leptones en el grupo electrodébil. En este caso, debido a la ausencia de

neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor a todo orden en la serie perturbativa. Es importante señalar que la ausencia de interacciones entre leptones de diferentes familias mediadas por el bosón débil cargado, en contraste con lo que ocurre con los quarks, no sólo se debe a la inexistencia de neutrinos derechos, sino también a que el sector de corrientes es originalmente invariante de sabor.

1.1.6. El lagrangiano de QCD

La cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés) es la teoría que describe las interacciones entre gluones y quarks mediante el requerimiento de invariancia de norma local. Al imponer la condición de renormalización se termina por delinear la forma del lagrangiano asociado; es así que esta teoría es de tipo Yang-Mills cimentada en el grupo de norma $SU_3(3)$, por lo cual el lagrangiano de QCD adquiere la siguiente forma:

$$\mathcal{L}^{QCD} = -\frac{1}{2}Tr[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \bar{q}_i(i\gamma^\mu D_\mu - m_i)q_i, \quad (1.64)$$

donde $q_i = (u, d, s, c, b, t)$ son los campos de quarks con masas m_i y D_μ es la derivada covariante dada como:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu, \quad (1.65)$$

y

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig_s[G_\mu, G_\nu], \quad (1.66)$$

con $G_\mu = G_\mu^a \lambda^a / 2$, donde λ^a representa a las matrices de Gell-Mann (son los generadores del grupo $SU_C(3)$), las cuales satisfacen la siguiente relación de conmutación

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda_c, \quad (1.67)$$

cuya condición de normalización es

$$Tr[\lambda^a \lambda^b] = 2\delta^{ab}. \quad (1.68)$$

Los campos de norma de la interacción fuerte G_μ , son denominados *gluones*, y en acuerdo con la simetría de norma $SU_c(3)$ se deduce que existen 8 tipos de gluones. Incluso, como se trata de una teoría no abeliana, como en el caso de la interacción débil, los gluones interactúan entre sí, por lo tanto, surgen vértices trilineales y cuárticos. Además, en analogía con la parte electrodébil de la teoría, en el lagrangiano de interacción entre fermiones y bosones de norma, aparecen los acoplamientos entre quarks y gluones.

Capítulo 2

El decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en el ME

Nuestro proceso contendrá dos contribuciones, una donde aparecen fermiones circulando en el lazo de nuestro decaimiento, \mathcal{A}_f , y otra donde se tengan bosones W circulando en el lazo del mismo, \mathcal{A}_W , como se aprecia a continuación

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_f + \mathcal{A}_W.$$

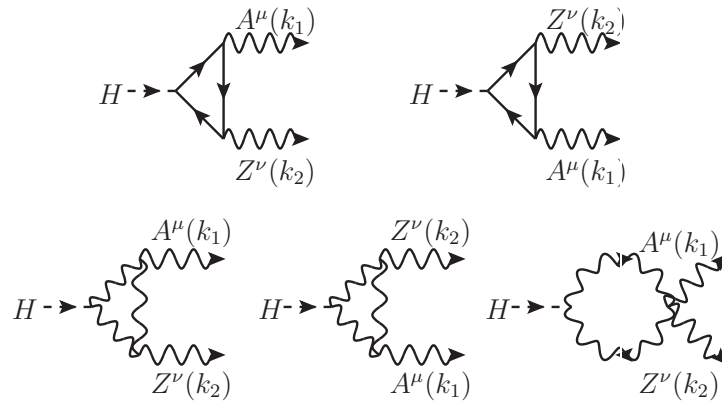
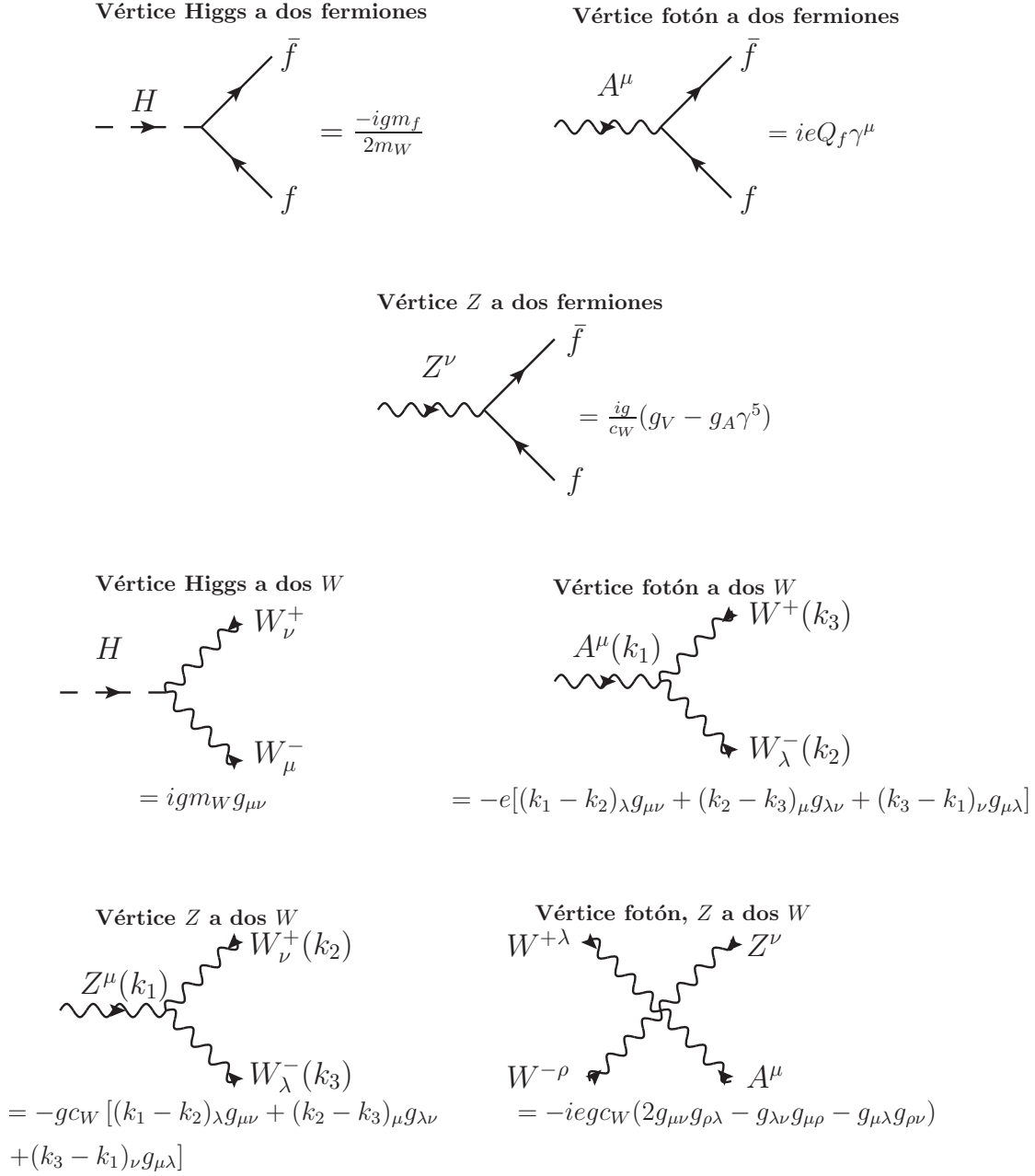


Figura 2.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $H \rightarrow \gamma Z$

Las reglas de Feynman involucradas en el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ están dadas en la Figura 2.2. El propagador del bosón W será considerado en la norma unitaria. Dentro de la contribución fermiónica sólo consideraremos al quark top como único fermión que contribuye, pues la constante de acoplamiento del Higgs a dos fermiones es directamente proporcional a la masa del fermión y como el quark top es el más masivo del ME, entonces este aporta la contribución más importante.

Figura 2.2: Reglas de Feynman involucradas en el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$.

Para el primer diagrama de Feynman, la amplitud es de la forma

$$\mathcal{M}_{1f} = \frac{eg^2 m_f^2 Q_f}{4c_W m_W} \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \text{Tr} [\gamma^\mu (\not{k} + m_f) (\not{k} - \not{k}_1 - \not{k}_2 + m_f) \gamma^\nu \\ \times (g_V + g_A \gamma^5) (\not{k} - \not{k}_1 + m_f)] \Delta_1^{-1},$$

$$\text{con } \Delta_1 = (k^2 - m_f^2)((k - k_1)^2 - m_f^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_f^2).$$

Del segundo diagrama se tiene que la amplitud se escribe como sigue

$$\mathcal{M}_{2f} = \frac{eg^2 m_f^2 Q_f}{4c_W m_W} \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \text{Tr} [\gamma^\nu (g_V + g_A \gamma^5) (\not{k} + m_f) \\ \times (\not{k} - \not{k}_1 - \not{k}_2 + m_f) \gamma^\mu (\not{k} - \not{k}_2 + m_f)] \Delta_2^{-1},$$

$$\text{donde } \Delta_2 = (k^2 - m_f^2)((k - k_2)^2 - m_f^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_f^2).$$

Al sumar cada una de las amplitudes fermiónicas, aplicando las condiciones de transversalidad, las condiciones cinemáticas $k_1^2 = 0$, $k_2^2 = m_Z^2$ y $k_1 \cdot k_2 = (m_H^2 - m_Z^2)/2$, junto con el esquema de reducción de Passarino-Veltman, llegamos a que la amplitud total puede escribirse como:

$$\mathcal{M}_f = \frac{-eg^2 m_f^2 Q_f g_V}{16c_W m_W \pi^2 (m_H^2 - m_Z^2)^2} [2(B_{0f}(1) - B_{0f}(2))m_Z^2 \\ - 2(m_H^2 - m_Z^2) + (m_H^2 - m_Z^2)(-4m_f^2 + m_H^2 - m_Z^2)C_{0f}] \\ \times ((m_H^2 - m_Z^2)g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu), \quad (2.1)$$

siendo $B_{0f}(1)$, $B_{0f}(2)$ y C_{0f} funciones escalares de Passarino-Veltman, de la forma

$$B_{0f}(1) = B_0(m_Z^2, m_f^2, m_f^2), \quad B_{0f}(2) = B_0(m_H^2, m_f^2, m_f^2) \\ C_{0f} = C_0(0, m_H^2, m_Z^2, m_f^2, m_f^2).$$

La amplitud total fermiónica, Ecuación (2.1), es libre de divergencias ultravioletas (recordemos que la divergencia de cualquier función B_0 es la misma sin importar los argumentos de los cuales dependa), pues la resta de las funciones $B_{0f}(1)$ y $B_{0f}(2)$ cancela las divergencias analíticamente.

La amplitud para el primer diagrama donde circula el bosón W se puede escribir como:

$$\mathcal{M}_{1B} = -c_W e g^2 m_W \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} k g^{\alpha\beta} \left(g^{\alpha\lambda} - \frac{k^\alpha k^\lambda}{m_W^2} \right) \times \\ \left[(-k + k_1 - k_2)^\xi g^{\eta\nu} + (-k + k_1 + 2k_2)^\eta g^{\nu\xi} + 2(k - k_1)_\nu g^{\xi\eta} \right] \\ \times \left(g^{\rho\eta} - \frac{(k - k_1)^\rho (k - k_1)^\eta}{m_W^2} \right) \left[-(k + k_1)^\rho g^{\lambda\mu} + (2k_1 - k)^\lambda g^{\mu\rho} \right. \\ \left. + 2k^\mu g^{\rho\lambda} \right] \left(g^{\xi\beta} - \frac{(k - k_1 - k_2)^\xi (k - k_1 - k_2)^\beta}{m_W^2} \right) \Delta_1^{-1},$$

con $\Delta_1 = (k^2 - m_W^2)((k - k_1)^2 - m_W^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_W^2)$.

La amplitud del segundo diagrama está dada como:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{2B} = & -c_W e g^2 m_W \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} g^{\alpha\beta} \left(g^{\alpha\lambda} - \frac{k^\alpha k^\lambda}{m_W^2} \right) \times \\ & \left[(-k - k_1 + k_2)^\xi g^{\eta\mu} + (-k + 2k_1 + k_2)^\eta g^{\mu\xi} + 2(k - k_2)_\mu g^{\xi\eta} \right] \\ & \times \left(g^{\rho\eta} - \frac{(k - k_2)^\rho (k - k_2)^\eta}{m_W^2} \right) \left(-(k + k_2)^\rho g^{\lambda\nu} + (2k_2 - k)^\lambda g^{\nu\rho} \right. \\ & \left. + 2k^\nu g^{\rho\lambda} \right) \left(g^{\xi\beta} - \frac{(k - k_1 - k_2)^\xi (k - k_1 - k_2)^\beta}{m_W^2} \right) \Delta_2^{-1}, \end{aligned}$$

donde $\Delta_2 = (k^2 - m_W^2)((k - k_2)^2 - m_W^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_W^2)$.

La amplitud del tercer diagrama puede expresarse como:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{3B} = & -c_W e g^2 m_W \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} g^{\alpha\beta} \left(g^{\alpha\lambda} - \frac{k^\alpha k^\lambda}{m_W^2} \right) \times \\ & \left(2g^{\mu\nu} g^{\rho\lambda} - g^{\nu\lambda} g^{\rho\mu} - g^{\lambda\mu} g^{\nu\rho} \right) \left(g^{\beta\rho} \right. \\ & \left. - \frac{(k - k_1 - k_2)^\beta (k - k_1 - k_2)^\rho}{m_W^2} \right) \Delta_3^{-1}, \end{aligned}$$

con $\Delta_3 = (k^2 - m_W^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_W^2)$.

Al sumar todas las contribuciones bosónicas, haciendo uso de las condiciones de transversalidad, las condiciones cinemáticas $k_1^2 = 0$, $k_2^2 = m_Z^2$ y $k_1 \cdot k_2 = (m_H^2 - m_Z^2)/2$, junto con el esquema de reducción de Passarino-Veltman, la amplitud total bosónica resulta ser

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_B = & -\frac{c_W e g^2}{32m_W^3 \pi^2 (m_H^2 - m_Z^2)^2} \left((B_{0B}(1) - B_{0B}(2)) m_Z^2 (-12m_W^4 \right. \\ & + 2m_Z^2 m_W^2 + m_H^2 m_Z^2 - 2m_W^2 m_H^2) + (m_H^2 - m_Z^2) (-12m_W^2 \\ & - 2m_W^2 m_H^2 + m_Z^2 m_H^2 + 2m_W^2 m_Z^2) - 2m_W^2 (m_H^2 - m_Z^2) \\ & \times (-12m_W^4 + 6m_W^2 m_Z^2 - 2m_Z^4 + m_H^2 m_Z^2 - 6m_H^2 m_W^2) C_{0B} \\ & \left. \times ((m_H^2 - m_Z^2) g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu) \right), \end{aligned} \tag{2.2}$$

siendo $B_{0B}(1)$, $B_{0B}(2)$ y C_{0B} funciones escalares de Passarino-Veltman ahora de la forma:

$$\begin{aligned} B_{0B}(1) = & B_0(m_Z^2, m_W^2, m_W^2), \quad B_{0B}(2) = B_0(m_H^2, m_W^2, m_W^2) \\ C_{0B} = & C_0(0, m_H^2, m_Z^2, m_W^2, m_W^2). \end{aligned}$$

La amplitud bosónica total, Ecuación (2.2), resulta ser también libre de divergencias ultravioletas, debido a la resta de las funciones $B_{0B}(1)$ y $B_{0B}(2)$ que aparecen en dicha amplitud.

2.1. Amplitud con invariancia de norma explícita

Al tomar en cuenta las partes bosónicas y fermiónicas, la amplitud puede ser escrita como

$$\mathcal{M}^{\mu\nu} = \frac{\alpha g}{4\pi m_W} \mathcal{A}((m_H^2 - m_Z^2)g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu),$$

donde

$$\mathcal{A} = -\frac{\sum_f 2N_{cf} Q_f g_V}{c_W s_W} A_F - \frac{c_W}{s_W} A_W, \quad (2.3)$$

siendo A_f y A_W factores de forma con la siguiente estructura

$$\begin{aligned} A_F &= I_1(\tau_f, \lambda_f) - I_2(\tau_f, \lambda_f), \\ A_W &= 4(3 - \tan^2 \theta_W) I_2(\tau_W, \lambda_W) \\ &\quad + \left[\left(1 + \frac{2}{\tau_W}\right) \tan^2 \theta_W - \left(5 + \frac{2}{\tau_W}\right) \right] I_1(\tau_W, \lambda_W). \end{aligned}$$

Las funciones I_1 e I_2 se definen como sigue

$$\begin{aligned} I_1(a, b) &= \frac{ab}{2(a-b)} + \frac{a^2 b^2}{2(a-b)^2} [C_{0f,B}(m_H^2 - m_Z^2)/2] \\ &\quad + \frac{a^2 b}{(a-b)^2} (B_{0B,f}(1) - B_{0B,f}(2)), \\ I_2(a, b) &= -\frac{ab}{2(a-b)} [C_{0B,f}(m_H^2 - m_Z^2)/2]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Se han introducido las variables τ y λ como se explica abajo

$$\tau_f = \frac{4m_f^2}{m_H^2}, \quad \lambda_f = \frac{4m_f^2}{m_Z^2}, \quad \tau_W = \frac{4m_W^2}{m_H^2}, \quad \lambda_W = \frac{4m_W^2}{m_Z^2}.$$

Capítulo 3

El modelo estándar en dimensiones extra

En este capítulo expondremos las principales características del ME en dimensiones extra (DE) que son útiles para estudiar el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$; la estructura dinámica del ME con dimensiones extra ha sido discutida en gran detalle en la referencia [15, 16, 17]. En este capítulo estudiaremos la forma de los sectores asociados que contribuyen de manera directa a nuestro proceso.

Primeramente, discutimos la forma del sector de Yang-Mills en dimensiones extra compactas. Sobre esta idea tomamos como punto de partida los campos de norma gobernados por el grupo extendido de Poincaré $ISO(1, 3+n)$ y, también, los grupos de norma extendidos del ME, a saber, $\mathcal{G}(\mathcal{M}^d)_{ME} = SU_C(3, \mathcal{M}^d) \times SU_L(2, \mathcal{M}^d) \times U_Y(1, \mathcal{M}^d)$. Asumimos que el parámetro de norma α ahora es un funcional $\alpha = \alpha(x, \bar{x})$, con $x \in \mathcal{M}^4$ y $\bar{x} \in \mathcal{M}^n$. Posteriormente, se implementa la compactificación a nivel clásico y entonces se cuantiza la teoría efectiva resultante en la forma estándar [16]. El punto de partida es una acción clásica la cual es asumida como un funcional de campos de norma y materia, los cuales proporcionan representaciones del grupo de Lorentz extendido $SO(1, 3+n)$.

