

Tesis de Maestría en Física



Decaimiento del top en A2HDM

Lucía Duarte

Orientador: Dr. Gabriel González Sprinberg

Facultad de Ciencias
Universidad de la República
Uruguay

Decaimiento del Top en A2HDM

Lucía Duarte

26 de noviembre de 2012

A los ciclistas

Agradecimientos

A mi familia: mi hermana, madre, padre y padrastro, que me ayudaron infinitamente en estos años. Y a los amigos: Lucía, Ana Inés, Gabriela, Inés, Florencia, Javier(es), Andrés...y todos los que resistieron al quark top en mis catarsis.

A la familia de la oficina: Javier Pereyra, Julia Alonso, Ariel Fernández y Nicolás Casaballe, que además de todo, velaron por mi alimentación. Y a todos los compañeros del IFFI.

Al grupete teórico: Rodrigo Eyheralde, Marcela Peláez y Pablo Pais, por toda esa teoría de campos y profundas horas de estudio...

A mi orientador, Gabriel González, por su paciencia antes y durante el curso de esta Maestría. A Jordi Vidal, que me enseñó con ejemplos a distancia a usar Mathematica. El lápiz, agradecido.

A todos mis profesores, compañeros y estudiantes de física, por lo enseñado y aprendido.

Este documento le debe su existencia a varios amigos que ayudaron en su confección: Nicolás Casaballe, Javier Olmedo y Rodrigo Eyeheralde. Muchas gracias por el tiempo que me dedicaron.

Agradezco la financiación que me permitió realizar este trabajo: La ANII financió una Beca de Posgrado, y el proyecto del Fondo Clemente Estable “Nueva física en el LHC”. La CSIC financió un Proyecto de Iniciación a la Investigación con el mismo nombre. El Instituto de Física de la Facultad de Ingeniería me apoyó con el tiempo libre de este semestre para redactar la tesis.

Los años de investigación en este trabajo, han sido de los más felices de mi vida. Los hechos están relacionados, y agradezco a todos por la coincidencia.

Lucía

Abstract

In this thesis we compute the anomalous tensor couplings for the top quark in the Aligned Two Higgs Doublet Model (A2HDM). We find that the model provides theoretical predictions that are very sensitive to both new scalar masses scenarios, and the neutral scalar mixing angle γ . We obtain significant deviations compared to the anomalous couplings predictions given by the electroweak sector of the Standard Model. The most interesting ones are those involving the imaginary parts of g_R and g_L , for which increases of up to two orders of magnitude can be achieved. The model can account for possible CP violation effects, via the introduction of complex alignment parameters $\varsigma_{u,d}$ affecting these imaginary parts. The right imaginary part, $Im(g_R)$ will soon be measured at the LHC through forward-backward asymmetries.

We also consider the bounds on the A2HDM coming from B physics and $b \rightarrow s\gamma$ transitions and the consequences on the top anomalous couplings. These couplings will be measured at the LHC and will provide a new insight, complementary and independent from the bounds already mentioned, about new physics in the top quark decays and the Higgs sector.

Resumen

En esta Tesis calculamos los acoplamientos tensoriales anómalos del quark top, en el marco del modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa (A2HDM). Entre las ventajas del A2HDM encontramos que brinda predicciones muy sensibles, tanto a los escenarios de masas de nuevos escalares, como al ángulo de mezcla de escalares neutros γ . Observamos desviaciones muy significativas respecto a las predicciones del sector electrodébil del Modelo Estándar para los acoplamientos anómalos. Encontramos que las partes imaginarias de g_R y g_L para una amplia región del espacio de parámetros del modelo pueden tomar valores desde el orden de magnitud de las correcciones electrodébiles hasta aumentar dos órdenes de magnitud respecto de las mismas. El modelo permite dar cuenta de posibles efectos de ruptura de CP, mediante la introducción de los parámetros de alineación complejos $\varsigma_{u,d}$, que dan origen a los valores que adquieren estas partes imaginarias. La parte imaginaria $Im(g_R)$ puede obtenerse a partir de medidas de la asimetría en la dirección normal A_{FB}^N en el LHC, que se espera sean publicadas próximamente.

Hemos analizado, en relación a los acoplamientos anómalos del top, las cotas para el modelo A2HDM provenientes de la física de mesones B y de $b \rightarrow s\gamma$. Los acoplamientos que hemos calculado en esta tesis serán medidos por el LHC y aportarán información independiente y complementaria de las cotas mencionadas, permitiendo descartar o corroborar diferentes escenarios de nueva física en el decaimiento del top y en el sector de Higgs.

Palabras clave: *A2HDM, Quark Top, Colisionadores de Hadrones*

Índice general

Prólogo	1
1. El Modelo Estándar	5
1.1. Introducción	5
1.2. Las ideas fundamentales	6
1.2.1. Invariancia local de gauge	6
1.2.2. Rompimiento espontáneo de simetría y mecanismo de Higgs	7
1.3. El Modelo Estándar	10
1.3.1. El potencial de Higgs	11
1.3.2. El término cinético	12
1.3.3. El lagrangiano de Yukawa	12
1.3.3.1. Corrientes electrodébiles	13
1.3.4. El Modelo Estándar: nota sobre el estatus experimental	15
1.3.5. Violación de simetría CP en el Modelo Estándar	15
1.3.6. Perspectivas	16
2. Modelos con dos dobletes de Higgs	19
2.1. Introducción	19
2.2. Modelos con dos dobletes de Higgs	20
2.2.1. Comentarios preliminares	20
2.2.2. Modelo general con dos dobletes de Higgs	20
2.2.3. La base de Higgs	21
2.2.4. El potencial escalar	22
2.2.5. Interacciones de los bosones de gauge	24
2.2.6. Interacciones de Yukawa	26
2.2.7. Restricciones experimentales sobre los 2HDM	28
2.3. El modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa	28
2.3.1. Introducción	28
2.3.2. El modelo	29

2.3.3. Cotas existentes sobre los parámetros ζ_f	31
3. El quark Top	33
3.1. Introducción	33
3.2. El quark top	34
3.2.1. Lo interesante del quark top	34
3.2.2. Perfil del quark top	35
3.2.2.1. Masa y vida media	35
3.2.2.2. Producción	36
3.2.2.3. Decaimientos	38
3.2.3. Observables generales	38
3.2.3.1. Helicidad de los bosones W	39
3.2.3.2. Distribuciones angulares en decaimientos semi-leptónicos y no leptónicos	40
3.2.3.3. Polarización de los quarks top	41
3.3. Momentos anómalos del quark top	42
3.3.1. La amplitud \mathcal{M}_{tbW}	42
3.3.2. Violación de CP en el vértice tbW	44
3.3.3. Predicciones teóricas para g_R y g_L	45
3.4. Observables para medir los acoplamientos anómalos	47
3.4.1. Matriz densidad de espín	47
3.4.2. Nuevos observables	48
3.4.3. Estatus experimental de los acoplamientos y cotas existentes	50
3.5. Perspectivas	53
4. Acoplamientos anómalos del quark top en el A2HDM	55
4.1. Introducción	55
4.2. El vértice tbW en el A2HDM	55
4.2.1. Los diagramas	56
4.2.1.1. Los vértices en el A2HDM.	56
4.3. Diagramas tipo (c): un ejemplo de cálculo	57
4.3.1. Amplitud $\mathcal{M}_{(c)}$	58
4.3.1.1. Denominador y parametrización de Feynman	60
4.3.1.2. Numerador: componentes F2 y F2G5	61
4.3.1.3. Extracción de $g_{R,L}$	62
4.3.2. Partes absortivas. Reglas de Cutkosky	63
4.4. Los acoplamientos en todos los diagramas	64
4.4.0.1. Diagramas tipo (a)	66
4.4.0.2. Diagramas tipo (b)	66

4.4.0.3. Diagramas tipo (c)	66
4.4.0.4. Diagramas tipo (d)	67
4.4.0.5. Diagramas tipo (e)	67
4.4.0.6. Diagramas tipo (f)	68
4.4.0.7. Diagramas tipo (g)	68
4.4.1. Clasificación de las contribuciones de los diagramas	68
5. Resultados Numéricos	71
5.1. Introducción	71
5.2. Elección de parámetros	71
5.2.1. Escenarios de masas de escalares	73
5.3. A2HDM vs. SM-EW	74
5.3.1. A2HDM vs. EW para los acoplamientos derechos g_R	75
5.3.1.1. Dependencia con γ	75
5.3.1.2. Dependencia con ρ_u y ρ_d	76
5.3.1.3. Dependencia con θ_u y θ_d	78
5.3.1.4. Dependencia con ρ_u y θ_u	79
5.3.2. A2HDM vs. EW para los acoplamientos izquierdos g_L	80
5.3.2.1. Dependencia con γ	80
5.3.2.2. Dependencia con ρ_u y ρ_d	81
5.3.2.3. Dependencia con θ_u y θ_d	81
5.3.2.4. Dependencia con ρ_u y θ_u	82
5.3.3. A2HDM/EW: comentarios	83
5.4. Cotas	84
5.4.1. La asimetría A_{FB}^N e $Im(g_R)$	84
5.4.2. $Re(g_L)$ en $b \rightarrow s\gamma$	85
5.4.3. Cotas: comentarios	85
5.5. Perspectivas	86
6. Conclusiones	89
A. Proyectores	93
Bibliografía	95

Prólogo

El texto a continuación constituye mi Tesis de Maestría en Física, *Decaimiento del Top en $A2HDM$* . Es la conclusión de la maestría que inicié a fines de 2008 bajo la orientación del Dr. Gabriel González Sprinberg, en el marco de la investigación en el grupo de Física de Altas Energías. Este prólogo pretende ser un acercamiento a este trabajo de Tesis.

El trabajo de investigación que se presenta en esta Tesis, comenzó a mediados de 2010, luego que el acelerador de partículas LHC (Large Hadron Collider) comenzara su operación efectiva en 2009. La construcción de este acelerador por parte del CERN (Organización Europea para la Investigación Nuclear) está motivada, desde el punto de vista de la física de partículas, por el propósito de encontrar la partícula faltante del Modelo Estándar: el bosón de Higgs. Además, se pretende encontrar nuevas partículas, predichas por modelos extendidos, que se espera se produzcan a escalas de energía del orden del TeV. Y por supuesto: para sorprendernos con física nueva.

Movidos por el enorme entusiasmo que provoca disponer de un experimento de las dimensiones del LHC (materiales, humanas, etc.) exploramos la posibilidad de trabajar para aportar, desde el punto de vista fenomenológico, a este gigantesco emprendimiento.

El Modelo Estándar de las interacciones fuerte y electrodébil ha proporcionado por más de cuarenta años un marco exitoso para describir la física de las *partículas elementales*, pero a pesar de sus formidables logros, siguen abiertas muchas interrogantes. La más fundamental se refiere al mecanismo que se propone en el marco de esta teoría para la generación de las masas de las partículas elementales. Este mecanismo, llamado usualmente *mecanismo de Higgs*, pero desarrollado por Brout, Englert, Guralnik, Hagen, Higgs y Kibble, propone como idea central que las partículas elementales adquieren su masa al interactuar con el campo de Higgs, un campo escalar (de espín cero), muy diferente a los otros campos de la teoría. El mecanismo explica la aparición de las masas de las partículas mediadoras de las interacciones electrodébiles como consecuencia de la ruptura espontánea de la simetría que las describe. El mecanismo de Higgs del Modelo Estándar es la columna conceptual sobre la que descansa esta teoría. La partícula de Higgs sería el remanente observable del mecanismo y hasta julio de este año (2012), no se había observado ningún candidato plausible en los experimentos.

El descubrimiento en el LHC (en los experimentos ATLAS y CMS) de una nueva partícula elemental con espín entero (un bosón), indica que un mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría que involucre escalares sería una buena descripción para entender el mecanismo de generación de masas en estos marcos conceptuales. Sin embargo, se deberá discernir qué tipo de partícula ha sido descubierta y en especial, si se trata de la partícula de Higgs del Modelo Estándar, con todas sus propiedades características, o de algún otro tipo de bosón, cuyo comportamiento sea descrito por alguna teoría diferente.

Existe otra motivación enorme para indagar en los límites del Modelo Estándar: el modelo no explica por qué el universo está hecho de materia y no de antimateria. Esta asimetría, llamada asimetría

bariónica, evidencia que la simetría CP, combinación de las transformaciones Conjugación de carga (cambiarle a las partículas todos sus números cuánticos por los opuestos: convertirla en su antipartícula) y Paridad (hacer una simetría especular de las coordenadas espaciales), no es una buena simetría en la naturaleza. La ruptura de simetría CP está siendo estudiada en el LHC por los experimentos LHCb y ALICE.

La investigación en los aceleradores de partículas sigue un camino “simple”: se aceleran partículas hasta que tienen suficiente energía como para que al chocar, produzcan nuevas partículas y se mide en detalle el espectro de partículas generadas, sus trayectorias, energías y momentos, así como los decaimientos en otras partículas que ocurren. En el LHC se hacen colisionar protones con protones y una de las partículas más interesantes que se produce es el quark top. El estudio de las características de la producción y el decaimiento de este quark permite obtener información sobre la existencia de nueva física.

En este trabajo de Tesis nos proponemos investigar algunas de las consecuencias observables en el decaimiento del quark top, de la existencia de un sector escalar ampliado con respecto al Modelo Estándar: calcularemos los llamados acoplamientos tensoriales anómalos del quark top, en el marco de teorías en las que se introducen dos dobletes escalares, los llamados modelos con dos dobletes de Higgs (2HDM) y en especial, en una de sus variantes, el modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa (A2HDM). Investigaremos si las predicciones de estas teorías son compatibles con las diferentes cotas provenientes del LHC y otros experimentos.

Los modelos con dos dobletes comenzaron a ser estudiados casi inmediatamente al surgimiento del Modelo Estándar y son el marco en el que se inscribe el sector escalar de las teorías supersimétricas, las extensiones del Modelo Estándar más estudiadas en la literatura. Estos modelos introducen nuevos campos escalares y a priori deben ser restringidos para dar una descripción compatible con los experimentos. El modelo con alineación en el sector de Yukawa permite sortear algunas de estas dificultades y además brinda nuevas posibilidades de introducir fuentes de violación de simetría CP. Esto lo hace muy interesante por su versatilidad desde el punto de vista fenomenológico. Los acoplamientos anómalos del quark top están comenzando a ser medidos con precisión en el LHC y nos proponemos obtener predicciones para los observables que permiten su estudio en este experimento, en el marco del A2HDM, que no ha sido estudiado en este contexto hasta la fecha.

Organización del texto

Comenzamos por revisar en el capítulo 1 las ideas fundamentales del Modelo Estándar: la invariancia local de gauge y el rompimiento espontáneo de simetría, para luego estudiar las características más relevantes del modelo, centrándonos en los sectores electrodébil, escalar y de interacción del bosón de Higgs con los quarks (sector de Yukawa).

En el capítulo 2 presentamos los modelos extendidos con dos dobletes de Higgs (2HDM), sus principales características y variantes existentes en la literatura y en especial el modelo con alineación en el sector de Yukawa (A2HDM).

El capítulo 3 está dedicado al estudio de la física del quark top: se revisan los mecanismos de producción y decaimiento y los observables que permiten estudiar sus propiedades en el LHC. Se definen los acoplamientos tensoriales anómalos del quark top, comentándose su cálculo en el marco del Modelo Estándar y otras teorías con nueva física, para finalmente dar un panorama de las cotas directas e indirectas que existen para sus valores a la fecha.

El cálculo de los acoplamientos anómalos del quark top en el A2HDM se presenta en el capítulo

4, obteniéndose las expresiones analíticas de sus valores en este modelo, mientras que su estudio numérico, para diferentes escenarios de masas de las nuevas partículas introducidas se presenta en el capítulo 5. Se realiza una comparación de las contribuciones al valor de los acoplamientos anómalos en el A2HDM con las del sector electrodébil del Modelo Estándar y se estudian las predicciones del A2HDM para los observables más relevantes.

Finalmente, en el capítulo 6 se discuten las conclusiones y perspectivas a futuro de este trabajo.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

1.1. Introducción

El Modelo Estándar (SM) es una teoría cuántica de campos que describe las interacciones electro-débiles (EW) y fuertes (QCD, cromodinámica cuántica) entre los quarks y los leptones. Leptones y quarks constituyen el contenido de materia fermiónica de la teoría y aparecen replicados en tres familias, diferenciándose únicamente por sus masas y el número cuántico de sabor, leptónico y bariónico. A primer orden, la interacción fuerte sólo existe entre los quarks, mientras que tanto quarks como leptones interactúan débil y electromagnéticamente¹.

Los estados físicos libres pueden clasificarse por las representaciones del grupo de Poincaré, pero existen además otras propiedades más allá de la energía, espín y momento que caracterizan a los estados, como las cargas eléctricas. Las interacciones, además de incorporar estas cargas, pueden ser determinadas por simetrías internas de las teorías. Por lo tanto, es necesario introducir simetrías más allá de las de grupo de Poincaré para describir las interacciones. Éstas se incorporan mediante la simetría de gauge local, cuya carga conservada es la carga de la interacción correspondiente, y sus generadores dan el número de las partículas mediadoras requeridas, los campos bosónicos con espín 1: ocho gluones sin masa para QCD, los masivos W^\pm y Z para la interacción débil y un fotón sin masa para el electromagnetismo. Esto hace que el Modelo Estándar sea una teoría gauge local basada en la simetría del grupo $G \equiv SU(3)_{QCD} \times [SU(2)_L \times U(1)_Y]_{EW}$.

Los términos de masa para los campos del lagrangiano del Modelo Estándar rompen esta simetría de gauge local, siendo necesario incorporar un mecanismo ad-hoc para generar partículas masivas, es decir, para proporcionar resultados no simétricos, conservando la simetría a nivel del lagrangiano. El mecanismo de Higgs, que aplica el teorema de Goldstone en el marco de la teoría electrodébil, introduce la idea de ruptura espontánea de simetría (SSB), asumiendo un lagrangiano invariante de gauge, con un vacío no invariante que rompe la parte electrodébil del grupo G al subgrupo electromagnético $G \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{EM}$. La ruptura se implementa incorporando un campo escalar con carga eléctrica nula, cuya interacción con el vacío es diferente de cero (adquiere un valor esperado de vacío $\langle \Phi \rangle = v$). El campo escalar, una vez rota la simetría de gauge, genera la partícula de Higgs, como una excitación de su estado fundamental. La interacción del Higgs con los fermiones, con los bosones de gauge a través de la derivada covariante y con sí mismo, es lo que proporciona las masas, que se definen por el acoplamiento de la interacción correspondiente y el valor esperado en el vacío no nulo del Higgs.

¹Ver [1] para una reseña breve, completa y bastante auto contenida.

En este capítulo pretendemos introducir las características más relevantes del Modelo Estándar de física de partículas, centrándonos en sus sectores electrodébil y escalar, para presentar la ampliación de este último en el capítulo siguiente. En la sección 1.2 presentamos las ideas de invariancia local de gauge, el rompimiento espontáneo de simetría y el mecanismo de Higgs para una teoría de juguete y en la sección 1.3 se presenta el Modelo Estándar de física de partículas: el sector escalar, el término cinético para los campos de gauge y el lagrangiano de Yukawa, que describe las interacciones de los fermiones con el campo escalar y la generación de sus masas en este modelo. En 1.3.3.1 se revisan las corrientes electrodébiles y se da una breve reseña de la consistencia experimental del modelo en 1.3.4. La violación de simetría CP en el modelo Estándar se discute en la sección 1.3.5 y finalmente se comentan las perspectivas para el resto del trabajo de tesis.

1.2. Las ideas fundamentales

Las dos ideas centrales sobre las que se apoya el éxito del Modelo Estándar son la extensión del principio de invariancia de gauge como un concepto local (inspirado en la electrodinámica clásica) y la implementación del fenómeno de rompimiento espontáneo de simetría.

La introducción de la invariancia de gauge local genera los llamados bosones de gauge, así como las interacciones de estos bosones con la materia (fermiones), y también entre ellos mismos (esto último sólo cuando el grupo de gauge es no abeliano). A su vez, la combinación de la invariancia de gauge local con el rompimiento espontáneo de simetría conduce naturalmente al mecanismo de Higgs, que provee los términos de masa de los bosones de gauge vectoriales débiles (W y Z) y los fermiones, manteniendo la invariancia bajo el grupo de simetría de gauge al nivel del lagrangiano original.

En esta sección se introducen las dos ideas, enfatizando el mecanismo de Higgs ya que los modelos con dos dobletes de Higgs (2HDM) son extensiones del sector de ruptura de simetría del Modelo Estándar.

1.2.1. Invariancia local de gauge

Es sabido, partiendo de la electrodinámica clásica, que las ecuaciones de Maxwell son invariantes bajo una transformación “local” de gauge de la forma $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \lambda(x)$, donde A_μ es el cuadvivector potencial. Por otro lado, tomando el lagrangiano libre de Dirac

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi \quad (1.2.1)$$

podemos ver que este lagrangiano es invariante bajo el cambio de fase global $\Psi \rightarrow e^{i\theta}\Psi$. Sin embargo, inspirados en la simetría local de gauge de la electrodinámica, podríamos preguntarnos: ¿es posible extender la simetría global y pedir que sea local? si esto es así, ¿cuáles son las consecuencias físicas de esa extensión? Es sencillo comprobar que dicha “localidad” podría lograrse reemplazando la derivada “normal” ∂_μ por la derivada covariante $D_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu$, donde A_μ es un campo que transforma como $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \lambda(x)$, cuando se realiza la transformación local $\Psi \rightarrow e^{-iq\lambda(x)}\Psi$. El lagrangiano (1.2.1) se convierte en:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi - qA_\mu \bar{\Psi}\gamma^\mu \Psi = \mathcal{L}_{Dirac} - J^\mu A_\mu \quad (1.2.2)$$

Es fácil ver que este nuevo lagrangiano es invariante bajo las transformaciones combinadas $\Psi \rightarrow e^{-iq\lambda(x)}\Psi$, $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \lambda(x)$. Ahora, si interpretamos A_μ como el potencial cuadvivector electromagnético, entonces J^μ es el cuadvivector corriente electromagnética. Para completar el lagrangiano

de la Electrodinámica Cuántica (QED) agregamos el término cinético que describe la propagación de los fotones libres

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_{Dirac} - J^\mu A_\mu - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad , \quad F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.2.3)$$

Este término cinético (del que derivan las ecuaciones de Maxwell), también es invariante local de gauge. Por lo tanto, el acoplamiento entre radiación y materia se ha generado mediante la imposición de “localidad” al principio de gauge. Además, para preservar esta “localidad” hemos introducido en la derivada covariante un campo vectorial (el cuadripotencial A_μ), llamado *campo de gauge* y también un parámetro q que actúa como el generador del grupo de transformaciones local $\hat{U}(x) = e^{-iq\lambda(x)}$. En este caso, para analizar las simetrías hemos usado el grupo de rotaciones unidimensional en el espacio complejo $U(1)$, grupo de las matrices unitarias 1×1 . En el Modelo Estándar electrodébil tomaremos el grupo $SU(2)$, que es un grupo no abeliano cuyos generadores obedecen el álgebra de Lie del grupo de las rotaciones en tres dimensiones $SO(3)$. Luego de aplicar la invariancia local de gauge a todo el grupo electrodébil $[SU(2) \times U(1)]_{EW}$, aparecen cuatro campos de gauge que generarán, luego de algunas transformaciones adicionales, los tres bosones vectoriales débiles y el fotón.

1.2.2. Rompimiento espontáneo de simetría y mecanismo de Higgs

Usar la invariancia local de gauge como principio dinámico no es suficiente para predecir la fenomenología de física de partículas, dado que conduce a bosones de gauge sin masa que no se corresponden con la realidad física. El Modelo Estándar predice que estos bosones adquieren su masa mediante el fenómeno de rompimiento espontáneo de simetría (SSB).

Con el fin de generar las masas, tenemos que romper la simetría gauge de alguna manera, sin embargo, también necesitamos un lagrangiano totalmente simétrico para preservar su renormalizabilidad. Este dilema se puede resolver gracias a la posibilidad de obtener resultados no simétricos partiendo de un lagrangiano simétrico.

Consideremos un lagrangiano que sea invariante bajo un grupo G de transformaciones y tenga un conjunto degenerado de estados con energía mínima, que se transformen bajo G como los miembros de un multiplete dado. Si uno de los estados es seleccionado arbitrariamente como el estado fundamental del sistema, se dice que la simetría está espontáneamente rota.

Un ejemplo bien conocido es el de un material ferromagnético: aunque el hamiltoniano es invariante bajo rotaciones, el estado fundamental tiene los espines de los electrones alineados en una dirección arbitraria. Por otra parte, cualquier estado de mayor energía, construido a partir del estado fundamental por un número finito de excitaciones, compartirá esta anisotropía.

En una teoría cuántica de campos, el estado fundamental es el vacío, por lo que el mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría aparecerá cuando haya un lagrangiano simétrico y un vacío no simétrico. Cuando ocurre este fenómeno, otras partículas sin masa llamadas bosones de Goldstone surgen en el espectro de la teoría [2–4]. Sin embargo, si el lagrangiano posee una simetría de gauge local, una interrelación entre bosones de gauge y bosones de Goldstone dota a los primeros con una masa física, mientras que los Goldstones desaparecen del espectro. A este fenómeno se lo denomina *mecanismo de Higgs*.