Los campos de norma (conexiones) y curvaturas del modelo extendido del grupo de norma $G(\mathcal{M}^d)_{ME}$ serán denotados por $A_M(x, \bar{x})$ y $\mathcal{F}_{MN}(x, \bar{x})$, respectivamente, donde $M = 0, 1, 2, 3, 5, \dots, 4+n = \mu, \bar{\mu}$. Los leptones o quarks serán caracterizados por campos de espín $\Psi(x, \bar{x})$ de $SO(1, 3+n)$, el cual tiene $2^{\frac{n}{2}}$ componentes. El doblete de Higgs estará representado por $\Phi(x, \bar{x})$. Entonces, la acción correspondiente será un funcional de los campos de materia y de norma

$$S[\Phi, \Psi, A_M] = \int d^4x d^n \bar{x} \mathcal{L}_{4+n}(\Phi, \Psi, D_M \Phi, D_M \Psi, \mathcal{F}_{MN}),$$

donde

$$\mathcal{L}_{4+n} = \mathcal{L}_{4+n}^{ME}(\Phi, \Psi, D_M \Phi, D_M \Psi, \mathcal{F}_{MN}) + \sum_{K=1} \frac{\lambda_K}{\Lambda_K} \mathcal{O}^{(K+d)}(\Phi, \Psi, D_M \Phi, D_M \Psi, \mathcal{F}_{MN}, D_A \mathcal{F}_{MN}, \dots).$$

Aquí, D_M simboliza a la derivada covariante del grupo extendido $G(\mathcal{M}^d)$, dada explícitamente como:

$$D_M = \partial_M - ig_{4+n} \frac{\sigma^i}{2} \mathcal{W}_M^i(x, \bar{x}) - ig'_{4+n} \frac{Y}{2} \mathcal{B}_M(x, \bar{x}). \quad (3.1)$$

3.1. Sector de Yang-Mills

El sector extendido de Yang-Mills está dado por

$$\mathcal{L}_{4+n}^{YM} = -\frac{1}{4} \mathcal{G}_{MN}^a(x, \bar{x}) \mathcal{G}_a^{MN}(x, \bar{x}) - \frac{1}{4} \mathcal{W}_{MN}^i(x, \bar{x}) \mathcal{W}_i^{MN}(x, \bar{x}) - \frac{1}{4} \mathcal{B}_{MN}(x, \bar{x}) \mathcal{B}^{MN}(x, \bar{x}), \quad (3.2)$$

donde \mathcal{G}_{MN}^a , \mathcal{W}_{MN}^i y \mathcal{B}_{MN} , son respectivamente las componentes de las curvaturas, que toman sus valores en las álgebras de Lie de los grupos de norma $SU_C(3, \mathcal{M}^d)$, $SU_L(2, \mathcal{M}^d)$ y $U_Y(1, \mathcal{M}^d)$, respectivamente. En términos de las conexiones correspondientes, estas están escritas como

$$\mathcal{G}_{MN}^a = \partial_M \mathcal{G}_N^a - \partial_N \mathcal{G}_M^a + g_{s4+n} f^{abc} \mathcal{G}_M^b \mathcal{G}_N^c, \quad a, b, c = 1, 2, \dots, 8 \quad (3.3)$$

$$\mathcal{W}_{MN}^i = \partial_M \mathcal{W}_N^i - \partial_N \mathcal{W}_M^i + g_{4+n} \epsilon^{ijk} \mathcal{W}_M^j \mathcal{W}_N^k, \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (3.4)$$

$$\mathcal{B}_{MN} = \partial_M \mathcal{B}_N - \partial_N \mathcal{B}_M. \quad (3.5)$$

Cualquier componente de la 1-forma, $\mathcal{A}_M(x, \bar{x})$, con valores en las álgebras de Lie de $SU_C(3, \mathcal{M}^d)$, $SU_L(2, \mathcal{M}^d)$ o $U_Y(1, \mathcal{M}^d)$, es decir \mathcal{G}_M^a , \mathcal{W}_M^i o \mathcal{B}_M , puede ser trivialmente mapeada en las componentes de la 1-forma \mathcal{A}_μ y n campos escalares $\mathcal{A}_{\bar{\mu}}$, con respecto al grupo $SO(1, 3)$. Esto se consigue al introducir el mapeo, $\mathcal{A}_M \mapsto (\mathcal{A}_\mu, \mathcal{A}_{\bar{\mu}})$, en las componentes correspondientes de la curvatura, lo que implica la descomposición de $\mathcal{F}_{MN} \mapsto (\mathcal{F}_{\mu\nu}, \mathcal{F}_{\mu\bar{\nu}}, \mathcal{F}_{\bar{\mu}\bar{\nu}})$, siendo $\mathcal{F} = \mathcal{G}, \mathcal{W}, \mathcal{B}$. En otras palabras, \mathcal{F}_{MN} puede ser descompuesto en objetos $\mathcal{F}_{\mu\nu}$, $\mathcal{F}_{\mu\bar{\nu}}$ y $\mathcal{F}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}$ los cuales transforman como 2-forma, 1-forma y 0-forma bajo el subgrupo $SO(1, 3)$, respectivamente. Entonces el sector de Yang-Mills puede ser reescrito, Ecuación (3.2), de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^{YM} = -\frac{1}{4} \sum_{\mathcal{F}=\mathcal{G}, \mathcal{W}, \mathcal{B}} [\mathcal{F}_{\mu\nu}(x, \bar{x}) \mathcal{F}^{\mu\nu}(x, \bar{x}) + 2\mathcal{F}_{\mu\bar{\nu}}(x, \bar{x}) \mathcal{F}^{\mu\bar{\nu}}(x, \bar{x}) + \mathcal{F}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}(x, \bar{x}) \mathcal{F}^{\bar{\mu}\bar{\nu}}(x, \bar{x})].$$

Se discute cada una de las curvaturas de Yang-Mills en dimensiones extra en la referencia [17]. Por ahora de este lagrangiano vamos a estudiar el sector de Yang-Mills electrodébil.

3.1.1. Sector electrodébil

El lagrangiano de Yang-Mills electrodébil está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ef}^{YMEW} = & -\frac{1}{4} \left(\mathcal{W}_{\mu\nu}^{(0)i} \mathcal{W}_i^{\mu\nu(0)} + \mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(0)i} \mathcal{W}_i^{\bar{\mu}\bar{\nu}(0)} + \sum_{(m)} \left(\mathcal{W}_{\mu\nu}^{(m)i} \mathcal{W}_i^{\mu\nu(m)} \right. \right. \\ & \left. \left. + 2\mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(m)i} \mathcal{W}_i^{\mu\bar{\nu}(m)} + \mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)i} \mathcal{W}_i^{\bar{\mu}\bar{\nu}(m)} \right) \right) - \frac{1}{4} \mathcal{B}_{\mu\nu}^{(0)i} \mathcal{B}_i^{\mu\nu(0)} \\ & - \frac{1}{4} \sum_{(m)} \left(\mathcal{B}_{\mu\nu}^{(m)i} \mathcal{B}_i^{\mu\nu(m)} + 2\mathcal{B}_{\mu\bar{\nu}}^{(m)i} \mathcal{B}_i^{\mu\bar{\nu}(m)} + \mathcal{B}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)i} \mathcal{B}_i^{\bar{\mu}\bar{\nu}(m)} \right). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Este lagrangiano es invariante bajo las transformaciones de norma estándar, en este caso, bajo $SU(2, \mathcal{M}^4) \times U(1, \mathcal{M}^4)$. Como en el ME, la siguiente combinación de campos complejos será usada

$$\begin{aligned} W_\mu^{(0)\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^{(0)1} \mp iW_\mu^{(0)2} \right), \\ W_\mu^{(\underline{m})\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^{(\underline{m})1} \mp iW_\mu^{(\underline{m})2} \right), \\ W_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})1} \mp iW_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})2} \right). \end{aligned} \quad (3.7)$$

El ángulo de Weinberg (θ_W) entra a través de las funciones $c_W = \cos(\theta_W)$ y $s_W = \sin(\theta_W)$ en las siguientes definiciones

$$Z_\mu^{(0)} = W_\mu^{(0)3} c_W - B_\mu^{(0)} s_W, \quad A_\mu^{(0)} = W_\mu^{(0)3} s_W + B_\mu^{(0)} c_W, \quad (3.8)$$

$$Z_\mu^{(\underline{m})} = W_\mu^{(\underline{m})3} c_W - B_\mu^{(\underline{m})} s_W, \quad A_\mu^{(\underline{m})} = W_\mu^{(\underline{m})3} s_W + B_\mu^{(\underline{m})} c_W, \quad (3.9)$$

$$Z_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})} = W_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})3} c_W - B_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})} s_W, \quad A_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})} = W_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})3} s_W + B_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})} c_W. \quad (3.10)$$

Espectro de masas y autointeracciones escalares

Consideremos ahora aquellos términos en el lagrangiano, Ecuación (3.6), que solo contienen índices extra dimensionales

$$\mathcal{L}_{Masa} = -\frac{1}{4} \sum_{(\underline{m})} \left(\mathcal{W}_{\bar{\mu}\nu}^{(\underline{m})i} \mathcal{W}_i^{\bar{\mu}\nu(\underline{m})} + \mathcal{W}_{\bar{\mu}\nu}^{(0)i} \mathcal{W}_i^{\bar{\mu}\nu(0)} + \mathcal{B}_{\bar{\mu}\nu}^{(\underline{m})i} \mathcal{B}_i^{\bar{\mu}\nu(\underline{m})} \right). \quad (3.11)$$

Al sustituir las Ecuaciones (3.7) y (3.10) en la Ecuación (3.11), puede ser mostrado que después del proceso de diagonalización del lagrangiano \mathcal{L}_{Masa} [15], se llega a

$$\mathcal{L}_{Masa} = - \sum_{(\underline{m})} \sum_{\bar{n}=1}^{n-1} \left[Tr \left(\mathcal{W}_{\bar{n}}^{(\underline{m})} \mathcal{W}^{\bar{n}(\underline{m})} + \frac{1}{2} m_{(\underline{m})}^2 \mathcal{B}_{\bar{n}}^{(\underline{m})} B^{\bar{n}(\underline{m})} \right) \right]. \quad (3.12)$$

Aquí han sido definidos los siguientes campos

$$\mathcal{W}_{\bar{n}}^{(\underline{m})} = m_{(\underline{m})} W_{\bar{n}}^{(\underline{m})} - ig \sum_{\underline{r}\underline{s}} \Delta'_{rsm} [W_{\bar{n}}^{(\underline{r})}, W_{\bar{n}}^{(\underline{s})}],$$

con

$$\begin{aligned} W_{\bar{n}}^{(\underline{m})} &= \frac{\sigma^i}{2} W_{\bar{n}}^{(\underline{m})i} = \begin{pmatrix} \frac{c_W Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})} + s_W A_{\bar{n}}^{(\underline{m})}}{2} & \frac{W_{\bar{n}}^{(\underline{m})+}}{\sqrt{2}} \\ \frac{W_{\bar{n}}^{(\underline{m})-}}{\sqrt{2}} & -\frac{c_W Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})} + s_W A_{\bar{n}}^{(\underline{m})}}{2} \end{pmatrix}, \\ W^{(\underline{m})} &= \frac{\sigma^i}{2} W^{(\underline{m})i} = \begin{pmatrix} \frac{c_W Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})} + s_W A_{\bar{n}}^{(\underline{m})}}{2} & \frac{W^{(\underline{m})+}}{\sqrt{2}} \\ \frac{W^{(\underline{m})-}}{\sqrt{2}} & -\frac{c_W Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})} + s_W A_{\bar{n}}^{(\underline{m})}}{2} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

De la estructura de estas ecuaciones, observamos que $W_{\bar{n}}^{(m)\pm}$, $Z_{\bar{n}}^{(m)}$ y $A_{\bar{n}}^{(m)}$ son campos escalares masivos, con masa cuadrada $m_{\underline{m}}^2 = \underline{m}^2 R_{\underline{m}}^{-2}$, mientras que $W^{(m)\pm}$, $Z^{(m)}$ y $A_G^{(m)}$ son campos no masivos.

Espectro de masas de las excitaciones de norma e interacciones escalar-vectorial

Ahora consideremos aquellos términos en la Ecuación (3.6), proporcionales a $\mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(m)i} \mathcal{W}^{\mu\bar{\nu}(m)i}$ y $\mathcal{B}_{\mu\bar{\nu}}^{(m)} \mathcal{B}^{\mu\bar{\nu}(m)}$. Nuevamente, puede ser mostrado que [15]:

$$\bar{\mathcal{L}}_{VS}^{EW} + \hat{\mathcal{L}}_{VS}^{EW} = -\frac{1}{2} \mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(m)i} \mathcal{W}^{\mu\bar{\nu}(m)i} - \frac{1}{2} \mathcal{B}_{\mu\bar{\nu}}^{(m)} \mathcal{B}^{\mu\bar{\nu}(m)}, \quad (3.14)$$

donde

$$\bar{\mathcal{L}}_{VS}^{EW} = \sum_{(m)} \sum_{\bar{n}=1}^{n-1} \left[Tr \left(\mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(m)} \mathcal{W}^{\mu\bar{\nu}(m)} \right) + \frac{1}{2} \left(\partial_{\mu} B_{\bar{n}}^{(m)} \right) \left(\partial^{\mu} B_{\bar{n}}^{(m)} \right) \right], \quad (3.15)$$

$$\hat{\mathcal{L}}_{VS}^{EW} = \sum_{(m)} \left[Tr \left(\mathcal{W}_{\mu}^{(m)} \mathcal{W}^{\mu(m)} \right) + \frac{1}{2} \left(\hat{B}_{\mu}^{(m)} \right) \left(\hat{B}^{(m)\mu} \right) \right]. \quad (3.16)$$

Explícitamente, se tiene que

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(m)} &= \partial_{\mu} W_{\bar{n}}^{(m)} - ig[W_{\mu}^{(0)}, W_{\bar{n}}^{(m)}] - ig \sum_{rs} \Delta'_{mrs} [W_{\mu}^{(r)}, W_{\bar{n}}^{(s)}], \\ \mathcal{W}_{\mu}^{(m)} &= \partial_{\mu} W^{(m)} - ig[W_{\mu}^{(0)}, W^{(m)}] - ig \sum_{rs} \Delta'_{mrs} [W_{\mu}^{(r)}, W^{(s)}] + m_{(m)} W_{\mu}^{(m)}, \\ \hat{B}_{\mu}^{(m)} &= \partial_{\mu} B^{(m)} + m_{(m)} B_{\mu}^{(m)}, \end{aligned} \quad (3.17)$$

donde

$$W_{\mu}^{(0)} = \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu}^{(0)i} = \begin{pmatrix} \frac{c_W Z_{\mu}^{(0)} + s_W A_{\mu}^{(0)}}{2} & \frac{W_{\mu}^{(0)+}}{\sqrt{2}} \\ \frac{W_{\mu}^{(0)-}}{\sqrt{2}} & -\frac{c_W Z_{\mu}^{(0)} + s_W A_{\mu}^{(0)}}{2} \end{pmatrix}, \quad (3.18)$$

$$W_{\mu}^{(m)} = \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu}^{(m)i} = \begin{pmatrix} \frac{c_W Z_{\mu}^{(m)} + s_W A_{\mu}^{(m)}}{2} & \frac{W_{\mu}^{(m)+}}{\sqrt{2}} \\ \frac{W_{\mu}^{(m)-}}{\sqrt{2}} & -\frac{c_W Z_{\mu}^{(m)} + s_W A_{\mu}^{(m)}}{2} \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Los campos vectoriales $W_{\mu}^{(m)\pm}$, $Z_{\mu}^{(m)}$ y $A_{\mu}^{(m)}$ representan campos masivos con masas cuadradas $m_{(m)}^2$ [15].

Sector vectorial puro

Concluimos esta sección con el estudio de los términos vector-vector en el lagrangiano \mathcal{L}_{ef}^{YMEW} (Ecuación (3.6)) los cuales contienen todas las interacciones entre los campos vectoriales; estos no son afectados por el sector de Higgs. Las interacciones vector-vector se encuentran implícitas en el siguiente lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{EDSM}^{EWWV} = \mathcal{L}_{VV}^{0, KK} + \mathcal{L}_{VV}^{KK},$$

donde

$$\mathcal{L}_{VV}^{0, KK} = -\frac{1}{4}(\mathcal{W}_{\mu\nu}^{(0)i} \mathcal{W}^{\mu\nu(0)i} + \mathcal{B}_{\mu\nu}^{(0)} \mathcal{B}^{\mu\nu(0)}), \quad (3.20)$$

$$\mathcal{L}_{VV}^{KK} = -\frac{1}{4}(\mathcal{W}_{\mu\nu}^{(m)i} \mathcal{W}^{\mu\nu(m)i} + \mathcal{B}_{\mu\nu}^{(m)} \mathcal{B}^{\mu\nu(m)}). \quad (3.21)$$

En términos de los campos $W_{\mu}^{(0)\pm}$, $Z_{\mu}^{(0)}$, $A_{\mu}^{(0)}$, $W_{\mu}^{(m)\pm}$, $Z_{\mu}^{(m)}$ y $A_{\mu}^{(m)}$, los lagrangianos de las Ecuaciones (3.20) y (3.21), se reescriben como

$$\mathcal{L}_{VV}^{0, KK} = -\frac{1}{2} \hat{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{(0)-} \hat{\mathcal{W}}^{\mu\nu(0)+} - \frac{1}{4} \left(\hat{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{(0)3} \hat{\mathcal{W}}^{\mu\nu(0)3} + \mathcal{B}_{\mu\nu}^{(0)} \mathcal{B}^{\mu\nu(0)} \right),$$

con

$$\hat{\mathcal{W}}^{\mu\nu(0)+} = \hat{W}^{\mu\nu(0)+} + ig \sum_{(m)} \left(W_{\mu}^{(m)+} W_{\nu}^{(m)3} - W_{\nu}^{(m)+} W_{\mu}^{(m)3} \right), \quad (3.22)$$

$$\hat{\mathcal{W}}^{\mu\nu(0)3} = \hat{W}^{\mu\nu(0)3} + ig \sum_{(m)} \left(W_{\mu}^{(m)-} W_{\nu}^{(m)+} - W_{\nu}^{(m)+} W_{\mu}^{(m)-} \right). \quad (3.23)$$

En estas expresiones, los tensores de intensidad de campo están dados como

$$\hat{W}^{\mu\nu(0)+} = W^{\mu\nu(0)+} + ig \left(W_{\mu}^{(0)+} W_{\nu}^{(0)3} - W_{\nu}^{(0)+} W_{\mu}^{(0)3} \right), \quad (3.24)$$

$$\hat{W}^{\mu\nu(0)3} = W^{\mu\nu(0)3} + ig \left(W_{\mu}^{(0)+} W_{\nu}^{(0)-} - W_{\nu}^{(0)-} W_{\mu}^{(0)+} \right), \quad (3.25)$$

donde

$$W_{\mu\nu}^{(0)\pm} = \partial_{\mu} W_{\nu}^{(0)\pm} - \partial_{\nu} W_{\mu}^{(0)\pm}, \quad W_{\mu\nu}^{(m)\pm} = \partial_{\mu} W_{\nu}^{(m)\pm} - \partial_{\nu} W_{\mu}^{(m)\pm}, \quad (3.26)$$

$$W_{\mu\nu}^{(0)3} = \partial_{\mu} W_{\nu}^{(0)3} - \partial_{\nu} W_{\mu}^{(0)3}, \quad W_{\mu\nu}^{(m)3} = \partial_{\mu} W_{\nu}^{(m)3} - \partial_{\nu} W_{\mu}^{(m)3}. \quad (3.27)$$

En contraste, el término $\mathcal{L}_{VV}^{(KK)}$ puede ser escrito como sigue:

$$\mathcal{L}_{VV}^{(KK)} = -\frac{1}{2} \hat{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{(m)-} \hat{\mathcal{W}}^{\mu\nu(m)+} - \frac{1}{4} \left(\hat{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{(m)3} \hat{\mathcal{W}}^{\mu\nu(m)3} + \mathcal{B}_{\mu\nu}^{(m)} \mathcal{B}^{\mu\nu(m)} \right),$$

cuyos términos, tienen la siguiente estructura

$$\hat{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{(m)\pm} = \hat{W}_{\mu\nu}^{(m)\pm} + ig \sum_{(rs)} \Delta_{(mrs)} \left(W_{\mu}^{(r)3} W_{\nu}^{(s)\pm} - W_{\nu}^{(r)\pm} W_{\mu}^{(s)3} \right),$$

$$\hat{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{(m)3} = \hat{W}_{\mu\nu}^{(m)3} + ig \sum_{(rs)} \Delta_{(mrs)} \left(W_{\mu}^{(r)+} W_{\nu}^{(s)-} - W_{\nu}^{(r)-} W_{\mu}^{(s)+} \right),$$

con

$$\begin{aligned}\hat{W}_{\mu\nu}^{(m)+} &= W_{\mu\nu}^{(m)+} - ig \left(W_{\mu}^{(0)3} W_{\nu}^{(m)+} - W_{\nu}^{(0)3} W_{\mu}^{(m)+} + W_{\mu}^{(m)3} W_{\nu}^{(0)+} - W_{\nu}^{(m)3} W_{\mu}^{(0)+} \right), \\ \hat{W}_{\mu\nu}^{(m)3} &= W_{\mu\nu}^{(m)3} - ig \left(W_{\mu}^{(0)+} W_{\nu}^{(m)-} - W_{\nu}^{(0)-} W_{\mu}^{(m)+} + W_{\mu}^{(m)-} W_{\nu}^{(0)+} - W_{\nu}^{(m)+} W_{\mu}^{(0)-} \right).\end{aligned}$$

De las expresiones anteriores, las reglas de Feynman necesarias para calcular el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en DE pueden ser obtenidas.

3.2. Sector de Higgs

El lagrangiano $(4+n)$ -dimensional para el sector de Higgs está dado por

$$\mathcal{L}_{4+n}^H = (D_M \Phi)^\dagger(x, \bar{x})(D^M \Phi)(x, \bar{x}) - V(\Phi^\dagger, \Phi)(x, \bar{x}),$$

donde $\Phi(x, \bar{x})$ es el doblete de Higgs en el espacio tiempo de dimensiones extra. La derivada covariante electrodébil D_M , en la representación fundamental, está escrita en la Ecuación (3.1); y el potencial de Higgs en dimensiones más altas es

$$V(\Phi^\dagger, \Phi)(x, \bar{x}) = \mu^2(\Phi^\dagger, \Phi) + \lambda_{4+n}(\Phi^\dagger, \Phi)^2. \quad (3.28)$$

Al usar el procedimiento general descrito al inicio de este capítulo, el vector $D_M \Phi$, de $SO(1, 3+n)$ puede ser descompuesto en el vector $D_\mu \Phi$ de $SO(1, 3)$, y en n escalares, $D_{\bar{\mu}} \Phi$, con respecto a $SO(1, 3)$. Entonces el sector cinético de Higgs es reescrito como sigue:

$$\mathcal{L}_{4+n}^{HC} = (D_\mu \Phi)^\dagger(D^\mu \Phi)(x, \bar{x}) + (D_{\bar{\mu}} \Phi)^\dagger(D^{\bar{\mu}} \Phi)(x, \bar{x}).$$

Para recuperar el sector de Higgs del ME en el límite de dimensiones extra pequeñas ($R_i \rightarrow 0$), asumimos que el doblete de Higgs es una función par bajo todas las reflexiones de las dimensiones extra espaciales ($\Phi(x, -\bar{x}) = \Phi(x, \bar{x})$) [15, 16], por lo que

$$\Phi(x, \bar{x}) = f_E^{(0)} \Phi^{(0)}(x) + \sum_{(m)} f_E^{(m)}(\bar{x}) \Phi^{(m)}(x).$$

Explícitamente, $\Phi^{(0)\dagger} = (G_W^{(0)-}, (v + H^{(0)} - iG_Z^{(0)})/\sqrt{2})$ y $\Phi^{(m)\dagger} = (G_W^{(m)-}, (H^{(m)} - iG_Z^{(m)})/\sqrt{2})$ son los dobletes de Higgs del ME y sus excitaciones de KK, respectivamente. Las excitaciones KK tienen los mismos números cuánticos del doblete de Higgs pero estos no representan valor de expectación del vacío.