Para explicar el mecanismo usaremos un modelo de juguete, que describe una pareja de campos

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

escalares complejos auto-interactuantes (ϕ y ϕ^*) cuyo lagrangiano es invariante local de gauge

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} |D^\mu \phi|^2 - V(\phi^* \phi) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad ; \quad V(\phi) \equiv -\frac{1}{2} \mu^2 |\phi|^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 (\phi^* \phi)^2 \quad (1.2.4)$$

donde $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ es un campo escalar complejo y

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu \quad F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Este lagrangiano es invariante local de gauge bajo las transformaciones simultáneas

$$\phi(x) \rightarrow e^{-iq\lambda(x)} \phi(x) \quad A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \lambda(x) \quad (1.2.5)$$

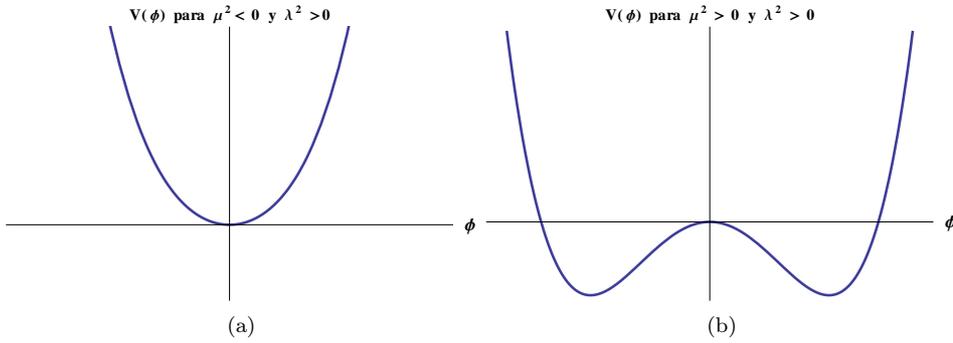


Figura 1.1: El potencial escalar para diferentes signos de μ^2 .

Observemos que la imposición de localidad genera la interacción de los campos escalares complejos con un campo vectorial A_μ .

Si $\mu^2 < 0$, el potencial $V(\phi)$ posee un único mínimo en $\phi = 0$ que preserva la simetría del lagrangiano. Sin embargo, si $\mu^2 > 0$, el lagrangiano tiene un continuo degenerado de vacíos (mínimos) en un círculo de radio μ/λ

$$\langle |\phi|^2 \rangle = \langle \phi_1 \rangle^2 + \langle \phi_2 \rangle^2 = \frac{\mu^2}{\lambda^2} \equiv v^2$$

Cualquiera de estos mínimos puede ser elegido como el estado fundamental, pero ninguno es invariante bajo una rotación de la fase local². De acuerdo con la definición hecha antes, la simetría del lagrangiano ha sido rota espontáneamente.

Al elegir un mínimo particular:

$$\langle \phi_1 \rangle = \frac{\mu}{\lambda} \equiv v \quad ; \quad \langle \phi_2 \rangle = 0$$

decimos que el campo ϕ_1 ha adquirido un valor esperado en el vacío (VEV) $\langle \phi_1 \rangle$.

Es conveniente introducir los nuevos campos:

$$\eta \equiv \phi_1 - v \quad ; \quad \zeta \equiv \phi_2$$

Al desarrollar el lagrangiano en términos de estos nuevos campos obtenemos:

²El conjunto de todos los estados base es invariante bajo la simetría, pero la obligación de elegir (para poder desarrollar el formalismo perturbativo) sólo un vacío, nos lleva al rompimiento de la simetría.

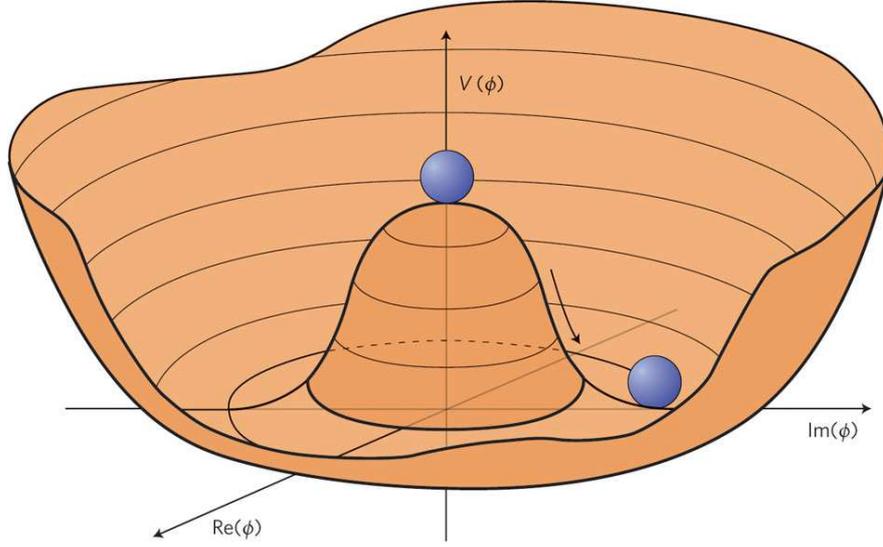


Figura 1.2: Potencial escalar en el plano complejo de ϕ . [5]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \zeta)(\partial^\mu \zeta) + \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{q^2 v^2}{2}A_\mu A^\mu \\ & - 2iqv(\partial_\mu \zeta)A^\mu + q(\eta(\partial_\mu \zeta) - \zeta(\partial_\mu \eta))A^\mu + vq^2(\eta A_\mu A^\mu) \\ & + \frac{q^2}{2}(\eta^2 + \zeta^2)A_\mu A^\mu - \lambda\mu(\eta^3 + \eta\zeta^2) - \frac{\lambda^2}{4}(\eta^4 + 2\eta^2\zeta^2 + \zeta^4) + \frac{\mu^2 v^2}{4} \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

El espectro de partículas resultante es:

- Un campo η con masa $\sqrt{2}\mu$.
- Un bosón vectorial A_μ que adquiere una masa $qv > 0$ por medio del VEV
- Un campo sin masa ζ llamado bosón de Goldstone.

Sin embargo, este lagrangiano luce decepcionante, dado que el término $(\partial_\mu \zeta)A^\mu$ no tiene una clara interpretación en el formalismo de Feynman. Afortunadamente, podemos remover el campo de Goldstone no deseado, explotando la invariancia local de gauge del lagrangiano.

Escribiendo la ecuación (1.2.5) en términos de ϕ_1 y ϕ_2

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\theta(x)}\phi = [\phi_1 \cos \theta(x) - \phi_2 \sin \theta(x)] + i[\phi_1 \sin \theta(x) + \phi_2 \cos \theta(x)]$$

donde $\theta(x) \equiv -q\lambda(x)$ y usando

$$\theta(x) = -\arctan\left(\frac{\phi_2(x)}{\phi_1(x)}\right) \quad (1.2.7)$$

obtenemos un ϕ' real ³.

³Observemos que la invariancia bajo una rotación de fase de un campo complejo $\phi \rightarrow e^{i\theta}\phi$ es equivalente a la invariancia bajo un grupo de rotaciones $SO(2)$ para las partes real e imaginaria $\phi_1 \rightarrow \phi_1 \cos \theta - \phi_2 \sin \theta$; $\phi_2 \rightarrow \phi_1 \sin \theta + \phi_2 \cos \theta$.

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

El campo de gauge transforma como $A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\lambda(x)$. Sin embargo, esta transformación de gauge no afecta el contenido físico de $A_\mu(x)$, así que dejaremos la notación “prima” para él.

Usando las transformaciones locales definidas por las ecuaciones (1.2.5) y (1.2.7), el lagrangiano se escribe:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2 + \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{q^2v^2}{2}A_\mu A^\mu + vq^2\eta A_\mu A^\mu + \frac{q^2}{2}\eta^2 A_\mu A^\mu - \lambda\mu\eta^3 - \frac{\lambda^2}{4}(\eta^4) + \frac{\mu^2v^2}{4}$$

Logramos deshacernos del campo sin masa ζ y todas sus interacciones, especialmente del término conflictivo $(\partial_\mu\zeta)A^\mu$. Por otro lado, nos quedamos con un campo escalar masivo η (la llamada partícula de Higgs) y un campo vectorial masivo A_μ (un “fotón” con masa).

Haciendo un conteo de los grados de libertad vemos que uno ha desaparecido (el bosón de Goldstone sin masa), mientras que surge una polarización longitudinal para el bosón vectorial, debida a su masa. Por lo tanto, se dice genéricamente que el fotón se “traga” al bosón de Goldstone ζ para adquirir su masa. Este es el *Mecanismo de Higgs* [6–9]. No obstante, vale la pena remarcar que además de un bosón vectorial masivo, el mecanismo de Higgs nos provee de un grado de libertad físico adicional que corresponde a un campo escalar masivo, que describe la llamada “partícula de Higgs”.

Podemos notar que el mecanismo de Higgs es posible gracias a la conjunción del principio de invariancia local de gauge y del rompimiento espontáneo de simetría. Por ejemplo, si implementamos un rompimiento espontáneo de simetría con una simetría global, lo que obtenemos es cierto número de bosones de Goldstone sin masa (físicos), dado que con una simetría global no se generan bosones vectoriales que se “traguen” esos grados de libertad extra. Técnicamente, el número de bosones de Goldstone generados a partir del rompimiento de la simetría es igual al número de generadores rotos del grupo de simetría en cuestión [2, 3].

En el Modelo Estándar, el mecanismo de Higgs crea tres bosones vectoriales masivos (W^\pm, Z), un bosón vectorial sin masa (el fotón A) y la partícula de Higgs.

1.3. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar de física de partículas [10–12], toma las ideas de la invariancia local de gauge y el rompimiento espontáneo de simetría para implementar el mecanismo de Higgs. La simetría local del sector electrodébil es $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y el SSB obedece el esquema $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$, donde el subíndice L indica que $SU(2)$ sólo actúa sobre los dobletes izquierdos (en el caso de los fermiones), Y es el generador del grupo $U(1)$ de hipercarga original y Q corresponde a una combinación de generadores no rota (la carga electromagnética).

Específicamente, el rompimiento de simetría se implementa introduciendo un doblete de $SU(2)_L$ escalar (con espín cero):

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Para producir el rompimiento el doblete debe adquirir un VEV distinto de cero:

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{1.3.1}$$

Lo nuevo respecto al modelo de juguete de la sección anterior, es que la simetría local original $SU(2)_L \times U(1)_Y$ no es abeliana.⁴ Sus generadores se denominan τ_i e Y , correspondientes a $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente. Los τ_i se definen a partir de las matrices de Pauli σ_i como

$$\tau_i \equiv \frac{\sigma_i}{2}$$

Estos generadores obedecen, por lo tanto, el álgebra de Lie

$$[\tau_i, \tau_j] = i\epsilon_{ij}^k \tau_k \quad , \quad [\tau_i, Y] = 0$$

Cuando la simetría se rompe espontáneamente en el potencial, el doblete Φ adquiere un valor esperado en el vacío y vemos que todos los generadores de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se rompen

$$\begin{aligned} \tau_1 \langle \Phi \rangle &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \quad , \quad \tau_2 \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -iv/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \\ \tau_3 \langle \Phi \rangle &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ -v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0 \quad ; \quad Y \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0 \end{aligned}$$

Sin embargo podemos definir una combinación no rota por medio de la relación de Gellman-Nishima:

$$Q = (\tau_3 + Y) \quad Q \langle \Phi \rangle = 0$$

El esquema de rompimiento espontáneo de simetría viene dado por $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$. De acuerdo con el teorema de Goldstone, el número de eventuales bosones de Goldstone generados luego del SSB es igual al número de generadores rotos (que a su vez es igual al número de bosones de gauge masivos en el caso de simetrías locales). Por lo tanto en vez de trabajar con cuatro generadores rotos, tendremos tres generadores rotos, y uno no roto Q . Este esquema nos asegura que el fotón se mantenga sin masa, mientras que los otros tres bosones de gauge adquieren sus masas mediante este mecanismo y todo con un lagrangiano simétrico, renormalizable [13].

Examinemos las contribuciones que el doblete Φ introduce en el Modelo Estándar.

1.3.1. El potencial de Higgs

El potencial de Higgs genera el rompimiento espontáneo de simetría y también los términos de auto-interacción del bosón escalar. El potencial más general renormalizable invariante bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ viene dado por

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{1.3.2}$$

donde μ^2 y λ son parámetros libres de la teoría. Dado que λ debe ser positivo para que el potencial esté acotado por debajo, la minimización del potencial (1.3.2) nos lleva a un rompimiento espontáneo de simetría cuando $\mu^2 < 0$ con el siguiente esquema: $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$, donde Q es la carga electromagnética. Luego del rompimiento, el doblete de Higgs adquiere un VEV como en la ecuación

⁴Una consecuencia muy importante de que el grupo de gauge no sea abeliano, es la generación de auto interacciones entre los bosones de gauge asociados. Aparecen al introducir el término cinético para los bosones de gauge (lagrangiano de Yang-Mills).

(1.3.1) a partir del cual le da masa a la partícula de Higgs, a los bosones de gauge vectoriales y a los fermiones, como veremos luego.

1.3.2. El término cinético

El término cinético describe las interacciones entre las partículas escalares y los bosones vectoriales y genera las masas para estos cuando el doblete de Higgs adquiere un VEV. El lagrangiano cinético se escribe

$$\mathcal{L}_{Kin} = (D_\mu \Phi)(D^\mu \Phi)^\dagger \quad (1.3.3)$$

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - \frac{ig'}{2} Y B_\mu - ig\tau_i W_\mu^i \quad (1.3.4)$$

donde W_μ^i con $i = 1, 2, 3$ son los campos vectoriales (autoestados de gauge) asociados a los tres generadores τ_i , es decir, a la simetría de $SU(2)_L$. Por otro lado, B_μ es el campo vectorial asociado al generador Y de la simetría $U(1)_Y$. Las constantes g y g' se asocian a los acoplamientos de los W_μ^i y B_μ respectivamente.

Luego de diagonalizar la matriz de masa de los bosones de gauge obtenemos los siguientes autoestados de masa:

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad ; \quad M_{W^\pm}^2 = \frac{1}{4}g^2v^2 \quad (1.3.5)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_\omega & -\sin \theta_\omega \\ \sin \theta_\omega & \cos \theta_\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ W_\mu^4 \end{pmatrix} \quad (1.3.6)$$

$$M_Z^2 = \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2) = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_\omega} \quad ; \quad M_A = 0 \quad (1.3.7)$$

El fotón A_μ permanece sin masa, es el bosón de gauge asociado al generador no roto Q (la carga electromagnética) de la simetría remanente $U(1)_Q$.

1.3.3. El lagrangiano de Yukawa

El Modelo Estándar organiza los fermiones observados experimentalmente en tres familias, copias de la misma estructura $SU(2)_L \times U(1)_Y$, siendo la única diferencia entre ellos su masa y sabor. Los campos izquierdos son dobletes de $SU(2)_L$ mientras que los derechos son singletes de $SU(2)_L$,

$$\begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L \quad , \quad \begin{pmatrix} \nu'_i \\ l' \end{pmatrix}_L \quad ; \quad u'_R \quad , \quad d'_R \quad , \quad l'_R \quad (1.3.8)$$

Aquí u' , d' y l' son vectores de tres dimensiones en el espacio de sabor (correspondientes a las tres familias observadas) y las primas indican que son autoestados de gauge.

El lagrangiano de Yukawa más general viene dado por

$$\mathcal{L}_Y = - \left\{ (\bar{u}', \bar{d}')_L \left[c_d \Phi d'_R + c_u \tilde{\Phi} u'_R \right] + (\bar{\nu}'_l, l')_L c_l \Phi l'_R \right\} + h.c. \quad (1.3.9)$$

donde c_d , c_u y c_l son matrices de Yukawa generales correspondientes a los acoplamientos del doblete escalar Φ con los sectores de fermiones down, up y de leptones respectivamente. $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$ es el campo escalar conjugado.

Luego del rompimiento espontáneo de simetría, podemos escribir el doblete escalar como

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \xrightarrow{SSB} e^{i\tau_i \theta_i} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{(v+h^0)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.3.10)$$

donde los θ_i son rotados gracias a la invariancia $SU(2)_L$ del lagrangiano y h^0 es la partícula de Higgs. Aquí mostraremos cómo juega su papel para brindar términos de masa para los fermiones en la teoría.

Con los $\theta_i = 0$ (gauge unitario) el lagrangiano de Yukawa se escribe:

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{h^0}{v} \right) \left[\bar{d}'_L M'_d d'_R + \bar{u}'_L M'_u u'_R + \bar{l}'_L M'_l l'_R \right] \quad (1.3.11)$$

donde $M'_f = \frac{v}{\sqrt{2}} c_f$ con $f = (u, d, l)$ y v es el VEV adquirido por el campo escalar en el rompimiento de simetría. Las matrices M'_f pueden descomponerse como $M'_f = H_f U_f = S_f^\dagger M_f S_f U_f$, con U_f una matriz unitaria y M_f una diagonal, hermítica y definida positiva.

Las $M_f = S_f M'_f U_f^\dagger S_f^\dagger$ son matrices diagonales de masa correspondientes a los tres sectores de fermiones,

$$M_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t) \quad M_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b) \quad M_l = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau) \quad (1.3.12)$$

Los autoestados de masa fermiónicos resultantes: $f_L = S_f f'_L$ y $f_R = S_f U_f f'_R$ permiten reescribir el lagrangiano de Yukawa como:

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{h^0}{v} \right) \left(\bar{d}'_L M_d d'_R + \bar{u}'_L M_u u'_R + \bar{l}'_L M_l l'_R \right) \quad (1.3.13)$$

Este lagrangiano muestra que todos los acoplamientos del campo de Higgs con fermiones son proporcionales a sus masas y son diagonales en sabor (no se mezclan sabores por el intercambio de un escalar).

1.3.3.1. Corrientes electrodébiles

Veamos ahora las consecuencias de la adquisición de masas de los fermiones en las corrientes electrodébiles en el Modelo Estándar.

Consideremos, por simplicidad, una sola familia de quarks, e introduzcamos la notación:

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2(x) = u'_R, \quad \psi_3(x) = d'_R \quad (1.3.14)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

Esta discusión también es válida para el sector de leptones, identificando

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ e' \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2(x) = \nu'_{eR}, \quad \psi_3(x) = e'_R \quad (1.3.15)$$

El lagrangiano de Dirac con interacciones se escribe, para estos tres campos:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu D_\mu\psi_j \quad (1.3.16)$$

Aquí la derivada covariante es la de la ecuación (1.3.4).

El lagrangiano (1.3.16) contiene los términos de interacción con los bosones de gauge y escrito en la base de autoestados de masa para los bosones de gauge de las ecuaciones (1.3.5) y (1.3.6) puede separarse en una parte que describe las corrientes cargadas (CC) y otra las neutras (NC), según los quarks interactúen con los bosones cargados W^\pm o el Z y el fotón.

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \{W_\mu^+ [\bar{u}'\gamma^\mu P_L d']\} \quad (1.3.17)$$

$$\mathcal{L}_{NC} = -eA_\mu \bar{\psi}_j \gamma^\mu Q_j \psi_j - \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2\sin^2\theta_w Q_j) \psi_j \quad (1.3.18)$$

Recordemos aquí que el proyector $P_L = (1 - \gamma^5)/2$ aparece ya que el doblete izquierdo es $\psi_L = P_L\psi$.

Al pasar a la base de los autoestados de masa de fermiones el lagrangiano (1.3.18) no cambia de forma ya que $\bar{f}'_L f'_L = \bar{f}_L f_L$ y $\bar{f}'_R f'_R = \bar{f}_R f_R$, por lo tanto, no existen en el Modelo Estándar corrientes neutras con intercambio de sabor. A este fenómeno se le denomina mecanismo GIM [14] y es consecuencia de tratar a todos los fermiones con la misma carga eléctrica en forma igualitaria.

El lagrangiano de las corrientes cargadas (1.3.17) se verá afectado por el pasaje a la base de autoestados de masa, dado que $\bar{u}'_L d'_L = \bar{u}_L S_u S_d^\dagger d_L \equiv \bar{u}_L V d_L$. En general $S_u \neq S_d$, entonces aparece una matriz de mezcla unitaria V , llamada matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [15, 16], que acopla cualquier quark tipo up con todos los tipo down (Fig.1.3).

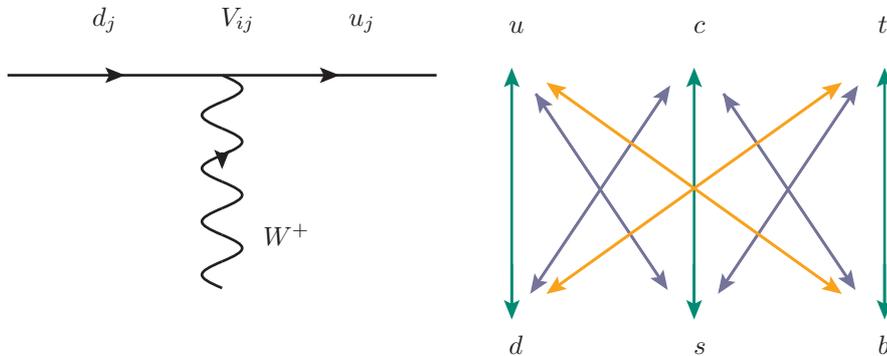


Figura 1.3: Intercambios de sabor a través de los acoplamientos de corrientes cargadas de los bosones W^\pm .

El lagrangiano de las corrientes cargadas se escribe

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \{W_\mu^+ \bar{u}_i \gamma^\mu P_L V_{ij} d_j\} \quad (1.3.19)$$

donde los subíndices i, j se refieren a la generación o familia de quarks tipo up o down.

Hay que tener en cuenta que las masas de los fermiones y la matriz de mezcla de quarks V están determinados por los acoplamientos de Yukawa (1.3.11), sin embargo, los coeficientes c_d , c_u y c_l no son conocidos y tenemos entonces una cantidad de parámetros libres.

En el caso del Modelo Estándar con tres generaciones de fermiones, se necesitan 9 parámetros para caracterizar una matriz unitaria 3×3 : 3 módulos y 6 fases. En el caso de la matriz V , podemos redefinir las 6 fases de los quarks en función de una y se reduce el número de parámetros físicos a 3 módulos y una fase. Notemos que esta fase es la única fase compleja que aparece en todo el lagrangiano del Modelo Estándar.

1.3.4. El Modelo Estándar: nota sobre el estatus experimental

El Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles fue desarrollado mayoritariamente en los años 60, cuando se sugirió el grupo de simetría de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, el mecanismo de Higgs y se construyó el modelo para los leptones explícitamente. Luego, las predicciones clave del modelo fueron observadas en los 70: corrientes neutras (que implicaban intercambio de bosones Z) y la violación de Paridad en átomos y en el Deep Inelastic Electron Scattering (DIS) [17]. La estructura básica del Modelo Estándar se estableció en los 80 luego de las medidas mutuamente consistentes de ángulos de mezcla electrodébil ($\sin^2 \theta_w$) determinadas por la medida de la relación de masas de los bosones W y Z de la ec.(1.3.7) y el decaimiento del muón, que permite obtener de su vida media el valor de la constante de Fermi $G_F = (\pi \alpha_{EM} / \sqrt{2} \sin^2 \theta_w M_W^2)^{1/2}$ ⁵. En los 90 las fábricas de bosones Z (LEP y SLC) ⁶ permitieron confirmar procesos a un loop. En la década pasada se obtuvieron medidas precisas en los sectores de quarks [18] y neutrinos, determinando la masa del quark top y medidas de ultra-precisión de las masas de los bosones de gauge [19] en Tevatron, el momento magnético anómalo del muón [20] y la constante de Fermi [21].

Desde su puesta en funcionamiento, el LHC ha realizado una reconstrucción de las medidas de precisión electrodébiles [22] y recientemente se descubrió una partícula escalar de 126 GeV de masa, que deberá ser estudiada en profundo detalle para determinar si se trata de la partícula de Higgs del Modelo Estándar, o alguna de las múltiples variantes propuestas en la literatura [23, 24]. Se está trabajando intensamente en verificar la compatibilidad de este descubrimiento con las medidas de precisión ya existentes del modelo [25, 26] y mientras tanto, se espera por más datos que permitan echar luz sobre el mecanismo de generación de masas de las partículas conocidas.

1.3.5. Violación de simetría CP en el Modelo Estándar

Aunque las interacciones débiles violan las simetrías discretas C (conjugación de carga) y P (paridad) de forma separada, la combinación de ambas, CP, aún es una buena simetría. No sólo en la teoría, sino en la mayoría de los fenómenos observados, la combinación CP parece conservarse. Sin embargo, algunos procesos observados dan señales no triviales de violación de CP, como los sistemas de Kaones

⁵la carga del electrón se sustituye por la constante de estructura fina $\alpha_{EM} = e^2/4\pi$, que está muy bien medida en la actualidad

⁶LEP: Colisionador de electrones y positrones del CERN, ocupaba el tunel en el que se construyó el LHC. SLC: Colisionador Lineal de Stanford.

y partículas B [27,28]. Además de estos fenómenos a nivel de laboratorio, existe una enorme asimetría entre el contenido de materia del universo, y el de antimateria (asimetría bariónica), que implica que la violación de simetría CP tiene un rol crucial para explicar la generación primordial de bariones.

La violación de simetría CP está relacionada con la presencia de fases complejas entre amplitudes que interfieren. El teorema CPT asegura la conservación del producto de estas tres simetrías discretas en cualquier teoría de campos local invariante Lorentz que preserve microcausalidad. Por lo tanto, si se viola CP, la inversión temporal T se viola también. En ese sentido, siendo \mathcal{T} una transformación antiunitaria, deben estar presentes fases relativas entre diferentes amplitudes que interfieren.

Tomemos dos amplitudes para las transiciones $i \rightarrow f$ e $\bar{i} \rightarrow \bar{f}$ que interfieren:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}(i \rightarrow f) &= A_1 e^{i(\delta_1 + \phi_1)} + A_2 e^{i(\delta_2 + \phi_2)} \\ \mathcal{A}(\bar{i} \rightarrow \bar{f}) &= A_1 e^{i(-\delta_1 + \phi_1)} + A_2 e^{i(-\delta_2 + \phi_2)}\end{aligned}\tag{1.3.20}$$

Aquí la barra indica estados conjugados de \mathcal{CP} , A_1 y A_2 son los módulos de las amplitudes, δ_1 y δ_2 son fases con paridad \mathcal{CP} par (fases fuertes) y ϕ_1 y ϕ_2 son fases con paridad \mathcal{CP} impar (fases débiles, que son las únicas afectadas por la conjugación \mathcal{CP} ⁷) cualquier efecto de violación de CP puede calcularse mediante la asimetría:

$$\frac{|\langle f | T | i \rangle|^2 - |\langle \bar{f} | T | \bar{i} \rangle|^2}{|\langle f | T | i \rangle|^2 + |\langle \bar{f} | T | \bar{i} \rangle|^2} = \frac{-4A_1 A_2 \sin(\delta_1 - \delta_2) \sin(\phi_1 - \phi_2)}{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\delta_1 - \delta_2) \cos(\phi_1 - \phi_2)}\tag{1.3.21}$$

Para que la asimetría sea grande, se necesitan al menos dos amplitudes que interfieran, dos fases débiles y fuertes diferentes y para que la asimetría sea medible, las amplitudes deben ser parecidas: $A_1 \sim A_2$.