Podemos arivar al correspondiente lagrangiano efectivo cuatro dimensional después de integrar la acción en las dimensiones extra compactas, dando como resultado

$$\mathcal{L}_{ef}^{HC} = (D_\mu \Phi^{(0)})^\dagger(D^\mu \Phi^{(0)}) + \sum_{(m)} \left[(D_\mu \Phi^{(m)})^\dagger(D^\mu \Phi^{(m)}) + (D_{\bar{\mu}} \Phi^{(m)})^\dagger(D^{\bar{\mu}} \Phi^{(m)}) \right]. \quad (3.29)$$

Los objetos covariantes ante $SU(2, \mathcal{M}^4) \times U(1, \mathcal{M}^4)$ involucrados en \mathcal{L}_{ef}^{HC} son

$$\begin{aligned} D_\mu \Phi^{(0)} &= D_\mu^{(0)} \Phi^{(0)} - ig \sum_{(m)} \mathcal{O}_\mu^{(m)} \Phi^{(m)}, \\ D_\mu \Phi^{(m)} &= \sum_{(r)} D_\mu^{(mr)} \Phi^{(r)} - ig \mathcal{O}_\mu^{(m)} \Phi^{(0)}, \\ D_{\bar{\mu}} \Phi^{(m)} &= \sum_{(r)} D_{\bar{\mu}}^{(mr)} \Phi^{(r)} - ig \mathcal{O}_{\bar{\mu}}^{(m)} \Phi^{(0)}, \end{aligned}$$

de donde la derivada covariante de $SU(2, \mathcal{M}^4) \times U(1, \mathcal{M}^4)$, $D_\mu^{(0)}$, es recuperada y está dada por

$$D_\mu^{(0)} = \partial_\mu - ig \mathcal{O}_\mu^{(0)}, \quad \text{con} \quad \mathcal{O}_\mu^{(0)} = \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^{(0)i} + \frac{g'}{g} \frac{Y}{2} B_\mu^{(0)}, \quad (3.30)$$

mientras que

$$D_\mu^{(mr)} = \delta^{(mr)} \partial_\mu - ig \sum_{(\underline{s})} \Delta_{(mr\underline{s})} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{s})}, \quad \text{con} \quad \mathcal{O}_\mu^{(m)} = \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^{(m)i} + \frac{g'}{g} \frac{Y}{2} B_\mu^{(m)}, \quad (3.31)$$

$$D_{\bar{\mu}}^{(mr)} = -m_{\bar{\mu}} \delta^{(mr)} - ig \sum_{(\underline{s})} \Delta'_{(mr\underline{s})} \mathcal{O}_{\bar{\mu}}^{(\underline{s})}, \quad \text{con} \quad \mathcal{O}_{\bar{\mu}}^{(m)} = \frac{\sigma^i}{2} W_{\bar{\mu}}^{(m)i} + \frac{g'}{g} \frac{Y}{2} B_{\bar{\mu}}^{(m)}. \quad (3.32)$$

En este caso $\delta^{(mr)} \equiv \delta^{m_1 r_1} \delta^{m_2 r_2} \dots \delta^{m_n r_n}$.

En lo que al potencial de Higgs concierne, después de integrar sobre las coordenadas compactas, se obtiene que

$$V_{ef} = V_{ME} + V_{KK},$$

donde V_{ME} es el potencial de Higgs del ME dado por

$$V_{ME} = \mu^2 \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(0)} \right) + \lambda \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(0)} \right)^2.$$

La constante con dimensiones λ_{4+n} , de la Ecuación (3.28), y la constante adimensional λ , están relacionadas por $\lambda_{4+n} = (R_1 \dots R_n) \lambda$. El potencial V_{KK} está dado como

$$\begin{aligned} V_{KK} &= \left[\mu^2 + 2\lambda \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(0)} \right) \right] \sum_{(m)} \left(\Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(m)} \right) \\ &+ \lambda \sum_{(m)} \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(m)} + \Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(0)} \right) \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(m)} + \Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(0)} \right) \\ &+ 2\lambda \sum_{(mkr)} \Delta_{(mkr)} \left(\Phi^{(k)\dagger} \Phi^{(r)} \right) \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(m)} + \Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(0)} \right) \\ &+ \lambda \sum_{(mkr\underline{s})} \Delta_{(mkr\underline{s})} \left(\Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(r)} \right) \left(\Phi^{(k)\dagger} \Phi^{(\underline{s})} \right). \end{aligned} \quad (3.33)$$

El objeto de múltiplos índices $\Delta_{(\underline{mrks})}$ es una función expresada en términos de deltas de Kronecker; su definición se presenta en referencia [15, 16]. La diagonalización de estas mezclas deja una torre física de excitaciones escalares con masas dadas por

$$\begin{aligned} m_{W(\underline{m})}^2 &= m_{W(\underline{\omega})}^2 + m_{(\underline{m})}^2, \\ m_{Z(\underline{m})}^2 &= m_{Z(\underline{\omega})}^2 + m_{(\underline{m})}^2, \end{aligned} \quad (3.34)$$

y una torre de excitaciones sin masa, las cuales son identificadas como pseudo bosones de Goldstone asociados con las excitaciones vectoriales $W_\mu^{(\underline{m})\pm}$ y $Z_\mu^{(\underline{m})}$.

Espectro de masas escalares y autointeracciones. Ahora presentamos los espectros de masa e interacciones que pueden emerger del término cinético de Higgs. El espectro de masas para los campos escalares surge del término $(D_{\bar{\mu}}\Phi)^{(\underline{m})\dagger}(D^{\bar{\mu}}\Phi)^{(\underline{m})}$, el cual puede convenientemente ser visto como

$$\sum_{(\underline{m})} (D_{\bar{\mu}}\Phi)^{(\underline{m})\dagger}(D^{\bar{\mu}}\Phi)^{(\underline{m})} = \mathcal{L}_{SS} + \mathcal{L}_{SSS} + \mathcal{L}_{SSSS},$$

donde \mathcal{L}_{SS} , \mathcal{L}_{SSS} y \mathcal{L}_{SSSS} contienen interacciones cuadráticas, cúbicas y cuárticas, respectivamente. El espectro de masas surge del término cuadrático, el cual está dado por

$$\mathcal{L}_{SS} = - \sum_{(\underline{m})} \left[m_{(\underline{m})}^2 \Phi^{(\underline{m})\dagger} \Phi^{(\underline{m})} + g^2 \Phi_0^{(\underline{\omega})\dagger} \mathcal{O}_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})} \mathcal{O}_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})} \Phi_0^{(\underline{\omega})} + m_{\bar{\mu}} \left(ig \mathcal{O} \Phi_0^{(\underline{\omega})} + H.C. \right) \right], \quad (3.35)$$

donde $\Phi_0^{(\underline{\omega})\dagger} = (0, v/\sqrt{2})$. El primer término de la expresión, simplemente nos dice que las componentes del doblete de Higgs $\Phi^{(\underline{m})}$ reciben masa a la escala de compactificación dada por $m_{(\underline{m})}$. El segundo término expresa el hecho de que los campos escalares reciben masa a la escala de Fermi. Los $n-1$ campos escalares $W_{\bar{n}}^{(\underline{m})\pm}$ y $Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})\pm}$, con $\bar{n} = 1, \dots, n-1$, no son mezclados con las componentes del doblete de Higgs. Estos campos sólo reciben una contribución de masa dada por $m_{W(\underline{\omega})}$, en el caso de $W_{\bar{n}}^{(\underline{m})\pm}$, y por $m_{Z(\underline{\omega})}$, en el caso de $Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})}$. Las mézclas $(G_W^{(\underline{m})\pm}, W^{(\underline{m})\pm})$ y $(G_Z^{(\underline{m})}, Z^{(\underline{m})})$ surgen por medio de las siguientes matrices [15, 16]:

$$\left(G_W^{(\underline{m})-} \ W^{(\underline{m})-} \right) \begin{pmatrix} m_{(\underline{m})}^2 & im_{(\underline{m})} m_{W(\underline{\omega})} \\ -im_{(\underline{m})} m_{W(\underline{\omega})} & m_{(\underline{m})}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_W^{(\underline{m})+} \\ W^{(\underline{m})+} \end{pmatrix}, \quad (3.36)$$

$$\frac{1}{2} \left(G_Z^{(\underline{m})} \ Z^{(\underline{m})} \right) \begin{pmatrix} m_{(\underline{m})}^2 & im_{(\underline{m})} m_{Z(\underline{\omega})} \\ -im_{(\underline{m})} m_{Z(\underline{\omega})} & m_{(\underline{m})}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_Z^{(\underline{m})+} \\ Z^{(\underline{m})} \end{pmatrix}, \quad (3.37)$$

las cuales tienen el conjunto de eigenvalores $(m_{W(\underline{m})}, 0)$ y $(m_{Z(\underline{\omega})}, 0)$, respectivamente. Debido al hecho de que el segundo término en \mathcal{L}_{SS} también induce una contribución de masa a los $n-1$ campos escalares $W_{\bar{n}}^{(\underline{m})\pm}$ y $Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})}$, concluimos que asociados a cada torre de KK de bosones masivos W^\pm y Z son un total de n campos escalares con masas dadas por la Ecuación (3.34). Las matrices

anteriores de masa son diagonalizadas a través de las siguientes transformaciones unitarias:

$$\begin{pmatrix} G_W^{(\underline{m})+} \\ W^{(\underline{m})+} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_W^{(0)}}{m_W^{(\underline{m})}} & \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{W^{(\underline{m})}}} \\ i \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{W^{(\underline{m})}}} & -i \frac{m_W^{(0)}}{m_{W^{(\underline{m})}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_G^{(\underline{m})+} \\ W_n^{(\underline{m})+} \end{pmatrix}, \quad (3.38)$$

$$\begin{pmatrix} G_Z^{(\underline{m})} \\ Z^{(\underline{m})} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_Z^{(0)}}{m_Z^{(\underline{m})}} & \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{Z^{(\underline{m})}}} \\ \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{Z^{(\underline{m})}}} & -\frac{m_Z^{(0)}}{m_{Z^{(\underline{m})}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_G^{(\underline{m})} \\ Z_n^{(\underline{m})} \end{pmatrix}. \quad (3.39)$$

Una vez que implementamos la transformación unitaria anterior, el lagrangiano que caracteriza los acoplamientos trilineales se reescribe como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SSS} = & \sum_{(\underline{m})} \left[ig \left(m_{((\underline{m}))} \bar{\Phi}^{(0)\dagger} \mathcal{O}^{(\underline{m})} \phi^{(\underline{m})} + ig \bar{\Phi}^{(\underline{m})\dagger} \mathcal{O}^{(\underline{m}\underline{m})} \Phi_0^{(0)} \right) \right. \\ & \left. + ig \sum_{(rs)} \Delta'_{(rsm)} \left(m_{(\underline{m})} \phi^{(\underline{s})\dagger} \mathcal{O}^{(r)} \phi^{(\underline{m})} + ig \phi^{(\underline{s})\dagger} \mathcal{O}^{(rm)} \Phi_0^{(0)} \right) + H.c. \right], \quad (3.40) \end{aligned}$$

donde los siguientes campos se han definido:

$$\phi^{(\underline{m})} = \phi_G^{(\underline{m})} + \phi_P^{(\underline{m})}, \quad (3.41)$$

$$\mathcal{O}^{(\underline{m})} = \mathcal{O}_G^{(\underline{m})} + \mathcal{O}_P^{(\underline{m})}, \quad (3.42)$$

$$\mathcal{O}^{(rs)} = \mathcal{O}^{(r)} \mathcal{O}^{(s)} + \sum_{(\bar{n}=1)}^{n-1} \mathcal{O}_{\bar{n}}^{(r)} \mathcal{O}_{\bar{n}}^{(s)}, \quad (3.43)$$

con $\bar{\Phi}^{(0)} = \Phi^{(0)} - \Phi_0^{(0)}$. Las cantidades restantes en la expresión anterior están explícitamente dadas como

$$\phi_G^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} \frac{m_W^{(0)}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W_G^{(\underline{n})+} \\ i \frac{m_Z^{(0)}}{\sqrt{2} m_{Z^{(\underline{m})}}} Z_G^{(\underline{m})} \end{pmatrix}, \quad \phi_P^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W_n^{(\underline{m})+} \\ \frac{H^{(\underline{m})}}{\sqrt{2}} + \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{Z^{(\underline{m})}}} Z_n^{(\underline{m})} \end{pmatrix}, \quad (3.44)$$

$$\mathcal{O}_G^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{Z^{(\underline{m})}}} c_{2W} Z_G^{(\underline{m})} + s_{2W} A_G^{(\underline{m})} & \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W_G^{(\underline{m})+} \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W_G^{(\underline{m})-} & -\frac{m_W^{(0)}}{m_{W^{(\underline{m})}}} \frac{Z_G^{(\underline{m})}}{2c_W} \end{pmatrix}, \quad (3.45)$$

$$\mathcal{O}_P^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} -\frac{c_{2W}}{2c_W} \frac{m_Z^{(0)}}{m_{Z^{(\underline{m})}}} Z_n^{(\underline{m})} & -\frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_W^{(0)}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W_n^{(\underline{m})+} \\ \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_W^{(0)}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W_n^{(\underline{m})-} & -\frac{m_Z^{(0)}}{m_{Z^{(\underline{m})}}} \frac{Z_n^{(\underline{m})}}{2c_W} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{O}_{\bar{n}}^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} \frac{c_{2W} Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})} + s_{2W} A_{\bar{n}}^{(\underline{m})}}{2c_W} & \frac{1}{\sqrt{2}} W_{\bar{n}}^{(\underline{m})+} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} W_{\bar{n}}^{(\underline{m})-} & -\frac{Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})}}{2c_W} \end{pmatrix}, \quad (3.46)$$

donde $c_{2W} = c_W^2 - s_W^2$ y $s_{2W} = 2s_W c_W$. En lo que respecta a las interacciones cuárticas, el lagrangiano \mathcal{L}_{SSSS} puede ser escrito como sigue:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SSSS} = -g^2 \sum_{(\underline{m})} \left[\bar{\Phi}^{(0)\dagger} \mathcal{O}^{(mm)} \bar{\Phi}^{(0)} + \sum_{(\underline{rs})} \Delta'_{(rsm)} \left(\bar{\Phi}^{(0)\dagger} \mathcal{O}^{(mr)} \phi^{(\underline{s})} + H.c. \right) \right. \\ \left. + \sum_{(\underline{rspq})} \Delta'_{(rsm)} \Delta'_{(pqm)} \phi^{(\underline{s})\dagger} \mathcal{O}^{(rp)} \phi^{(\underline{q})} \right]. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Las expresiones para los lagrangianos \mathcal{L}_{SSS} y \mathcal{L}_{SSSS} adquieren una forma más simple si la norma unitaria es usada para fijar la transformación de simetría de norma no estándar [15, 16]. Las reglas de Feynman pueden hallarse directamente de las expresiones anteriores. Por ejemplo, el acoplamiento del modo cero del bosón de Higgs a pares de escalares físicos está presente en el siguiente lagrangiano:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{H^{(0)}S^{(\underline{m})}S^{(\underline{m})}} = -gH^{(0)} \sum_{(\underline{m})} \left\{ \sum_{\bar{n}=1}^{n-1} \left[m_{W^{(0)}} W_{\bar{n}}^{(\underline{m})-} W_{\bar{n}}^{(\underline{m})+} + \frac{m_{Z^{(0)}}}{2c_W} Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})} Z_{\bar{n}}^{(\underline{m})} \right] \right. \\ \left. + m_{W^{(0)}} \left(1 + \frac{m_{H^{(0)}}^2}{m_{W^{(0)}}^2} \right) \left(1 - \frac{m_{W^{(0)}}^2}{m_{W^{(\underline{m})}}^2} \right) W_n^{(\underline{m})-} W_n^{(\underline{m})+} \right. \\ \left. + \frac{m_{Z^{(0)}}}{2c_W} \left(1 + \frac{m_{H^{(0)}}^2}{m_{Z^{(0)}}^2} \right) \left(1 - \frac{m_{Z^{(0)}}^2}{m_{Z^{(\underline{m})}}^2} \right) Z_n^{(\underline{m})} Z_n^{(\underline{m})} \right\}. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Interacciones escalar-vector. Existen dos tipos de fuentes de interacciones escalar-vector, una emergente del sector de Yang-Mills y la otra proveniente del sector cinético de Higgs. Como anticipamos, el lagrangiano $\hat{\mathcal{L}}_{VS}^{EW}$ (Ecuación (3.16)), el cual contiene interacciones escalar-vector, cambia como consecuencia de las transformaciones unitarias dadas en las Ecuaciones (3.38) y (3.39), en contraste, el lagrangiano $\hat{\mathcal{L}}_{VS}^{WS}$ (Ecuación (3.15)) permanece invariante. Después de la implementación de las transformaciones unitarias, el lagrangiano $\hat{\mathcal{L}}_{VS}^{EW}$ toma la forma

$$\hat{\mathcal{L}}_{VS}^{EW} = \hat{\mathcal{L}}_{VSG}^{EW} + \hat{\mathcal{L}}_{VSP}^{EW}, \quad (3.49)$$

donde

$$\hat{\mathcal{L}}_{VSG}^{EW} = \sum_{(\underline{m})} \left[Tr \left(\mathcal{W}_{G\mu}^{(\underline{m})} \mathcal{W}_G^{(\underline{m})\mu} \right) + 2Tr \left(\mathcal{W}_{G\mu}^{(\underline{m})} \mathcal{W}_P^{(\underline{m})\mu} \right) + \frac{1}{2} \left(\hat{B}_{G\mu}^{(\underline{m})} \hat{B}_G^{(\underline{m})\mu} \right) + \hat{B}_{G\mu}^{(\underline{m})} \hat{B}_P^{(\underline{m})\mu} \right], \quad (3.50)$$

$$\hat{\mathcal{L}}_{VSP}^{EW} = \sum_{(\underline{m})} \left[Tr \left(\mathcal{W}_{P\mu}^{(\underline{m})} \mathcal{W}_P^{(\underline{m})\mu} \right) + \frac{1}{2} \left(\hat{B}_{P\mu}^{(\underline{m})} \hat{B}_P^{(\underline{m})\mu} \right) \right], \quad (3.51)$$

con

$$\mathcal{W}_{G\mu}^{(\underline{m})} = \partial_\mu W_G^{(\underline{m})} - ig[W_\mu^{(\underline{0})}, W_G^{(\underline{m})}] - ig \sum_{(r)(s)} \Delta'_{(\underline{m})(r)(s)} [W_\mu^{(r)}, W_G^{(s)}], \quad (3.52)$$

$$\mathcal{W}_{P\mu}^{(\underline{m})} = \partial_\mu W_P^{(\underline{m})} - ig[W_\mu^{(\underline{0})}, W_P^{(\underline{m})}] - ig \sum_{(r)(s)} \Delta'_{(\underline{m})(r)(s)} [W_\mu^{(r)}, W_P^{(s)}] + m_{(\underline{m})} W_\mu^{(\underline{m})}, \quad (3.53)$$

$$\hat{B}_{G\mu}^{(\underline{m})} = c_W \partial_\mu A_G^{(\underline{m})} - s_W \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{Z(\underline{m})}} \partial_\mu Z_G^{(\underline{m})}, \quad (3.54)$$

$$\hat{B}_{P\mu}^{(\underline{m})} = s_W \frac{m_{Z(\underline{0})}}{m_{Z(\underline{m})}} \partial_\mu Z_n^{(\underline{m})} + m_{(\underline{m})} \left(c_W A_\mu^{(\underline{m})} - s_W Z_\mu^{(\underline{m})} \right), \quad (3.55)$$

siendo

$$W_G^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} \frac{c_W}{2} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{Z(\underline{m})}} Z_G^{(\underline{m})} + \frac{s_W}{2} A_G^{(\underline{m})} & \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{W(\underline{m})}} W_G^{(\underline{m})+} \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{W(\underline{m})}} W_G^{(\underline{m})-} & \frac{c_W}{2} \frac{m_{(\underline{m})}}{m_{Z(\underline{m})}} Z_G^{(\underline{m})} + \frac{s_W}{2} A_G^{(\underline{m})} \end{pmatrix}, \quad (3.56)$$

$$W_P^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} -\frac{c_W}{2} \frac{m_{Z(\underline{0})}}{m_{Z(\underline{m})}} Z_G^{(\underline{m})} & -\frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_{W(\underline{0})}}{m_{W(\underline{m})}} W_n^{(\underline{m})+} \\ \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{m_{W(\underline{0})}}{m_{W(\underline{m})}} W_n^{(\underline{m})-} & \frac{c_W}{2} \frac{m_{Z(\underline{0})}}{m_{Z(\underline{m})}} Z_n^{(\underline{m})} \end{pmatrix}. \quad (3.57)$$

En la norma unitaria $\hat{\mathcal{L}}_{VSG}^{EW}$ desaparece.