En el Modelo Estándar la única fuente de violación de CP es la fase compleja en la Matriz V de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa⁸. Esto restringe enormemente la predicción de fenómenos que violan CP, así como impone restricciones en la estructura del sector de sabor. Por ejemplo, al menos tres generaciones de quarks deben existir para que la matriz de mezcla tenga una fase compleja y también, todos los elementos de V deben ser no nulos y los quarks de igual carga eléctrica deben tener masas diferentes. Cualquier efecto que viole CP será proporcional a los ángulos en la matriz V y se anulará cuando las masas de los quarks involucrados sean iguales. Todo esto se resume en la siguiente condición sobre las matrices de masa originales M'_u y M'_d : La violación de CP en el Modelo Estándar es posible si y sólo si el llamado invariante de Jarlskog es distinto de cero: $Im(det[M'_u M'^{\dagger}_u, M'_d M'^{\dagger}_d]) \neq 0$ [29].

Este análisis nos da una noción de qué tan grandes son y dónde pueden estar las asimetrías CP predichas por el Modelo Estándar. El invariante de Jarlskog, que aparecerá en cualquier observable que viole CP, tiene como cota superior 1×10^{-4} . Esto quiere decir que el Modelo Estándar predice violaciones de CP muy pequeñas y prácticamente inobservables.

1.3.6. Perspectivas

A pesar de la exitosa descripción de los fenómenos observados dada por el Modelo Estándar, éste deja numerosas preguntas sin contestar. Los sectores escalar y de gauge tienen 4 parámetros libres:

⁷Estas dos amplitudes que interfieren pueden provenir, por ejemplo, de dos diagramas de Feynman que contribuyan al proceso.

⁸Los autores introdujeron una tercer generación de quarks para explicar la violación de CP en sistemas de Kaones.

g , g' , μ^2 y λ , que se cambian por α_{em} , M_Z , G_F y M_{h^0} para usar las tres constantes mejor medidas para fijar las interacciones. En el sector fermiónico, sin embargo, contando tres familias de quarks y leptones, el número de parámetros libres es grande. La fuente de proliferación de parámetros es el conjunto de acoplamientos de Yukawa. El origen de las masas y de las mezclas, junto con la razón para la réplica de familias, constituyen hasta ahora el principal problema abierto de la teoría electrodébil. El Modelo Estándar incorpora un mecanismo de violación de simetría CP, que explica (hasta ahora) todos los datos experimentales, sin embargo, no es capaz de explicar la asimetría existente entre materia y antimateria en el universo. Además del mecanismo GIM, no existen otras restricciones sobre la estructura del sector de sabor, y esto deja espacio para muchas propuestas de nueva física, entre las que se destacan, por su simplicidad y dinámica variada, las extensiones del sector escalar del Modelo Estándar.

Este trabajo de tesis está centrado en el estudio del decaimiento del quark top en el marco de modelos con el sector de Higgs extendido. En el próximo capítulo introduciremos los modelos extendidos con dos dobletes de Higgs y en el siguiente presentaremos el estudio de la física del quark top, definiendo los acoplamientos tensoriales anómalos, cuyo cálculo es el objetivo central de esta tesis.

Capítulo 2

Modelos con dos dobletes de Higgs

2.1. Introducción

En el capítulo anterior estudiamos las características más relevantes del Modelo Estándar, el marco actualmente aceptado para la descripción de la fenomenología de física de partículas testeada experimentalmente hasta el momento. Sin embargo, están aún abiertas muchas preguntas, en particular en lo relativo al sector escalar, que, más allá del descubrimiento en el LHC de una partícula que podría ser el bosón de Higgs de este modelo, deberá seguir siendo estudiado en detalle para distinguirlo de escenarios más generales en los que exista nueva física. En este capítulo presentamos un conjunto versátil de extensiones del Modelo Estándar basadas en la ampliación del sector escalar con un nuevo doblete de Higgs [30, 31]. No existe ningún principio teórico que restrinja el sector escalar a su expresión mínima, e incluso, la extensión resulta ser una elección *económica*; la idea de agregar más campos escalares resulta tan simple como fructífera, en el sentido de que el compromiso teórico es muy bajo, mientras que la gama de nuevas posibilidades dinámicas que genera es muy amplia.

Entre las motivaciones teóricas que llevan a la ampliación del sector escalar, algunas de las más relevantes son:

i) la posibilidad de tener violación de simetría CP espontánea, conservando la simetría al nivel del lagrangiano, que no puede tener lugar sólo con un doblete de bosones de Higgs [32].

ii) El problema de la simetría CP fuerte, que requiere la ampliación del sector escalar en muchas de sus soluciones, incluyendo las de tipo Peccei-Quinn [33, 34].

iii) La asimetría bariónica observada en el Universo [35, 36], que no puede ser explicada por el Modelo Estándar: el mecanismo de Kobayashi-Maskawa del Modelo Estándar proporciona procesos con violación de CP que son demasiado pequeños para dar cuenta de este fenómeno. Desde el punto de vista de la bariogénesis existe la necesidad de contar con fuentes adicionales de violación de CP y la ampliación del sector escalar es uno de los escenarios más simples que podrían proporcionarla.

iv) En el contexto de modelos con varios multipletes de Higgs, es posible acomodar candidatos a materia oscura.

Aún dentro de las motivaciones, pero como un comentario más genérico, se debe notar también que muchos escenarios de nueva física, incluyendo los de supersimetría, pueden dar lugar a un espectro de baja energía que contiene los campos del Modelo Estándar, además de multipletes escalares adicionales. En este sentido, los modelos con varios multipletes de Higgs pueden desempeñar un papel como

teorías de campos efectivas muy convenientes, donde pueden estudiarse los efectos de baja energía de otros mecanismos de energías más altas.

En este capítulo se presenta el modelo general con dos dobletes de Higgs en la sección 2.2 y sus variantes más estudiadas en la literatura, que se distinguen según el sector de Yukawa en la sección 2.2.6. En la sección 2.3 se introduce el modelo con alineación en el sector de Yukawa (A2HDM), con sus principales características y las cotas existentes para los parámetros que lo caracterizan.

2.2. Modelos con dos dobletes de Higgs

2.2.1. Comentarios preliminares

Antes de presentar el modelo general con dos dobletes de Higgs, es necesario señalar que existe una restricción muy importante sobre las formas de ampliar el sector escalar del Modelo Estándar y es la conocida relación entre las masas de los bosones electrodébiles W^\pm y Z , y el ángulo de mezcla débil θ_W ,

$$M_W = \cos \theta_W M_Z \quad (2.2.1)$$

En general, esta relación vale a nivel clásico si los multipletes de Higgs agregados tienen isospín T e hipercarga débil Y que cumplen la relación $T(T+1) = 3Y^2$ [31]. Por lo tanto, los campos de Higgs que adquieran un valor esperado en el vacío (VEV) deben ser singletes del grupo $SU(2) \times U(1)$ ($T=0, Y=0$) o las componentes neutras de dobletes de $SU(2)$ ($T=1/2, Y=1/2$)¹. Casi cualquier otro tipo de escalares que adquieran un valor esperado en el vacío romperán la relación (2.2.1), si sus VEVs no son lo suficientemente pequeños [37].

Con esto en mente, presentamos el conjunto de modelos más simples que verifican la restricción anterior, es decir, los que amplían el sector escalar del Modelo Estándar con sólo un doblete más, incorporando sus propiedades en diferentes escenarios y algunas de sus implicancias fenomenológicas.

2.2.2. Modelo general con dos dobletes de Higgs

En su versión mínima, el 2HDM es una teoría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ con el mismo contenido fermiónico del Modelo Estándar, y dos dobletes escalares Φ_a , ($a=1,2$) con hipercarga débil $Y=1/2$,

$$\Phi_a = \begin{pmatrix} \phi_a^{(+)} \\ \phi_a^{(0)} \end{pmatrix} \quad (2.2.2)$$

cuyos campos conjugados de carga $\tilde{\phi}_a \equiv i\sigma_2 \phi_a^*$ también son dobletes de $SU(2)$ con $Y=-1/2$.

Luego del rompimiento espontáneo de simetría, las componentes neutras de los dobletes escalares adquieren VEVs $\langle 0 | \phi_a^T(x) | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v_a e^{i\theta_a})$ y las ocho componentes reales pueden parametrizarse

¹Usualmente no se consideran soluciones distintas las mencionadas, porque corresponden a multipletes escalares grandes, que no tienen interacciones de Yukawa con los fermiones.

como:

$$\Phi_a = e^{i\theta_a} \begin{pmatrix} \phi_a^{(+)} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_a + \rho_a + i\eta_a) \end{pmatrix} \quad (2.2.3)$$

Sin pérdida de generalidad, se puede tomar $\theta_1 = 0$ por medio de una transformación apropiada de $U(1)_Y$, dejando la fase relativa $\theta = \theta_2 - \theta_1$. Las masas de los bosones de gauge, que recibirán contribuciones de los dos valores esperados en el vacío v_1 y v_2 , tienen las mismas expresiones que en el Modelo Estándar sustituyendo $v \equiv \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ en la ec.(1.3.5).

Los dobletes Φ_1 y Φ_2 no son físicos (sólo lo serán los autoestados de masa escalares, correspondientes a las partículas físicas del espectro). Por lo tanto, cualquier combinación de los dobletes que respete las simetrías de la teoría producirá las mismas predicciones físicas. Llamaremos a cualquier combinación de los dobletes (Φ_a, Φ_b) una *base*: siempre pueden ser redefinidos por una transformación compleja arbitraria $\Phi_a \rightarrow \Phi'_a = \mathcal{T}_{ab}\Phi_b$, donde \mathcal{T}_{ab} es una matriz que depende de ocho parámetros reales. Cuatro de ellos pueden ser usados para transformar el término cinético de los campos escalares

$$\mathcal{L}_{kin}^{\Phi_a} = c_{11}(D_\mu\Phi_1)^\dagger(D^\mu\Phi_1) + c_{22}(D_\mu\Phi_2)^\dagger(D^\mu\Phi_2) + c_{12}[(D_\mu\Phi_1)^\dagger(D^\mu\Phi_2) + h.c.] \quad (2.2.4)$$

en una forma canónica (renormalizable), donde c_{11} y c_{22} son reales y c_{12} es complejo. Esto ocurre porque siempre existe una transformación no unitaria \mathcal{T} que remueve los cuatro grados de libertad reales c_{11} , c_{22} y c_{12} fijando $c_{11} = c_{22} = 1$ y $c_{12} = 0$. Entonces, la transformación más general que deja invariante el término cinético canónico de los dobletes escalares,

$$\mathcal{L}_{kin}^{\Phi_a} = (D_\mu\Phi_1)^\dagger(D^\mu\Phi_1) + (D_\mu\Phi_2)^\dagger(D^\mu\Phi_2) \quad (2.2.5)$$

es una transformación global $U(2)$ $\Phi_a \rightarrow \Phi'_a = \mathcal{U}_{ab}\Phi_b$ en el espacio escalar (Φ_1, Φ_2) [38]. El hecho de que los dobletes puedan ser transformados libremente (decimos que se puede *elegir* la base escalar) introduce una diferencia importante entre aquellos parámetros en el modelo que son *invariantes* bajo esas transformaciones de base y aquellos que no lo son. La física no puede depender de la base escalar particularmente elegida y sólo los parámetros invariantes serán cantidades físicas observables. En general, las expresiones para los elementos de matriz de los Higgs y sus acoplamientos asociados dependerán de la elección de base. En particular, el parámetro $\tan\beta = v_2/v_1$ del MSSM ² y otros tipos de 2HDM, no es una cantidad física en el modelo con dos dobletes más general. Esta es la razón por la que uno debe prestar atención al significado real de las cotas encontradas para los parámetros cuando se analiza este tipo de modelos. Por esto muchos autores han reescrito todos los parámetros en términos de cantidades invariantes de base bajo estas transformaciones $U(2)$. Un trabajo reciente y sistemático sobre estos enfoques se encuentra en la reseña [30]. Aunque esta “tecnología” invariante de base debería tenerse siempre en mente para entender bien el significado de las cantidades físicas, por simplicidad presentamos el modelo en término de los parámetros más usuales.

2.2.3. La base de Higgs

Existe una transformación particular \mathcal{U} que permite definir una base para los dobletes escalares de forma tal que sólo Φ_1 adquiere un VEV. Esta es la llamada *base de Higgs*, que usaremos preponderantemente a lo largo de este trabajo.

²Minimal Supersymmetric Standard Model, [39]

En esta base los escalares se escriben como:

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ -\Phi_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta) & \sin(\beta) \\ \sin(\beta) & -\cos(\beta) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ e^{-i\theta}\Phi_2 \end{pmatrix} \quad (2.2.6)$$

donde $\tan \beta \equiv v_2/v_1$.

La base de Higgs tiene la ventaja de que en ella los tres campos de Goldstone $G^\pm(x)$ y $G^0(x)$ se aíslan como componentes de Φ_1 , que es similar al doblete del Modelo Estándar, mientras que Φ_2 contiene todos los campos nuevos:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{(v+S_1+iG^0)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} ; \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{(S_2+iS_3)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.2.7)$$

La base de Higgs también es interesante porque las expresiones para los parámetros del lagrangiano están estrechamente relacionadas con los observables. El espectro físico tiene cinco grados de libertad: dos campos escalares cargados $H^\pm(x)$ y tres escalares neutros $\varphi_i^0(x) = h(x), H(x), A(x)$, que están relacionados mediante una transformación ortogonal con los campos S_i : $\varphi_i^0(x) = \mathcal{R}_{ij}S_j(x)$. La forma de la matriz \mathcal{R} está fijada por el potencial escalar, que determina la matriz de masa de escalares y los correspondientes autoestados de masa.

2.2.4. El potencial escalar

El potencial escalar más general renormalizable e invariante bajo el grupo de simetría electrodébil puede ser escrito en forma genérica como [37]:

$$\mathcal{V} = \sum_{a,b,c,d=1}^2 [Y_{ab}\Phi_a^\dagger\Phi_b + Z_{abcd}(\Phi_a^\dagger\Phi_b)(\Phi_c^\dagger\Phi_d)] \quad (2.2.8)$$

donde los coeficientes Y_{ab} tienen dimensiones de masa al cuadrado y los Z_{abcd} son adimensionados. Sin pérdida de generalidad, se puede asumir que $Z_{abcd} = Z_{cdab}$ y por la hermiticidad de \mathcal{V} también se cumple que $Y_{ab} = Y_{ba}^*$ y $Z_{abcd} = Z_{bacd}^*$. En total, tenemos 14 parámetros reales.

Los extremos del potencial definen los valores esperados en el vacío

$$\left. \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \Phi_1} \right|_{\Phi_1=\langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2=\langle \Phi_2 \rangle} = 0 \quad \left. \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \Phi_2} \right|_{\Phi_1=\langle \Phi_1 \rangle, \Phi_2=\langle \Phi_2 \rangle} = 0 \quad (2.2.9)$$

donde son posibles dos tipos de soluciones diferentes: i) Ambos $\langle \Phi_a \rangle = 0$ y la simetría electrodébil se preserva, o ii) la simetría electrodébil se rompe espontáneamente, tanto si $\langle \Phi_1 \rangle = 0$ y $\langle \Phi_2 \rangle \neq 0$, como si $\langle \Phi_1 \rangle \neq 0$ y $\langle \Phi_2 \rangle = 0$, o si $\langle \Phi_1 \rangle \neq 0$ y $\langle \Phi_2 \rangle \neq 0$. Por lo tanto, podemos tomar cualquiera de las soluciones del segundo tipo. La condición para que el extremo sea un mínimo es que la matriz de masas de los Higgs neutros en ese punto debe ser definida positiva.

En la base de Higgs (2.2.6) el potencial se escribe:

$$\begin{aligned}
\mathcal{V} = & \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \left[\mu_{12} \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c. \right] + \\
& \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\
& + \left[\left(\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \right) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \right], \tag{2.2.10}
\end{aligned}$$

donde μ_{12} , λ_5 , λ_6 y λ_7 son en general parámetros complejos, mientras que μ_1 , μ_2 y λ_{1-4} son reales.

En esta base, el punto estable (2.2.9) del potencial surge cuando

$$\left. \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \Phi_1} \right|_{\Phi_1 = \frac{v}{\sqrt{2}}, \Phi_2 = 0} = 0 \quad \left. \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \Phi_2} \right|_{\Phi_1 = \frac{v}{\sqrt{2}}, \Phi_2 = 0} = 0, \tag{2.2.11}$$

lo que nos da las siguientes relaciones entre algunos de los parámetros:

$$\mu_1 = -\lambda_1 v^2 \quad , \quad \mu_{12} = -\frac{\lambda_6}{2} v^2 \tag{2.2.12}$$

Las masas correspondientes de los campos de Higgs se obtienen de los términos cuadráticos del potencial, tomando en cuenta la relación (2.2.12) y reescribiendo (2.2.10). Se obtienen entonces los siguientes términos de masas:

$$\mathcal{V} = \dots + M_{H^\pm}^2 H^+ H^- + \frac{1}{2} (S_1, S_2, S_3) \mathcal{M} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} + \dots \tag{2.2.13}$$

Aquí $M_{H^\pm}^2 = \mu_2 + \frac{v^2}{2} \lambda_3$ corresponde a la masa del Higgs cargado y \mathcal{M} es una matriz simétrica no diagonal que mezcla los campos neutros de Higgs,

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 2v^2 \lambda_1 & v^2 \lambda_6^R & -v^2 \lambda_6^I \\ v^2 \lambda_6^R & M_{H^\pm}^2 + (\lambda_4 + 2\lambda_5^R) \frac{v^2}{2} & -v^2 \lambda_5^I \\ -v^2 \lambda_6^I & -v^2 \lambda_5^I & M_{H^\pm}^2 + (\lambda_4 - 2\lambda_5^R) \frac{v^2}{2} \end{pmatrix} \tag{2.2.14}$$

donde $\lambda_{5,6}^R$ y $\lambda_{5,6}^I$ son las partes real e imaginaria de los parámetros complejos, respectivamente.

Para que los escalares neutros sean autoestados de masa, \mathcal{M} debe ser diagonalizada por una matriz ortogonal \mathcal{R} ,

$$\mathcal{D} = \mathcal{R} \mathcal{M} \mathcal{R}^T = \begin{pmatrix} M_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & M_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & M_3^2 \end{pmatrix} \tag{2.2.15}$$

dando lugar a las correspondientes masas de los escalares neutros: M_1 , M_2 y M_3 .

En general se descompone la matriz \mathcal{R} en tres matrices de rotación en términos de ángulos de Euler $\alpha_i \in [0, \pi]$ de forma que

$$\mathcal{R}_1 = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathcal{R}_2 = \begin{pmatrix} c_2 & 0 & s_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_2 & 0 & c_2 \end{pmatrix} \quad \mathcal{R}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & s_3 \\ 0 & -s_3 & c_3 \end{pmatrix} \tag{2.2.16}$$

donde $s_i \equiv \sin \alpha_i$ y $c_i \equiv \cos \alpha_i$

Si CP no es una simetría exacta del lagrangiano (el caso general), la componente impar por CP S_3^3 se mezcla con los campos pares por CP $S_{1,2}$ y los autoestados de masa resultantes h_i

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = \mathcal{R} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}, \quad (2.2.17)$$

no tienen un número cuántico de CP definido.

Por otro lado, si CP es una simetría exacta del lagrangiano, las partes imaginarias de los parámetros complejos del potencial se anulan y ya no habrá mezcla. Se pueden escribir entonces los autoestados de masa H y h en función de los genéricos ρ_a de la ec. (2.2.3) como

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} \quad (2.2.18)$$

Al pasar a la base de Higgs, ec.(2.2.6), pasamos de los ρ_a a los S_i y finalmente, se escribe, con $\gamma = \alpha - \beta$:

$$\begin{pmatrix} H \\ h \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\gamma & \sin\gamma & 0 \\ -\sin\gamma & \cos\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (2.2.19)$$

Notemos que esto implica que las masas cumplen la siguiente relación, dado que la traza de \mathcal{M} es invariante bajo transformaciones unitarias:

$$M_1^2 + M_2^2 + M_3^2 = M_h^2 + M_H^2 + M_A^2 \quad (2.2.20)$$

En particular, la diagonalización de \mathcal{M} muestra que se debe cumplir que $m_H \geq m_h$.

2.2.5. Interacciones de los bosones de gauge

La estructura de gauge en el modelo con dos dobletes de Higgs es la misma que en el Modelo Estándar, agregando las interacciones del segundo doblete. De hecho, la estructura del sector de gauge del Modelo Estándar se recupera fácilmente si se desprecian las interacciones de los campos del segundo doblete en la formulación que sigue, usando la base de Higgs en la que el primer doblete se asemeja al del Modelo Estándar.

El término cinético del lagrangiano del 2HDM de la ec.(2.2.5) determina la interacción de los escalares con los bosones de gauge a través de la derivada covariante:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - \frac{ig'}{2} Y B_\mu - ig\tau_i W_\mu^i \quad (2.2.21)$$

³La componente imaginaria S_3 es impar por CP en un modelo donde CP se conserva a nivel del lagrangiano. En un modelo con un doblete, la parte imaginaria del campo de Higgs neutro es el bosón de Goldstone, que es “tragado” convirtiéndose en la componente longitudinal del bosón Z . Este campo, como todos los de Goldstone, está acoplado con los bosones por medio de la derivada covariante en el término cinético, y por lo tanto, es impar por CP. Como el sector bosónico conserva C y P por separado, el bosón de Goldstone debe tener el número cuántico $C = -1$ del Z . Su número cuántico $P = 1$ es el mismo que el de los otros componentes escalares y es de signo opuesto al de la paridad de los bosones vectoriales debido a la diferencia de una unidad en espín. En un modelo con dos dobletes, hay dos campos de Higgs neutros con componentes imaginarias. Una combinación lineal de las componentes imaginarias es el bosón de Goldstone y la otra es S_3 . Ambos campos deben tener el mismo número cuántico de C y P y entonces S_3 es impar por CP.

2.2. MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

al igual que en el Modelo Estándar.

Todas las interacciones posibles entre los campos de gauge y los escalares pueden escribirse como:

$$\mathcal{L}_K + \mathcal{L}_\xi + \sum_a (D_\mu \Phi_a)^\dagger (D^\mu \Phi_a) = \mathcal{L}_{\Phi^2} + \mathcal{L}_{\Phi V} + \mathcal{L}_{\Phi^2 V} + \mathcal{L}_{\Phi V^2} + \mathcal{L}_{\Phi^2 V^2} \quad (2.2.22)$$

Aquí V indica un bosón vectorial de gauge y \mathcal{L}_K es el lagrangiano cinético usual de los bosones de gauge,

$$\mathcal{L}_K = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} \quad (2.2.23)$$

con $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ y $W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k$.

\mathcal{L}_ξ es el término de fijación del gauge, que se toma convenientemente (con $\xi = 1$) como:

$$\mathcal{L}_\xi = -\frac{1}{2} (\partial_\mu A^\mu)^2 - \frac{1}{2} (\partial_\mu Z^\mu + M_Z G^0)^2 - (\partial^\mu W_\mu^\dagger + iM_W G^+) (\partial_\nu W^\nu - iM_W G^-) \quad (2.2.24)$$

Los términos cuadráticos de mezcla entre los bosones de gauge y los de Goldstone generados por la derivada covariante se cancelan exactamente con la ec.(2.2.24) haciendo $\mathcal{L}_{\Phi V} = 0$ y generando los bosones de Goldstone con masas $M_{G^\pm} = M_W = gv/2$ y $M_{G^0} = M_Z = M_W / \cos\theta_W$.

Los otros términos cuadráticos son:

$$\mathcal{L}_{V^2} = -\frac{1}{2} (\partial_\mu A^\mu)^2 - \partial^\mu W_\mu^\dagger \partial_\nu W^\nu + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \quad (2.2.25)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\Phi^2} = & \frac{1}{2} (\partial_\mu H \partial^\mu H + \partial_\mu h \partial^\mu h + \partial_\mu A \partial^\mu A) + \partial_\mu H^+ \partial^\mu H^- + \\ & \frac{1}{2} \partial_\mu G^0 \partial^\mu G^0 - \frac{1}{2} M_Z^2 (G^0)^2 + \partial_\mu G^+ \partial^\mu G^- - M_W^2 G^+ G^- \end{aligned} \quad (2.2.26)$$

Los términos de interacción entre escalares y bosones de gauge son cúbicos y cuárticos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\Phi^2 V} = & ie (A^\mu + \cot 2\theta_W Z^\mu) \left[(H^+ \overleftrightarrow{\partial}_\mu H^-) + (G^+ \overleftrightarrow{\partial}_\mu G^-) \right] \\ & \frac{e}{\sin 2\theta_W} Z^\mu \left[(G^0 \overleftrightarrow{\partial}_\mu S_1) + (S_3 \overleftrightarrow{\partial}_\mu S_2) \right] + \\ & \frac{g}{2} \{ W^{\dagger\mu} \left[(H^- \overleftrightarrow{\partial}_\mu S_3) - i (H^- \overleftrightarrow{\partial}_\mu S_2) + (G^- \overleftrightarrow{\partial}_\mu G^0) - i (G^- \overleftrightarrow{\partial}_\mu S_1) \right] + h.c. \} \end{aligned} \quad (2.2.27)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\Phi V^2} = & \frac{2}{v} S_1 \left(\frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \right) \\ & + (eM_W A^\mu - gM_Z \sin^2 \theta_W Z^\mu) (G^+ W_\mu + G^- W_\mu^\dagger) \end{aligned} \quad (2.2.28)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\Phi^2 V^2} = & \frac{1}{v^2} \left(\frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \right) (H^2 + h^2 + A^2 + (G^0)^2) \\ & + \left(e [A^\mu + \cot 2\theta_W Z^\mu]^2 + \frac{g^2}{2} W_\mu^\dagger W^\mu \right) (G^+ G^- + H^+ H^-) \\ & + \frac{eg}{2} (A^\mu - \tan \theta_W Z^\mu) [S_1 (G^+ W_\mu + G^- W_\mu^\dagger) + S_2 (H^+ W_\mu + H^- W_\mu^\dagger)] \end{aligned} \quad (2.2.29)$$

2.2.6. Interacciones de Yukawa

El sector de Yukawa de los modelos con dos dobletes de Higgs es el que presenta las consecuencias más relevantes a nivel fenomenológico para este trabajo, dado que estudiaremos el decaimiento del quark top en estos modelos.