Después de implementar las transformaciones unitarias (Ecuaciones (3.38) y (3.39)), el sector cinético de Higgs \mathcal{L}_{ef}^{HC} (Ecuación (3.29)) es reescrito como sigue:

$$\mathcal{L}_{ef}^{HC} = (D_\mu \Phi)^{(\underline{0})\dagger} (D^\mu \Phi)^{(\underline{0})} + \sum_{(\underline{m})} (D_\mu \Phi)^{(\underline{m})\dagger} (D^\mu \Phi)^{(\underline{m})} = (D_\mu \Phi^{(\underline{0})})^\dagger (D^\mu \Phi^{(\underline{0})}) + \mathcal{L}_{SV}^{HC}, \quad (3.58)$$

donde el primer término corresponde al sector cinético de Higgs del ME y \mathcal{L}_{SV}^{HC} contiene todas las interacciones entre los campos escalares y vectoriales. El lagrangiano \mathcal{L}_{SV}^{HC} se puede reescribir de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{SV}^{HC} = \mathcal{L}_C^{HC} + \mathcal{L}_{\bar{\Phi}(\underline{0})}^{HC} + \mathcal{L}_{\mathcal{O}(\underline{0})}^{HC} + \mathcal{L}_{\bar{\Phi}(\underline{0})\mathcal{O}(\underline{0})}^{HC} + \mathcal{L}_{KK}^{HC}, \quad (3.59)$$

donde el símbolo C indica interacciones cuadráticas, $\bar{\Phi}(\underline{0})$ indica interacciones que sólo involucran el modo cero de $H^{(\underline{0})}$, $\mathcal{O}(\underline{0})$ se refiere a interacciones que sólo involucran el modo cero de los bosones de norma, $\bar{\Phi}(\underline{0})\mathcal{O}(\underline{0})$ representa interacciones entre el modo cero del bosón de Higgs y bosones de norma, y KK simboliza interacciones en las cuales los modos cero no están presentes.

El lagrangiano que sólo involucra términos cuadráticos está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_C^{HK} = \sum_{(\underline{m})} \left\{ \left(\partial_\mu \phi^{(\underline{m})} \right)^\dagger \left(\partial^\mu \phi^{(\underline{m})} \right) + 2m_{W(\underline{0})}^2 \hat{\Phi}_0^{(\underline{0})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \mathcal{O}^{(\underline{m})\mu} \hat{\Phi}_0^{(\underline{0})} \right. \\ \left. + i\sqrt{2}m_{W(\underline{0})} \left[\hat{\Phi}_0^{(\underline{0})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \left(\partial^\mu \phi^{(\underline{m})} \right) - \left(\partial^\mu \phi^{(\underline{m})\dagger} \right) \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \hat{\Phi}_0^{(\underline{0})} \right] \right\}, \quad (3.60) \end{aligned}$$

donde

$$\hat{\Phi}_0^{(\mathbb{Q})\dagger} = (0, 1) \quad \text{y} \quad \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} \frac{c_{2W} Z_\mu^{(\underline{m})} + s_{2W} A_\mu^{(\underline{m})}}{2c_W} & \frac{W_\mu^{(\underline{m})+}}{\sqrt{2}} \\ \frac{W_\mu^{(\underline{m})-}}{\sqrt{2}} & -\frac{Z_\mu^{(\underline{m})}}{2c_W} \end{pmatrix}.$$

Los términos cuadráticos (\mathcal{L}_C^{HK}) deben ser combinados con aquellos emergentes de las Ecuaciones (3.50) y (3.51), estos últimos provenientes del sector de Yang-Mills. En conjunto los términos cuadráticos (\mathcal{L}_C^{HK}) y los términos del lagrangiano escalar-vector electrodébil ($\hat{\mathcal{L}}_{VS}^{EW}$), contribuyen al espectro de masas de las excitaciones de KK de los bosones de norma electrodébiles.

Las interacciones del bosón de Higgs con las excitaciones escalares y vectoriales de KK se encuentran en

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\hat{\Phi}^{(\mathbb{Q})}}^{HK} = \sum_{(\underline{m})} \left\{ ig \left[\phi^{(\underline{m})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \left(\partial^\mu \bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})} \right) - \left(\partial^\mu \bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})} \right)^\dagger \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \phi^{(\underline{m})} \right. \right. \\ + \left. \bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \left(\partial^\mu \phi^{(\underline{m})} \right) - \left(\partial^\mu \phi^{(\underline{m})} \right)^\dagger \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})} \right] \\ + \sqrt{2} g m_{W^{(\mathbb{Q})}} \left(\bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \mathcal{O}^{(\mathbb{Q})\mu} \hat{\Phi}_0^{(\mathbb{Q})} + \hat{\Phi}_0^{(\mathbb{Q})\dagger} \mathcal{O}^{(\underline{m})\mu} \bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})} \right) \\ + g^2 \left(\bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \mathcal{O}^{(\underline{m})\mu} \bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})} \right) \\ \left. + \sum_{(\underline{rs})} \Delta_{(\underline{mrs})} \left(\bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{r})} \mathcal{O}^{(\underline{r})\mu} \phi^{(\underline{s})} + \phi^{(\underline{s})\dagger} \mathcal{O}^{(\underline{r})\mu} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (3.61)$$

En el siguiente lagrangiano están presentes las interacciones de los bosones electrodébiles con las excitaciones escalares y vectoriales de KK

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mathcal{O}^{(\mathbb{Q})}}^{HC} = \sum_{(\underline{m})} \left\{ ig \left[\phi^{(\underline{m})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\mathbb{Q})} \left(\partial^\mu \phi^{(\underline{m})} \right) - \left(\partial^\mu \phi^{(\underline{m})} \right)^\dagger \mathcal{O}^{(\mathbb{Q})\mu} \phi^{(\underline{m})} \right] \right. \\ + \sqrt{2} g m_{W^{(\mathbb{Q})}} \left[\hat{\Phi}_0^{(\mathbb{Q})\dagger} \{ \mathcal{O}_\mu^{(\mathbb{Q})}, \mathcal{O}^{(\underline{m})\mu} \} \phi^{(\underline{m})} + \phi^{(\underline{m})\dagger} \{ \mathcal{O}_\mu^{(\mathbb{Q})}, \mathcal{O}^{(\underline{m})\mu} \} \hat{\Phi}_0^{(\mathbb{Q})} \right] \\ + g^2 \sum_{(\underline{rs})} \Delta_{(\underline{mrs})} \left[\phi^{(\underline{s})} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{r})} \mathcal{O}^{(\mathbb{Q})\mu} \phi^{(\underline{m})} + \phi^{(\underline{m})} \mathcal{O}^{(\mathbb{Q})\mu} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{r})} \phi^{(\underline{s})} \right] \\ \left. + g^2 \phi^{(\underline{m})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\mathbb{Q})} \mathcal{O}^{(\mathbb{Q})\mu} \phi^{(\underline{m})} \right\}. \end{aligned} \quad (3.62)$$

Los acoplamientos involucrados con el bosón de Higgs ($H^{(\mathbb{Q})}$) y un bosón de norma ($W^{(\mathbb{Q})}$, $Z^{(\mathbb{Q})}$, $A^{(\mathbb{Q})}$) se incluyen en el siguiente lagrangiano

$$\mathcal{L}_{\hat{\Phi}^{(\mathbb{Q})} \mathcal{O}^{(\mathbb{Q})}}^{HK} = g^2 \sum_{(\underline{m})} \left(\bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \mathcal{O}^{(\mathbb{Q})\mu} \phi^{(\underline{m})} + \phi^{(\underline{m})\dagger} \mathcal{O}^{(\mathbb{Q})\mu} \mathcal{O}_\mu^{(\underline{m})} \bar{\Phi}^{(\mathbb{Q})} \right). \quad (3.63)$$

Finalmente, hay interacciones que involucran sólo excitaciones escalares y vectoriales de KK, las cuales se agrupan en el siguiente lagrangiano

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{KK}^{HK} = & g^2 \sum_{\langle m \rangle} \left\{ \sum_{\langle r \rangle} \phi^{(m)\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(m)} \mathcal{O}^{(r)\mu} \phi^{(r)} \right. \\
& + \sum_{\langle rs \rangle} \Delta_{\langle mrs \rangle} \left[\phi^{(s)\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(r)} \left(\partial^\mu \phi^{(m)} \right) - \left(\partial^\mu \phi^{(m)} \right) \mathcal{O}_\mu^{(r)} \phi^{(s)} \right. \\
& + \frac{v}{\sqrt{2}} \left(\hat{\Phi}_0^{(0)} \mathcal{O}_\mu^{(m)} \mathcal{O}^{(r)\mu} \phi^{(s)} - \phi^{(s)\dagger} \mathcal{O}^{(r)\mu} \mathcal{O}_\mu^{(m)} \hat{\Phi}_0^{(0)} \right) \\
& \left. \left. + \sum_{\langle pq \rangle} \Delta_{\langle mpq \rangle} \phi^{(s)\dagger} \mathcal{O}_\mu^{(r)} \mathcal{O}^{(p)\mu} \phi^{(q)} \right] \right\}. \tag{3.64}
\end{aligned}$$

3.3. Sector fermiónico

Antes de presentar el sector de Corrientes y el sector de Yukawa, es necesario discutir la representación del espinor en el grupo de Lorentz $SO(1, 3 + n)$. Para esto, se asume que n es par; ya que si n es impar, todas las matrices que anticomutan están distribuidas en las matrices de Dirac. De tal forma que la matriz Γ^{5+n} , definida como $\Gamma^{5+n} = i^{\frac{2+n}{2}} \Gamma^0 \dots \Gamma^4 \Gamma^5 \dots \Gamma^{4+n}$, no anticonmuta con las matrices de Dirac, tal como se demuestra en la referencia [15, 16, 18]. Luego entonces, los operadores de quiralidad no pueden ser definidos.

Por lo tanto (asumiendo n par), existen $4 + n$ matrices Γ^M de dimensión $2^{\frac{4+n}{2}} \times 2^{\frac{4+n}{2}}$, las cuales transforman como un 1-tensor bajo $SO(1, 3 + n)$ y satisfacen el álgebra de Clifford

$$\{\Gamma^M, \Gamma^N\} = 2g^{MN}. \tag{3.65}$$

Los generadores de ésta representación están definidos como

$$S^{MN} = \frac{i}{4} [\Gamma^M, \Gamma^N].$$

Ya que el espacio tiene dimensión par, existe una matriz adicional dada por

$$\Gamma^{5+n} = i^{\frac{2+n}{2}} \Gamma^0 \dots \Gamma^4 \Gamma^5 \dots \Gamma^{4+n},$$

la cual transforma como un 0-tensor bajo $SO(1, 3 + n)$. Entonces, definimos los proyectores izquierdos y derechos $P_\mp = (1 \mp \Gamma^{5+n})/2$. Los espinores de $SO(1, 3 + n)$, $\Psi(x, \bar{x})$, están compuestos

de $2^{\frac{n}{2}}$ espinores $\psi(x, \bar{x})$ del grupo estándar $SO(1, 3)$, lo cual se aprecia a continuación:

$$\Psi_{-}(x, \bar{x}) = \begin{pmatrix} \psi_{(1)L}(x, \bar{x}) \\ \psi_{(2)R}(x, \bar{x}) \\ \vdots \\ \psi_{(2^{\frac{n}{2}-1)L}(x, \bar{x})} \\ \psi_{(2^{\frac{n}{2})R}(x, \bar{x})} \end{pmatrix}, \quad \Psi_{+}(x, \bar{x}) = \begin{pmatrix} \psi_{(1)R}(x, \bar{x}) \\ \psi_{(2)L}(x, \bar{x}) \\ \vdots \\ \psi_{(2^{\frac{n}{2}-1)R}(x, \bar{x})} \\ \psi_{(2^{\frac{n}{2})L}(x, \bar{x})} \end{pmatrix}, \quad (3.66)$$

donde $\psi_{L(a)}$ y $\psi_{R(a)}$ son los espinores izquierdo y derecho del grupo $SO(1, 3)$, respectivamente. Los singletes derechos de $SU_L(2, \mathcal{M}^d)$ serán denotados por $\hat{e}_{+}(x, \bar{x})$ (leptón cargado), $\hat{d}_{+}(x, \bar{x})$ (quark tipo down) y $\hat{u}_{+}(x, \bar{x})$ (quark tipo up). En esta notación, el gorro denota un espinor de $SO(1, 3 + n)$. Similarmente, dobletes de quarks o leptones izquierdos de $SU_L(2, \mathcal{M}^d)$ serán denotados por

$$\hat{L}_{-}(x, \bar{x}) = \begin{pmatrix} \hat{\nu}_{-} \\ \hat{e}_{-} \end{pmatrix} (x, \bar{x}), \quad \hat{Q}_{-}(x, \bar{x}) = \begin{pmatrix} \hat{u}_{-} \\ \hat{d}_{-} \end{pmatrix} (x, \bar{x}). \quad (3.67)$$

3.3.1. Sector de Yukawa

Se propone el lagrangiano de Yukawa gobernado por los grupos extendidos $ISO(1, 3 + n)$ y $G(\mathcal{M}^d)$ como sigue:

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^Y = - Y_{(4+n)ij}^l \bar{\hat{L}}_{i-}(x, \bar{x}) \Phi(x, \bar{x}) \hat{e}_{j+}(x, \bar{x}) + h.c. \quad (3.68)$$

$$- Y_{(4+n)ij}^d \bar{\hat{Q}}_{i-}(x, \bar{x}) \Phi(x, \bar{x}) \hat{d}_{j+}(x, \bar{x}) + h.c. \quad (3.69)$$

$$- Y_{(4+n)ij}^u \bar{\hat{Q}}_{i-}(x, \bar{x}) \tilde{\Phi}(x, \bar{x}) \hat{u}_{j+}(x, \bar{x}) + h.c., \quad (3.70)$$

donde i y j representan índices de sabor. Notemos que a éste punto, las matrices de Yukawa tienen dimensión canónica igual a $-\frac{n}{2}$, mientras que los campos fermiónico y escalar tienen dimensión $\frac{n+3}{2}$ y $\frac{n+2}{2}$, respectivamente. De aquí en adelante, adoptaremos la siguiente notación: índices a, b, \dots correran de 1 a $2^{\frac{n}{2}}$, índices con un gorro, \hat{a}, \hat{b}, \dots correran sólo sobre enteros pares $2, 4, \dots, 2^{\frac{n}{2}}$, e índices con barra, \bar{a}, \bar{b}, \dots sólo correran sobre enteros impares $1, 3, \dots, 2^{\frac{n}{2}} - 1$. También, como en el caso de los índices de sabor, la suma implícita sobre los índices repetidos de estos tres tipos será asumida.

Una vez llevada acabo la transformación canónica que mapea espinores de $SO(1, 3 + n)$ a espinores de $SO(1, 3)$, el lagrangiano anterior se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^Y(x, \bar{x}) = \mathcal{L}_{(4+n)}^{Yl}(x, \bar{x}) + \mathcal{L}_{(4+n)}^{Yq}(x, \bar{x}), \quad (3.71)$$

donde

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^{Y^l} = -Y_{(4+n)ij}^l \left[\bar{L}_{iL(\bar{a})}(x, \bar{x}) \Phi(x, \bar{x}) e_{jR(\bar{a})}(x, \bar{x}) + \bar{L}_{iR(\hat{a})}(x, \bar{x}) \Phi(x, \bar{x}) e_{jL(\hat{a})}(x, \bar{x}) \right] + h.c., \quad (3.72)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(4+n)}^{Y^q} &= -Y_{(4+n)ij}^d \left[\bar{Q}_{iL(\bar{a})}(x, \bar{x}) \Phi(x, \bar{x}) d_{jR(\bar{a})}(x, \bar{x}) + \bar{Q}_{iR(\hat{a})}(x, \bar{x}) \Phi(x, \bar{x}) d_{jL(\hat{a})}(x, \bar{x}) \right] + h.c. \\ &\quad - Y_{(4+n)ij}^u \left[\bar{Q}_{iL(\bar{a})}(x, \bar{x}) \tilde{\Phi}(x, \bar{x}) u_{jR(\bar{a})}(x, \bar{x}) + \bar{Q}_{iR(\hat{a})}(x, \bar{x}) \tilde{\Phi}(x, \bar{x}) u_{jL(\hat{a})}(x, \bar{x}) \right] + h.c. \end{aligned} \quad (3.73)$$

Los acoplamientos del bosón de Higgs del ME a pares de fermiones cargados están dados por el siguiente lagragiano

$$\mathcal{L}_{H^{(0)}ff} = -H^{(0)} \left(J_H^{(0)} + \sum_{\underline{m}} J_H^{(\underline{m})(\underline{m})} \right), \quad (3.74)$$

donde

$$\begin{aligned} J_H^{(0)} &= \frac{g}{2m_{W^{(0)}}} \sum_{F=E,D,U} \bar{F}_V^{(0)} M_{F^{(0)}} F_V^{(0)}, \\ J_H^{(\underline{m})(\underline{m})} &= \frac{g}{2m_{W^{(0)}}} \sum_{F,D,U} \bar{F}_V^{(\underline{m})} M_{F^{(0)}} \tilde{V}_F^{(\underline{m})} F_V^{(\underline{m})}, \end{aligned} \quad (3.75)$$

con

$$F_V^{(0)} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ F^{(0)} \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, \quad F_V^{(\underline{m})} = \begin{pmatrix} F_{(1)}^{(\underline{m})} \\ \vdots \\ F_{(2^{\frac{n}{2}})}^{(\underline{m})} \\ F_{(2^{\frac{n}{2}/2+1)}^{(\underline{m})}} \\ \vdots \\ F_{(2^{\frac{n}{2}})}^{(\underline{m})} \end{pmatrix}, \quad F = U, D, E.$$

Aquí

$$\tilde{V}_F^{(\underline{m})} = \frac{1}{M_{F^{(\underline{m})}}} \begin{pmatrix} M_{F^{(0)}} & -i\Lambda\gamma^5 \\ -\Lambda^\dagger\gamma^5 & M_{F^{(0)}} \end{pmatrix}. \quad (3.76)$$

En la expresión anterior, $\Lambda = p_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})} \Lambda^{\bar{\mu}}$ es una matriz de dimensiones $(2^{\frac{n}{2}}/2) \times (2^{\frac{n}{2}}/2)$, la cual satisface $\Lambda\Lambda^\dagger = m_{(\underline{m})}^2$.

3.4. Sector de corrientes

El lagrangiano en DE del sector de corrientes está dado en la siguiente forma

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^C(x, \bar{x}) = i\bar{L}_{i-}\Gamma^M D_M \hat{L}_{i-} + i\bar{e}_{i+}\Gamma^M D_M \hat{e}_{i+} \quad (3.77)$$

$$+ i\bar{Q}_{i-}\Gamma^M D_M \hat{Q}_{i-} + i\bar{u}_{i+}\Gamma^M D_M \hat{u}_{i+} + i\bar{d}_{i+}\Gamma^M D_M \hat{d}_{i+}, \quad (3.78)$$

donde D_M es la derivada covariante asociada con el grupo extendido (Ecuación (3.1)). Una vez llevado a cabo el mapeo de $SO(1, 3+n)$ a $SO(1, 3)$, se llega a que

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^C(x, \bar{x}) = \mathcal{L}_{(4+n)}^{VC}(x, \bar{x}) + \mathcal{L}_{(4+n)}^{SC}(x, \bar{x}),$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(4+n)}^{VC}(x, \bar{x}) &= i\bar{L}_{iL(\bar{a})}\gamma^\mu D_\mu L_{iL(\bar{a})} + i\bar{e}_{iR(\bar{a})}\gamma^\mu D_\mu e_{iR(\bar{a})} \\ &+ i\bar{L}_{iR(\hat{a})}\gamma^\mu D_\mu L_{iR(\hat{a})} + i\bar{e}_{iL(\hat{a})}\gamma^\mu D_\mu e_{iL(\hat{a})} \\ &+ i\bar{Q}_{iL(\bar{a})}\gamma^\mu D_\mu Q_{iL(\bar{a})} + i\bar{d}_{iR(\bar{a})}\gamma^\mu D_\mu d_{iR(\bar{a})} + i\bar{u}_{iR(\bar{a})}\gamma^\mu D_\mu u_{iR(\bar{a})} \\ &+ i\bar{Q}_{iR(\hat{a})}\gamma^\mu D_\mu Q_{iR(\hat{a})} + i\bar{d}_{iL(\hat{a})}\gamma^\mu D_\mu d_{iL(\hat{a})} + i\bar{u}_{iL(\hat{a})}\gamma^\mu D_\mu u_{iL(\hat{a})}, \end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(4+n)}^{SC}(x, \bar{x}) &= i\Lambda_{\bar{a}\hat{b}}^{\bar{\mu}} \left(\bar{L}_{iL(\bar{a})} D_{\bar{\mu}} L_{iR(\hat{b})} - \bar{e}_{iR(\bar{a})} D_{\bar{\mu}} e_{iL(\hat{b})} \right) \\ &- i\Lambda_{\hat{b}\bar{a}}^{\bar{\mu}} \left(\bar{L}_{iR(\hat{b})} D_{\bar{\mu}} L_{iL(\bar{a})} - \bar{e}_{iL(\hat{b})} D_{\bar{\mu}} e_{iR(\bar{a})} \right) \\ &+ i\Lambda_{\bar{a}\hat{b}}^{\bar{\mu}} \left(\bar{Q}_{iL(\bar{a})} D_{\bar{\mu}} Q_{iR(\hat{b})} - \bar{d}_{iR(\bar{a})} D_{\bar{\mu}} d_{iL(\hat{b})} - \bar{u}_{iR(\bar{a})} D_{\bar{\mu}} u_{iL(\hat{b})} \right) \\ &- i\Lambda_{\hat{b}\bar{a}}^{\bar{\mu}} \left(\bar{Q}_{iR(\hat{b})} D_{\bar{\mu}} Q_{iL(\bar{a})} - \bar{d}_{iL(\hat{b})} D_{\bar{\mu}} d_{iR(\bar{a})} - \bar{u}_{iL(\hat{b})} D_{\bar{\mu}} u_{iR(\bar{a})} \right). \end{aligned}$$

Al integrar las coordenadas compactas resulta que

$$\mathcal{L}_{MEDE}^C = \mathcal{L}_{MEDE}^{VC} + \mathcal{L}_{MEDE}^{SC}.$$

Para nuestros fines, solo incluiremos de forma explícita del sector de Yukawa correspondiente a \mathcal{L}_{EDSM}^{VC} , el cual es relevante para el estudio del decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en DE

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EDSM}^{VC} &= i \sum_{F=L,Q} \left\{ \bar{F}_{iL(1)}^{(0)} \gamma^\mu (D_\mu F_{iL(1)})^{(0)} + \sum_{(m)} \left[\bar{F}_{iL(\bar{a})}^{(m)} \gamma^\mu (D_\mu F_{iL(\bar{a})})^{(m)} + \bar{F}_{iR(\hat{a})}^{(m)} \gamma^\mu (D_\mu F_{iR(\hat{a})})^{(m)} \right] \right\} \\ &+ i \sum_{f=e,u,b} \left\{ \bar{f}_{iR(1)}^{(0)} \gamma^\mu (D_\mu f_{iR(1)})^{(0)} + \sum_{(m)} \left[\bar{f}_{iR(\bar{a})}^{(m)} \gamma^\mu (D_\mu f_{iR(\bar{a})})^{(m)} + \bar{f}_{iL(\hat{a})}^{(m)} \gamma^\mu (D_\mu f_{iL(\hat{a})})^{(m)} \right] \right\} \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (3.79)$$

El resto del lagrangiano puede ser consultado en las referencias [15, 16].