El lagrangiano más general de Yukawa puede escribirse:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & -\bar{Q}'_L(\Gamma_1\Phi_1 + \Gamma_2\Phi_2)d'_R - \bar{Q}'_L(\Delta_1\tilde{\Phi}_1 + \Delta_2\tilde{\Phi}_2)u'_R \\ & - \bar{L}'_L(\Pi_1\Phi_1 + \Pi_2\Phi_2)l'_R + h.c. \end{aligned} \quad (2.2.30)$$

donde Q'_L y L'_L representan a los dobletes de quarks y leptones izquierdos y las primas indican que son autoestados de gauge. Todos los fermiones pueden escribirse como vectores en un espacio de sabor de N dimensiones (las generaciones hasta ahora conocidas son tres), es decir : $d'_R = (d'_R, s'_R, b'_R)$ y lo mismo con u'_R, l'_R, Q'_R y L'_R . Los acoplamientos Γ_a, Δ_a y Π_a son matrices complejas $N \times N$ (en nuestro caso 3×3) en el espacio de sabor.

En la base de Higgs (2.2.6) el lagrangiano toma la forma:

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{\sqrt{2}}{v} \{ \bar{Q}'_L(M'_d\Phi_1 + Y'_d\Phi_2)d'_R - \bar{Q}'_L(M'_u\tilde{\Phi}_1 + Y'_u\tilde{\Phi}_2)u'_R - \bar{L}'_L(M'_l\Phi_1 + Y'_l\Phi_2)l'_R + h.c. \} \quad (2.2.31)$$

donde, las M'_f ($f = u, d, l$) son las matrices de masa de fermiones no diagonales y las Y'_f contienen los acoplamientos de Yukawa al doblete escalar con VEV nulo.

Al pasar a la base de autoestados de masa fermiónicos, el lagrangiano de Yukawa se escribe:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & - \{ \bar{u}_L M_u u_R + \bar{d}_L M_d d_R + \bar{l}_L M_l l_R \\ & + \frac{1}{v} (\bar{u}_L M_u u_R + \bar{d}_L M_d d_R + \bar{l}_L M_l l_R) S_1 \\ & + \frac{1}{v} \bar{u}_L Y_u u_R (S_2 - iS_3) - \frac{\sqrt{2}}{v} \bar{d}_L V^\dagger Y_u u_R H^- \\ & + \frac{\sqrt{2}}{v} \bar{u}_L V Y_d d_R H^+ + \frac{1}{v} \bar{d}_L Y_d d_R (S_2 + iS_3) \\ & + \frac{\sqrt{2}}{v} \bar{\nu}_L Y_l l_R H^+ + \frac{1}{v} \bar{l}_L Y_l l_R (S_2 + iS_3) \\ & + h.c. \} \end{aligned} \quad (2.2.32)$$

donde las matrices $X_f = S_f X'_f U_f^\dagger S_f^\dagger$ pero ahora $X' = M', Y'$, a diferencia del Modelo Estándar donde X' era una sola matriz. Nuevamente $V \equiv S_u S_d^\dagger$ corresponde a la matriz de mezcla usual de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. Las matrices unitarias S_f y U_f se pueden elegir de forma tal que M_f sea diagonal, con elementos correspondientes a las masas de los fermiones; sin embargo, las Y'_f no son diagonalizadas simultáneamente por la misma elección, por lo tanto las matrices Y_f son en general matrices no diagonales y no tienen relación con las masas de los fermiones, introduciendo una mezcla también en el sector neutro. De esta forma, se generan naturalmente en el modelo acoplamientos neutros que mezclan sabores (Flavor Changing Neutral Currents, FCNC), que no están suprimidos por ninguna restricción dinámica.⁴ Esto está en clara contradicción con los datos experimentales, ya que

⁴Como vimos, en el Modelo Estándar existe el mecanismo GIM que suprime estos acoplamientos a nivel árbol.

estos fenómenos están muy restringidos. Esta es la segunda desventaja fenomenológica del modelo general con dos dobletes de Higgs: están permitidas interacciones con intercambio de sabor no acotadas, porque la estructura de sabor del modelo acopla dos matrices de Yukawa distintas simultáneamente a un sector de fermiones derechos dado.

Este problema se resuelve en ciertas regiones del espacio de parámetros, tanto realizando un ajuste fino de éstos, o implementando restricciones dinámicas ad-hoc en el lagrangiano para garantizar la supresión en el nivel requerido. Para ello, se han desarrollado muchos modelos, que pueden ser clasificados en los siguientes grupos:⁵

- 2HDM Tipo III

El uso de alguna simetría en el espacio de sabor que genere cierta textura en las matrices de Yukawa lleva a modelos fenomenológicamente viables. El más famoso ejemplo de este tipo de enfoques es la llamada *aproximación de Cheng-Sher* [40], donde los elementos fuera de la diagonal en las matrices de Yukawa se fuerzan a ser proporcionales a la media de las masas de los fermiones

$$g_{ij} \propto \sqrt{m_i m_j} \tag{2.2.33}$$

Estos modelos permiten la discusión de fenómenos de FCNC suprimidos, incorporando en algunos casos nuevas fuentes posibles de violación de CP generadas por números complejos en las matrices de Yukawa.

- Límite de desacoplamiento

Otra posibilidad evidente es requerir que los nuevos bosones escalares sean lo suficientemente masivos como para suprimir los FCNC a bajas energías. Aunque en este marco se reduce el impacto fenomenológico, se lo considera uno de los escenarios más “naturales” para el modelo general con dos dobletes de Higgs.

- Modelos tipo \mathcal{Z}_2 (Tipo I, II, X, Y e inerte)

La manera más usual de evitar el problema de las FCNC es forzar a que una de las dos matrices de Yukawa sea nula, es decir, imponer que sólo un doblete escalar se acople a un cierto tipo de campo fermiónico derecho [41]. Hay cuatro elecciones posibles no equivalentes, que dan lugar a los modelos llamados Tipo I (sólo Φ_2 se acopla a los fermiones), Tipo II (Φ_1 se acopla a d y l y Φ_2 a u), *leptofóbico* o Tipo X (Φ_1 se acopla a los leptones y Φ_2 a los quarks) y Tipo Y (Φ_1 se acopla a d y Φ_2 a u y l).

Todos estos casos también fuerzan a que el potencial escalar conserve CP. La implementación explícita de la simetría \mathcal{Z}_2 diferencia a uno y otro doblete y por lo tanto, no es invariante ante cambios de base escalar. En particular, si la simetría \mathcal{Z}_2 se impone en la base de Higgs, todos los fermiones se ven forzados a acoplarse con Φ_1 para obtener masas no nulas. Este modelo *inerte* provee un marco natural para la materia oscura: notemos que aunque Φ_2 no se acopla a los fermiones, sí tiene interacciones electrodébiles.

La extensión mínima supersimétrica del Modelo Estándar (MSSM) se corresponde a nivel árbol con el modelo Tipo II, que es la opción adoptada por defecto en la mayoría de los análisis fenomenológicos. El uso de simetrías discretas elimina las FCNC, pero elimina al mismo tiempo la posibilidad de tener fases adicionales que violen CP fuera del Modelo Estándar.

⁵En [30] se da una reseña completa de estos modelos.

- Modelo de dos dobletes de Higgs con Alineación en el sector de Yukawa

Una manera más débil y general de evitar las FCNC es requerir la *alineación* en el espacio de los acoplamientos de Yukawa de los dos dobletes escalares [42]. Esta también es una restricción ad-hoc, sin una motivación dinámica (que probablemente provenga de una teoría más fundamental a altas energías), pero conduce a un marco general que contiene como casos particulares todos los tipos de 2HDM basados en simetrías \mathcal{Z}_2 . Toda la libertad posible en el sector de Yukawa queda parametrizada en términos de tres acoplamientos complejos y sus fases son nuevas fuentes posibles de violación de CP.

2.2.7. Restricciones experimentales sobre los 2HDM

Existen restricciones teóricas para los valores de los parámetros del potencial de Higgs en modelos con dos dobletes, que provienen de diversas condiciones como el hecho que el potencial debe ser definido positivo (estable) y que su extremo debe ser un mínimo. Estas restricciones determinan cotas inferiores sobre los parámetros del potencial. Por otro lado y de forma más general, la necesidad de que el régimen perturbativo de la teoría sea válido, manteniendo finitos los acoplamientos de auto-interacción de los escalares a altas energías y también las amplitudes de dispersión de las componentes longitudinales de los bosones de gauge (límite de unitariedad), impone cotas inferiores y superiores sobre los parámetros del potencial. Sin embargo, dado que en los cálculos presentados en esta tesis los parámetros del potencial no intervienen, excepto por las relaciones que inducen entre las masas de los distintos escalares, revisaremos directamente las cotas experimentales existentes hasta el momento para los valores de las masas.

El Particle Data Group [43] da una colección de las cotas actuales sobre los campos escalares en modelos supersimétricos, y también en marcos generales con dos dobletes de Higgs. Para los Higgs cargados H^\pm , los datos de LEP, provenientes de procesos $e^+ + e^- \rightarrow H^+H^-$, dan un límite de $m_{H^\pm} > 79,3 \text{ GeV}$ [44]. Para modelos Tipo II, existen restricciones a partir de física de sabor que imponen $m_{H^\pm} > 316 \text{ GeV}$ [45]. En general, como la fenomenología cambia para una masa del escalar cargado mayor o menor que la del quark top, los análisis se realizan para ambos casos. Este es el enfoque que seguiremos en este trabajo.

Para los escalares neutros, el Particle Data Group reúne límites de masa para un Higgs genérico en modelos con sectores de Higgs extendidos [46, 47], que presentan cotas inferiores cercanas a los 100 GeV en todos los casos. Todavía no se han publicado límites de masas de escalares para modelos extendidos con datos del LHC.

2.3. El modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa

2.3.1. Introducción

En el contexto de la física de sabor en modelos con dos dobletes de Higgs existía el prejuicio de que sólo se podían generar fuentes de violación de simetría CP distintas de la fase de Cabibbo Kobayashi y Maskawa del Modelo Estándar rompiendo la conservación del sabor en las interacciones neutras. Es decir, que las fuentes de violación de CP sólo podrían provenir de un potencial escalar con parámetros complejos y por ende sin simetrías \mathcal{Z}_2 que evitasen las corrientes neutras con intercambio de sabor. En este sentido, el modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa

2.3. EL MODELO CON DOS DOBLETES DE HIGGS Y ALINEACIÓN EN EL SECTOR DE YUKAWA

(A2HDM) [42] representa un contraejemplo, capaz de mantener una estructura de sabor consistente con los experimentos, con fases no estándar, abriendo una nueva ventana para la violación de CP en la física de sabor.

El A2HDM describe una manera particular de ampliar el sector escalar del Modelo Estándar, con un segundo doblete de Higgs que está alineado con el primero en el espacio de sabor; es decir, que las matrices de Yukawa de ambos dobletes acopladas a un sector de fermiones derechos dado, son proporcionales entre sí. Esto garantiza inmediatamente la ausencia de corrientes neutras con intercambio de sabor a nivel árbol, mientras que introduce nuevas fuentes de violación de CP en el sector de Yukawa a través de los parámetros de proporcionalidad, que en general son números complejos. Además, esta estructura de Yukawa nos brinda una forma genérica de describir todos los modelos con dos dobletes definidos por la implementación de una simetría Z_2 como casos particulares de la relación de proporcionalidad entre las matrices de Yukawa. Otra ventaja importante de este modelo es que los parámetros son independientes de la base de escalares elegida, es decir, son observables. Por otro lado, se permite que la estructura del potencial escalar sea tan general como en el 2HDM, ec.(2.2.10), entonces, si no se asume que este conserva CP, habrá más fases provenientes del espectro de los Higgs neutros, que pueden generar efectos interesantes. El modelo también permite la existencia de FCNC radiativos ya que la condición de alineación se rompe por correcciones cuánticas, generando estructuras de violación de sabor mínimas, que conducen a una fenomenología rica, con una interesante jerarquía de efectos de FCNC.

2.3.2. El modelo

Las condiciones de alineación de las matrices de Yukawa se escriben partiendo del lagrangiano general de la ec.(2.2.30) como [42]:

$$\Gamma_2 = \xi_d e^{-i\theta} \Gamma_1 \quad , \quad \Delta_2 = \xi_u^* e^{i\theta} \Delta_1 \quad , \quad \Pi_2 = \xi_l e^{-i\theta} \Pi_1 \quad (2.3.1)$$

donde los parámetros de proporcionalidad ξ_f son números complejos arbitrarios.

Para simplificar la ecuaciones por venir, se redefinen los parámetros introduciendo las fases explícitas $e^{\pm i\theta}$ que cancelan las fases globales relativas entre los dos dobletes escalares.

La alineación de Yukawa garantiza que las matrices Y'_f y M'_f sean proporcionales y por lo tanto, puedan ser diagonalizadas simultáneamente, con el resultado:

$$Y_{d,l} = \varsigma_{d,l} M_{d,l}, \quad Y_u = \varsigma_u^* M_u, \quad \varsigma_f \equiv \frac{\xi_f - \tan \beta}{1 + \xi_f \tan \beta} \quad (2.3.2)$$

En términos de los campos autoestados de masa, podemos escribir las interacciones de Yukawa en la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & - \frac{\sqrt{2}}{v} H^+(x) \bar{u}(x) [\varsigma_d V M_d P_R - \varsigma_u M_u V P_L] d(x) \\ & - \frac{\sqrt{2}}{v} H^+(x) \varsigma_l \bar{\nu}(x) M_l P_R l(x) \\ & - \frac{1}{v} \sum_{\varphi_i, f} \varphi_i(x) y_f^{\varphi_i} \bar{f}(x) M_f P_R f(x) + h.c. \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

donde V es la matriz de Cabbibo Kobayashi y Maskawa y $P_{R,L} \equiv \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$ son los proyectores

CAPÍTULO 2. MODELOS CON DOS DOBLETES DE HIGGS

de quiralidad derecho e izquierdo respectivamente. Los φ_i son los autoestados de masa de campos de Higgs neutros.

La alineación en sabor de los acoplamientos de Yukawa determina una estructura muy específica para las interacciones entre fermiones y escalares:

i) todos los acoplamientos fermiónicos de los campos escalares físicos son proporcionales a las matrices de masa correspondientes.

ii) Los acoplamientos de Yukawa neutros son diagonales en sabor. Los acoplamientos de los escalares físicos H , h y A son proporcionales a los elementos correspondientes de la matriz de mezcla de escalares \mathcal{R} ,

$$\begin{aligned} y_{d,l}^{\varphi_i} &= \mathcal{R}_{i1} + (\mathcal{R}_{i2} + i\mathcal{R}_{i3})\zeta_{d,l}, \\ y_u^{\varphi_i} &= \mathcal{R}_{i1} + (\mathcal{R}_{i2} - i\mathcal{R}_{i3})\zeta_u^* \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

iii) La única fuente de fenómenos de intercambio de sabor es la matriz de mezcla de quarks V , que regula los acoplamientos de los quarks a los bosones de gauge W^\pm y los escalares cargados H^\pm .

iv) Todos los acoplamientos leptónicos son diagonales en sabor. Esto está relacionado con la ausencia de campos de neutrinos derechos en este lagrangiano. Al tomar neutrinos sin masa, una eventual matriz de mezcla leptónica V_L se puede reabsorber con una redefinición de los campos de neutrinos: $\bar{\nu}V_L \rightarrow \bar{\nu}$.

v) Los únicos nuevos acoplamientos que introduce el lagrangiano de Yukawa son los parámetros ζ_f , que codifican toda la libertad posible permitida por las condiciones de alineación. Estos acoplamientos son universales entre las diferentes generaciones: todos los fermiones con una carga eléctrica dada tienen el mismo acoplamiento universal ζ_f . Además, los ζ_f son invariantes bajo transformaciones globales $U(2)$ de los campos escalares, $\phi_a \rightarrow \phi'_a = \mathcal{U}_{ab}\phi_b$; es decir son independientes de la elección de base adoptada en el espacio de escalares.

vi) Los modelos usuales con un solo doblete escalar acoplado a cada tipo de fermiones derechos se recuperan al tomar los límites apropiados sobre los parámetros $\xi_f \rightarrow 0$ o $\xi_f \rightarrow \infty$ ($1/\xi_f \rightarrow 0$); es decir $\zeta_f \rightarrow -\tan\beta$ o $\zeta_f \rightarrow -\cot\beta$: El modelo Tipo I corresponde a $(\xi_d, \xi_u, \xi_l) = (\infty, \infty, \infty)$, el Tipo II a $(0, \infty, 0)$, el Tipo X a $(\infty, \infty, 0)$ y el Tipo Y a $(0, \infty, \infty)$. El modelo *inerte* corresponde a $\zeta_f = 0$ ($\xi_f = \tan\beta$). Los valores de ζ_f para estos modelos particulares basados en simetrías \mathcal{Z}_2 se dan en el cuadro 2.1.

vii) Los ζ_f pueden ser números complejos arbitrarios, abriéndose la posibilidad de tener nuevas fuentes de violación de CP sin intercambios neutros de sabor a nivel árbol.

Modelo	(ξ_d, ξ_u, ξ_l)	ζ_d	ζ_u	ζ_l
Tipo I	(∞, ∞, ∞)	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$
Tipo II	$(0, \infty, 0)$	$-\tan\beta$	$\cot\beta$	$-\tan\beta$
Tipo X	$(\infty, \infty, 0)$	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$-\tan\beta$
Tipo Y	$(0, \infty, \infty)$	$-\tan\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$
Inerte	$(\tan\beta, \tan\beta, \tan\beta)$	0	0	0

Cuadro 2.1: Límites en ξ_f que recuperan los diferentes tipos de modelos \mathcal{Z}_2 y los valores correspondientes de ζ_f .

Las correcciones cuánticas inducen un efecto de “desalineación” de las matrices de Yukawa, gene-

2.3. EL MODELO CON DOS DOBLETES DE HIGGS Y ALINEACIÓN EN EL SECTOR DE YUKAWA

rando pequeñas corrientes neutras con intercambio de sabor, suprimidas por los factores de los loops correspondientes a la expansión perturbativa [48]. Sin embargo, la estructura especial del A2HDM restringe fuertemente las posibles interacciones con FCNC. La condición de alineación es estable bajo renormalización cuando está protegida por una simetría \mathcal{Z}_2 [49], en los casos del cuadro 2.1. En el caso más general las correcciones de los loops generan efectos de FCNC, pero las estructuras resultantes son forzadas a satisfacer las simetrías de sabor de los modelos.

2.3.3. Cotas existentes sobre los parámetros ζ_f

El espacio de parámetros ζ_f ha sido explorado en [48,50]. En estos trabajos se estudia la fenomenología del Higgs cargado H^\pm en el A2HDM. Se analizan cotas a partir de decaimientos a nivel árbol de leptones y decaimientos leptónicos de mesones pseudoescalares, que dan relaciones para los parámetros $\zeta_{u,l}$ en función de la masa m_{H^\pm} . Los decaimientos de taus dan la cota $|\zeta_l|/m_{H^\pm} \leq 0,40 \text{ GeV}^{-1}$. A partir de procesos semi-leptónicos se obtienen límites sobre $\zeta_l^* \zeta_{u,d}/m_{H^\pm}$.

También se estudian procesos inducidos en loops, para decaimientos $Z \rightarrow b\bar{b}$, mezcla de $B^0 - \bar{B}^0$, mezcla de $K^0 - \bar{K}^0$, y decaimientos $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$. El primer proceso provee límites sobre $|\zeta_u|$ generados por loops de quarks top, que dan $|\zeta_u| < 0,91(1,91)$ para $m_{H^\pm} = 80(500) \text{ GeV}$. Los procesos de mezcla proveen vínculos menos restrictivos, ya que dependen de la fase relativa entre ζ_u y ζ_d . Los decaimientos radiativos $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ arrojan información que depende de esta fase relativa: se investiga el rango de 0 a 2π imponiendo $|\zeta_u| < 3$ y se obtiene que $|\zeta_u||\zeta_d| < 20$ aproximadamente.

En esta tesis nos proponemos estudiar el decaimiento del quark top en el marco de modelos con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa (A2HDM). Este es un escenario que no ha sido analizado en la literatura, y se aleja del marco de física de sabor en el que el A2HDM ha sido estudiado hasta ahora. Sin embargo, como se muestra en el siguiente capítulo, la física de quarks top en el LHC brinda la posibilidad de analizar observables que pueden acotar el espacio de parámetros del modelo, permitiendo acceder a la eventual violación de simetría CP que introducen las fases complejas de los ζ_f .

Capítulo 3

El quark Top

3.1. Introducción

En el capítulo anterior se presentaron los modelos extendidos con dos dobletes de Higgs (2HDM), algunas de sus variantes más estudiadas y en particular el modelo con alineación en el sector de Yukawa (A2HDM), que introduce los parámetros complejos ζ_f , permitiendo describir las variantes anteriores de 2HDM que no violan CP. Aportan, además, nuevas fuentes de violación de CP, que podrían contribuir a explicar algunas cuestiones abiertas como la asimetría entre materia y antimateria en el Universo, o acomodar candidatos a materia oscura, entre otras. En este trabajo nos proponemos estudiar el decaimiento del quark top en el marco del A2HDM, un escenario en el que el modelo no ha sido estudiado antes.

Desde el punto de vista experimental, el estudio de la física del quark top, que se destaca entre otros fermiones por su gran masa y corta vida media, provee un medio fundamental para testear la presencia de nueva física por encima de la escala electrodébil [51, 52]. Aunque hasta el momento no se han detectado desviaciones de las predicciones del Modelo Estándar, la situación puede cambiar en el LHC, considerado una fábrica de quarks top, donde la nueva física puede evidenciarse en nuevos canales de decaimiento o en la medida de los acoplamientos anómalos de este quark. Por este motivo, los experimentos ATLAS y CMS tienen al estudio de las propiedades del top como uno de sus principales programas.

En esta tesis calcularemos las predicciones del A2HDM para los principales acoplamientos anómalos del top relevantes para la aparición de nueva física. También nos proponemos investigar la posibilidad de poner cotas sobre los parámetros del A2HDM a partir de las medidas en el LHC de asimetrías que son sensibles a estos acoplamientos. En este capítulo revisaremos los aspectos más generales del estudio de la física del top y definiremos sus acoplamientos anómalos tensoriales, los observables que permiten su medida y las cotas existentes sobre sus valores a la fecha.

Las referencias [51, 52] dan un panorama general sobre la física del top antes que el LHC fuera puesto en funcionamiento, mientras que [53] revisa los resultados obtenidos en los primeros dos años de operación y describe detalladamente el funcionamiento del aparato, destacando los aspectos fundamentales para las medidas de física del top. Un resumen actualizado de los resultados obtenidos hasta la fecha en física del top se encuentra en [54].

El capítulo está organizado de la siguiente manera: en la sección 3.2 se revisa la historia e importancia del estudio de la física del top y se introduce el perfil de esta partícula, junto con los observables

utilizados para el estudio de sus propiedades. La sección 3.3 define los momentos anómalos del top, sus propiedades, las consecuencias de la violación de CP sobre sus valores y las predicciones teóricas en la literatura. La sección 3.4 introduce nuevos observables específicos para el estudio de los acoplamientos tensoriales y finalmente se presentan las cotas existentes en la actualidad en la sección 3.4.3.

3.2. El quark top

De acuerdo al Modelo Estándar, el quark top es un fermión de espín $1/2$, compañero de isospín débil $\tau_3 = +1/2$ y carga $Q = +2/3e$ del quark b y ambos conforman el doblete de $SU(2)_L$ de quarks de la tercera generación de fermiones, y son tripletes de color bajo el grupo $SU(3)$ de las interacciones fuertes.

La existencia del quark top fue postulada en 1973 por Kobayashi y Maskawa, para explicar la violación de CP en los decaimientos de Kaones [16], muchos años antes de la evidencia experimental de su existencia. Después del descubrimiento del quark b en 1977, se obtuvo evidencia indirecta, a partir de límites puestos sobre decaimientos con corrientes neutras con intercambios de sabor (FCNC) en sistemas de partículas B , que indicaban que el quark b debía ser miembro de un doblete de isospín débil. El valor $\tau_3 = -1/2$ del b fue medido en LEP y SLC, esto implicaba que el quark top, su postulado compañero, debía tener isospín $\tau_3 = +1/2$. Trabajos sobre decaimientos $Z \rightarrow b\bar{b}$ permitieron acotar tempranamente la masa del quark top a partir de medidas en LEP [55, 56].

Desde su descubrimiento por los experimentos CDF y DO en el colisionador de hadrones ($p\bar{p}$) Tevatron en 1995 [57, 58], el quark top ha estado en el foco de la investigación en física de partículas. Con una masa de $m_t \approx 173 \text{ GeV}$, es por lejos el quark más masivo de los seis conocidos hasta el momento y es la partícula elemental de mayor masa. Se comporta como una partícula puntual, hasta escalas del orden de $10^{-18}m$.

El quark top es alrededor de 40 veces más pesado que el quark b (que le sigue con una masa de $m_b \approx 4,2 \text{ GeV}$) y de masa comparable a la de un átomo de Rhenio (número atómico $Z=75$). Como también es mucho más masivo que el bosón de gauge W , puede decaer en estados de dos cuerpos $t \rightarrow Wq$, con q cualquier otro quark, pero decae casi en el 100 % de los casos en el modo $t \rightarrow Wb$. Esto implica que en el Modelo Estándar con tres generaciones de fermiones, el elemento de la matriz de mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa tiene un valor $|V_{tb}| \approx 1$.