Capítulo 4

Decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en dimensiones extra

4.1. El decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en dimensiones extra

El proceso $H \rightarrow \gamma Z$ en DE consta ahora de tres contribuciones, una fermiónica, una bosónica y una nueva contribución adicional, donde circulan bosones tipo W de espín cero; estos últimos, deben su presencia a los nuevos campos norma que emergen de la teoría en dimensiones más altas. A continuación procedemos a analizar y calcular cada una de estas nuevas contribuciones.

4.1.1. Contribución fermiónica en dimensiones extra

La contribución fermiónica en DE será parecida a aquella del ME, pero con cambios sutiles debido a las nuevas reglas de Feynman. En esta contribución no solo circularán fermiones del ME (modos cero de KK), además, tendremos una nueva contribución de $2^{\frac{n}{2}}$ espinores emergentes de las nuevas dimensiones; usaremos para estos nuevos espinores circulantes en el lazo, la notación $f^{(m)}$. Los diagramas de Feynman para el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en DE se presentan en la Figura 4.1.

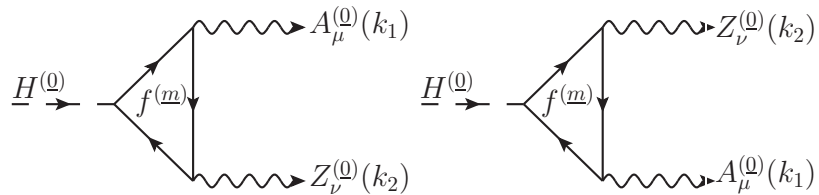
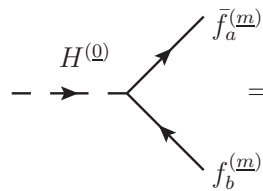


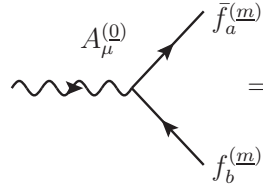
Figura 4.1: Diagramas fermiónicos que contribuyen al decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en DE.

Vértice Higgs a dos fermiones



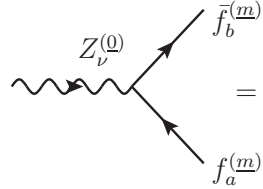
$$= \frac{-igm_{f^{(0)}}}{2m_{W^{(0)}}m_{f^{(m)}}} \left[m_{f^{(0)}} - i\Omega^{(m)}\gamma^5 \right]_{(ab)}$$

Vértice fotón a dos fermiones



$$= ieQ_f\gamma_\mu\delta_{(a,b)}$$

Vértice Z a dos fermiones



$$= \frac{ig}{2c_W}\gamma_\nu(\tau_{Zab}^{(m)+} + \tau_{Zab}^{(m)-}\gamma^5)$$

Figura 4.2: Reglas de Feynman presentes en la contribución fermiónica del proceso $H \rightarrow \gamma Z$.

En las reglas de Feynman expuestas en la Figura 4.2, las matrices que aparecen en el vértice Higgs a dos fermiones pueden ser deducidas del lagrangiano $\mathcal{L}_{H^{(0)}ff}$ (Ecuación (3.74)). Para el vértice Z a dos fermiones, las matrices $\tau_{Zab}^{(m)\pm}$ son obtenidas del sector de corrientes (Ecuación (3.79)). La matriz $\Omega^{(m)}$, en el vértice Higgs a dos fermiones de KK, y la matriz $\tau_{Zab}^{(m)-}$, del vértice Z a dos fermiones de KK, no contribuyen a la amplitud; debido a que son traza nula. Por lo tanto, la amplitud del primer diagrama puede expresarse en la siguiente forma¹:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_f^{1(m)} &= \frac{eQ_f g^2 m_{f^{(0)}}^2}{4c_W m_{W^{(0)}}} \sum_{(m)} \frac{1}{m_{f^{(m)}}} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} Tr \left\{ \gamma^\mu \frac{[k + m_{f^{(m)}}]}{k^2 - m_{f^{(m)}}^2} \right. \\ &\quad \left. \times \frac{[k - k_1 - k_2 + m_{f^{(m)}}]}{(k - k_1 - k_2)^2 - m_{f^{(m)}}^2} \gamma_\nu \tau_{Zaa}^{(m)+} \frac{[k - k_1 + m_{f^{(m)}}]}{(k - k_1)^2 - m_{f^{(m)}}^2} \right\}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

¹El símbolo \underline{m} de la suma $\sum_{(m)}$ denota cualquier combinación de los índices de Fourier m_i . Además, las sumas $\sum_{(m)}$ son de la siguiente manera: $\sum_{(m)} = \sum_{m_1, \dots, m_l=1}^{\infty}$.

La contribución para el segundo diagrama se escribe como:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_f^{2(\underline{m})} = & \frac{eQ_f g^2 m_{f(\underline{Q})}^2}{4c_W m_{W(\underline{Q})}} \sum_{(\underline{m})} \frac{1}{m_{f(\underline{m})}} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left\{ \gamma_\nu \tau_{Zaa}^{(\underline{m})+} \frac{[\not{k} + m_{f(\underline{m})}]}{k^2 - m_{f(\underline{m})}^2} \right. \\ & \left. \times \frac{[\not{k} - \not{k}_1 - \not{k}_2 + m_{f(\underline{m})}]}{(k - k_1 - k_2)^2 - m_{f(\underline{m})}^2} \gamma^\mu \frac{[\not{k} - \not{k}_2 + m_{f(\underline{m})}]}{(k - k_2)^2 - m_{f(\underline{m})}^2} \right\}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

con

$$m_{f(\underline{m})}^2 = m_{(\underline{m})}^2 + m_{f(\underline{Q})}^2.$$

Al sumar todas las contribuciones, Ecuaciones (4.1) y (4.2), usando las condiciones cinemáticas $k_1^2 = 0$, $k_2^2 = m_{Z(\underline{Q})}^2$ y $k_1 \cdot k_2 = (m_{H(\underline{Q})}^2 - m_{Z(\underline{Q})}^2)/2$, las condiciones de transversalidad, junto con el esquema de reducción de Passarino-Veltman, la contribución fermiónica total en DE resulta ser

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_f^{(\underline{m})} = & \frac{eQ_f g^2 g_V^f}{16\pi^2 C_W m_{W(\underline{Q})}} \sum_{(\underline{m})} \frac{m_{f(\underline{Q})}^2}{m_{f(\underline{m})}^2} \left[I_1(\tau_{f(\underline{m})}, \lambda_{f(\underline{m})}) - I_2(\tau_{f(\underline{m})}, \lambda_{f(\underline{m})}) \right] \\ & \times ((m_{H(\underline{Q})}^2 - m_{Z(\underline{Q})}^2) g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Redefinimos las variables τ y λ como se explica abajo

$$\tau_{f(\underline{m})} = \frac{4m_{f(\underline{Q})}^2}{m_{H(\underline{Q})}^2} \quad \text{y} \quad \lambda_{f(\underline{m})} = \frac{4m_{f(\underline{Q})}^2}{m_{Z(\underline{Q})}^2}.$$

Las funciones I_1 e I_2 son aquellas ya definidas en la Ecuación (2.4), y las funciones escalares de Passarino-Veltman son ahora de la forma:

$$B_{0f(\underline{m})}(1) = B_0(m_{Z(\underline{Q})}^2, m_{f(\underline{m})}^2, m_{f(\underline{m})}^2) \quad \text{y} \quad B_{0f(\underline{m})}(2) = B_0(m_{H(\underline{Q})}^2, m_{f(\underline{m})}^2, m_{f(\underline{m})}^2),$$

$$C_{0f(\underline{m})} = C_0(0, m_{H(\underline{Q})}^2, m_{Z(\underline{Q})}^2, m_{f(\underline{m})}^2, m_{f(\underline{m})}^2, m_{f(\underline{m})}^2).$$

La amplitud total fermiónica en DE (Ecuación (4.3)) es libre de divergencias ultravioletas, porque está escrita en términos de las funciones I_1 e I_2 , y como se mencionó en el Capítulo 2, la función I_1 está expresada en términos de restas de funciones B_0 , en este caso, $B_{0f(\underline{m})}(1)$ y $B_{0f(\underline{m})}(2)$. La función I_2 no contiene funciones B_0 .

4.1.2. Contribución bosónica en dimensiones extra

La contribución bosónica considera que están circulando bosones $W^{(\underline{m})}$ vectoriales, los cuales no solo contemplan los campos del ME (modo cero de KK), sino que además contienen bosones vectoriales provenientes de los modos excitados de KK; dichos bosones son distinguidos por el superíndice (\underline{m}) . Los estados finales que resultan de cada diagrama, son los campos A_μ y Z_ν del ME y los etiquetamos con el superíndice $(\underline{0})$. Por último, debemos mencionar que el bosón de Higgs, es aquel del ME. De ahí que usaremos el superíndice $(\underline{0})$ para indicar que se trata de dicha partícula. Los diagramas de Feynman que consideran la contribución bosónica en DE se presentan en la Figura 4.3.

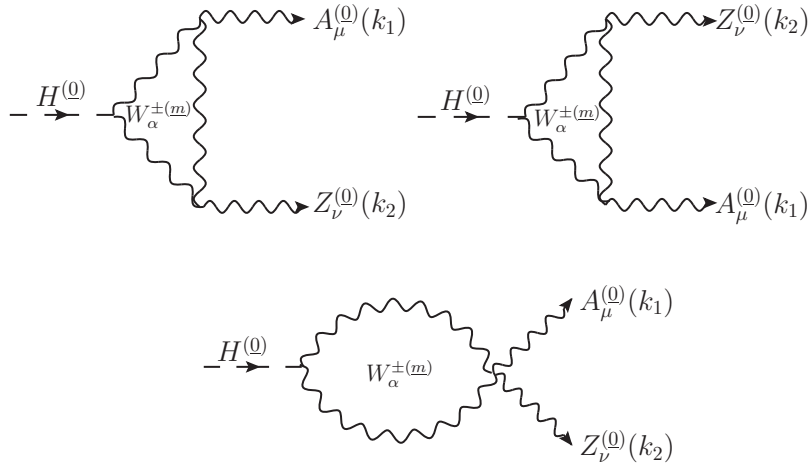


Figura 4.3: Diagramas de Feynman bosónicos en el decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en DE.

A partir de las reglas de Feynman mostradas en la Figura 4.4 se puede obtener que la amplitud del primer diagrama queda expresada como sigue:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_B^{1(\underline{m})} &= -c_W e g^2 m_{W^{(\underline{0})}} \sum_{(\underline{m})} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} g^{\alpha\beta} \left(g^{\alpha\lambda} - \frac{k^\alpha k^\lambda}{m_{W^{(\underline{m})}}^2} \right) \\
&\times \left((-k + k_1 - k_2)^\xi g^{\eta\nu} + (-k + k_1 + 2k_2)^\eta g^{\nu\xi} + 2(k - k_2)^\nu g^{\xi\eta} \right) \\
&\times \left(g^{\rho\eta} - \frac{(k - k_1)^\rho (k - k_1)^\eta}{m_{W^{(\underline{m})}}^2} \right) \left(g^{\xi\beta} - \frac{(k - k_1 - k_2)^\xi (k - k_1 - k_2)^\beta}{m_{W^{(\underline{m})}}^2} \right) \\
&\times \left[-(k + k_1)^\rho g^{\lambda\mu} + (2k_1 - k)^\lambda g^{\mu\rho} + 2k^\mu g^{\rho\lambda} \right] \Delta_1^{-1}, \tag{4.4}
\end{aligned}$$

con $\Delta_1 = (k^2 - m_{W^{(\underline{m})}}^2)((k - k_1)^2 - m_{W^{(\underline{m})}}^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_{W^{(\underline{m})}}^2)$.

Vértice Higgs a dos W

$$= igm_{W^{(0)}} g^{\mu\nu}$$

Vértice fotón a dos W

$$= -e[(k_1 - k_2)_{\lambda} g_{\mu\nu} + (k_2 - k_3)_{\mu} g_{\lambda\nu} + (k_3 - k_1)_{\nu} g_{\mu\lambda}]$$

Vértice Z a dos W

$$= -g \cos(\theta_W)[(k_1 - k_2)_{\lambda} g_{\mu\nu} + (k_2 - k_3)_{\mu} g_{\lambda\nu} + (k_3 - k_1)_{\nu} g_{\mu\lambda}]$$

Vértice fotón, Z a dos W

$$= -ieg \cos(\theta_W)(2g_{\mu\nu}g_{\rho\lambda} - g_{\lambda\nu}g_{\mu\rho} - g_{\mu\lambda}g_{\rho\nu})$$

Figura 4.4: Reglas de Feynman presentes en la contribución bosónica del decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en DE.

El segundo diagrama genera la siguiente amplitud:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_B^{2(\underline{m})} &= -c_W e g^2 m_{W^{(0)}} \sum_{(\underline{m})} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} g^{\alpha\beta} \left(g^{\alpha\lambda} - \frac{k^{\alpha} k^{\lambda}}{m_{W^{(m)}}^2} \right) \\ &\quad \times \left((-k - k_1 - k_2)^{\xi} g^{\eta\mu} + (-k + 2k_1 + k_2)^{\eta} g^{\mu\xi} + 2(k - k_2)^{\mu} g^{\xi\eta} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left(g^{\rho\eta} - \frac{(k-k_2)^\rho(k-k_2)^\eta}{m_{W(\underline{m})}^2} \right) \left(g^{\xi\beta} - \frac{(k-k_1-k_2)^\xi(k-k_1-k_2)^\beta}{m_{W(\underline{m})}^2} \right) \\
& \times \left[-(k+k_2)^\rho g^{\lambda\nu} + (2k_2-k)^\lambda g^{\nu\rho} + 2k^\nu g^{\rho\lambda} \right] \Delta_2^{-1}, \tag{4.5}
\end{aligned}$$

donde $\Delta_2 = (k^2 - m_{W(\underline{m})}^2)((k-k_2)^2 - m_{W(\underline{m})}^2)((k-k_1-k_2)^2 - m_{W(\underline{m})}^2)$.

El tercer diagrama queda representado en la amplitud de la forma:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_B^{3(\underline{m})} &= -c_W e g^2 m_{W(\underline{Q})} \sum_{(\underline{m})} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} g^{\alpha\beta} \left(g^{\alpha\lambda} - \frac{k^\alpha k^\lambda}{m_{W(\underline{m})}^2} \right) \\
& \times \left(2g^{\mu\nu} g^{\rho\lambda} - g^{\nu\lambda} g^{\mu\rho} - g^{\lambda\mu} g^{\nu\rho} \right) \\
& \times \left(g^{\rho\beta} - \frac{(k-k_1-k_2)^\rho(k-k_1-k_2)^\beta}{m_{W(\underline{m})}^2} \right) \Delta_3^{-1}, \tag{4.6}
\end{aligned}$$

siendo $\Delta_3 = (k^2 - m_{W(\underline{m})}^2)((k-k_1-k_2)^2 - m_{W(\underline{m})}^2)$. Después de sumar cada una de las amplitudes bosónicas (Ecuaciones (4.4), (4.5) y (4.6)), aplicando las condiciones de transversalidad, las condiciones cinemáticas $k_1^2 = 0$, $k_2^2 = m_{Z(\underline{Q})}^2$ y $k_1 \cdot k_2 = (m_{H(\underline{Q})}^2 - m_{Z(\underline{Q})}^2)/2$, junto con el esquema de reducción de Passarino-Veltman, se llega a que la contribución bosónica total en DE puede escribirse como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_B &= -\frac{c_W e g^2}{32\pi^2 m_{W(\underline{Q})}} \sum_{(\underline{m})} \frac{m_{W(\underline{Q})}^2}{m_{W(\underline{m})}^2} \left\{ 4(3 - \tan^2 \theta_W) I_2(\tau_{W(\underline{m})}, \lambda_{W(\underline{m})}) \right. \\
& + \left[\left(1 + \frac{2}{\tau_{W(\underline{m})}} \right) \tan^2 \theta_W - \left(5 + \frac{2}{\tau_{W(\underline{m})}} \right) \right] I_1(\tau_{W(\underline{m})}, \lambda_{W(\underline{m})}) \left. \right\} \\
& \times ((m_{H(\underline{Q})}^2 - m_{Z(\underline{Q})}^2) g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu). \tag{4.7}
\end{aligned}$$

Redefinimos las variables τ y λ como se explica abajo

$$\tau_{W(\underline{m})} = \frac{4m_{W(\underline{m})}^2}{m_{H(\underline{Q})}^2} \quad \text{y} \quad \lambda_{W(\underline{m})} = \frac{4m_{W(\underline{m})}^2}{m_{Z(\underline{Q})}^2}.$$

Las variables $B_{0B}(1)$, $B_{0B}(2)$ y C_{0B} simbolizan funciones escalares de Passarino-Veltman de la forma

$$B_{0B}(1) = B_0(m_{Z(\underline{Q})}^2, m_{W(\underline{m})}^2, m_{W(\underline{m})}^2) \quad \text{y} \quad B_{0B}(2) = B_0(m_{H(\underline{Q})}^2, m_{W(\underline{m})}^2, m_{W(\underline{m})}^2),$$

$$C_{0B} = C_0(0, m_{H(\underline{Q})}^2, m_{Z(\underline{Q})}^2, m_{W(\underline{m})}^2, m_{W(\underline{m})}^2, m_{W(\underline{m})}^2).$$

La amplitud bosónica total (Ecuación (4.7)) es libre de divergencias ultravioletas, pues está escrita en términos de la función I_1 , donde aparece la resta de funciones $B_{0B}(1)$ y $B_{0B}(2)$.

4.1.3. Contribución escalar

Existen $n - 1$ campos escalares escalares $W_{\bar{n}}^{(m)\pm}$ y un campo escalar $W_n^{(m)\pm}$ (ver Ecuación (3.11)), es decir, en total hay n nuevos campos escalares asociados con el bosón W . Los acoplamientos de los W escalares, $W_{\bar{n}}^{(m)\pm}$ y $W_n^{(m)\pm}$, que contribuyen a este decaimiento surgen de los sectores \mathcal{L}_{ef}^{YMEW} y \mathcal{L}_{4+n}^H , (Ecuaciones (3.11) y (3.35)). Los diagramas que consideran la contribución escalar se presentan en la Figura 4.5.

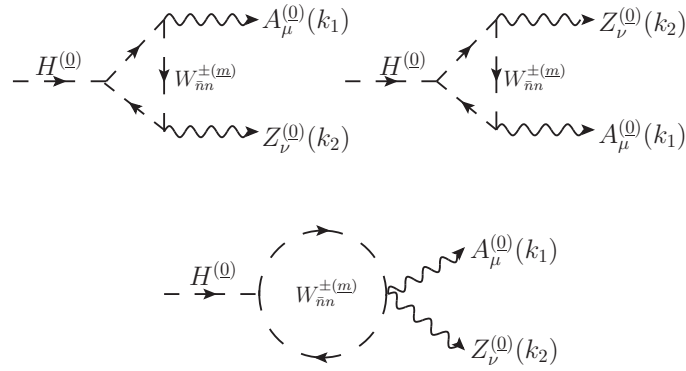


Figura 4.5: Diagramas de Feynman que representan la contribución escalar del decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en DE.

De las reglas de Feynman expuestas en la Figura 4.6 se construyen las amplitudes. El primer diagrama escalar representa la siguiente estructura:

$$\mathcal{A}_{W_{\bar{n},n}}^{1(m)} = eg^2 c_W m_{W^{(0)}} \sum_{(m)} \delta_{\bar{n}n} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{4k_\mu (k_1 - k)_\nu}{\Delta_1}, \quad (4.8)$$

con $\Delta_1 = (k^2 - m_{W^{(m)}}^2)((k - k_1)^2 - m_{W^{(m)}}^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_{W^{(m)}}^2)$.

La amplitud para el segundo diagrama queda escrita como:

$$\mathcal{A}_{W_{\bar{n},n}}^{2(m)} = eg^2 c_W m_{W^{(0)}} \sum_{(m)} \delta_{\bar{n}n} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{4k_\nu (k_2 - k)_\mu}{\Delta_2}, \quad (4.9)$$

donde $\Delta_2 = (k^2 - m_{W^{(m)}}^2)((k - k_2)^2 - m_{W^{(m)}}^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_{W^{(m)}}^2)$.

La amplitud para el tercer diagrama puede expresarse como:

$$\mathcal{A}_{W_{\bar{n},n}}^{3(m)} = eg^2 c_W m_{W^{(0)}} \sum_{(m)} \delta_{\bar{n}n} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{2g_{\mu\nu}}{\Delta_3}, \quad (4.10)$$

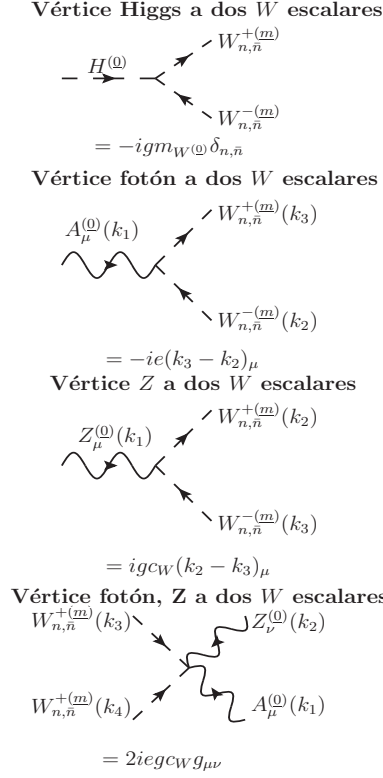


Figura 4.6: Reglas de Feynman necesarias para estudiar la contribución escalar al decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ en DE.

siendo $\Delta_3 = (k^2 - m_{W^{(m)}}^2)((k - k_1 - k_2)^2 - m_{W^{(m)}}^2)$. Al sumar las contribuciones bosónicas escalares (Ecuaciones (4.8), (4.9) y (4.10)), usando las condiciones cinemáticas $k_1^2 = 0$, $k_2^2 = m_{Z^{(0)}}^2$ y $k_1 \cdot k_2 = (m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2)/2$, las condiciones de transversalidad, junto con el esquema de reducción de Passarino-Veltman resulta que la contribución bosónica escalar total es

$$\mathcal{A}_{W_{\bar{n},n}^{(m)}}^{(m)} = \frac{eg^2 c_W m_{W^{(0)}}}{16\pi^2} \sum_{(m)} \frac{\delta_{\bar{n}n}}{m_{W^{(m)}}^2} \frac{I_1(\tau_{W^{(m)}}, \lambda_{W^{(m)}})}{2} ((m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2)g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu), \quad (4.11)$$

donde $B_{0B}(1)$, $B_{0B}(2)$ y C_{0B} son las funciones escalares de Passarino-Veltman presentadas en la subsección anterior. Las variables adimensionales τ y λ son las mismas usadas en la subsección anterior. La amplitud bosónica escalar total (Ecuación (4.11)) es libre de divergencias ultravioletas, ya que en la función $I_1(\tau_{W^{(m)}}, \lambda_{W^{(m)}})$ aparece de forma explícita la resta de las funciones $B_{0B}(1)$ y $B_{0B}(2)$.

4.2. Amplitud del proceso

Las contribuciones de los distintos sectores de física usual y de nueva física pueden ser convenientemente organizadas en componentes de espín 1/2, 1 y 0. Resulta que las contribuciones asociadas con las excitaciones de KK, además de ser invariantes bajo el grupo de norma electromagnético, son libres de divergencias ultravioleta, lo cual es consecuencia directa del hecho que todas las interacciones involucradas tienen una estructura renormalizable. Como veremos más adelante, las únicas divergencias en este decaimiento emergen de las sumas infinitas asociadas a las contribuciones de KK. Por consiguiente, la amplitud para este decaimiento puede ser escrita como sigue:

$$\mathcal{M}(H \rightarrow \gamma Z) = \frac{ig\alpha}{4\pi} \frac{m_{H^{(0)}}^2}{m_{W^{(0)}}} \mathcal{A}_{\gamma Z}^{MEDE} P_{\mu\nu} \epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_2), \quad (4.12)$$

donde $\epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda_1)$ y $\epsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_2)$ son los vectores de polarización del fotón y el bosón Z , respectivamente, y el tensor

$$P_{\mu\nu} = \frac{k_1 \cdot k_2 g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}}{m_{H^{(0)}}^2},$$

verifica la invariancia de norma, pues satisface las identidades de Ward simples $k_1^\mu P_{\mu\nu} = 0 = k_2^\nu P_{\mu\nu}$. Además, se tiene que

$$\mathcal{A}_{\gamma Z}^{MEDE} = \mathcal{A}_{\gamma Z}^{ME} + \mathcal{A}_{\gamma Z}^{NF},$$

donde

$$\mathcal{A}_{\gamma Z}^{ME} = \sum_{f=q,l} \frac{Q_f g_V}{s_W c_W} \mathcal{A}_{\frac{1}{2}}^{(0)} + \frac{c_W}{s_W} \mathcal{A}_1^{(0)}, \quad (4.13)$$

$$\mathcal{A}_{\gamma Z}^{NF} = \sum_{f=q,l} \frac{Q_f g_V}{s_W c_W} \mathcal{A}_f^{NF} + \frac{c_W}{s_W} \mathcal{A}_W^{NF}, \quad (4.14)$$

a su vez

$$\mathcal{A}_f^{NF} = 2^{\frac{n}{2}} \sum_{(m)} \mathcal{A}_{\frac{1}{2}}^{(m)},$$

$$\mathcal{A}_W^{NF} = \sum_{(m)} \left(\mathcal{A}_1^{(m)} + \mathcal{A}_0^{(m)} \right).$$

Las amplitudes del ME $\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}^{(0)}$ y $\mathcal{A}_1^{(0)}$, Ecuaciones (2.1) y (2.2), así como las amplitudes en DE $\mathcal{A}_f^{(m)}$ y $\mathcal{A}_{0,1}^{(m)}$, Ecuaciones (4.3), (4.7) y (4.11), son reescritas en términos de las funciones de Passarino-Veltman y sus coeficientes, ya que el método de renormalización usado así lo requiere

[16, 19]. Con esto, las amplitudes fermiónicas son reescritas de la forma:

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}^{(0)} = -\frac{\tau_{f^{(0)}}}{2(1-a)} \left\{ 2 + \Delta B_0^{(0)}(m_{f^{(0)}}^2) \frac{a}{1-a} + \left[4m_{f^{(0)}}^2 - (m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2) \right] C_0^{(0)}(m_{f^{(0)}}^2) \right\}. \quad (4.15)$$

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}^{(m)} = -\frac{\tau_{f^{(m)}}}{2(1-a)} \left\{ 2 + \Delta B_0^{(m)}(m_{f^{(m)}}^2) \frac{a}{1-a} + \left[4m_{f^{(m)}}^2 - (m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2) \right] C_0^{(m)}(m_{f^{(m)}}^2) \right\}. \quad (4.16)$$

Se introdujo la cantidad adimensional $a = m_{Z^{(0)}}^2/m_{H^{(0)}}^2$.

Por otra parte, las amplitudes bosónicas de espín uno del ME y en DE son expresadas como:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1^{(0)} &= \frac{\tau_{W^{(0)}}}{2(1-a)} \left\{ 6 + \frac{m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(0)}}^2} - \frac{m_{H^{(0)}}^2 m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(0)}}^4} \right. \\ &\quad \left. + \frac{a}{1-a} \Delta B_0^{(0)}(m_{W^{(0)}}^2) \left(6 + \frac{m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(0)}}^2} - \frac{m_{H^{(0)}}^2 m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(0)}}^4} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left[12m_{W^{(0)}}^2 - 6(m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2) - 2\frac{m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(0)}}^2}(m_{H^{(0)}}^2 - 2m_{Z^{(0)}}^2) \right] C_0^{(0)}(m_{W^{(0)}}^2) \right\}, \quad (4.17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1^{(m)} &= \frac{\tau_{W^{(m)}}}{2(1-a)} \left\{ 6 + \frac{m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(m)}}^2} - \frac{m_{H^{(0)}}^2 m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(m)}}^4} \right. \\ &\quad \left. + \frac{a}{1-a} \Delta B_0^{(m)}(m_{W^{(m)}}^2) \left(6 + \frac{m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(m)}}^2} - \frac{m_{H^{(0)}}^2 m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(m)}}^4} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left[12m_{W^{(m)}}^2 - 6(m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2) - 2\frac{m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(m)}}^2}(m_{H^{(0)}}^2 - 2m_{Z^{(0)}}^2) \right] C_0^{(m)}(m_{W^{(m)}}^2) \right\}. \quad (4.18) \end{aligned}$$

Por último, la contribución bosónica escalar (espín cero) está dada como

$$\mathcal{A}_0^{(m)} = \frac{\tau_{W^{(0)}}}{1-a} \left(n - \frac{m_{H^{(0)}}^2}{2m_{W^{(0)}}^2} + \frac{m_{H^{(0)}}^2}{2m_{W^{(m)}}^2} \right) \left[1 + \frac{a}{1-a} \Delta B_0^{(m)}(m_{W^{(m)}}^2) + 2m_{W^{(m)}}^2 C_0^{(m)}(m_{W^{(m)}}^2) \right]. \quad (4.19)$$

Al sumar las Ecuaciones (4.18) y (4.19) se construye la amplitud bosónica total \mathcal{A}_W^{NF} , cuya

forma explícita está dada por la siguiente ecuación

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_W^{NF} = & \frac{\tau_{W^{(0)}}}{1-a} \left\{ 3+n - \frac{m_{H^{(0)}}^2}{2m_{W^{(0)}}^2} + \frac{2m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2}{2m_{W^{(m)}}^2} - \frac{m_{H^{(0)}}^2 m_{Z^{(0)}}^2}{2m_{W^{(m)}}^4} \right. \\
& + \frac{a}{1-a} \Delta B_0^{(m)}(m_{W^{(m)}}^2) \left(3+n - \frac{m_{H^{(0)}}^2}{2m_{W^{(0)}}^2} + \frac{2m_{H^{(0)}}^2 - m_{Z^{(0)}}^2}{2m_{W^{(m)}}^2} - \frac{m_{H^{(0)}}^2 m_{Z^{(0)}}^2}{2m_{W^{(m)}}^4} \right) \\
& - (2m_{H^{(0)}}^2 - 3m_{Z^{(0)}}^2) C_0^{(m)}(m_{W^{(m)}}^2) + 2 \left(3+n - \frac{m_{H^{(0)}}^2}{2m_{W^{(0)}}^2} \right) m_{W^{(m)}}^2 C_0^{(m)}(m_{W^{(m)}}^2) \\
& \left. - \frac{m_{Z^{(0)}}^2}{m_{W^{(m)}}^2} (m_{H^{(0)}}^2 - 2m_{Z^{(0)}}^2) C_0^{(m)}(m_{W^{(m)}}^2) \right\}. \tag{4.20}
\end{aligned}$$

4.3. Regularización y Renormalización

Las sumas infinitas discretas que aparecen en la Ecuación (4.14) son divergentes, no obstante dicha divergencia puede ser tratada mediante el método de renormalización descrito en la referencia [16]. En dicha referencia, el método de renormalización está basado en la función Zeta de Riemann y su generalización a más altas dimensiones; la función inhomogénea de Epstein. El método de renormalización requiere que la escala de compactificación (R^{-1}) sea lo suficientemente grande, para que una aproximación en serie de Taylor nos permita expresar la función inhomogénea en términos de la función homogénea de Epstein [19].

Regularización por la función Zeta de Riemann

Partimos de la expresión general de la función de Passarino-Veltman, la cual puede ser escrita como sigue:

$$F_N = \frac{1}{i\pi^2} \Gamma(N) I_N \sum_{(\underline{m})} \int \frac{d^4 k}{(4\pi)^4} \frac{1}{(k^2 - \Delta_{(\underline{m})}^2)^N}, \tag{4.21}$$

donde

$$I_N = \int_0^1 dx_1 \cdots dx_N \delta \left(\sum_{i=1}^N x_i - 1 \right).$$

En las expresiones previas, N denota el número de propagadores de la función de Passarino-Veltman; esta ha sido escrita en términos de su parametrización de Feynman, caracterizada por las integrales paramétricas de variables de integración x_i [16, 19]. En adición, $\Delta_{(\underline{m})}^2$ es una función cuadrática de variables x_i , momentos externos y masas internas de KK, de la forma:

$$\Delta_{(\underline{m})}^2 = m_{(\underline{m})}^2 + \Delta_{(0)}^2, \tag{4.22}$$

a su vez, $\Delta_{(0)}^2$ está expresada de la siguiente manera:

$$\Delta_{(0)}^2 = m_{\varphi_0}^2 + \sum_{i,j=1}^N p_i p_j x_i x_j - \sum_{i=1}^{N-1} \left(p_i^2 + m_{\varphi_0}^2 - m_{\varphi_i}^2 \right) x_i.$$

Se promueve la dimensión espacio temporal de cuatro a D dimensiones. En este esquema de regularización D es un número complejo, lo cual es necesario para su continuación analítica como función Gamma [16, 19]. Bajo estas condiciones, la Ecuación (4.21) se reescribe como sigue [19]:

$$\begin{aligned} F_N &= \frac{1}{i\pi^2} (\mu^2)^{(2-\frac{D}{2})} \Gamma(N) I_N \sum_{(\underline{m})} \int d^D k \frac{1}{(k^2 - \Delta_{(\underline{m})}^2)^N} \\ &= (-1)^N \left(\frac{1}{4\pi\mu^2} \right)^{N-2} I_N \sum_{(\underline{m})} \Gamma \left(N - \frac{D}{2} \right) \left(\frac{\Delta_{(\underline{m})}^2}{4\pi\mu^2} \right)^{-(N-\frac{D}{2})} \\ &= (-1)^N (4\pi\mu^2)^{(2-\frac{D}{2})} (R^{-2})^{(\frac{D}{2}-N)} I_N \sum_{(\underline{m})} \Gamma \left(N - \frac{D}{2} \right) (\underline{m}^2 + c_N^2)^{-(N-\frac{D}{2})}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

En esta última igualdad hemos asumido que todos los radios R de las orbifolds S^1/Z_2 son iguales, tal que podemos escribir $m_{(\underline{m})}^2 = R^{-2} \underline{m}^2$, siendo \underline{m}^2 cualquier combinación posible de los índices de Fourier. También definimos $c_N^2 = \Delta_{(0)}^2/R^{-2}$. Además, μ es la escala asociada con el esquema de regularización dimensional. Ya que D es complejo, la Ecuación (4.23) puede ser reformulada en términos de la función inhomogénea de Epstein como se presenta a continuación [16, 19]:

$$\sum_{(\underline{m})} (\underline{m}^2 + c_N^2)^{-(N-\frac{D}{2})} = \sum_{l=1}^n \frac{n!}{l!(n-l)!} E_l^{c_N^2} \left(N - \frac{D}{2} \right),$$

con la función inhomogénea de Epstein definida de la siguiente forma

$$E_l^{c^2}(s) = \sum_{m_1, \dots, m_l=1}^{+\infty} \frac{1}{(m_1^2 + \dots + m_l^2 + c^2)^s}.$$

Al considerar lo anterior expuesto, la Ecuación (4.23) se vuelve de la forma [16]

$$F_N = (-1)^N (4\pi\mu^2)^{(2-\frac{D}{2})} (R^{-2})^{(\frac{D}{2}-N)} I_N \sum_{l=1}^n \binom{n}{l} E_l^{c_N^2} \left(N - \frac{D}{2} \right) \Gamma \left(N - \frac{D}{2} \right). \quad (4.24)$$

La función $\Gamma(N - D/2)$ de la Ecuación (4.24) es divergente en el límite cuando D tiende a cuatro. Las singularidades de la función Gamma ocurren en $N - \frac{D}{2} = 0, -1, -2, \dots$. Por el contrario, la función inhomogénea de Epstein es regular en $N - \frac{D}{2} = \frac{l}{2}, \frac{l-2}{2}, \dots$. Sin embargo, para $N \geq 3$ la función Gamma es regular, pero la función de Epstein puede ser divergente a partir de este valor de N . Dichas divergencias que emergen en la función inhomogénea de Epstein son tratadas de manera más detallada en la referencia [19].

Renormalización

Existen dos tipos de divergencias al tratar cálculos de correcciones radiativas en nuestro modelo; las etiquetaremos con el nombre de divergencias estándar (DivE) y divergencias no estándar (DnE). Las primeras son aquellas que surgen de las amplitudes a orden de un lazo que originan las divergencias ultravioletas debido al número de dimensiones espacio temporales. Las DnE son aquellas que provienen del modelo extendido, es decir, en nuestro modelo las sumas infinitas de los modos de KK. Por fortuna, nuestro proceso ($H \rightarrow \gamma Z$) es libre de DivE, ya que no presenta divergencias ultravioletas, característica que se observa en las amplitudes.

Hay dos formas de tratar las DnE que surgen de nuestro modelo. La primera de ellas consiste reexpresar la función inhomogénea de Epstein en términos de la homogénea, al suponer que c_N^2 (ver Ecuación (4.24)) es pequeño debido a la escala de compactificación. Ya que c_N^2 es pequeño, la función inhomogénea es expresada en serie Taylor. Por último se reescribe la suma de la serie de Taylor mediante la introducción de una integral de contorno, aprovechando el hecho que D es un número complejo. Dicho contorno contiene todos los polos de la función Gamma y de la función de Epstein (este método fue introducido por H. A. Weldon [19]). El segundo método consiste en identificar las divergencias que surgen de la función de Epstein [20], seguidamente son removidas mediante la resta de contratérminos en el lagrangiano efectivo.

Elegimos el primer método, ya que nos permite evitar el proceso de renormalización convencional. Basados en este método, las funciones ΔB_0 y C_0 de Passarino-Veltman que aparecen en las amplitudes A_f^{NF} y A_W^{NF} (Ecuaciones (4.16) y (4.20)) son tratadas como se indica en las referencias [16, 19], de tal forma que estas pueden reescribirse de la siguiente manera:

$$\sum_{\langle m \rangle} \Delta B_0^{(m)}(m_{\varphi^{(m)}}^2) = -\frac{1}{(R^{-2})^{1+N}} \frac{1}{\Gamma(N)} \left[\frac{1}{6}(p_2^2 - p_1^2) + \frac{1}{2} \left(m_{\varphi_1^{(0)}}^2 + m_{\varphi_2^{(0)}}^2 - m_{\varphi_3^{(0)}}^2 - m_{\varphi_4^{(0)}}^2 \right) \right] \bar{\alpha}_N^n, \quad (4.25)$$

$$\sum_{\langle m \rangle} C_0^{(m)}(m_{\varphi^{(m)}}^2) = -\frac{1}{R^{-2}} \int_1^0 dx \int_0^{1-x} dy [\alpha_3^n + \beta_3^n \ln(c_3^2(x, y)) + \dots]. \quad (4.26)$$

Las funciones escalares $C_0^{(m)}$ de Passarino-Veltman que tienen asociados factores de masas excitadas de KK, adquieren la siguiente forma [16]:

$$\sum_{\langle m \rangle} C_0^{(m)}(m_{\varphi^{(m)}}^2) m_{\varphi^{(m)}}^2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{1-2^n}{2^n} \right) - \int_1^0 dx \int_0^{1-x} dy (c_0^2 - c_3(x, y)^2) [\alpha_3^n + \ln(c_3^2(x, y)) \beta_3^n], \quad (4.27)$$

$$\sum_{\langle m \rangle} \frac{C_0^{(m)}(m_{\varphi^{(m)}}^2)}{m_{\varphi^{(m)}}^2} = -\frac{1}{R^{-4}} \left[\frac{\bar{\alpha}_1^n}{2} + O\left(\frac{1}{R^{-6}}\right) \right], \quad (4.28)$$

donde

$$c_0^2 = \frac{m_{\varphi^{(0)}}^2}{R^{-2}} \quad \text{y} \quad c_3^2(x, y) = \frac{m_{\varphi^{(0)}}^2}{R^{-2}} \left[1 + \frac{4}{\tau_{\varphi^{(0)}}} (ax^2 + y^2 + xy(1+a) - x - y) \right].$$

Aquí, $\varphi^{(0)} = t^{(0)}, W^{(0)}$; los valores de las constantes $\bar{\alpha}_N^n$, α_3^n y β_3^n se pueden encontrar en la referencia [16].

Es importante aclarar que a partir de ahora nuestros resultados considerarán exclusivamente los términos dominantes en las funciones escalares de Passarino-Veltman, es decir, las amplitudes que representan las contribuciones de nueva física contienen términos hasta el orden $1/R^{-2}$, por lo que cantidades proporcionales a $1/R^{-4}$ o más pequeñas serán despreciadas. En este sentido, las contribuciones relacionadas con las expresiones dadas en las Ecuaciones (4.25) y (4.28) serán ignoradas, ya que a lo más van como $1/R^{-4}$. En el caso de la Ecuación (4.25), se tiene que $\bar{N} = 1, 2$, por lo que contribuiría a lo más en $1/R^{-4}$. Por otro lado, en las amplitudes A_f^{NF} y A_W^{NF} (Ecuaciones (4.16) y (4.20)), aparecen este otro tipo de contribuciones

$$\sum_{(\underline{m})} \frac{1}{m_{\varphi^{(\underline{m})}}^2} = \frac{1}{R^{-2}} \left[\alpha_3^n + \ln \left(\frac{m_{\varphi^{(0)}}}{R^{-2}} \right) \beta_3^n \right], \quad (4.29)$$

$$\sum_{(\underline{m})} \frac{1}{m_{\varphi^{(\underline{m})}}^4} \approx \frac{1}{R^{-4}} (\dots), \quad (4.30)$$

por lo que bajo el criterio anterior, contribuciones que contengan a la Ecuación (4.30) serán ignoradas.