3.2.1. Lo interesante del quark top

Hasta ahora, los resultados de Tevatron y del LHC obtenidos para el quark top, están de acuerdo con lo esperado y predicho en el marco del Modelo Estándar de física de partículas. Mientras que su masa ha sido medida con precisión, otras propiedades y la dinámica de su producción y decaimiento, comienzan a ser estudiados en detalle en el LHC. Hay temas de física interesantes para ser explorados: dada su gran masa el quark top es un excelente medio de exploración del mecanismo que rompe la simetría de gauge electrodébil (eventualmente un mecanismo tipo Higgs) y servirá para distinguir y especificar las características del bosón recientemente descubierto, ya que en el Modelo Estándar el acoplamiento entre el quark top y el bosón de Higgs es proporcional a la masa del primero.

En un enfoque en el marco de teorías con lagrangianos efectivos, se espera que la nueva física (nuevas partículas, nuevas interacciones), caracterizada por una escala $\Lambda_{NP} \approx \text{TeV}$, tenga efectos a bajas energías que aparecen en un desarrollo en serie de potencias en $1/\Lambda_{NP}$. Como la masa del top es muy grande comparada con la del resto de las partículas elementales, los términos m_t/Λ_{NP} son

dominantes en el desarrollo y convierten a este quark en un escenario privilegiado para la observación de efectos de nueva física.

El quark top tiene una vida media muy corta, del orden de 10^{-25} segundos y esto le permite decaer antes de volverse parte de algún estado ligado junto con otros quarks¹. Esto ofrece la oportunidad única de estudiar las propiedades de un quark “aislado” en un rango de energías desde cientos de GeV hasta TeV. Esta situación de “desnudez” permite controlar los efectos de las interacciones fuertes sobre este quark, que deben ser entendidos para interpretar los datos experimentales. En especial, el hecho de que el quark top no hadronice antes de decaer, permite estudiar efectos de espín que se transfieren a las partículas en las que decae, en forma de correlaciones angulares. Esto posibilita testear nuevas interacciones no descritas por el Modelo Estándar, en particular interacciones que violen las simetrías P y CP, inducidas, por ejemplo, por bosones de Higgs no estándar como los estudiados en el capítulo anterior. También interesa estudiar nuevos modos de producción y decaimiento del quark, en especial si involucran nuevas partículas a ser descubiertas.

3.2.2. Perfil del quark top

Repasemos las principales características del quark top conocidas en la actualidad, destacando especialmente sus mecanismos de producción y decaimiento, en el marco de Modelo Estándar.

3.2.2.1. Masa y vida media

La masa del quark top es un parámetro libre en el SM. Determina el acoplamiento de Yukawa del quark al bosón de Higgs, y contribuye en varios observables de precisión electrodébiles, mediante las correcciones radiativas cuando participa en los loops de cálculos perturbativos. De hecho, la masa del bosón de Higgs del SM puede acotarse a partir de medidas de precisión de las masas del quark top y el bosón de gauge W ; estas medidas representan un importante test de consistencia del SM, al que se agrega la reciente observación de un nuevo bosón, con masa alrededor de 125-126 GeV en los experimentos ATLAS y CMS [23, 24].

La principal metodología utilizada para determinar la masa del quark top en los colisionadores de hadrones como Tevatron y el LHC consiste en medir la masa invariante² de los productos del decaimiento y deducir la masa del top usando sofisticados métodos de análisis. El valor actual dado por el Particle Data Group es de $m_t = 173,5 \pm 0,6 \pm 0,8 \text{ GeV}$ [43].

Su masa le permite decaer en bosones W , es decir, el decaimiento $t \rightarrow bW^+$ es cinemáticamente posible. El Modelo Estándar predice que el quark top decae casi exclusivamente de este modo, favorecido por el valor del elemento de matriz $|V_{tb}| \approx 1$ y conduce a un valor promedio de su vida media propia de $\tau_t = 1/\Gamma_t \simeq 5 \times 10^{-25} \text{ s}$. En cambio, la vida media de los hadrones que contienen un quark b, el siguiente quark más masivo, es 13 órdenes de magnitud mayor. La vida media τ_t es un orden de magnitud menor que el tiempo de hadronización $\tau_{had} = 1/\Lambda_{QCD} \approx 3 \times 10^{-24} \text{ s}$, que caracteriza el tiempo que le toma a un top o antitop formar un hadrón neutro en color debido al confinamiento. Por lo tanto, los quarks top no pueden formar mesones $t\bar{q}$ o bariones tqq' . Una consecuencia distintiva del hecho que el quark top no forme hadrones es que permite estudiar efectos de espín. La polarización de espín y / o las correlaciones espín-espín que se imprimen en un conjunto de quarks top (individuales o pares de $t\bar{t}$) por la dinámica de producción no se diluyen totalmente en la hadronización que

¹A este proceso se le llama *hadronización* y consiste en la formación de hadrones: mesones o bariones, formados por dos o tres quarks, que constituyen la materia ordinaria como los protones, neutrones, piones, etc.

²La masa invariante del sistema de partículas es la masa total en el referencial del centro de masas del sistema.

tiene lugar luego del decaimiento débil, sino que resultan en distribuciones angulares características y correlaciones de las partículas o jets del estado final en los que decaen los quarks top.

3.2.2.2. Producción

El quark top se produjo hasta ahora en dos colisionadores de hadrones: el Tevatron, en Fermilab, que colisionó protones con antiprotones a energías en el centro de masas de hasta $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ y en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en el CERN, que colisiona protones con protones, actualmente a una energía en el centro de masas de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Entre 2001 y 2011, los experimentos de Tevatron recolectaron una luminosidad integrada de aproximadamente $10,5 \text{ fb}^{-1}$ durante el llamado Run II. El LHC comenzó a colisionar protones en 2009 y las corridas de 2010-11 a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ generaron muestras de datos correspondientes a una luminosidad integrada de $5,2 \text{ fb}^{-1}$ aproximadamente. Una corrida a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ comenzó en abril de 2012 y se espera obtener una luminosidad integrada de 20 fb^{-1} para fines de 2012. Luego del período de cierre en 2013, el LHC volverá a operar con una energía en el centro de masas de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ [54].

En los colisionadores de hadrones el quark top se puede producir en pares ($t\bar{t}$) a través de interacciones fuertes, o de forma individual por medio de interacciones electrodébiles. En Tevatron, con $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$, cerca del 85 % de la tasa de producción total se debe a la aniquilación de pares de quarks y antiquarks, mientras que el 15 % restante proviene de fusión de gluones (ver figura 3.1 (d) y (a)(b)(c), respectivamente). En el LHC la producción de pares está dominada en gran parte por la fusión de gluones (80 % a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$), mientras que el resto proviene de aniquilación de pares. La sección eficaz de producción de pares $t\bar{t}$ en el LHC es del orden de 20 veces mayor que en Tevatron, lo que lo convierte en una verdadera fábrica de quarks top.

La producción de quarks top aislados proviene del intercambio de un bosón W (figura 3.3: diagramas a y b), o de la producción asociada de quarks top y W (figura 3.3: diagramas c y d). En el LHC la sección eficaz de producción es del orden del 40 % de la de producción por aniquilación de pares y es diferente para quarks top que para antiquarks top (\bar{t}) porque los protones que chocan no contienen antiquarks. La sección eficaz para quarks top es más del doble que la correspondiente para quarks anti-top en los canales con intercambio de un W , pero son iguales en los canales de producción asociada Wt .

Revisemos los mecanismos de producción de quarks top en el marco del Modelo Estándar:

Los pares se producen, según el Modelo Estándar, por medio de las interacciones fuertes, a través de fusión de gluones, o la aniquilación de pares de quark-antiquark. Los diagramas de Feynman de QCD para estos procesos se muestran en la figura 3.1.

El Modelo Estándar predice una pequeña polarización de los ensembles de quarks $t - \bar{t}$ cuando se producen en pares en las colisiones hadrónicas. Las interacciones fuertes llevan a una polarización de los quarks t y \bar{t} ortogonal al plano en el que ocurre la dispersión (formado por la dirección de las partículas incidentes y los productos en que decaen).

La correlación de los espines de los quarks t y \bar{t} se describe en la figura 3.2. Para un par de quark y antiquark incidentes, los espines de ambos están en la misma dirección (el quark tiene proyección de su espín sobre la dirección de su momento positiva y el antiquark la tiene negativa) y los quarks top y antitop que se generan, mantienen esa relación. Para un par de gluones incidentes, los espines están en direcciones opuestas (cada uno en la dirección del momento del gluón) y los quarks top y antitop que se generan, tienen también componentes de espín opuestas en esa dirección. Éstas relaciones entre los espines de los quarks top y antitop se manifiestan como correlaciones angulares entre las par-

Figura 3.1: Diagramas de Feynman para la producción de pares $t\bar{t}$ a primer orden en QCD.

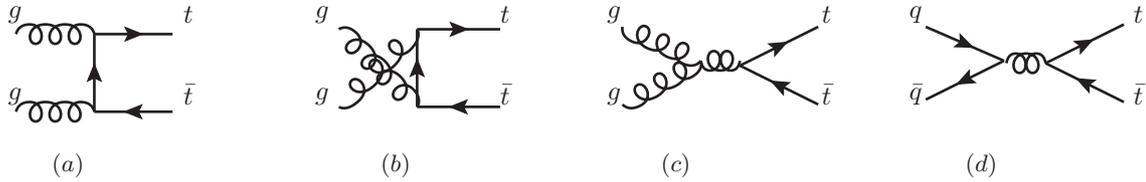
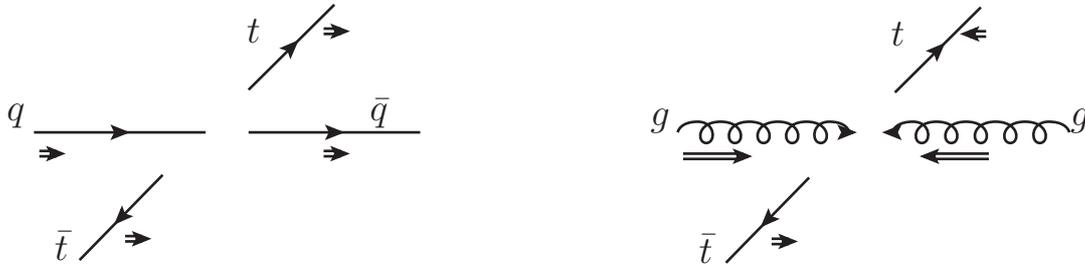


Figura 3.2: Esquema de la correlación de los espines de t y \bar{t} en los canales de producción $q\bar{q}$ y gg .

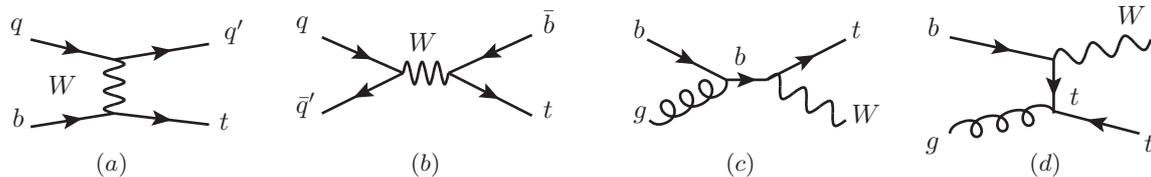


tículas en las que decaen. Más adelante definiremos los observables que permiten medir este fenómeno.

Los quarks top y antitop se producen de forma individual por medio de mecanismos que involucran a las interacciones débiles de forma esencial. Por lo tanto, estas reacciones brindan, junto con los decaimientos, oportunidades importantes para el estudio de las interacciones débiles cargadas de este quark.

En el Modelo Estándar hay tres modos principales de producción individual a partir de hadrones: por medio del intercambio de un bosón W virtual en dos canales y la producción asociada de un quark top y un bosón W real. En la figura 3.3 se muestran los diagramas de Feynman de los mecanismos mencionados.

Figura 3.3: Ejemplos de diagramas de Feynman para la producción individual de quarks top a primer orden en QCD. Producción por intercambio de W virtuales (a) (b); producción asociada tW (c) (d).



CAPÍTULO 3. EL QUARK TOP

Las reacciones descritas son fuente de quarks top altamente polarizados, que permiten investigar detalladamente la estructura e intensidad de sus interacciones electrodébiles, como veremos más adelante. También permiten testear mecanismos exóticos de producción que involucren nuevas partículas o interacciones, como la producción asociada de un quark top y un bosón tipo Higgs cargado H^+ , o incluso la aparición mediante corrientes neutras que intercambian sabor.

3.2.2.3. Decaimientos

Dado que el quark top tiene una vida extremadamente corta, sólo sus productos de decaimiento pueden ser detectados en los experimentos. Entonces, para su comparación con los datos, las predicciones teóricas deben involucrar, en general, la producción y el decaimiento de los quarks. Uno puede factorizar aproximadamente la descripción teórica de estas reacciones como la producción de quarks top individuales en la capa de masa o pares $t\bar{t}$ producidos en una cierta configuración de espín y su decaimiento posterior.

Vamos a considerar ahora los decaimientos polarizados de los quarks y antiquarks top en el Modelo Estándar. Con tres generaciones de quarks y leptones, los únicos decaimientos a dos partículas permitidos por el SM son: $t \rightarrow bW^+$, $t \rightarrow sW^+$ y $t \rightarrow dW^+$. Sus tasas de ocurrencia son proporcionales a los módulos al cuadrado de los correspondientes elementos de matriz de mezcla $V_{CKM} : |V_{tq}|^2$, con $q = b, s, d$ respectivamente.

El análisis de los datos de decaimientos débiles de hadrones da un valor de $|V_{tb}| = 0,999146_{-0,000046}^{+0,000021}$ usando la unitariedad de la matriz V_{CKM} . El promedio de medidas directas es $|V_{tb}| = 0,89 \pm 0,07$. Además, la observación de oscilación de mesones B permite extraer el valor del cociente $|V_{td}/V_{ts}| = 0,211 \pm 0,001 \pm 0,006$. Estos valores y relación de unitariedad $|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2 = 1$ implican que la tasa total de decaimiento del quark top esté completamente dominada por el proceso $t \rightarrow bW^+$.

Actualmente se mide la fracción de decaimiento [43]³:

$$B(t \rightarrow bW^+) = \frac{\Gamma(W^+b)}{\Gamma(W^+q = b, s, d)} = 0,91 \pm 0,04 \quad (3.2.1)$$

Este valor hace que el decaimiento $t \rightarrow bW^+$ sea el más estudiado en la literatura y en este trabajo nos enfocaremos en las propiedades que permiten testear la aparición de nueva física en dicho decaimiento.

3.2.3. Observables generales

En esta sección definimos los observables que se utilizan en la actualidad en el estudio de la producción y decaimiento de quarks top, en especial explotando la posibilidad de medir efectos de polarización que son la huella de las interacciones involucradas en estos procesos.

³Los anchos de decaimiento o ritmos de desintegración Γ de las partículas inestables, se definen como el cociente entre las desintegraciones que ocurren por unidad de tiempo y el número de partículas a desintegrarse. Pueden seleccionarse los decaimientos de cierto tipo: por ejemplo $\Gamma(W^+b)$ es la fracción de decaimiento de quarks top a bosones W y quarks b .

3.2.3.1. Helicidad de los bosones W

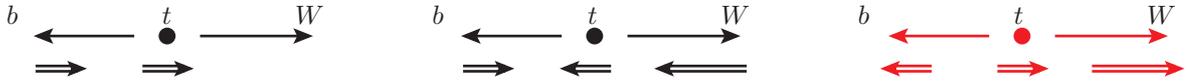
En el SM la estructura e intensidad del vértice tbW viene dada por la interacción cargada:

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{gV_{tb}}{\sqrt{2}} \{W_\mu^+ \bar{u}_i \gamma^\mu P_L d_j\} \quad (3.2.2)$$

Una prueba básica de la estructura de este vértice es la medida de las fracciones de decaimiento $F_0 = B(t \rightarrow bW(\lambda_W = 0))$ y $F_\pm = B(t \rightarrow bW(\lambda_W = \pm 1))$ a bosones W de helicidades $\lambda_W = 0, \pm 1$. Por definición, la suma de las tres fracciones de decaimiento debe ser igual a la unidad ya que el bosón W sólo tiene estos tres estados de helicidad posibles.

La estructura izquierda del vértice (P_L) y la conservación del momento angular permiten el decaimiento hacia estados de helicidad cero y negativa del W , pero la amplitud del decaimiento a un bosón con helicidad positiva está suprimida por un factor $m_b^2/m_W^2 \approx 2,7 \times 10^{-3}$ ya que no puede producirse a nivel árbol. La supresión ocurre porque el proyector P_L fuerza al quark b a tener helicidad negativa (si no tuviera masa), pero esto no es posible por la conservación del momento angular. Esto se visualiza en la figura 3.4.

Figura 3.4: Ilustración del decaimiento del quark top en un quark b y un bosón W^+ con $\lambda_W = 0, \pm 1$. Para $W^+(\lambda_W = +1)$ el quark b debe tener helicidad positiva (al más bajo orden), con probabilidad cero para $m_b \rightarrow 0$.



Los valores obtenidos al momento en ATLAS para las fracciones de helicidad son: $F_0 = 0,67 \pm 0,03 \pm 0,06$, $F_+ = 0,0 \pm 0,01 \pm 0,04$ y $F_- = 0,32 \pm 0,03 \pm 0,03$ [59]. La predicción del SM a tercer orden en QCD es $F_0 = 0,687 \pm 0,005$, $F_+ = (1,7 \pm 0,1) \times 10^{-3}$ y $F_- = -0,311 \pm 0,005 \pm 0,04$ [60].

Para el decaimiento del antitop $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ tenemos $\bar{F}_0 = F_0$, $\bar{F}_+ = F_+$ y $\bar{F}_- = F_-$ en el Modelo Estándar. Las violaciones de estas relaciones inducidas por la fase compleja δ_{CKM} que viola CP de la matriz de mezcla V_{CKM} don despreciables.

La gran fracción $F_0 \approx 0,7$ implica que el decaimiento del quark top es una fuente de bosones W polarizados longitudinalmente: de hecho es la única significativa en los experimentos del LHC (casi todos los bosones W producidos en reacciones fuertes están polarizados transversalmente). Recordemos que en el SM el estado de polarización longitudinal del bosón W^\pm se genera por la componente cargada G^\pm del doblete de Higgs. Si la dinámica del rompimiento de la simetría electrodébil es diferente al mecanismo de Higgs estándar, uno espera desviaciones del vértice tbW respecto a su estructura en el SM y la fracción F_0 debería ser sensible a ello. También, la fracción F_+ debe ser sensible a interacciones de tipo derecho (P_R) en las corrientes cargadas que involucran al quark top.

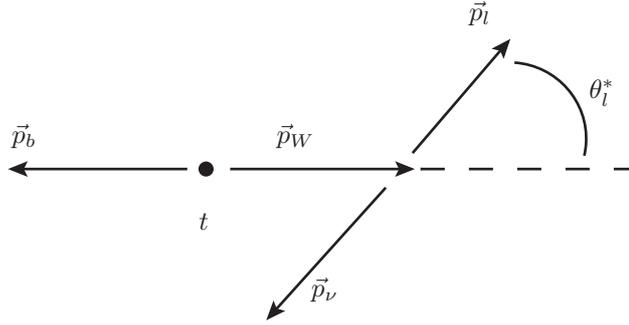
Las fracciones de decaimiento del bosón W se pueden obtener a partir de las distribuciones angulares de sus productos de decaimiento a leptones $W \rightarrow l\nu$. Por ejemplo podemos considerar el decaimiento de un quark top a un b y un W y que luego este decae a un leptón cargado (positrón o muón positivo) $l^+ = e^+, \mu^+$ y su correspondiente neutrino ν_l : $t \rightarrow bW^+ \rightarrow bl^+\nu_l$. Definamos el ángulo

⁴La helicidad de una partícula se define como la proyección del espín sobre la dirección de su momento o cantidad de movimiento. Para partículas sin masa, que se propagan a la velocidad de la luz, el valor de la helicidad es independiente del referencial desde el que se describa su movimiento.

CAPÍTULO 3. EL QUARK TOP

θ_l^* como el ángulo entre la dirección de salida del leptón en el marco de referencia de reposo del W^+ (la dirección de su vector cantidad de movimiento \vec{p}_l) y la dirección de salida del W^+ (la dirección de su vector cantidad de movimiento \vec{p}_W) en el referencial de reposo del quark top original. Ver figura 3.5.

Figura 3.5: Distribución angular del decaimiento leptónico del quark top, en su referencial de reposo.



La distribución (normalizada) de este ángulo viene dada por:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\Omega_l} = \frac{3}{8} (1 + \cos(\theta_l^*))^2 F_+ + \frac{3}{8} (1 - \cos(\theta_l^*))^2 F_- + \frac{3}{4} \sin^2(\theta_l^*) F_0 \quad (3.2.3)$$

donde Ω_l representa al ángulo sólido.

Las fracciones de helicidad se obtienen de un ajuste de la distribución observada de $\cos(\theta_l^*)$ y la restricción de que las tres sumen 1. Se pueden definir también asimetrías adelante-atrás (forward-backward) $A_{FB} = 3(F_+ - F_-)/4$ con respecto a $\cos(\theta_l^*)$. Una generalización conveniente, que permite reducir incertidumbres de las medidas es:

$$A_z = \frac{N(\cos(\theta_l^*) > z) - N(\cos(\theta_l^*) < z)}{N(\cos(\theta_l^*) > z) + N(\cos(\theta_l^*) < z)} \quad (3.2.4)$$

Las fracciones $F_{0,\pm}$ se obtienen haciendo combinaciones de A_z .

3.2.3.2. Distribuciones angulares en decaimientos semi-leptónicos y no leptónicos

Además de los decaimientos leptónicos, pueden estudiarse las distribuciones angulares en decaimientos no leptónicos o semi leptónicos del quark top, en los que este decae a un bosón W , que a su vez decae en un par de quark y antiquark de otro sabor $W \rightarrow q\bar{q}'$, o a un leptón y su neutrino $W \rightarrow l^+\nu_l$.

El espín de un ensemble de quarks top puede analizarse a través de sus decaimientos electrodébiles. Consideremos el decaimiento de un quark top en el referencial en que se encuentra en reposo. En ese referencial se puede definir el vector de polarización del top \vec{s}_t que indica la dirección de su espín. También podemos definir allí la dirección del momento \vec{p}_f de las partículas salientes (en este caso, los quarks q y \bar{q}' y leptones l^- o ν_l). A estos se les llama en general “anlizadores de espín”. Se puede obtener información acerca del espín original del top midiendo las distribuciones del ángulo θ_f formado

por \vec{p}_f y \vec{s}_t . A priori esta distribución tiene la forma:

$$\frac{1}{\Gamma_f} \frac{d\Gamma_f}{d\cos\theta_f} = \frac{1}{2} (1 + P\alpha_f) \quad (3.2.5)$$

donde P representa el grado de polarización del ensemble de quarks top⁵ y las constantes α_f son las denominadas “potencias analizadoras de espín” de la partícula f .

Para el vértice Wtb del Modelo Estándar, los leptones o los quarks tipo down en los que decae el bosón W son los mejores analizadores de espín del quark top original: se obtienen a nivel árbol los valores $\alpha_{l^+} = \alpha_{\bar{d}} = 1$, $\alpha_\nu = \alpha_q = -0,32$ [61]. Estos valores indican que para una muestra 100 % polarizada, la probabilidad de que el quark tipo down sea emitido en la dirección del espín del quark top es máxima, mientras que es cero para la emisión en la dirección opuesta.

3.2.3.3. Polarización de los quarks top

Es importante recalcar que dado que las interacciones electrodébiles están involucradas en la producción de quarks top aislados, las muestras producidas de quarks top y antitop están altamente polarizadas y sus productos de decaimiento están correlacionados con el espín del quark top, mediante la distribución angular de la ecuación 3.2.5. Esta distribución no sólo depende de la estructura del vértice Wtb sino que también depende del grado de polarización P de la muestra de quarks top producidos. El grado de polarización se define, para cierto eje (o dirección) en el que se decida cuantizar el espín de las partículas de una muestra como:

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (3.2.6)$$

donde se toma el cociente entre la diferencia del número de partículas polarizadas según el sentido positivo de ese eje N_\uparrow y el sentido negativo N_\downarrow y el total dado por la suma. La fracción de partículas polarizadas en uno u otro sentido vendrá dada por $(1 \pm P)/2$.

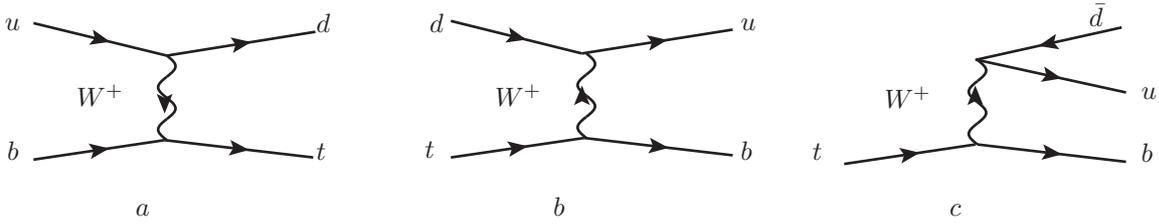
Este grado de polarización caracteriza la dinámica de producción de los quarks top y la presencia de eventuales contribuciones significativas provenientes del intercambio de nuevas partículas dejaría su marca en este observable. La distribución angular de la ecuación 3.2.5 y su análoga para decaimientos del antitop contienen información importante acerca de la dinámica de producción y decaimiento de estos quarks.

Para una dinámica específica, el grado de polarización P dependerá de la elección del eje (la dirección) en la que se elige cuantizar el espín del top. En el marco del Modelo Estándar se ha estudiado en detalle el tema para la producción de quarks top aislados mediante el mecanismo de la figura 3.3 (a) en el LHC [62]. Teniendo en cuenta que para dichos procesos la aparición de quarks down en el estado final $tb \rightarrow ud$ ocurre en un 80 % de los casos, y gracias a que la simetría de cruce relaciona la amplitud a más bajo orden para este proceso y la del decaimiento no leptónico $t \rightarrow bu\bar{d}$ de la sección anterior (ver figura 3.6), podemos deducir que el espín del quark top está correlacionado de forma máxima con la dirección del quark down saliente. Es conveniente entonces elegir como eje para la cuantización del espín de los quarks top producidos por este mecanismo, la dirección de salida del quark down (o del jet de partículas en las que hadroniza posteriormente) definida en el referencial de reposo del quark top. A esta dirección se le llama “base del jet espectador” ya que el quark down no interactúa directamente con el top, es un quark “espectador” en este proceso. En esta base se tiene, entonces, casi un 100 % de los quarks top polarizados en la dirección del jet espectador ($P \approx 1$). En

⁵Se define en la siguiente subsección.

el caso de la producción de quarks antitop, la probabilidad de que el jet espectador provenga de la hadronización de un quark tipo down es sólo 31 % pero de todos modos la base del jet espectador (aunque no provenga de un quark tipo down) es buena para cuantizar el espín [52].