Por último, en las amplitudes aparecen términos que no dependen de las masas excitadas de KK, por lo que será necesario usar el siguiente resultado [16]:

$$\sum_{(\underline{m})} = \sum_{l=1}^n \binom{n}{l} [\zeta(0)]^l = \frac{1 - 2^n}{2^n}. \quad (4.31)$$

Con las expresiones previas, resultado del método de Weldon [19] y mejor detallas en la referencia [16], podemos dar tratamiento a las amplitudes A_f^{NF} y A_W^{NF} (Ecuaciones (4.16) y (4.20)). Antes de escribir el resultado explícito de la amplitudes A_f^{NF} y A_W^{NF} (Ecuaciones (4.16) y (4.20)), es necesario mencionar que surgen funciones en las Ecuaciones (4.26) y (4.27) cuya expresión analítica no puede ser calculada. No obstante, estas serán aproximadas numéricamente. De este modo, la Ecuación (4.26) se reexpresa como sigue:

$$\begin{aligned} \sum_{(\underline{m})} C_0^{(\underline{m})}(m_{\varphi^{(\underline{m})}}^2) &= -\frac{1}{R^{-2}} \int_1^0 dx \int_0^{1-x} dy \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln(c_3^2(x, y)) + \dots \right] \\ &= -\frac{1}{R^{-2}} \left\{ \frac{1}{2} \alpha_3^n + \beta_3^n \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_{\varphi^{(0)}}^2}{R^{-2}} \right) + \omega \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.32)$$

donde

$$\omega = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy f(x, y).$$

La forma explícita de $f(x, y)$ es la siguiente:

$$f(x, y) = \ln \left[1 + \frac{4}{\tau_{\varphi(\mathbb{Q})}} (ax^2 + y^2 + xy(1+a) - ax - y) \right].$$

El valor de ω al ser integrado numéricamente es $\omega = 33.816 \times 10^{-3}$.

Asimismo, la Ecuación (4.27) se reescribe como:

$$\begin{aligned} \sum_{(m)} C_0^{(m)} (m_{\varphi(m)}^2) m_{\varphi(m)}^2 &= -\frac{1}{2} \left(\frac{1-2^n}{2^n} \right) - \int_1^0 dx \int_0^{1-x} dy (c_0^2 - c_3(x, y)^2) [\alpha_3^n + \ln(c_3^2(x, y)) \beta_3^n] \\ &= -\frac{1}{2} \left(\frac{1-2^n}{2^n} \right) - \left(\frac{m_{H(\mathbb{Q})}}{R^{-2}} \right) \frac{1+a}{24} \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{\varphi(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \right] \\ &\quad + \left(\frac{m_{H(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \beta_3^n \omega', \end{aligned} \quad (4.33)$$

donde

$$\omega' = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy (ax^2 + y^2 + xy(1+a) - ax - y) f(x, y).$$

El valor de la integración numérica da como resultado $\omega' = 5.444 \times 10^{-3}$.

Por lo tanto, las amplitudes A_f^{NF} y A_W^{NF} bajo este esquema de regularización quedan reexpresadas como sigue:

$$A_f^{NF} = -\frac{\tau_{f(\mathbb{Q})}}{(1-a)} 2^{\frac{n}{2}} \left(\frac{m_{H(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \left\{ \frac{1-2a}{6} \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{f(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \right] + \beta_3^n \frac{\delta}{2} \right\}, \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} A_W^{NF} &= \frac{\tau_{W(\mathbb{Q})}}{1-a} \left(\frac{m_{H(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \left\{ \left[2(1-a) - \frac{(1+a)}{12} \left(3+n - \frac{2}{\tau_{W(\mathbb{Q})}} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. \times \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{W(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \right] + \beta_3^n \delta_n \right\}. \end{aligned} \quad (4.35)$$

Las cantidades δ y δ_n , surgen de los coeficientes que acompañan a β_3^n en las Ecuaciones (4.26) y (4.27) y dependen directamente de los valores de ω y ω' . Dichas constantes tienen los valores numéricos:

$$\delta = 6.97 \times 10^{-3} \quad \text{y} \quad \delta_n = (10.888n + 4.243) \times 10^{-3}.$$

Vamos a comparar las cantidades δ y δ_n con el valor de los logaritmos en las amplitudes A_f^{NF} (Ecuación (4.34)) y A_W^{NF} (Ecuación (4.35)). Esto con el objetivo de ver si contribuyen a la amplitud de manera importante. Bajo este argumento, se tiene lo siguiente:

$$-\frac{\tau_{t(\omega)}}{1-a} \frac{\delta}{2} = -6.3947 \times 10^{-2}, \quad (4.36)$$

$$-\frac{1}{6} \frac{\tau_{t(\omega)}}{1-a} \ln \left(\frac{m_{t(\omega)}^2}{R^{-2}} \right) = 6.598, \quad (4.37)$$

$$\frac{\tau_{W(\omega)}}{1-a} \delta_n = (4.424n + 1.724) \times 10^{-2}, \quad (4.38)$$

$$\frac{\tau_{W(\omega)}}{1-a} \ln \left(\frac{m_{W(\omega)}^2}{R^{-2}} \right) \left[2(1-a) - \frac{(1+a)}{12} \left(3 + n - \frac{2}{\tau_{W(\omega)}} \right) \right] = 1.939n - 6.971, \quad (4.39)$$

donde hemos elegido $R^{-1} = 0.5$ TeV para la comparación. La cantidad en la Ecuación (4.36) es dos órdenes de magnitud más pequeña que la correspondiente en la Ecuación (4.37), ambas presentes en la Ecuación (4.34). Análogamente, la Ecuación (4.38) es dos órdenes de magnitud más pequeña que la Ecuación (4.39), ambas ecuaciones pertenecientes a la Ecuación (4.35). En consecuencia, las contribuciones dadas por las Ecuaciones (4.36) y (4.38) pueden ser despreciadas, de tal suerte que las Ecuaciones (4.34) y (4.35) ahora son de la siguiente forma:

$$A_f^{NF} = - \left(\frac{m_{H(\omega)}^2}{R^{-2}} \right) \tau_{f(\omega)} 2^{\frac{n}{2}} \left(\frac{1}{6} \right) \frac{1-2a}{1-a} \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{f(\omega)}^2}{R^{-2}} \right) \right], \quad (4.40)$$

$$A_W^{NF} = \left(\frac{m_{H(\omega)}^2}{R^{-2}} \right) \tau_{W(\omega)} \left(\frac{1}{12} \right) \left[24 - \frac{1+a}{1-a} \left(3 + n - \frac{2}{\tau_{W(\omega)}} \right) \right] \times \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{W(\omega)}^2}{R^{-2}} \right) \right]. \quad (4.41)$$

Con el objetivo de comprobar que nuestras amplitudes son consistentes, compararemos estas en el límite cuando $m_{Z(\omega)} \rightarrow 0$ con las amplitudes del proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$ calculadas en la referencia

[21]. Entonces, partiendo de las amplitudes dadas en las Ecuaciones (4.40) y (4.41) se llega a que:

$$\begin{aligned}
\lim_{a \rightarrow 0} A_f^{NF} &= \lim_{a \rightarrow 0} \left(-\frac{m_{H(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \tau_{f(\mathbb{Q})} 2^{\frac{n}{2}} \left(\frac{1}{6} \right) \frac{1-2a}{1-a} \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{f(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \right] \\
&= - \left(\frac{m_{H(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \tau_{f(\mathbb{Q})} 2^{\frac{n}{2}} \left(\frac{1}{6} \right) \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{f(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \right], \\
\lim_{a \rightarrow 0} A_W^{NF} &= \lim_{a \rightarrow 0} \left(\frac{m_{H(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \tau_{W(\mathbb{Q})} \left(\frac{1}{12} \right) \left[24 - \frac{1+a}{1-a} \left(3 + n - \frac{2}{\tau_{W(\mathbb{Q})}} \right) \right] \\
&\quad \times \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{W(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \right] \\
&= \left(\frac{m_{H(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \tau_{W(\mathbb{Q})} \left(\frac{1}{12} \right) \left(21 - n + \frac{2}{\tau_{W(\mathbb{Q})}} \right) \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{W(\mathbb{Q})}^2}{R^{-2}} \right) \right].
\end{aligned}$$

En estas situaciones límite se comprueba que $\lim_{a \rightarrow 0} A_{f(H \rightarrow \gamma Z)}^{NF} = A_{f(H \rightarrow \gamma \gamma)}^{NF}$ y que $\lim_{a \rightarrow 0} A_{W(H \rightarrow \gamma Z)}^{NF} = A_{W(H \rightarrow \gamma \gamma)}^{NF}$, lo cual es indicativo de que nuestros resultados reproducen las amplitudes de nueva física del decaimiento $H \rightarrow \gamma \gamma$ en el contexto del ME en DE [21].

4.4. Resultados numéricos

Para analizar las predicciones de nuestro modelo, vamos a comparar la amplitud $A_{\gamma Z}^{NF}$ con aquella del modelo estándar $A_{\gamma Z}^{ME}$. Con dicho objetivo, se define la siguiente expresión [21]

$$F_{\gamma Z} = \left| 1 + \frac{A_{\gamma Z}^{NF}}{A_{\gamma Z}^{SM}} \right|^2. \quad (4.42)$$

La cantidad $F_{\gamma Z}$ nos permitirá comparar el efecto relativo de la nueva física con lo que predice el ME. Con esta información ahora puede emplearse el observable conocido como intensidad de señal, la cual ya ha sido estudiada experimentalmente por las colaboraciones ATLAS y CMS

(2016) [22]. La intensidad de señal se encuentra dada de la siguiente manera [21]:

$$\begin{aligned}
\mu_{\gamma Z} &= \frac{\sigma(pp \rightarrow H \rightarrow \gamma Z)}{\sigma(pp \rightarrow H \rightarrow \gamma Z)^{ME}} < 9.5, \quad \text{a un nivel de confianza del 95 \%}, \\
&= \frac{\sigma(gg \rightarrow H) \times BR(H \rightarrow \gamma Z)}{\sigma(gg \rightarrow H)^{ME} \times BR(H \rightarrow \gamma Z)^{ME}} \\
&= \frac{\Gamma(H \rightarrow gg) \times BR(H \rightarrow \gamma Z)}{\Gamma(H \rightarrow gg)^{ME} \times BR(H \rightarrow \gamma Z)^{ME}} \\
&= \frac{|\mathcal{A}_{gg}^{MEDE}|^2 |\mathcal{A}_{\gamma Z}^{MEDE}|^2}{|\mathcal{A}_{gg}^{ME}|^2 |\mathcal{A}_{\gamma Z}^{ME}|^2} \\
&= P_{gg} F_{\gamma Z},
\end{aligned} \tag{4.43}$$

donde

$$P_{gg} = \left| 1 + \frac{\mathcal{A}_{gg}^{NP}}{\mathcal{A}_{gg}^{SM}} \right|^2.$$

La expresión P_{gg} se calculó previamente en la referencia [21], que bajo el esquema no convencional de regularización usado en esta tesis alcanza la siguiente forma

$$P_{gg}^n = \left| 1 + 2^{\frac{n}{2}-1} \left(\frac{m_{t(\underline{0})}^2}{R^{-2}} \right) \left[\alpha_3^n + \beta_3^n \ln \left(\frac{m_{t(\underline{0})}^2}{R^{-2}} \right) \right] \right|^2. \tag{4.44}$$

Se hace uso de la función P_{gg} debido a que la producción de bosones de Higgs en el LHC se lleva a cabo predominantemente en fusión de gluones [21], para lo cual en la región de resonancia el decaimiento $H \rightarrow gg$ es el ingrediente principal.

Análisis numérico

En nuestro análisis, requerimos que la intensidad de señal de nuestro modelo ($\mu_{\gamma Z}^{(n)}$) esté entre 1 y 10, por consiguiente, buscamos el intervalo de la dimensión compacta (R^{-1}) que genere dicho rango. Lo anterior justificado por la restricción experimental de $\mu_{\gamma Z} \leq 10$ [22]. Este análisis se presentará para diferentes valores de n (dimensiones extra compactas), a saber, $n = 2, 4, 6$ y 8 . Los valores de las constantes α_3^n y β_3^n que se usarán se presentan a continuación [16]:

n	α_3^n	β_3^n
2	2.5701	-0.8862
4	2.1811	-3.562
6	1.001	-2.2348
8	0.3101	-2.5656

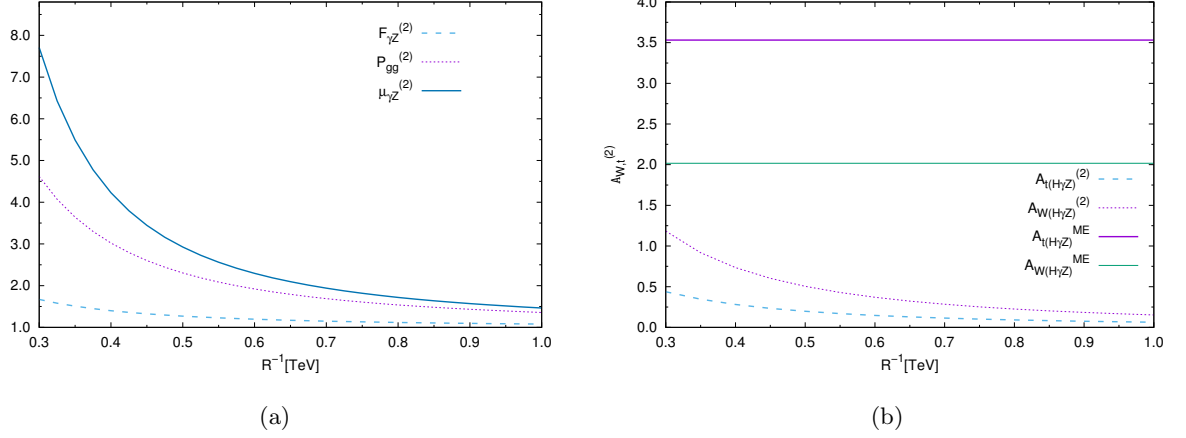


Figura 4.7: (a) Gráfica de $\mu_{\gamma Z}^{(2)}$, $F_{\gamma Z}^{(2)}$ y $P_{gg}^{(2)}$, en función de R^{-1} . (b) Gráfica de las amplitudes $A_W^{(2)}$ y $A_t^{(2)}$.

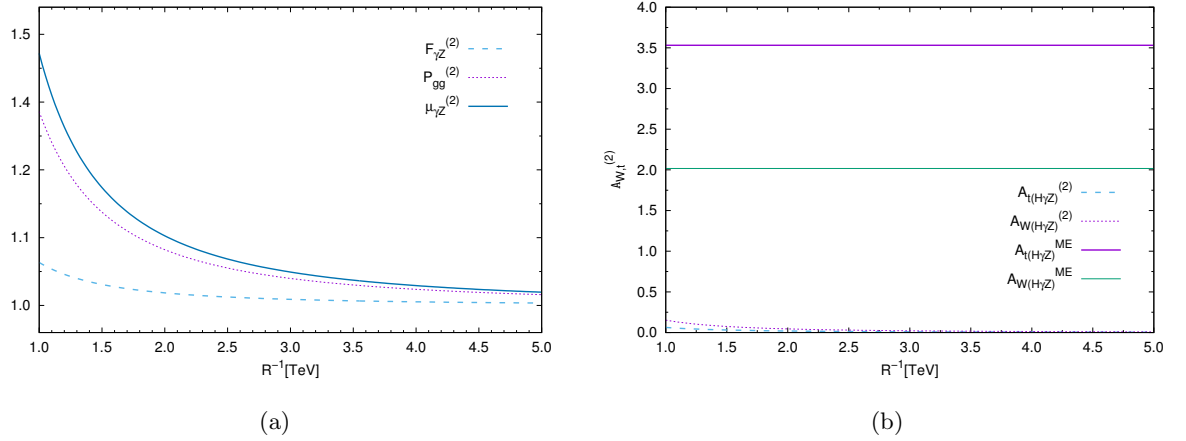


Figura 4.8: (a) Gráfica de $\mu_{\gamma Z}^{(2)}$, $F_{\gamma Z}^{(2)}$ y $P_{gg}^{(2)}$, en el rango de $1 \leq R^{-1} \leq 5$ TeV. (b) Gráfica de las amplitudes $A_W^{(2)}$ y $A_t^{(2)}$, en el mismo rango.

Escenario n = 2. En las Figuras 4.7(a) y 4.8(a) se presenta la intensidad de señal $\mu_{\gamma Z}^{(2)}$, junto con las funciones $F_{\gamma Z}^{(2)}$ y $P_{gg}^{(2)}$ en términos del radio de compactificación. En la Figura 4.7(a) se grafica $\mu_{\gamma Z}^{(2)}$ en el intervalo $0.3 \leq R^{-1} \leq 1$ TeV, en este escenario $\mu_{\gamma Z}^{(2)} < 10$ lo cual va acorde con las restricciones experimentales. Asimismo, en las Figuras 4.7(b) y 4.8(b) se expone el comportamiento de las amplitudes $A_{W,t}^{(2)}$ en función del radio de compactificación R^{-1} . En ambos rangos de R^{-1} se observa que $A_t^{(2)} < A_W^{(2)}$; este fenómeno peculiar es debido principalmente a que

A_W^{NF} (Ecuación (4.41)) representa una función lineal de n , por lo que cuando $n = 2$ el coeficiente: $\tau_{W(\omega)}[24 - (1 + a)(3 + n - 2/\tau_{W(\omega)})/(1 - a)]/12 = 1.5052$ de $A_W^{(2)}$ domina sobre el coeficiente: $-2^{\frac{n}{2}}\tau_{f(\omega)}(1 - 2a)/6(1 - a) = 0.3344$ de $A_t^{(2)}$ (ver Ecuaciones (4.40) y (4.41)). Nótese que A_t^{NF} posee un factor global $2^{\frac{n}{2}}$, el cual a medida que n crezca promoverá que $|A_t^{NF}|$ sea más grande que $|A_W^{NF}|$. En este escenario, los términos de nueva física causan una interferencia constructiva. En las Figuras 4.8(a) y 4.8(b) se aprecia el desacoplo de la teoría, debido a que $F_{\gamma Z}$ se acerca a uno a medida que R^{-1} aumenta (Figura 4.8(a)), mientras que las amplitudes $A_{t,W}^{(2)}$ tienden a cero (Figura 4.8(b)).

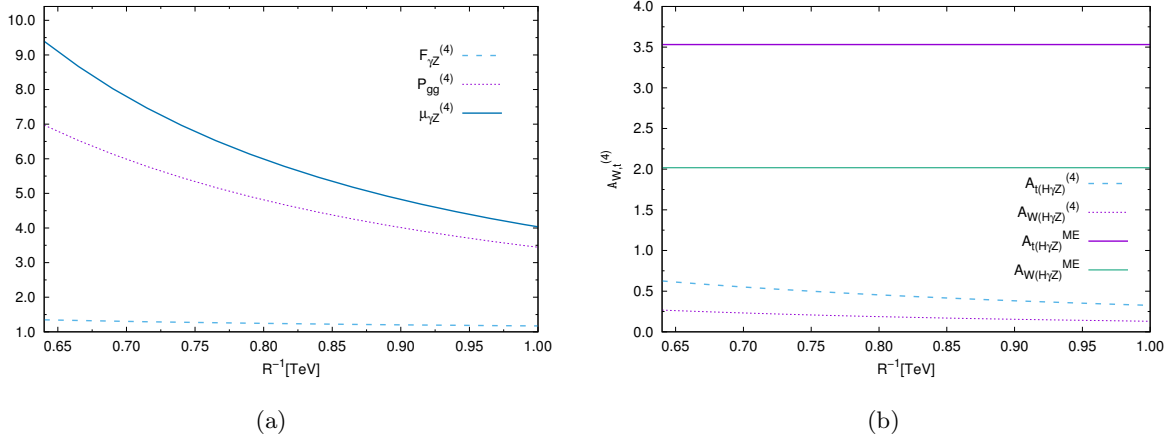


Figura 4.9: (a) Gráfica de $\mu_{\gamma Z}^{(4)}$, $F_{\gamma Z}^{(4)}$ y $P_{gg}^{(4)}$ en función de R^{-1} para el intervalo $0.64 \leq R^{-1} \leq 1$ TeV. (b) Gráfica del comportamiento de las amplitudes $A_t^{(4)}$ y $A_W^{(4)}$.

En todo nuestro estudio numérico se usa el valor mínimo de $R^{-1} = 0.3$ TeV, lo que está sustentado por el hecho de que la comparación de la masa de la partícula más pesada del ME entre $R^{-1} = 0.3$ TeV nos dice que la razón de masas cuadradas es $(m_{t(\omega)}/R^{-1})^2 = 0.3333$, lo cual implica que $(m_{t(\omega)}/R^{-1})^2 \ll 1$, por lo tanto, la aplicación de la serie de Taylor es consistentemente empleada en el método de regularización no convencional [16, 19].