Figura 3.6: La simetría de cruce relaciona las amplitudes a nivel árbol para los procesos de los diagramas b y c, en los que se intercambia un quark d en el estado inicial, por un antiquark \bar{d} en el estado final.



El hecho de contar con quarks top polarizados permitirá definir observables sensibles a los *acoplamientos tensoriales anómalos* del quark top, cuyo cálculo en modelos extendidos con dos dobletes de Higgs es el objetivo central de esta tesis.

3.3. Momentos anómalos del quark top

En esta sección definimos los momentos anómalos del quark top, a partir de la parametrización más general del elemento de matriz que describe su principal modo de decaimiento. En particular, nos enfocamos en los acoplamientos tensoriales y sus principales características. Además, analizamos los efectos de la violación de CP sobre los acoplamientos tensoriales y revisamos los cálculos teóricos realizados a la fecha, en el marco del Modelo Estándar y teorías con nueva física.

3.3.1. La amplitud \mathcal{M}_{tbW}

La estructura del vértice tbW^+ puede estudiarse parametrizando la amplitud \mathcal{M}_{tbW} del decaimiento $t(p) \rightarrow b(p')W^+(q)$ en función de la estructura de Lorentz más general para partículas en la capa de masa de la siguiente forma:

$$\mathcal{M}_{tbW} = -\frac{e}{\sin \theta_w \sqrt{2}} \epsilon^{\mu*} \bar{u}_b(p') \left[\gamma_\mu (V_L P_L + V_R P_R) + \frac{i \sigma_{\mu\nu} (q)^\nu}{M_W} (g_L P_L + g_R P_R) \right] u_t(p) \quad (3.3.1)$$

donde $\bar{u}_b(p')$ y $u_t(p)$ representan los espinores correspondientes al quark b saliente de cuadrimento p' y el top entrante de cuadrimento p respectivamente, $\epsilon^{\mu*}$ representa el vector de polarización del W^+ saliente de cuadrimento $q = p - p'$, M_W su masa y $P_{L,R} = (1 \mp \gamma^5)/2$ son los proyectores de quiralidad izquierda y derecha.

Los factores de forma V_L y V_R , parametrizan los acoplamientos proporcionales a la estructura $\gamma_\mu P_{L,R}$, mientras que g_L y g_R , llamados *momentos magnéticos tensoriales*, parametrizan los acoplamientos proporcionales a $i \sigma_{\mu\nu} (q)^\nu P_{L,R}$, con $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ y a priori pueden ser números complejos.

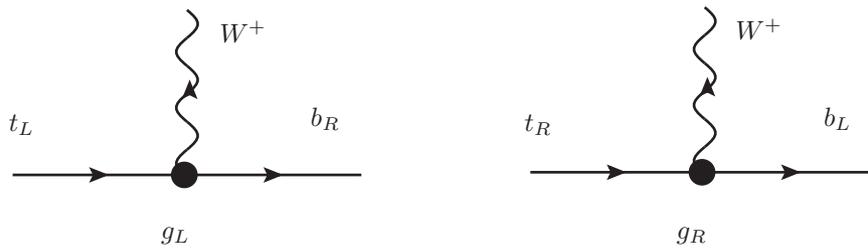
3.3. MOMENTOS ANÓMALOS DEL QUARK TOP

Esta expresión para la amplitud permite estudiar el decaimiento $t \rightarrow bW^+$ independientemente del modelo teórico utilizado y en particular es útil para parametrizar la física desconocida a escalas de grandes energías, estudiando las contribuciones de posibles nuevas interacciones y la presencia de nuevas partículas a los distintos factores de forma. Otra descripción posible utiliza un lagrangiano *efectivo* describiendo los efectos de baja energía originados a escalas mayores por medio de términos no renormalizados, invariantes bajo las simetrías de gauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ del Modelo Estándar. Estos se escriben en términos del espectro de partículas de baja energía de los campos del Modelo Estándar, asumiendo que el posible espectro de partículas de nueva física se encuentra en niveles de energía muy por encima de la escala electrodébil [63–65].

A nivel árbol en el Modelo Estándar, los factores de forma son $V_L = V_{tb}$, el elemento de la matriz de mezcla V_{CKM} que acopla al quark top con el b y $V_R = g_{L,R} = 0$, obteniéndose la amplitud correspondiente a la corriente cargada de la ecuación 3.2.2. Los factores V_R y $g_{L,R}$ aparecen como correcciones cuánticas a mayor orden en el Modelo Estándar. En teorías renormalizables como algunas extensiones de dicho modelo, pueden aparecer valores no nulos para V_R a nivel árbol, mientras que los acoplamientos tensoriales $g_{R,L}$ aparecen como correcciones cuánticas a un loop. Tampoco están excluidas experimentalmente desviaciones del valor estándar de $|V_{tb}| \approx 1$ pudiendo abrir también una ventana a la aparición de nueva física.

Los acoplamientos tensoriales son cantidades que aparecen como correcciones cuánticas finitas en diagramas con loops, que no reciben contribuciones por contra-términos de renormalización a un loop. Además y al contrario de lo que ocurre con V_R , los tensores $g_{R,L}$ son cantidades seguras en el infrarrojo, es decir, no divergen cuando en los diagramas hay involucradas partículas sin masa. A su vez, son cantidades independientes de la fijación de gauge elegida, que pueden ser medidas con observables adecuados, como veremos más adelante.

Figura 3.7: Cambios de quiralidad generados por los acoplamientos magnéticos anómalos $g_{R,L}$



Los acoplamientos magnéticos anómalos g_R y g_L son funciones adimensionadas del cuadrado del momento del bosón W^+ saliente q^2 y cambian la quiralidad entre el quark top entrante al vértice y el b saliente (figura 3.7). Esto se puede visualizar de la siguiente manera: para que el quark b saliente tenga quiralidad izquierda (L) deberá acoplarse mediante g_R ya que:

$$\bar{u}_{bL} = u_{bL}^\dagger \gamma_0 = P_L u_b^\dagger \gamma_0 = u_b^\dagger P_L^\dagger \gamma_0 = u_b^\dagger \gamma_0 P_R = \bar{u}_b P_R \quad y \quad u_{tR} = P_R u_t \quad (3.3.2)$$

entonces la única combinación posible no nula es:

$$\bar{u}_b P_R (-i \sigma_{\mu\nu} q^\nu g_R P_R) P_R u_t \quad (3.3.3)$$

ya que el término correspondiente a g_L se anula al multiplicar un proyector izquierdo y uno derecho. Lo mismo ocurre para un quark b saliente de quiralidad derecha: deberá acoplarse mediante g_L . Esta propiedad será importante para cuantificar las contribuciones de los diferentes diagramas que contribuyen a los acoplamientos tensoriales anómalos, tanto en el Modelo Estándar como en los modelos extendidos que estudiaremos en profundidad en el capítulo siguiente.

3.3.2. Violación de CP en el vértice tbW

Para analizar la violación de CP en el vértice tbW es conveniente reescribir las amplitudes para el decaimiento del quark top y el antitop aislando la contribución del elemento de matriz V_{tb} de otras posibles contribuciones al factor de forma V_L de la siguiente manera:

$$\mathcal{M}_{tbW^+} = -\frac{e}{\sin\theta_w\sqrt{2}}\epsilon^{\mu*}\bar{u}_b \left[\gamma_\mu((V_{tb} + f_L)P_L + f_R P_R) + \frac{i\sigma_{\mu\nu}(q)^\nu}{M_W}(g_L P_L + g_R P_R) \right] u_t \quad (3.3.4)$$

Para el decaimiento $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ escribimos la amplitud correspondiente como:

$$\mathcal{M}_{\bar{t}bW^-} = -\frac{e}{\sin\theta_w\sqrt{2}}\epsilon^{\mu*}\bar{v}_t \left[\gamma_\mu((V_{tb}^* + f'_L)P_L + f'_R P_R) + \frac{i\sigma_{\mu\nu}(q)^\nu}{M_W}(g'_L P_L + g'_R P_R) \right] v_b \quad (3.3.5)$$

La violación de CP inducida por el elemento de matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa V_{tb} es muy pequeña, como mencionamos en el capítulo 1, y es inobservable.

- La invariancia CP implica las siguientes relaciones entre los factores de forma para los decaimientos del top y el antitop:

$$CP \rightarrow f'_{L,R} = f_{L,R} \quad g'_{L,R} = g_{L,R} \quad (3.3.6)$$

- La violación de CP implica que los acoplamientos tengan partes imaginarias opuestas:

$$CPV \rightarrow Im(f'_{L,R}) = -Im(f_{L,R}) \quad Im(g'_{L,R}) = -Im(g_{L,R}) \quad (3.3.7)$$

- La presencia de fases absorbtivas, inducidas en los diagramas a un loop por la presencia de estados intermedios en la capa de masa genera en los acoplamientos tensoriales partes imaginarias iguales para ambos decaimientos:

$$\text{Partes absorbtivas} \rightarrow Im(g'_{L,R}) = Im(g_{L,R}) \quad (3.3.8)$$

Analicemos el caso de los acoplamientos tensoriales anómalos, que pueden tener partes imaginarias generadas por estados intermedios en la capa de masa. Podemos escribir las fases de los factores de forma $g_{L,R}$ y $g'_{L,R}$ como sumas y diferencias de dos tipos de fases: una correspondiente a la presencia de partes absorbtivas en los diagramas a un loop, $\delta_{L,R}$, invariante por la transformación CP y otra

3.3. MOMENTOS ANÓMALOS DEL QUARK TOP

correspondiente a violación de CP genuina, $\phi_{L,R}$. En la sección 1.3.5 las llamamos fases “fuertes” y “débiles” respectivamente⁶.

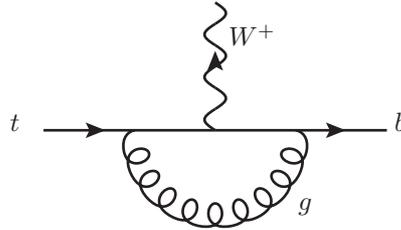
$$g_{L,R} = |g_{L,R}| \exp(i\delta_{L,R} + i\phi_{L,R}) \quad g'_{L,R} = |g_{L,R}| \exp(i\delta_{L,R} - i\phi_{L,R}) \quad (3.3.9)$$

En el caso de no tener partes absorbtivas ($\delta_{L,R} = 0$) obtenemos las relaciones (3.3.7), mientras que la conservación de CP ($\phi_{L,R} = 0$) implica las relaciones (3.3.8), que están implícitas en (3.3.6).

3.3.3. Predicciones teóricas para g_R y g_L

En el Modelo Estándar, la contribución dominante a los acoplamientos tensoriales proviene de de correcciones a un loop de cromodinámica cuántica (QCD) generadas por intercambio de gluones. El diagrama interviniente es el que se muestra en la figura 3.8 y los valores obtenidos son: $g_R = -6,61 \times 10^{-3}$ [66] y $g_L = -1,12 \times 10^{-4}$ [67].

Figura 3.8: Diagrama de Feynman para la corrección a un loop en QCD de $g_{R,L}$



Recientemente se calcularon las correcciones generadas por los diagramas a un loop con partículas intermedias en el sector electrodébil [67]. Los valores obtenidos, para una masa del bosón de Higgs estándar $m_{h^0} = 150 \text{ GeV}$ son: $g_R = -(0,56 + 1,23i) \times 10^{-3}$ y $g_L = -(9,2 + 1,4i) \times 10^{-5}$. Para un escalar de masa $m_{h^0} = 126 \text{ GeV}$ como el recientemente descubierto son: $g_R = -(0,46 + 1,23i) \times 10^{-3}$ y $g_L = -(9,3 + 1,5i) \times 10^{-5}$. Las partes imaginarias aparecen debido a partes absorbtivas en algunos diagramas. Las correcciones electrodébiles para las partes reales de los acoplamientos son del orden del 10 % de los valores dominantes de QCD. Las contribuciones totales a un loop en el Modelo Estándar son entonces:

$$g_R^{SM} = -(7,17 + 1,23i) \times 10^{-3} \quad g_L^{SM} = -(1,212 + 0,014i) \times 10^{-3} \quad (3.3.10)$$

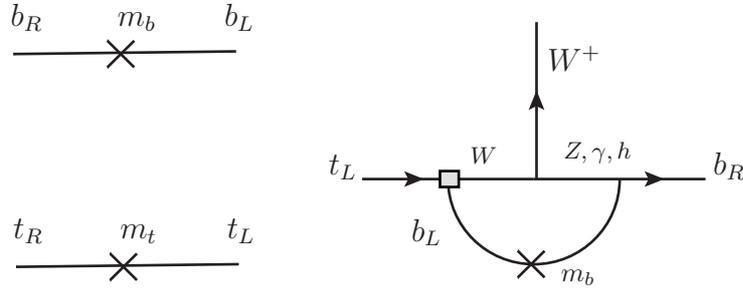
Las contribuciones electrodébiles para g_L son menores a las de g_R , debido a los flujos de quiralidad en los diagramas con el vértice tbW estándar. Como vimos en la sección 3.3, los acoplamientos anómalos son cantidades que cambian la quiralidad entre los quarks entrantes y salientes al vértice. El factor de forma tensorial izquierdo g_L acopla a un quark b derecho y un top izquierdo y g_R acopla a un quark b izquierdo y un top derecho. El vértice tbW en el Modelo Estándar incluye un proyector P_L , por lo que sólo acopla quarks b izquierdos con quarks top izquierdos. Las correcciones a g_L , en presencia del vértice del Modelo Estándar, requieren entonces que el quark b cambie su quiralidad. Esto se representa diagramáticamente como una *inserción de masa*, en la que se genera un término tipo masa $m_b b_R b_L$. Por ende, las contribuciones a g_L en presencia del vértice estándar son proporcionales a la masa del quark b m_b . De forma análoga, las contribuciones a g_R requerirán que al quark

⁶Asumimos por simplicidad que los módulos de $g_{L,R}$ y $g'_{L,R}$ son iguales.

CAPÍTULO 3. EL QUARK TOP

top derecho entrante cambie su quiralidad y eso introduce una inserción de masa m_t . Sin embargo, el factor relativo $m_b/m_t \approx 0,03$ que a priori suprimiría el valor de g_L , no domina completamente el valor numérico del resultado final obtenido para g_L , debido a efectos accidentales en el valor numérico y signo de las contribuciones de los diagramas involucrados. De todos modos, la relación $|g_R| \gg |g_L|$ es una característica que se repetirá en las contribuciones de modelos extendidos, como los modelos con dos dobletes de Higgs, en los que intervenga el vértice estándar.

Figura 3.9: Inserciones de masa en el SM: se muestra un diagrama que contribuye a g_L , con una inserción de m_b en una línea de quark b.



En la literatura existen también predicciones para los valores de los acoplamientos tensoriales anómalos del quark top en teorías más allá del Modelo Estándar, que no sólo inducen valores no nulos para $g_{L,R}$, sino que pueden incluir nuevos modos de decaimiento exóticos (como el ya mencionado decaimiento a un bosón de tipo Higgs cargado $t \rightarrow bH^+$). El modo dominante $t \rightarrow bW^+$ ha sido estudiado en varias extensiones del Modelo Estándar. En particular, el ritmo de decaimiento y las fracciones de decaimiento polarizadas se estudiaron en varias teorías como Modelos con dos dobletes de Higgs (2HDM), la extensión supersimétrica mínima del Modelo Estándar (MSSM) y Top-color assisted Technicolor (TC2). Existe una revisión de esos resultados en [68], donde además los autores estiman los acoplamientos anómalos para algunos de estos modelos.

De particular interés para este trabajo es el cálculo que realizan en el marco de un modelo con dos dobletes de Higgs Tipo II (introducido en el capítulo 2), con un potencial de Higgs que conserva CP. Explorando rangos de parámetros para las masas de los bosones escalares neutros de $m_h, m_H, m_A \geq 120 \text{ GeV}$, el escalar cargado $m_{H^+} \geq 320 \text{ GeV}$ y el rango del parámetro $\tan\beta$: $0,5 \leq \tan\beta \leq 50$, obtienen como marca general $|g_R| \gg |g_L|$, debido al flujo de quiralidad ya mencionado y también $|Re(g_R)| \gg |Im(g_R)|$, dado que la condición sobre la masa del escalar cargado impide generar partes absorbivas en los nuevos diagramas a un loop para el decaimiento del top que se aparecen en el modelo. Tomando valores pequeños de $\tan\beta$ encuentran valores de g_R hasta $0,5 \times 10^{-3}$, que decaen a $0,2 \times 10^{-3}$ para valores grandes de $\tan\beta$. Haciendo un análisis con un potencial que incluye violación de CP, permitiendo la mezcla de escalares neutros h y H con el pseudo-escalar A , obtienen $|Im(g_R)| \leq 3,5 \times 10^{-4}$, descartando la presencia de posibles fases absorbivas. Las características generales para los valores de los acoplamientos tensoriales se repiten en el cálculo en el MSSM. Estos valores son comparables a los obtenidos por las correcciones electrodébiles estándar y esto implicará que los análisis deberán tener en cuenta estas correcciones para distinguir las contribuciones que provengan genuinamente de la aparición de nueva física en el vértice. Para los modelos TC2 pueden obtener valores de $g_R \approx 0,01$, mucho mayores que la contribución de QCD estándar.

3.4. Observables para medir los acoplamientos anómalos

Los observables generales definidos en la sección 3.2.3 permiten acceder a los acoplamientos tensoriales de forma indirecta, pero como veremos ahora, mediante un estudio detallado de la matriz densidad de espín para el decaimiento $t \rightarrow bW$ y teniendo en cuenta la posibilidad de contar con quarks top polarizados, es posible definir observables que permiten un acceso directo a los acoplamientos tensoriales y son particularmente sensibles a sus partes imaginarias, lo que los hace especialmente adecuados para el estudio de la eventual violación de CP en el vértice tbW .

3.4.1. Matriz densidad de espín

En el trabajo [69]⁷, los autores realizan un estudio de la matriz densidad de espín para el decaimiento de quarks top polarizados a bosones W^+ polarizados y quarks b masivos no polarizados, en un enfoque independiente de modelos teóricos, utilizando una parametrización del vértice en términos de un lagrangiano efectivo:

$$\mathcal{L}_{tbW} = -\frac{e}{\sqrt{2}\sin\theta_w}\bar{b}\gamma^\mu\left[(V_L P_L + V_R P_R) - \frac{i\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{M_W}(g_L P_L + g_R P_R)tW_\mu^-\right] + h.c. \quad (3.4.1)$$

Se parametriza la dirección del espín del quark top en su referencial de reposo como:

$$s_t = (0, \sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta) \quad (3.4.2)$$

y se toma la base de helicidad para el espín del W , eligiendo la dirección de su momento \vec{q}_W según el eje z positivo en este referencial. Los elementos de la matriz densidad de espín para las componentes de helicidad del W ($\lambda_W = i = 0, \pm 1$) se definen en función de las amplitudes de helicidad $\mathcal{A}(t \rightarrow W_i b)$. Estas representan la amplitud del decaimiento del quark top con componente de espín $\lambda_t = \pm 1/2$, a un W con helicidad $\lambda_W = 0, \pm 1$ y un quark b con proyección de espín $\lambda_b = \pm 1/2$:

$$\mathcal{A}(\lambda_b, \lambda_w, \lambda_t) = u_b^\dagger(\lambda_b)\gamma^0\left(\gamma^\mu(V_L P_L + V_R P_R) - \frac{i\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{M_W}(g_L P_L + g_R P_R)\right)\epsilon^{\mu*}(\lambda_W)u_t(\lambda_t) \quad (3.4.3)$$

Los elementos de la matriz densidad de espín para el decaimiento con un quark b final no polarizado se obtienen sumando en sus posibles polarizaciones como:

$$M_{ij} = \sum_{\lambda_b} \mathcal{A}(t \rightarrow W_i b)\mathcal{A}^*(t \rightarrow W_j b) \quad (3.4.4)$$

Se obtienen entonces los elementos de matriz densidad de espín $M_{ij} = M_{00}, M_{0+}, M_{-+} \dots$ como funciones adimensionadas de los ángulos θ, ϕ , las masas de los quarks y los acoplamientos $V_{L,R}$ y $g_{L,R}$.

Los anchos de decaimiento $\Gamma_{0,\pm}$ se obtienen integrando el elemento de la matriz densidad correspondiente M_{00}, M_{++}, M_{--} (incluyendo los factores de espacio de fase del decaimiento a dos partículas) en los ángulos θ y ϕ . A partir de ellos se tienen las fracciones de decaimiento $F_{0\pm}$ y la distribución angular de la ecuación 3.2.3. Notemos que sólo se involucran los elementos en la diagonal de la matriz densidad de espín y el resto permanecen inaccesibles a estos observables.

⁷Un cálculo anterior en el Modelo Estándar se encuentra en [70].

Del cálculo en [69] se desprende que los únicos elementos de matriz que involucran las partes imaginarias de los acoplamientos tensoriales $g_{L,R}$ son $M_{0+} = M_{+0}^*$ y $M_{0-} = M_{-0}^*$. Estos elementos de matriz no son accesibles mediante los observables definidos a lo largo de las secciones anteriores: los autores introducen nuevos observables adecuados para decaimientos de quarks top polarizados, que sacan provecho de la geometría del sistema y logran acceder a estos elementos de matriz, que serán muy importantes para el estudio de las eventuales violaciones de CP provocadas por fases complejas en los acoplamientos tensoriales anómalos.

3.4.2. Nuevos observables

Como se observó en la sección 3.2.3.3, en el LHC se cuenta con quarks top polarizados, generados por los mecanismos de producción que involucran acoplamientos electrodébiles. En esta sección definimos observables para estos quarks top polarizados.

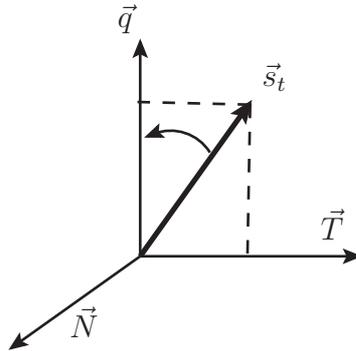
Para decaimientos de quarks top no polarizados, la única dirección con significado físico en el referencial de reposo del top es la de los momentos del bosón W (\vec{q}) y el quark b ($-\vec{q}$) salientes. Sin embargo, para quarks top polarizados se pueden considerar dos nuevas direcciones, como muestra la figura 3.10:

1. la dirección transversal \vec{T} , definida como el eje ortogonal al momento \vec{q} del W y contenida en el plano definido por éste y la dirección del espín del top \vec{s}_t ,
2. la dirección normal \vec{N} , ortogonal al plano definido por \vec{q} y \vec{s}_t .

Los vectores transversal y normal se definen como:

$$\vec{N} = \vec{s}_t \times \vec{q} \quad \vec{T} = \vec{q} \times \vec{N} \quad (3.4.5)$$

Figura 3.10: Ejes de espín definidos para el decaimiento de un quark top polarizado.



Para estas dos nuevas direcciones, se definen anchos de decaimiento parciales: $\Gamma_{0,\pm}^T$, $\Gamma_{0,\pm}^N$ que miden el ritmo de decaimiento a bosones W con estas componentes de polarización según la dirección transversal y normal, respectivamente. Se obtienen directamente haciendo el cálculo con nuevos vectores de polarización para el W , o rotando los elementos de la matriz densidad de espín convenientemente.

En particular, los anchos de decaimiento en la dirección normal Γ_{\pm}^N acceden la parte imaginaria de los acoplamientos tensoriales y el término dominante es proporcional a $\pm Im(V_L g_R^*)$. Esto implica

3.4. OBSERVABLES PARA MEDIR LOS ACOPLAMIENTOS ANÓMALOS

que una polarización neta del bosón W en la dirección normal ($\Gamma_+^N \neq \Gamma_-^N$) sólo puede producirse si existen fases complejas en los acoplamientos anómalos del vértice de decaimiento. Esta es una propiedad exclusiva de la dirección normal definida para decaimientos polarizados. Aunque la polarización transversal, la helicidad del W y la distribución de la ecuación 3.2.5 dependen cuadráticamente de la parte imaginaria de los acoplamientos anómalos a través de módulos al cuadrado, su medida no puede señalar claramente la presencia de fases complejas en el vértice tbW como la polarización normal, mediante un término de interferencia lineal como $Im(V_L g_R^*)$, teniendo en cuenta que se espera que $V_L \approx 1$. La utilidad para detectar nueva física de observables como las polarizaciones normal y transversal ya fue probada para leptones tau en sistemas de mesones B [71, 72] y en la resonancia del Z [73].

En general los quarks top no tienen un grado de polarización P de 100 % según ningún eje, por lo que es conveniente definir las fracciones de decaimiento normal y transversal en función de cantidades *efectivas* que realmente se miden:

$$\begin{aligned}\tilde{F}_+^{T,N} &= \left[\frac{1+P}{2} F_+^{T,N} + \frac{1-P}{2} F_-^{T,N} \right] \\ \tilde{F}_-^{T,N} &= \left[\frac{1+P}{2} F_-^{T,N} + \frac{1-P}{2} F_+^{T,N} \right] \\ \tilde{F}_0^{T,N} &= F_0^{T,N}\end{aligned}\tag{3.4.6}$$

Para decaimientos de quarks top no polarizados, las fracciones resultantes son simétricas ($\tilde{F}_+^{T,N} = \tilde{F}_-^{T,N}$) como se espera de argumentos de simetría. Sin embargo no son isotrópicas ($\tilde{F}_+^{T,N} \neq \tilde{F}_0^{T,N}$) porque la dirección del momento del W sigue siendo privilegiada.

Se definen entonces las distribuciones angulares de la ecuación 3.2.3 en términos de las fracciones de decaimiento normal transversal $\tilde{F}_{0,\pm}^{T,N}$ y pueden medirse experimentalmente en el LHC de la siguiente forma:

1. En el referencial de reposo del top, se obtienen las direcciones transversal y normal de la ecuación 3.4.5 usando para \vec{s}_t alguna dirección espacial en la que los quarks top se produzcan con alta polarización, como la dirección del jet espectador para la producción de quarks top aislados vista en la sección 3.2.3.3.
2. El momento del leptón cargado $l^+ = e^+, \mu^+$ en el referencial de reposo del W se obtiene a partir de un boost de su momento en el referencial de reposo del top.
3. Los ángulos $\theta_l^{T,N}$ son los ángulos entre la dirección de salida del leptón y los vectores \vec{T} y \vec{N} determinados antes, respectivamente.

Otros observables que dan información relevante acerca de los acoplamientos anómalos son las asimetrías como las definidas en la ecuación 3.2.4. En particular, para decaimientos polarizados se puede sacar provecho de las direcciones normal y transversal al poder medir los ángulos $\theta_l^{T,N}$. Al elegir $z = 0$ en la ecuación 3.2.4 se obtienen las asimetrías adelante-atrás (FB) y midiendo las distribuciones de los ángulos $\cos\theta_l^{T,N}$ se definen las asimetrías:

$$A_{FB}^{T,N} = \frac{3}{4} \left[\tilde{F}_+^{T,N} - \tilde{F}_-^{T,N} \right] = \frac{3}{4} P \left[F_+^{T,N} - F_-^{T,N} \right]\tag{3.4.7}$$

En especial, la asimetría A_{FB}^N se anula para acoplamientos anómalos reales (y particularmente en

el Modelo Estándar) y es muy sensible a $Im(g_R)$. Para g_R pequeño y tomando $V_L = 1$, $V_R = g_L = 0$, se obtiene [69]

$$A_{FB}^N = 0,64 P Im(g_R) \quad (3.4.8)$$

Hay que tener en cuenta que esta asimetría puede dar violaciones de CP no genuinas, inducidas por partes absorbtivas de los diagramas involucrados en el decaimiento para un modelo particular, provocadas por partículas más livianas que el quark top (como el propio bosón tipo Higgs recientemente observado en el LHC). Es conveniente sumar las asimetrías para los decaimientos de quarks top y antitop que señalan sin ambigüedad la presencia de violación de CP:

$$A_{FB}^{CP} = A_{FB}^N(t) + A_{FB}^N(\bar{t}) \quad (3.4.9)$$

Otra elección conveniente para las asimetrías angulares en $\cos\theta_l$ es tomar $z = \mp(2^{2/3} - 1)$ y definir asimetrías $A_{\pm}^{T,N}(z = \mp(2^{2/3} - 1))$. Esto hace que las asimetrías resultantes sólo dependan de dos fracciones de polarización efectivas y cancela la dependencia en los acoplamientos $V_{L,R}$. Aunque las asimetrías angulares $A_{FB}^{T,N}$, $A_{\pm}^{T,N}$ no aportan más información que las fracciones de polarización $\tilde{F}_{0,\pm}^{T,N}$, su medida es más conveniente desde el punto de vista experimental ya que no requieren ajustar las distribuciones de $\cos\theta_l$.

3.4.3. Estatus experimental de los acoplamientos y cotas existentes

En esta sección revisamos el estatus actual de las cotas experimentales directas e indirectas que existen a la fecha sobre los valores de los acoplamientos tensoriales anómalos en el vértice tbW .

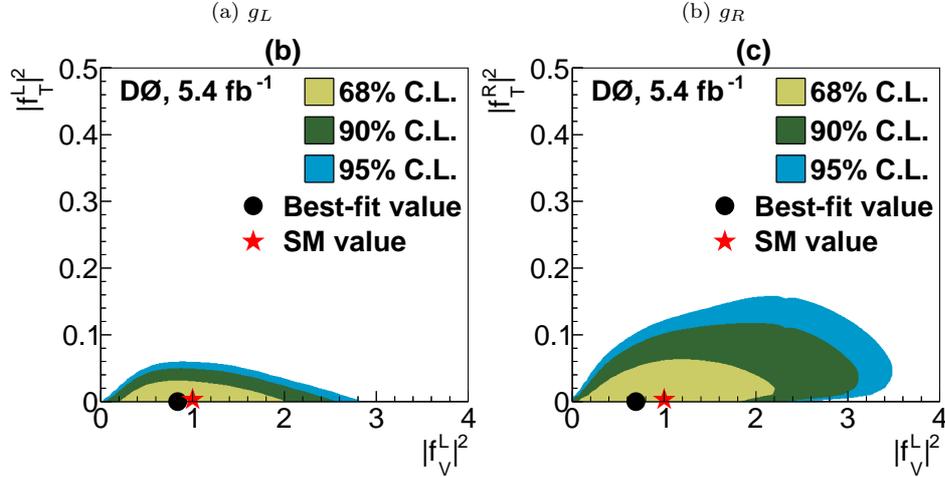
Actualmente las medidas directas de los acoplamientos anómalos tensoriales se realizan en los experimentos CDF y D0 en Tevatron, que cerró su período de operaciones en 2011, pero continúa publicando análisis de los datos obtenidos y en el LHC en los experimentos ATLAS y CMS. Se obtienen también cotas indirectas a partir de la fracción de decaimiento $b \rightarrow s\gamma$ en fábricas de partículas B, que hasta el momento presentan las mejores cotas para el acoplamiento izquierdo. En esta sección revisaremos estos resultados.

Los últimos resultados publicados por la colaboración D0, analizando datos de Tevatron [74], describen una combinación de medidas recientes de helicidad de bosones W [75] y de producción de quarks top aislados [76], de las que obtienen distribuciones de densidad de probabilidad para los factores de forma anómalos. Tomando los factores como magnitudes reales, se investigan escenarios en los que relevan la densidad de probabilidad de un factor de forma $g_{L,R}, V_R$ (su módulo al cuadrado) en función del valor del módulo al cuadrado de V_L , fijando los otros dos a cero alternativamente. Para g_L obtienen la figura 3.11a, y para g_R la figura 3.11b. Los límites para $V_L = 1$ son: $|g_L|^2 \leq 0,05$ y $|g_R|^2 \leq 0,12$.

En el LHC, las colaboraciones ATLAS y CMS publicaron recientemente cotas sobre los acoplamientos anómalos, analizando datos obtenidos en 2010 y 2011. CMS ha puesto límites sobre los acoplamientos anómalos en dos escenarios [77]: (i) asumiendo $V_L = 1$, $V_R = g_L = 0$ y dejando $Re(g_R)$ como parámetro libre y (ii) dejando libre la posibilidad de observar un valor no nulo de V_R . El primer enfoque da como mejor ajuste $Re(g_R) = -0,070 \pm 0,053_{-0,081}^{+0,073}$. Las regiones permitidas para 68 y 95 % CL en el plano $Re(g_L), Re(g_R)$ en el segundo enfoque se muestran en la figura 3.12, junto con el resultado correspondiente de ATLAS. Los intervalos unidimensionales de 95 % CL obtenidos por

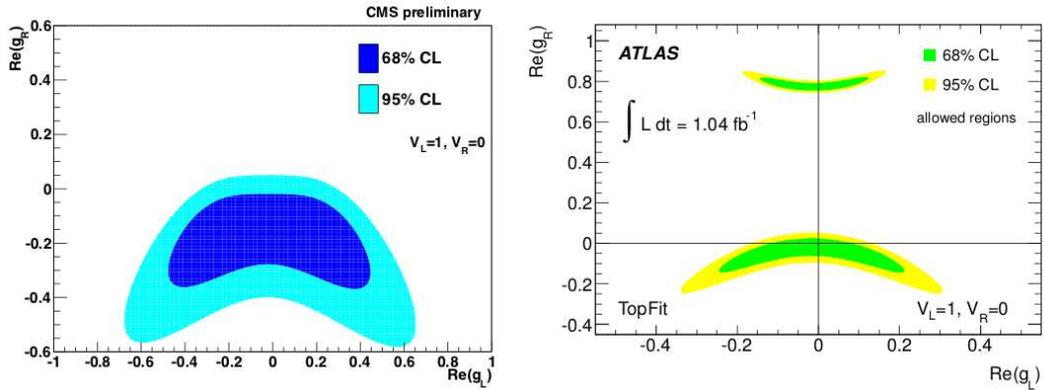
3.4. OBSERVABLES PARA MEDIR LOS ACOPLAMIENTOS ANÓMALOS

Figura 3.11: Distribución de densidades de probabilidad para la combinación de medidas de helicidad de W y producción de quarks top aislados en Tevatron [74].



ATLAS son $-0,14 < Re(g_L) < 0,11$ y $-0,08 < Re(g_R) < 0,04$ [59]. Hay que remarcar que la región $Re(g_R) \simeq 0,8$ está desfavorecida por las medidas de producción de quarks top aislados, tanto en Tevatron como en el LHC y no se muestra en la figura de CMS.

Figura 3.12: Regiones permitidas a 68 y 95 % CL en el plano $Re(g_L), Re(g_R)$ medidas en CMS (izquierda) [77], ATLAS (derecha) [59] a partir de medidas de fracciones de helicidad de bosones W en decaimientos del quark top.

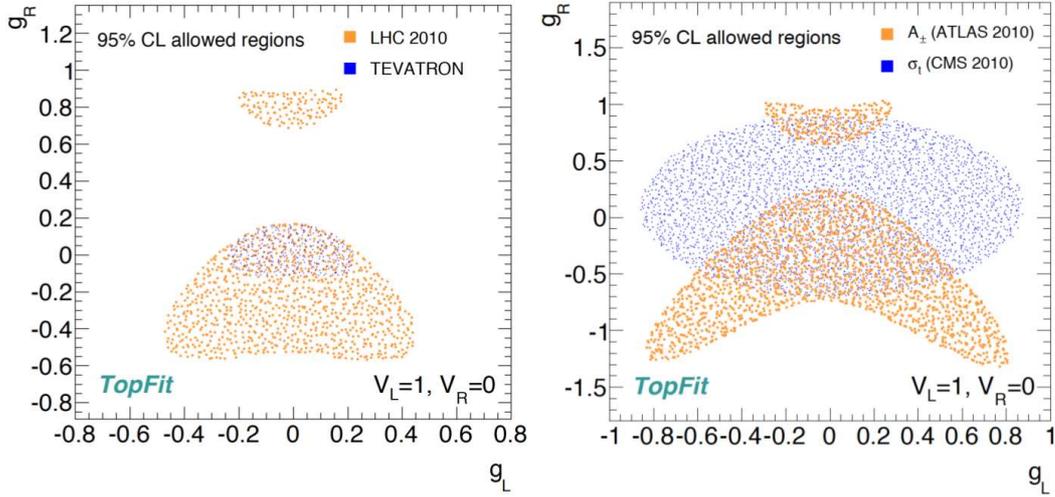


A partir de los resultados del LHC, asumiendo que ambos acoplamientos tensoriales son reales y $V_L = 1, V_R = 0$, se obtienen los límites de la figura 3.13 basados en resultados de producción aislada de quarks top en CMS y asimetrías A_{\pm} de ATLAS (izquierda) y usando los resultados combinados de CMS y ATLAS en el LHC, comparando con Tevatron, se obtiene los límites de la figura 3.13 (derecha) [78].

Las cotas indirectas a partir de la fracción de decaimiento $b \rightarrow s\gamma$ en fábricas de partículas B, han sido estudiadas en [79], y más recientemente en [80]. Estos últimos resultados, que muestran las cotas

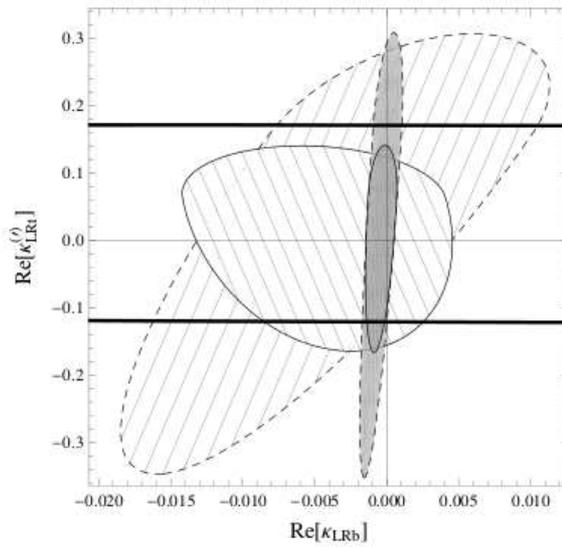
CAPÍTULO 3. EL QUARK TOP

Figura 3.13: Límites del LHC a partir de asimetrías y producción de quarks top aislados (izquierda), y comparación de resultados combinados del LHC y Tevatron (derecha) [78]



más ajustadas a la fecha, utilizan los ajustes globales más recientes de observables en oscilación de sistemas de mesones neutros [81,82]. Escribiendo $g_L = V_{tb}^* \kappa_{LRb}^*$ y $g_R = V_{tb}^* \kappa'_{LRt}$, obtienen las siguientes cotas con 95 % CL: $-0,001 < \kappa_{LRb}^* < 0,0003$ y $-0,07 < \kappa'_{LRt} < 0,27$. Las regiones permitidas para un 95 % CL en el plano $Re(g_R), Re(g_L)$ se muestran en la figura 3.14.

Figura 3.14: Las regiones a rayas son las permitidas con 95 % CL para $Re(\kappa'_{LRt}), Re(\kappa_{LRb}^*)$. Las líneas horizontales gruesas muestran los límites obtenidos de medidas directas en [78] y [80]



3.5. Perspectivas

En este capítulo hemos definido el objeto de estudio de este trabajo de tesis: los acoplamientos tensoriales anómalos g_R y g_L del quark top. Presentamos la física del top, las características generales de su producción y decaimiento y los observables que permiten su estudio y hacen plausible la medida de los acoplamientos anómalos en el LHC. Presentamos también un resumen de los datos experimentales directos e indirectos que se tienen del valor de dichos acoplamientos, con las cotas existentes hoy en día.

En el próximo capítulo, mostraremos el cálculo de las contribuciones a los acoplamientos g_R y g_L en el modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa (A2HDM) presentado en el capítulo anterior y sus expresiones analíticas para los diferentes diagramas de Feynman involucrados, para luego mostrar su estudio numérico en el capítulo 5.

Capítulo 4

Acoplamientos anómalos del quark top en el A2HDM

4.1. Introducción

En el Capítulo 3 definimos los acoplamientos tensoriales anómalos del quark top g_R y g_L a través de la parametrización más general de la amplitud para el decaimiento $t \rightarrow bW^+$ de la ecuación (3.3.1) y discutimos los valores que toman en el Modelo Estándar y en algunos modelos que incluyen nueva física, como modelos con dos dobletes de Higgs Tipo II, el MSSM y modelos TC2.

En este capítulo mostramos el cálculo de las contribuciones a los acoplamientos tensoriales en el modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa (A2HDM) presentado en el capítulo 2. Estos modelos son un marco adecuado para discutir el potencial de las teorías con sector de Higgs extendido en la física del quark top. Tienen, además, la ventaja de incluir como casos particulares a los modelos más estudiados en otras fenomenologías, particularmente a las teorías supersimétricas.

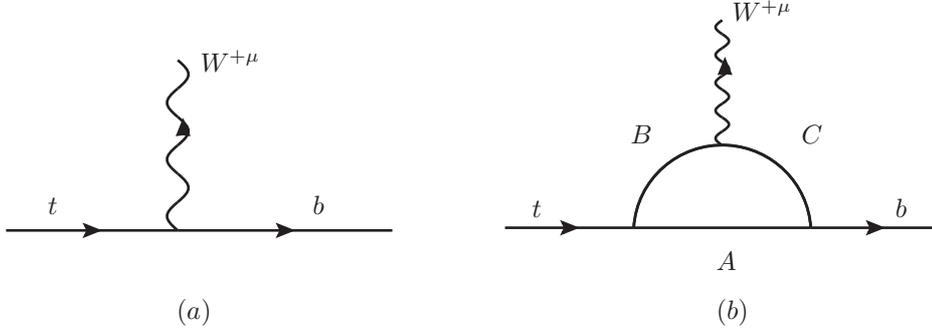
En la sección 4.2 se comentan las características generales del decaimiento $t \rightarrow bW^+$ en el A2HDM, los diagramas de Feynman que contribuyen a la corrección del vértice a un loop y las expresiones de los vértices involucrados, con su dependencia en los parámetros del modelo. En la sección 4.3 se muestra el cálculo de las contribuciones a $g_{R,L}$ de un conjunto de diagramas, explicando las técnicas de cálculo de las partes imaginarias absorbtivas. Las expresiones analíticas para las contribuciones en el A2HDM a los acoplamientos tensoriales se muestran y discuten en la sección 4.4.

4.2. El vértice tbW en el A2HDM

Comencemos discutiendo las características generales del decaimiento $t \rightarrow bW^+$ en el modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa (A2HDM).

El vértice a nivel árbol para el decaimiento $t \rightarrow bW^+$ no sufre modificaciones en el A2HDM respecto a su expresión en el Modelo Estándar, ya que el acoplamiento de los fermiones (quarks y leptones) con los bosones de gauge no se modifica por la presencia de un nuevo doblete escalar, y su expresión viene dada por el término de corrientes cargadas (1.3.17). Sin embargo en los diagramas a un loop, además de las partículas ya existentes en el Modelo Estándar (quarks top y b, gluones, bosones de

Figura 4.1: El vértice $t \rightarrow bW^+$ a nivel árbol (a) y a un loop (b)



gauge W y Z , fotones, el bosón de Higgs estándar h^0 , bosones de Goldstone G^0 y G^\pm) tendremos las contribuciones generadas por la presencia en el loop de las nuevas partículas presentes en los modelos con dos dobletes: los tres escalares neutros h , H y A y los escalares cargados H^\pm .

La topología de los diagramas que corrigen el vértice a un loop y contribuyen a los acoplamientos tensoriales del quark top es única y se muestra en la figura 4.1. Como los diagramas sólo tienen tres patas externas y el cálculo se realiza a un loop, sólo intervienen vértices de tres patas. Identificaremos a los diferentes diagramas de Feynman como ABC, nombrando las partículas que circulan en el loop y los agruparemos según la posición que tomen los escalares neutros.

4.2.1. Los diagramas

Los diagramas que contribuyen a los acoplamientos tensoriales $g_{R,L}$ en el A2HDM son los que se muestran en la figura 4.4. Los diagramas tipo (a) son aquellos en los que los escalares neutros ocupan la posición A, en los tipo (b), (d) y (f) los escalares neutros están en la posición B y en los tipo (c),(e) y (g) los escalares neutros se encuentran en la posición C.

Al no existir corrientes neutras con intercambio de sabor en el A2HDM, en los loops sólo circulan quarks top y b, escalares neutros $\varphi = h, H, A$, escalares cargados H^+ y también bosones de gauge W^+ y bosones de Goldstone cargados G^+ . Los diagramas tipo (a), (d), (e), (f) y (g) existen en el Modelo Estándar, en el caso en que el escalar neutro sea el bosón de Higgs estándar h^0 , o un Goldstone neutro G^0 . En los diagramas tipo (b), (d) y (f) la posición A está ocupada por quarks top y en los tipo (c),(e) y (g) la ocupa un quark b. Como veremos en la próxima sección, esto hará que en las amplitudes de los diagramas del segundo grupo existan partes imaginarias absorbtivas.

4.2.1.1. Los vértices en el A2HDM.

Los vértices de tres patas que forman lo diagramas de la figura 4.4 se muestran en la figura 4.2.

Los vértices de Yukawa neutros y cargados: $(t\varphi t)$, $(b\varphi b)$, (tH^+b) se obtienen del lagrangiano de Yukawa del A2HDM presentado en la sección 2.3.3:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Y = & -\frac{\sqrt{2}}{v}H^+(x)\bar{u}(x)[\zeta_d V M_d \mathcal{P}_R - \zeta_u M_u V \mathcal{P}_L]d(x) \\
& -\frac{\sqrt{2}}{v}H^+(x)\zeta_l \bar{\nu}(x)M_l \mathcal{P}_R l(x) \\
& -\frac{1}{v}\sum_{\varphi_i, f}\varphi_i(x)y_f^{\varphi_i}\bar{f}(x)M_f \mathcal{P}_R f(x) + h.c.
\end{aligned} \tag{4.2.1}$$

Los acoplamientos neutros se escriben como:

$$\begin{aligned}
y_{d,l}^{\varphi_i} &= \mathcal{R}_{i1} + (\mathcal{R}_{i2} + i\mathcal{R}_{i3})\zeta_{d,l}, \\
y_u^{\varphi_i} &= \mathcal{R}_{i1} + (\mathcal{R}_{i2} - i\mathcal{R}_{i3})\zeta_u^*
\end{aligned} \tag{4.2.2}$$

en función de la matriz \mathcal{R}_{ij} de mezcla de escalares.

Como mencionamos en el capítulo 2, para un potencial escalar en el que se conserva CP, los campos escalares S_1 y S_2 están compuestos únicamente de h y H : $S_1 = \cos(\gamma)H - \sin(\gamma)h$ y $S_2 = \sin(\gamma)H + \cos(\gamma)h$, mientras que $S_3 = A$.

El vértice (tG^+b) es puramente estándar, al igual que el (tW^+b) .

Tenemos también los vértices con dos escalares y un bosón de gauge (φH^+W^+) y (φG^+W^+) , provenientes del lagrangiano de la ecuación (2.2.27), sin los términos de fotones y Z :

$$\mathcal{L}_{\Phi^2 V} = \frac{g}{2}\{W^{\dagger\mu}\left[\left(H^-\overleftrightarrow{\partial}_\mu S_3\right) - i\left(H^-\overleftrightarrow{\partial}_\mu S_2\right) + \left(G^-\overleftrightarrow{\partial}_\mu G^0\right) - i\left(G^-\overleftrightarrow{\partial}_\mu S_1\right)\right] + h.c.\} \tag{4.2.3}$$

Los de un escalar con dos bosones de gauge se obtienen de (2.2.28) sin los términos de fotones y Z :

$$\mathcal{L}_{\Phi V^2} = \frac{2}{v}S_1(M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu) \tag{4.2.4}$$

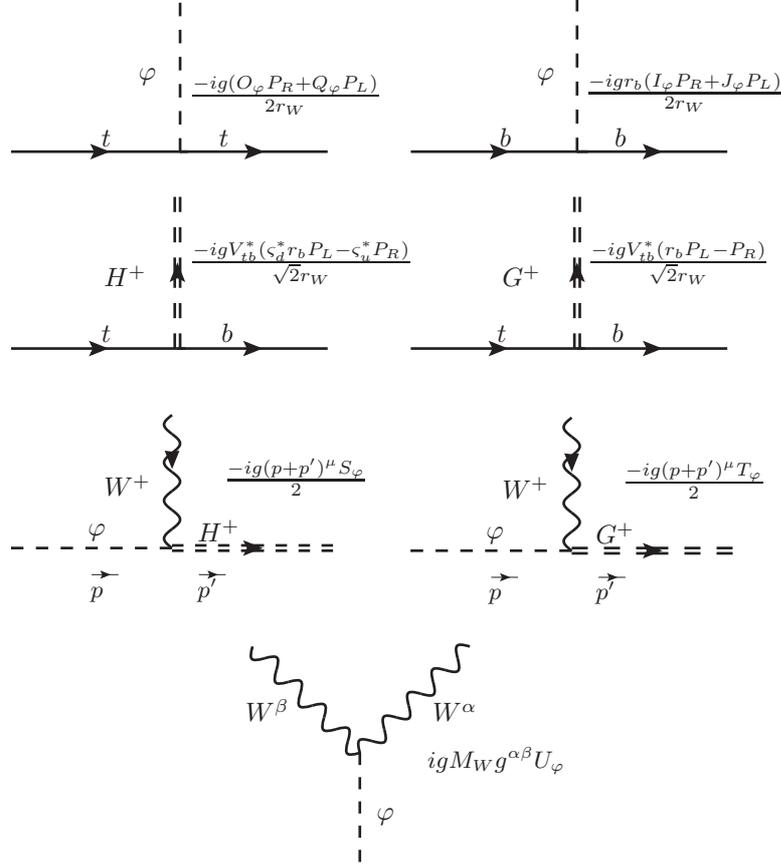
Los valores que toman los distintos vértices según cuál sea el escalar neutro φ en cuestión figuran en el cuadro 4.1. Estos son funciones del ángulo de mezcla γ y los parámetros de alineación ζ_u y ζ_d . Su dependencia con las masas se parametriza con las variables adimensionadas $r_X = m_X/m_t$, que representan la fracción de la masa del quark top que posee cada partícula X .

Fijando el ángulo de mezcla $\gamma = -\pi/2$ el escalar neutro liviano h tiene los mismos acoplamientos que el Higgs h^0 del Modelo Estándar.

4.3. Diagramas tipo (c): un ejemplo de cálculo

Para explicar el cálculo de los momentos anómalos en el A2HDM tomamos como ejemplo los diagramas tipo (c) de la figura 4.4 ya que son diagramas que no existen en el Modelo Estándar. Además tienen partes imaginarias absorbtivas, lo que permite mostrar su cálculo independiente usando las reglas de Cutkosky.

Figura 4.2: Los vértices en el A2HDM que contribuyen a $g_{R,L}$



4.3.1. Amplitud $\mathcal{M}_{(c)}$

Escribamos la amplitud de los diagramas tipo (c), nombrando a los momentos de las diferentes partículas intervinientes como se muestra en la figura 4.3.

Suponemos que todas las partículas externas están en la capa de masa, por lo que los productos escalares de los momentos son $p_1^2 = m_1^2 = m_t^2$, $p_2^2 = m_2^2 = m_b^2$, $q_2^2 = m^2 = m_W^2$.

Los vértices que intervienen en este diagrama son los (tH^+b) , $(H^+W^+\mu\varphi)$ y $(b\varphi b)$ de la figura 4.2.

Aquí φ representa a los escalares neutros $\varphi = h, H, A$ y no aparece el Goldstone neutro G^0 ya que no se acopla con H^+ .