Escenario $n = 4$. En las Figuras 4.9(a) y 4.10(a) se muestra el comportamiento de la intensidad de señal $\mu_{\gamma Z}^{(4)}$, así como las funciones $F_{\gamma Z}^{(4)}$ y $P_{gg}^{(4)}$ en términos de R^{-1} . En la Figura 4.9(a), el intervalo de variación de la escala de compactificación corresponde a $0.64 \leq R^{-1} \leq 1$ TeV. En la Figura 4.9(b) se muestra el comportamiento de las amplitudes $A_{t,W}^{(4)}$ en el intervalo $0.64 \leq R^{-1} \leq 1$ TeV. En este escenario, $A_t^{(4)} > A_W^{(4)}$, esto es debido a que el factor $2^{\frac{n}{2}}$ en A_t^{NF} comienza a ser significativo (ver Ecuación (4.40)) y a que el coeficiente: $\tau_{W(\omega)}[24 - (1 + a)(3 + n - 2/\tau_{W(\omega)})/(1 - a)]/12$ decrece a medida que n aumenta (ver Ecuación (4.41)). En la Figura 4.9(a) se aprecia que $F_{\gamma Z}^{(4)} > 1$,

debido a que las contribuciones de nueva física interfieren constructivamente. En las Figuras (4.10)(a) y (4.10)(b) se manifiesta claramente el desacoplo de la teoría.

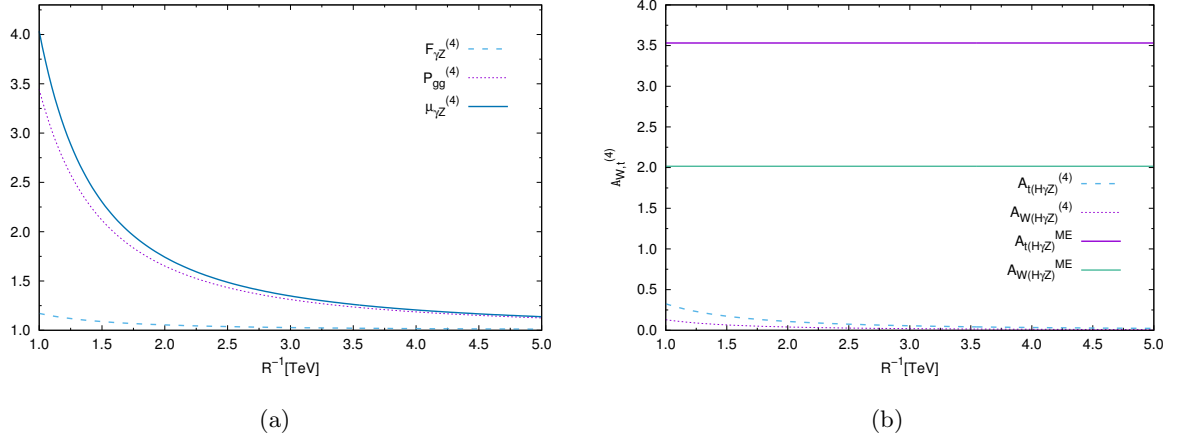


Figura 4.10: (a) Gráfica de $\mu_{\gamma Z}^{(4)}$, $F_{\gamma Z}^{(4)}$ y $P_{gg}^{(4)}$ en el intervalo $1 \leq R^{-1} \leq 5$ TeV. (b) Gráfica del comportamiento de las amplitudes $A_t^{(4)}$ y $A_W^{(4)}$.

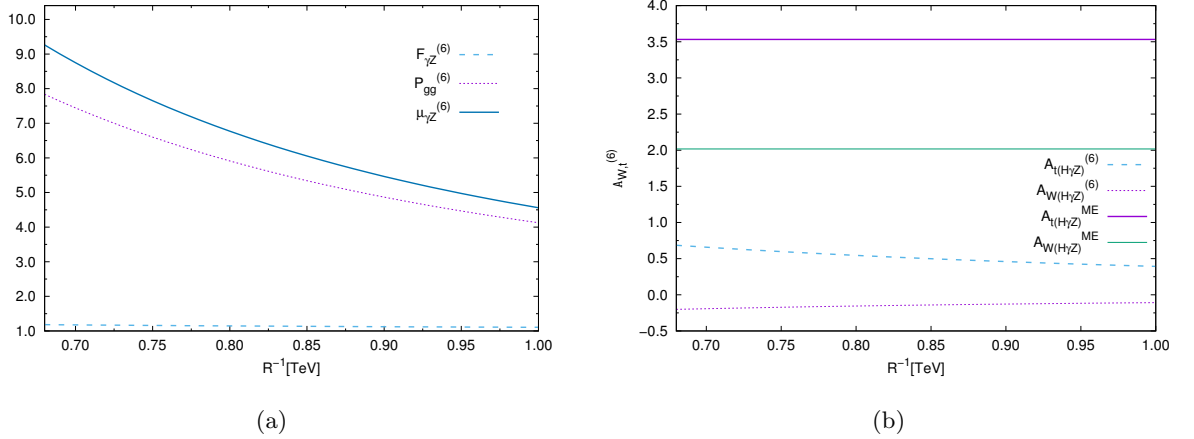


Figura 4.11: (a) Gráficas de $\mu_{\gamma Z}^{(6)}$, $F_{\gamma Z}^{(6)}$ y $P_{gg}^{(6)}$ en el intervalo $0.68 \leq R^{-1} \leq 1$ TeV. (b) Las amplitudes $A_{t,W}^{(6)}$ en el mismo rango de R^{-1} .

Escenario $n = 6$. En las Figuras 4.11(a) y 4.12(a) se muestra el comportamiento de $\mu_{\gamma Z}^{(6)}$, $F_{\gamma Z}^{(6)}$ y $P_{gg}^{(6)}$. La Figura 4.11(a) describe el rango de escala de compactificación entre $0.68 \leq R^{-1} \leq 1$ TeV. El comportamiento de las amplitudes $A_t^{(6)}$ y $A_W^{(6)}$ está presente en las Figuras 4.11(b) y

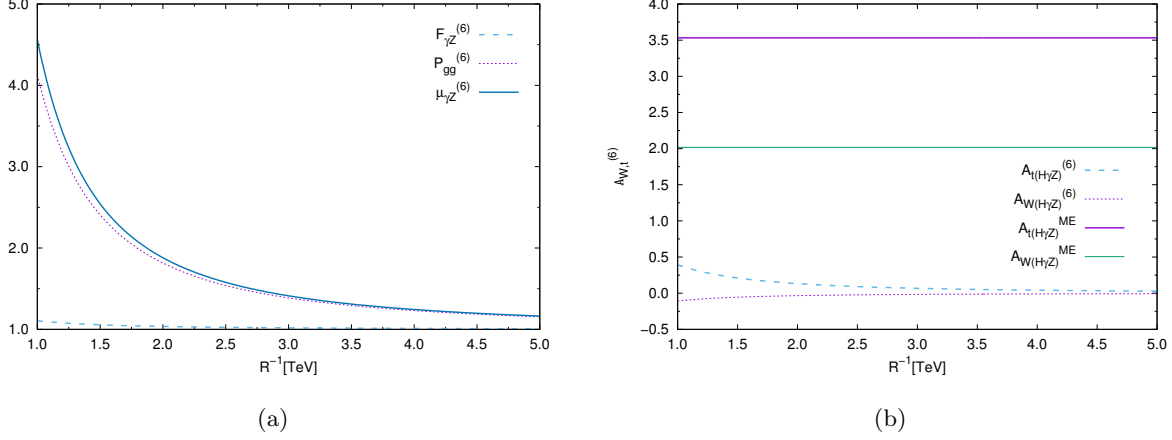


Figura 4.12: (a) Gráficas de $\mu_{\gamma Z}^{(6)}$, $F_{\gamma Z}^{(6)}$ y $P_{gg}^{(6)}$ en el intervalo $1 \leq R^{-1} \leq 5$ TeV. (b) Las amplitudes $A_{t,W}^{(6)}$ en el mismo rango de R^{-1} .

4.12(b). Note que en la Figura 4.11(b), $A_W^{(6)} < 0$, lo cual es consecuencia de que en este escenario, el coeficiente: $\tau_{W(\mathcal{Q})}[24 - (1 + a)(3 + n - 2/\tau_{W(\mathcal{Q})})/(1 - a)]/12 = -0.6111$. Además, se puede apreciar que $|A_W^{(6)}| < A_t^{(6)}$, lo cual se debe a que el factor global $2^{\frac{n}{2}}$ en A_t^{NF} comienza a notarse con mayor intensidad puesto que $n = 6$ (ver Ecuación (4.40)). Para este número de dimensiones extra, se observa que el término dominante de nueva física viene dado por $A_t^{(6)}$, que junto con $A_W^{(6)}$ interfieren constructivamente. Este fenómeno se manifiesta en que $F_{\gamma Z}^{(6)}$ sea mayor que uno en el intervalo $0.68 \leq R^{-1} \leq 1$ TeV (ver Figura 4.11(a)). En las Figuras 4.12(a) y 4.12(b) se aprecia el desacoplo de la teoría.

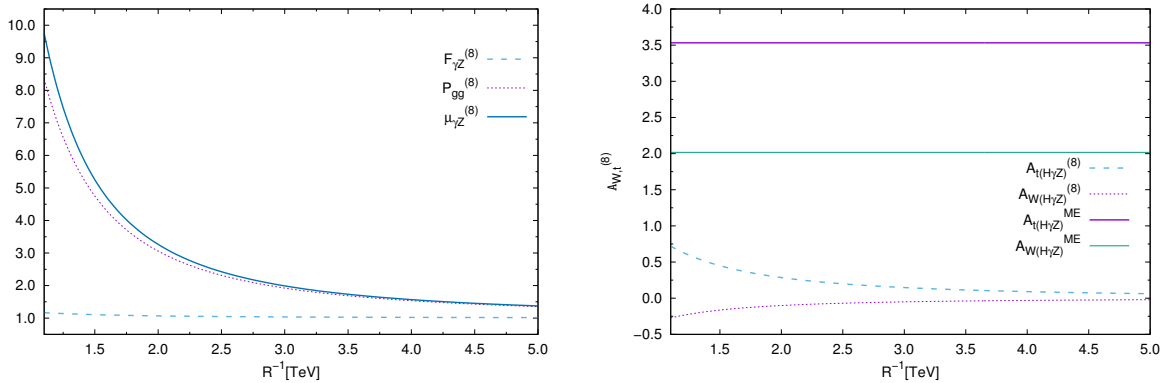


Figura 4.13: (a) Gráficas de $\mu_{\gamma Z}^{(8)}$, $F_{\gamma Z}^{(8)}$ y $P_{gg}^{(8)}$ en el intervalo $1.1 \leq R^{-1} \leq 5$ TeV. (b) Comparamiento de las amplitudes $A_t^{(8)}$ y $A_W^{(8)}$.

Escenario $n = 8$. Por último, en la Figura 4.13(a) se presentan $\mu_{\gamma Z}^{(8)}$, $F_{\gamma Z}^{(8)}$ y $P_{gg}^{(8)}$ en el intervalo $1.1 \leq R^{-1} \leq 5$ TeV, en esta región se observa claramente que $\mu_{\gamma Z}^{(8)} \leq 10$, lo cual es consistente con la restricción experimental para $\mu_{\gamma Z}$. Por otro lado, en la Figura 4.13(b) son expuestas las amplitudes $A_t^{(8)}$ y $A_W^{(8)}$, en donde se tiene nuevamente que $A_W^{(8)} < 0$, lo cual es consecuencia de que n ya es lo suficientemente grande para que domine la parte negativa de $A_W^{(8)}$ (ver Ecuación (4.41)). También puede notarse que $|A_W^{(8)}| < A_t^{(8)}$, puesto que el factor $2^{\frac{8}{2}}$ en $A_t^{(8)}$ es más grande que un orden de magnitud (ver Ecuación (4.40)). Nuevamente, en este escenario la contribución dominante, $A_t^{(8)}$, promueve interferencia constructiva. En consecuencia, $F_{\gamma Z}^{(8)} \geq 1$ en este intervalo de escalas de energía. Por último, cabe destacarse que para este número de dimensiones extra se vuelve a manifestar el desacoplo de la teoría a medida que R^{-1} aumenta.

Capítulo 5

Conclusiones

En esta tesis se desarrolló el cálculo analítico y numérico del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ a nivel de un lazo en el contexto del modelo estándar con n dimensiones extra compactas, motivado por las mediciones de precisión actuales sobre diferentes modos de decaimiento del bosón de Higgs, en particular, para el canal de decaimiento γZ en donde existe una discrepancia entre la predicción del ME y la medición experimental. En el contexto de este nuevo modelo se ha asumido que el número de dimensiones extra espaciales es par, es decir, $n = 2, 4, 6, \dots$, debido a que la quiralidad se encuentra bien definida en espacio-tiempo de dimensión par. Esto además permite recuperar la estructura quiral del ME después de realizar la compactificación de la teoría extendida. La teoría efectiva remanente que queda después de aplicar el procedimiento de compactificación presenta tres características destacables: a) La nueva física presenta propiedades de desacoplo, sin embargo, el observable estudiado es dependiente del número de dimensiones y queda fijo en una constante cuando el número de dimensiones extra es fijado. b) El modelo extendido está caracterizado por la presencia de tres escalas de energía, a saber, la escala de Fermi v , la escala de compactificación R^{-1} y una escala Λ a la cual la teoría fundamental se manifestaría por completo. A las escalas de energía v y R^{-1} están presentes interacciones renormalizables en el sentido de Dyson. c) La teoría efectiva remanente (a la escala R^{-1}) contiene un número infinito de partículas, conocidas también como excitaciones de Kaluza-Klein, las cuales interactúan entre ellas mismas o se acoplan con partículas del ME, ofreciendo vértices o acoplamientos renormalizables en el sentido de Dyson. Dicha cantidad infinita de partículas promueve la aparición de un nuevo tipo de divergencia, la cual no está relacionada con efectos de corta (divergencias ultravioletas) y larga distancia (divergencias infrarrojas).

Gran parte del estudio realizado en esta tesis se dedica a mostrar que mediante un esquema no convencional de regularización es posible aislar las divergencias inducidas por el número infinito de excitaciones de Kaluza-Klein. Para tal fin se hizo uso de un procedimiento basado en la función Z de Riemann y su generalización a muchas dimensiones en términos de las funciones de Epstein. El método de compactificación descrito en esta tesis recrea geoméricamente el efecto Casimir, lo cual implica que las funciones de Epstein se manifiesten naturalmente a nivel de un

lazo en las amplitudes que representan a nuestro proceso de interés. A nivel de un lazo nuestro proceso recibe contribuciones a la escala de Fermi v (contribución de ME), las cuales están libres de divergencias ultravioletas, y a la escala R^{-1} , las cuales están también libres de divergencias ultravioletas. Sin embargo, a la escala de energía R^{-1} las divergencias no convencionales debido al número infinito de excitaciones de Kaluza-Klein por cada dimensión extra compacta aún persisten. Por lo tanto, para encontrar amplitudes renormalizadas (finitas) del decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ es necesario hacer uso de las funciones regularizadas de Epstein. Estas nuevas funciones de Epstein son finitas debido a que emergen de las originales después de remover sus polos. La remoción de polos de las funciones de Epstein representa en sí un método de renormalización, por lo que una vez aplicados los métodos de regularización dimensional convencionales y después de hacer uso de esta nueva prescripción de renormalización, se arriva a predicciones fenomenológicas finitas para el decaimiento en cuestion. El análisis fenomenológico del decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ se llevó a cabo haciendo uso del observable conocido como intensidad de señal $\mu_{\gamma Z}$. Esta cantidad se encuentra definida en términos de la razón de la sección eficaz de producción de un bosón de Higgs decayendo a un fotón y un Zeta en la nueva teoría sobre la predicción del mismo proceso en el ME. Al asumir que el LHC funcione como una fábrica de bosones de Higgs, entonces, en la resonancia del bosón de Higgs la intensidad de señal $\mu_{\gamma Z}$ queda en términos de las anchuras de decaimiento $H \rightarrow gg$ en la nueva teoría y en el ME junto con las fracciones de decaimiento del proceso $H \rightarrow \gamma Z$ en la nueva teoría y en el ME. Debido a que la restricción experimental vigente sobre $\mu_{\gamma Z}$ establece que ésta sea menor que 9.5, se propusieron diversos escenarios de estudio para efectos de varias dimensiones extra pares consistentes con dicha restricción.

Los resultados numéricos nos dicen que para 2 dimensiones extra compactas el canal de decaimiento ($F_{\gamma Z}$) es poco sensible al número de dimensiones extra. En este escenario, los efectos de física nueva debidos a excitaciones del bosón W son dominantes sobre los efectos de excitaciones del quark top, por lo que el número de dimensiones extra no juega un papel determinante. Para 4 dimensiones extra se encontró que el número de dimensiones extra comienza a hacerse importante, pues ahora la contribución de las excitaciones del bosón W es muy cercana a la contribución de las excitaciones del quark top. Para 6 dimensiones extra se halló que el número de éstas es determinante en los efectos de nueva física, pues ahora la contribución en valor absoluto de excitaciones del quark top domina sobre la correspondiente contribución en valor absoluto del bosón W ; se observa además un efecto peculiar, pues ahora la contribución de excitaciones KK del bosón W se hace negativa. Para 8 dimensiones extra compactas se observó que la contribución de excitaciones del quark top en valor absoluto puede ser un orden de magnitud más grande que la respectiva contribución en valor absoluto del bosón W . Contrastantemente, nuestro decaimiento es altamente sensible a variaciones de la escala de compactificación. Los rangos estudiados para R^{-1} van desde 0.3 TeV hasta 5 TeV, en donde se eligió el valor mínimo del rango de estudio en estricta concordancia con la restricción experimental para $\mu_{\gamma Z}$ y con el procedimiento de renormalización no convencional. Finalmente, destacamos que el efecto desacoplante de la nueva teoría está presente debido a que cuando R^{-1} tiende a infinito, para las diferentes dimensiones extra estudiadas, $\mu_{\gamma Z}$ tiende a uno.

Bibliografía

- [1] ATLAS Collaboration, *Search for Higgs boson decays to a photon and a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. B732, 8 (2014).
- [2] ATLAS Collaboration, *Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the ATLAS experiment*, Eur. Phys. J. C76, 6 (2016).
- [3] I. Antoniadis, Phys. Lett. B246, 377 (1990).
- [4] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, Phys.Lett. B429, 263 (1998); I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, Phys. Lett. B436, 257 (1998).
- [5] F. J. Petriello, JHEP 0220, 003 (2002).
- [6] H. Novales-Sanchez, J.J. Toscano, Phys.Rev. D82, 116012 (2010).
- [7] M. A. López Osorio, E. Martínez-Pascual, H. Novales-Sánchez, and J. J. Toscano, Phys. Rev. D88, 036015 (2013).
- [8] M. A. López Osorio, E. Martínez-Pascual, H. Novales-Sánchez, and J. J. Toscano, Phys. Rev. D89, 116015 (2014).
- [9] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961).
- [10] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
- [11] G. Hooft and M. Veltman, Nucl. Phys. B44, 189 (1972).
- [12] R. Becker-Szendy, *et al.*, Phys. Rev. D46, 3720 (1992); Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B335, 237 (1994); Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998); H. Sobel, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 91, 127 (2001); M. Ambrossio *et al.*, Phys. Lett. B566, 35 (2003); Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. D71, 112005 (2005); W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Rev. D72, 052005 (2005); P. Adamson *et al.*, Phys. Rev. D73, 072002 (2006).
- [13] M. Apollonio *et al.*, Eur. Phys. J. C27, 331 (2003); S. N. Ahmed *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92, 181301 (2004); M. B. Smy *et al.*, Phys. Rev. D69, 011104 (2004); E. Aliu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 081802 (2005).

- [14] Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford University Press, Walton Street, Oxford, (1991).
- [15] J. J. Toscano *et al.*, *Distinctive ultraviolet structure of extra-dimensional Yang-Mills theories by integration of heavy Kaluza-Klein modes*, arXiv:1603.03835 [hep-ph].
- [16] I. García-Jiménez, M. A. López-Osorio, E. Martínez-Pascual, G. I. Nápoles-Cedeño, H. Novales-Sánchez, J. J. Toscano, *Standard model with extra dimensions. Part II: one loop structure: regularization, renormalization and asymptotic freedom*, arXiv:1704.07339 [hep-ph].
- [17] I. García-Jiménez, M. A. López-Osorio, E. Martínez-Pascual, G. I. Nápoles-Cañedo, H. Novales-Sánchez, J. J. Toscano, *Standard Model with extra dimensions and its zeta function regularization* (se enviará próximamente para su publicación a la revista Physical Review D).
- [18] A. Bashir and Ma. de Jesús A., *Fermions in odd space-time dimensions: back to basics*, arXiv:0502089 [hep-ph].
- [19] H. A. Weldon, Nucl. Phys. B270, 29 (1986).
- [20] Ariel Edery, *Multidimensional cut-off technique, odd-dimensional Epstein Zeta function and Casimir energy of massless scalar fields*. J. Phys. A39, 685 (2006) [arXiv:math-ph/0510056].
- [21] J. J. Toscano *et al.*, *Diphoton Higgs signal strength in a version of the Standard Model with extra dimensions*, arXiv:1705.02637 [hep-ph].
- [22] C. Patrignani *et al.*, Particle Data Group, Chin. Phys. C40, 100001 (2016).