Utilizando las reglas de Feynman, la amplitud de los diagramas tipo (c) se escribe:

4.3. DIAGRAMAS TIPO (C): UN EJEMPLO DE CÁLCULO

Cuadro 4.1: Expresiones en los vértices de la figura 4.2

Acoplamientos en A2HDM		
$O_\varphi = Q_\varphi^*$	$\varphi = H$	$O_H = \cos(\gamma) + \sin(\gamma)\zeta_u^*$
	$\varphi = h$	$O_h = -\sin(\gamma) + \cos(\gamma)\zeta_u^*$
	$\varphi = A$	$O_A = -i\zeta_u^*$
	$\varphi = G^0$	$O_{G^0} = i$
$I_\varphi = J_\varphi^*$	$\varphi = H$	$I_H = \cos(\gamma) + \sin(\gamma)\zeta_d$
	$\varphi = h$	$I_h = -\sin(\gamma) + \cos(\gamma)\zeta_d$
	$\varphi = A$	$I_A = i\zeta_d$
	$\varphi = G^0$	$I_{G^0} = -i$
S_φ	$\varphi = H$	$S_H = \sin(\gamma)$
	$\varphi = A$	$S_h = \cos(\gamma)$
	$\varphi = A$	$S_A = i$
T_φ	$\varphi = H$	$T_H = \cos(\gamma)$
	$\varphi = h$	$T_h = -\sin(\gamma)$
	$\varphi = G^0$	$T_{G^0} = i$
U_φ	$\varphi = H$	$U_H = \cos(\gamma)$
	$\varphi = h$	$U_h = -\sin(\gamma)$

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{(c)} = & \bar{u}_b(p_2)\epsilon_\mu^*(q) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{-igr_b}{2r_W} (I_\varphi P_R + J_\varphi P_L) \frac{i(\not{p}_1 - \not{k} + m_2)}{((p_1 - k)^2 - m_2^2)} \\
& \frac{-igV_{tb}^*}{\sqrt{2}r_W} (\zeta_d^* r_b P_L - \zeta_u^* P_R) \frac{i}{(k^2 - m_{H^\pm}^2)} \frac{-ig(2k - q)^\mu S_\varphi}{2} \frac{i}{((k - q)^2 - m_\varphi^2)} u_t(p_1) \quad (4.3.1)
\end{aligned}$$

Reescribiendo la constante electrodébil en función de la carga del electrón y el ángulo de mezcla electrodébil: $g = e/\sin(\theta_w)$ y factorizando las constantes fuera de la integral tenemos

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{(c)} = & \bar{u}_b(p_2)\epsilon_\mu^*(q) \frac{e^3 V_{tb}^*}{\sin^3 \theta_w 4\sqrt{2}} \frac{r_b}{r_W^2} \\
& \int \frac{d^4k}{(2\pi)^d} \frac{(I_\varphi P_R + J_\varphi P_L)(\not{p}_1 - \not{k} + m_2)(\zeta_d^* r_b P_L - \zeta_u^* P_R)(2k - q)^\mu S_\varphi}{((p_1 - k)^2 - m_2^2)(k^2 - m_{H^\pm}^2)((k - q)^2 - m_\varphi^2)} u_t(p_1) \quad (4.3.2)
\end{aligned}$$

Para calcular la contribución de los diagramas tipo (c) a los momentos magnéticos anómalos g_R y g_L necesitamos obtener la parte de la amplitud que contribuye a cada uno. Debemos trabajar con la amplitud (4.3.2) para extraer dichas contribuciones, que dependerán únicamente de las masas de las partículas involucradas y los parámetros del modelo.

El cálculo se ordena en los siguientes pasos:

i) Aplicar una parametrización de Feynman para convertir el producto de tres propagadores a un único término y cambiar de variable de integración de momentos en el loop, para tener un cuadrado completo, con simetría esférica y poder luego realizar una integral d -dimensional en la nueva variable. Como los acoplamientos $g_{R,L}$ son cantidades finitas, que no reciben contribuciones de contra-términos de renormalización a un loop, podremos integrar en dimensión $d = 4$.

ii) Obtener las proyecciones del numerador (expresado en función de la nueva variable de integración de momentos y los parámetros de Feynman) sobre los elementos de la base de matrices de Dirac que nos interesan, es decir, las proyecciones del numerador sobre $i\sigma_{\mu\nu}(q)^\nu P_{R,L}$ y luego sí calcular las integrales d - dimensionales. Eso nos deja las expresiones de $g_{R,L}$ en función de las integrales en parámetros de Feynman.

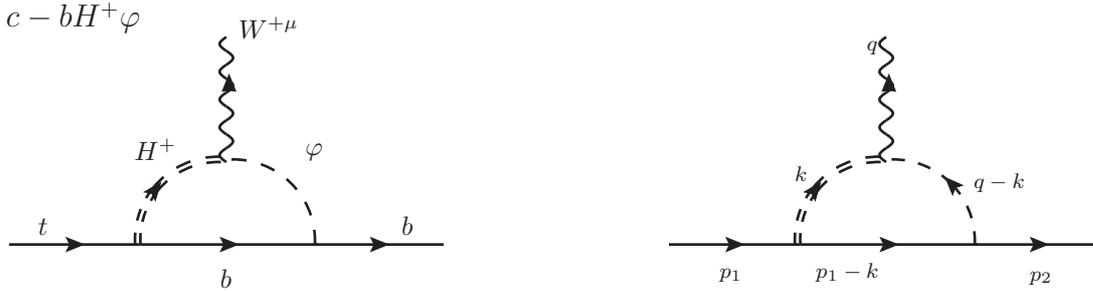
iii) Calcular las integrales en parámetros de Feynman, que a su vez dependen de las masas de las partículas en el loop y las externas. Las integrales de los diagramas de la figura 4.4 no tienen solución analítica y deben ser calculadas numéricamente.

El cálculo analítico lo realizamos escribiendo un código, en el que utilizamos el paquete FeynCalc 8.0 [83] en el software de cálculo Mathematica [84]. El mismo programa implementa la integración numérica. Explicaremos ahora cada una de las etapas.

4.3.1.1. Denominador y parametrización de Feynman

Es usual utilizar la técnica de la parametrización de Feynman para calcular amplitudes de diagramas a un loop. Se cambian los factores en el denominador por un único polinomio cuadrático en el momento libre del loop k , escribiendo el denominador como una nueva integral en variables auxiliares, llamadas parámetros de Feynman y luego, completando el cuadrado en el único factor del denominador, trasladamos $k \rightarrow t$, una nueva variable para tener integrales de momento cuyo denominador sea esféricamente simétrico en t . Éstas últimas se calculan realizando una rotación de Wick en coordenadas esféricas en $d=4$. Las expresiones de estas integrales son muy conocidas en la literatura¹.

Figura 4.3: Diagramas (c) y los momentos en cada línea.



Para este cálculo usamos la parametrización:

$$\frac{1}{ABC} = \int_0^1 \int_0^1 dx dy \frac{2x}{(A(1-x) + Bxy + Cx(1-y))^3} \quad (4.3.3)$$

Aquí $A = (k^2 - m_{H^+}^2)$, $B = ((p_1 - k)^2 - m_\phi^2)$ y $C = ((k - q)^2 - m_\phi^2)$. Completamos el cuadrado para obtener un denominador cuadrático en t cambiando $k \rightarrow t + p_1xy - qx(y - 1)$ y pasamos a reescribir el numerador en función de t , x e y .

¹ Todo el procedimiento, se explica, por ejemplo, en [85].

4.3.1.2. Numerador: componentes F2 y F2G5

Luego de parametrizar y completar el cuadrado en el denominador, tenemos un numerador de la amplitud que depende del momento t a integrarse, x e y y las masas y momentos de las partículas externas en el diagrama:

$$N(t, x, y) = (P_R I_\varphi + P_L J_\varphi) \left(m_2 + \frac{1}{2}(\not{p} + \not{q}) - \frac{1}{2}xy(\not{p} + \not{q}) + x(y-1)\not{q} - \not{t} \right) \\ (P_L r_b \zeta_d^* - P_R \zeta_u^*) \left(2 \left(\frac{1}{2}xy(p^\mu + q^\mu) - x(y-1)q^\mu + t^\mu \right) - q^\mu \right) S_\varphi \quad (4.3.4)$$

Aquí tomamos las combinaciones de momentos $p = (p_1 + p_2)/2$ y $q = p_1 - p_2$.

Debemos obtener la proyección de este numerador sobre la estructura de Lorentz correspondiente a los acoplamientos tensoriales. Para ello, generaremos proyectores que nos permiten obtener esas componentes del numerador.

Comenzamos por escribir la amplitud del decaimiento en la forma general:

$$\mathcal{M}^\mu = \bar{u}_b \epsilon^* \left(\gamma^\mu (F1 + F1G5\gamma^5) + \frac{i}{2m} (F2 + F2G5\gamma^5) \sigma^{\mu\nu} q_\nu + \frac{1}{2m} (F5 + F5G5\gamma^5) q^\nu \right) u_t \quad (4.3.5)$$

En este trabajo nos interesa obtener los coeficientes $F2$ y $F2G5$ de la amplitud, para calcular a partir de ellos los acoplamientos anómalos $g_{R,L}$. Estos se extraen definiendo los proyectores PF2 y PF2G5 [86], que se calculan explícitamente en el apéndice A. Tomando las trazas de sus contracciones con el numerador, obtenemos las proyecciones del numerador sobre la estructura de Lorentz que nos interesa. Las proyecciones F2 y F2G5 dependen únicamente de t , los parámetros x e y y las masas de las partículas externas (top, b y W^+).

Las partes lineales en t se anulan al calcular la integral simétrica en d^4t y finalmente, teniendo en cuenta que

$$\int \frac{d^4t}{(2\pi)^4} \frac{1}{(t^2 - \Delta)^3} = \frac{-i}{(4\pi)^2 2\Delta} \quad (4.3.6)$$

obtenemos expresiones que dependen únicamente de los parámetros de Feynman, cuyas integrales se calculan numéricamente.

Los coeficientes $F2$ y $F2G5$ de la amplitud $\mathcal{M}_{(c)}$ son:

$$F2_c = -((S_\varphi xy(-I_\varphi m_1 r_b \zeta_d^* - J_\varphi m_2 r_b \zeta_d^* + I_\varphi m_1 r_b x \zeta_d^* - \\ I_\varphi m_2 r_b x \zeta_d^* + I_\varphi m_2 r_b xy \zeta_d^* + J_\varphi m_1 \zeta_u^* + I_\varphi m_2 \zeta_u^* - J_\varphi m_1 x \zeta_u^* + J_\varphi m_2 x \zeta_u^* - J_\varphi m_2 xy \zeta_u^*)m) \quad (4.3.7)$$

$$F5G5_c = ((S_\varphi xy(I_\varphi m_1 r_b \zeta_d^* - J_\varphi m_2 r_b \zeta_d^* - I_\varphi m_1 r_b x \zeta_d^* - \\ I_\varphi m_2 r_b x \zeta_d^* + I_\varphi m_2 r_b xy \zeta_d^* + J_\varphi m_1 \zeta_u^* - I_\varphi m_2 \zeta_u^* - J_\varphi m_1 x \zeta_u^* - J_\varphi m_2 x \zeta_u^* + J_\varphi m_2 xy \zeta_u^*)m) \quad (4.3.8)$$

El proceso puede resumirse de la manera siguiente:

$$\begin{aligned} i\mathcal{M} &= L \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{N(k)}{D(k)} = L \int \frac{d^4t}{(2\pi)^4} \iint_0^1 dx dy \frac{2xN(t, x, y)}{(t^2 - \Delta(x, y))^3} \\ &= L \iint_0^1 dx dy \frac{-i}{(4\pi)^2 2\Delta(x, y)} 2xPN(x, y) \end{aligned} \quad (4.3.9)$$

donde $PN(x, y)$ representa los coeficientes F2 o F2G5, a partir de los que construiremos los acoplamientos tensoriales y L agrupa a todos los factores para cada tipo de diagramas.

Finalmente la proyección en cuestión de la amplitud se escribirá como:

$$P\mathcal{M} = -\frac{L}{(4\pi)^2} \iint_0^1 dx dy \frac{xPN(x, y)}{\Delta(x, y)} \quad (4.3.10)$$

4.3.1.3. Extracción de $g_{R,L}$

Comparando las parametrizaciones de las amplitudes del decaimiento $t \rightarrow bW^+$ de la ecuaciones (3.3.1) y (4.3.5), identificando $m_W = m$ y teniendo en cuenta que $P_R + P_L = 1$ y $\gamma^5 = P_R - P_L$, vemos que los acoplamientos anómalos se escriben en función de las Proyecciones F2 y F2G5 del numerador del elemento de matriz de cada diagrama como:

$$g_{R,L} = \left(\frac{-\sqrt{2} \sin(\theta_w)}{e} \right) \frac{L}{(4\pi)^2} \iint_1^0 dx dy \frac{x}{\Delta(x, y)} \left(\frac{F2 \pm F2G5}{2} \right) \quad (4.3.11)$$

Finalmente las expresiones analíticas para la contribución a los momentos tensoriales $g_{R,L}$ de los diagramas tipo (c) son:

$$\begin{aligned} g_{cR} &= \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 \sin^2 \theta_w} \frac{r_b^2}{r_W} \\ &\iint_0^1 dx dy \frac{-x^2 y S_\varphi (\varsigma_u^*(I_\varphi - x(y-1)J_\varphi) + \varsigma_d^*(x-1)I_\varphi)}{xy(r_b^2(x(y-1)+1) + (x-1)) - (x-1)(r_{H^+}^2 + r_W^2 x(y-1)) - x(y-1)r_\varphi^2 - i\epsilon} \end{aligned} \quad (4.3.12)$$

$$\begin{aligned} g_{cL} &= \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 \sin^2 \theta_w} \frac{r_b}{r_W} \\ &\iint_0^1 dx dy \frac{x^2 y S_\varphi (r_b^2 \varsigma_d^*(J_\varphi - x(y-1)I_\varphi) + \varsigma_u^*(x-1)J_\varphi)}{xy(r_b^2(x(y-1)+1) + (x-1)) - (x-1)(r_{H^+}^2 + r_W^2 x(y-1)) - x(y-1)r_\varphi^2 - i\epsilon} \end{aligned} \quad (4.3.13)$$

En los denominadores incorporamos la componente compleja infinitesimal $i\epsilon$ en los propagadores.

Las integrales en parámetros de Feynman para los diagramas como los tipo (c), en los que las partículas en el loop pueden ser puestas en la capa de masa tienen una parte imaginaria no nula.

Discutiremos a continuación su significado físico y la forma de calcularla en los diagramas de este tipo.

4.3.2. Partes absorptivas. Reglas de Cutkosky

Hemos mencionado hasta ahora que los diagramas de Feynman en los que las partículas internas pueden ser puestas en la capa de masa tienen partes imaginarias, que contribuirán a las partes imaginarias de los acoplamientos tensoriales anómalos $g_{R,L}$. En la sección 3.3.2 las llamamos *partes absorptivas*, y vimos que son iguales para los acoplamientos anómalos $g_{R,L}$ del decaimiento $t \rightarrow bW^+$ y los $g'_{R,L}$ del decaimiento $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$. Es importante calcularlas, porque son fundamentales a la hora de estudiar la violación de CP en el decaimiento y en esta sección mostramos cómo hacerlo usando un método independiente al de la sección anterior.

A partir de la representación espectral de Källén-Lehmann, sabemos que las funciones de correlación a dos puntos de campos cuánticos (propagadores), vistas como funciones analíticas del momento p^2 de ese campo, tienen singularidades (cortes de ramificación o branch-cuts) asociadas a los estados intermedios de muchas partículas. Es decir, además del polo que se alcanza cuando el campo tiene el momento correspondiente a su “masa” (partícula en la capa de masa, $p^2 = m^2$), en el punto en que el momento p^2 alcanza un valor en el que es cinemáticamente posible la creación de más de una partícula, encontramos un corte en el eje real del plano complejo de momentos p^2 , que sigue hasta infinito y corresponde a la posibilidad de creación de al menos dos partículas libres. Esta singularidad se manifiesta en las amplitudes de scattering y decaimiento de partículas en la capa de masa, como una parte imaginaria que surge al cruzar el corte de ramificación en el plano complejo.

Se puede verificar fácilmente que cada diagrama que contribuye a un elemento de matriz de transición S (\mathcal{M}) es puramente real, a menos que alguno de sus denominadores se anule, de forma que la prescripción del término infinitesimal complejo $i\epsilon$ para tratar los polos se torne relevante. Es decir, un diagrama de Feynman genera una parte imaginaria para la amplitud \mathcal{M} sólo cuando una de las partículas virtuales en el loop está en la capa de masa (anula el denominador de su propagador correspondiente).

El Teorema Óptico para diagramas de Feynman, que es una generalización del mismo teorema para amplitudes de scattering no relativista, es una consecuencia de la unitariedad de la matriz de transición S y vincula la discontinuidad de la amplitud \mathcal{M} con su parte imaginaria:

$$Disc(\mathcal{M}) = 2iIm(\mathcal{M}) \tag{4.3.14}$$

La generalización de este resultado a diagramas con varios loops fue probada por Cutkosky [87], quien mostró que la discontinuidad de un diagrama de Feynman a través de su corte de ramificación se puede calcular aplicando un conjunto de *reglas de corte*. Estas consisten en i) cortar las líneas internas del diagrama de todas las maneras que permitan que los propagadores cortados sean puestas en la capa de masa simultáneamente. ii) Por cada corte, reemplazar $1/(p^2 - m^2 + i\epsilon) \rightarrow -2\pi i\delta(p^2 - m^2)$ en el propagador cortado y realizar la integral de momento libre en el loop. iii) Sumar las contribuciones de todos los cortes posibles.

En el ejemplo de los diagramas tipo (c) que estamos tratando, la amplitud $\mathcal{M}_{(c)}$ tiene una discontinuidad a partir de que el valor del momento del quark top en la capa de masa entrante permite la

creación de un quark b y un escalar H^+ en la capa de masa. En los modelos con dos dobletes de Higgs generales, existe la restricción mencionada en el capítulo 2 de $m_{H^\pm} > 79,3 \text{ GeV}$, que permite que el quark top de masa $m_t = 173 \text{ GeV}$ decaiga a un escalar cargado como: $t \rightarrow bH^+$ ya que la masa del quark b es $m_b = 4,2 \text{ GeV}$.

La discontinuidad en la amplitud de los diagramas (c) se escribe entonces como:

$$Disc(\mathcal{M}) = \frac{-ie^3 V_{tb}^* r_b}{4\sqrt{2}s^3\theta_\omega} \bar{u}_b \epsilon_\mu^* \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{(I_\varphi P_R + J_\varphi P_L)(\not{p}_1 - \not{k} + m_2) \delta^+((p_1 - k)^2 - m_2^2) (\zeta_d^* r_b P_L - \zeta_u^* P_R) \delta^+(k^2 - m_{H^+}^2) (2k - q)^\mu S_\varphi}{((k - q)^2 - m_\varphi^2)} u_t \quad (4.3.15)$$

El decaimiento $t \rightarrow bH^+$ es un decaimiento a dos cuerpos cuya cinemática queda totalmente descrita por el ángulo del momento de salida \vec{k} del H^+ respecto al eje definido por la dirección en el referencial del centro de masa del quark top del quark b (la dirección de \vec{p}_2). Las funciones delta de momento $\delta^+((p_1 - k)^2 - m_2^2)$ y $\delta^+(k^2 - m_{H^+}^2)$ por las que reemplazamos los propagadores del b y el H^+ en el loop, fijan las relaciones entre el momento libre k y las masas de las patas externas, obteniéndose:

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \delta^+((p_1 - k)^2 - m_2^2) \delta^+(k^2 - m_{H^+}^2) = \frac{\pi}{4m_1^2} \int d\cos(\theta) \lambda^{1/2}(m_1^2, m_2^2, m^2) \quad (4.3.16)$$

con $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$.

A su vez, el denominador en (4.3.15) también se determina completamente en función del ángulo θ y las masas de las partículas externas. Esto nos permite integrar en ese ángulo las proyecciones del numerador sobre las estructuras de Lorentz que nos interesan para hallar las partes imaginarias de los acoplamientos tensoriales $g_{R,L}$ ² y obtener sus valores en función de las masas de las partículas externas (top, b y W^+) y los parámetros del modelo de alineación, de una forma totalmente independiente al cálculo descrito en la sección 4.3.1.

El procedimiento descrito aplicado a la amplitud de la ec. (4.3.2) nos permite calcular de manera independiente el valor de la parte imaginaria de los diagramas tipo (c), y nos permite comprobar la corrección de nuestros cálculos. Se verificaron además los valores para los diagramas tipo (e) y (g), que también tienen partes imaginarias absorbtivas, dada la posibilidad cinemática de los decaimientos $t \rightarrow bG^+$ y $t \rightarrow bW^+$.

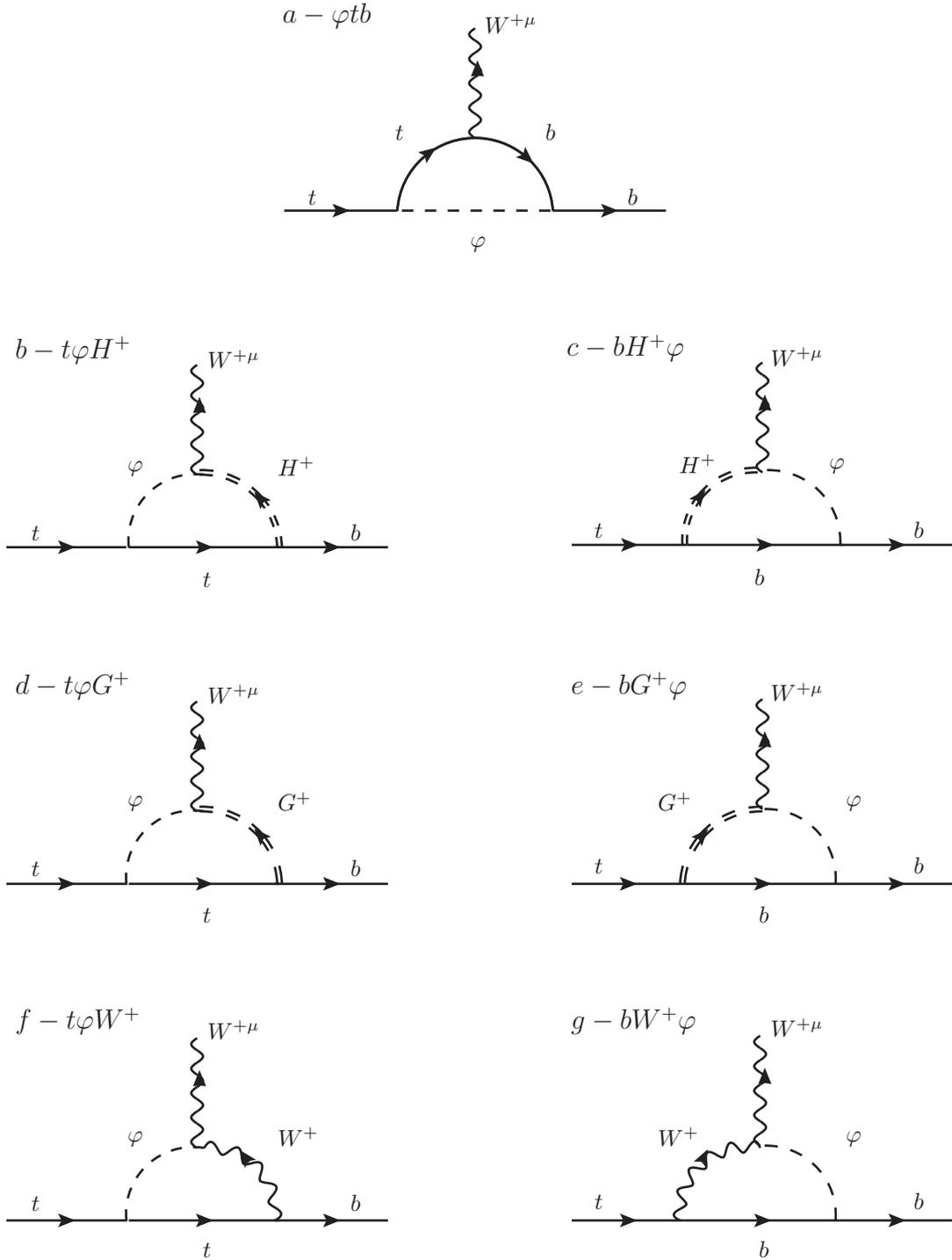
4.4. Los acoplamientos en todos los diagramas

Los procedimientos de cálculo esbozados en las secciones anteriores conducen a las expresiones analíticas de los acoplamientos tensoriales anómalos del quark top en el modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa (A2HDM), que son el principal resultado obtenido en este trabajo.

²Como vimos antes, estas proyecciones sólo dependen de las masas de las partículas externas y los parámetros $\zeta_{u,d}$ y γ del A2HDM

4.4. LOS ACOPLAMIENTOS EN TODOS LOS DIAGRAMAS

Figura 4.4: Los diagramas que contribuyen a los momentos tensoriales $g_{R,L}$ en el A2HDM



A continuación presentamos estas expresiones y analizamos sus principales características. El estudio numérico de las mismas para diferentes escenarios de masas de los escalares introducidos en el modelo y las posibles cotas sobre los parámetros del A2HDM se presentan y discuten en el próximo capítulo.

4.4.0.1. Diagramas tipo (a)

En el loop de estos diagramas tenemos los campos φtb (utilizando la notación de la figura 4.1), con $\varphi = H, h, A, G^0$. Estos diagramas no tienen parte imaginaria ya que el decaimiento $t \rightarrow t\varphi$ no es posible cinemáticamente.

Obtenemos el siguiente resultado, con los factores de mezcla de escalares y los coeficientes de la alineación dados como en el cuadro 4.1.

$$g_{aR}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b^2}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x^2(y-1)O_\varphi(I_\varphi + J_\varphi xy)}{x(y-1)(xy-1)r_b^2 + (x-1)(xy-1) - r_W^2(x-1)x(y-1) + r_\varphi^2 xy} \quad (4.4.1)$$

$$g_{aL}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x(x-1)J_\varphi(O_\varphi xy + Q_\varphi)}{x(y-1)(xy-1)r_b^2 + (x-1)(xy-1) - r_W^2(x-1)x(y-1) + r_\varphi^2 xy} \quad (4.4.2)$$

4.4.0.2. Diagramas tipo (b)

Estos diagramas tienen en el loop las partículas $bH^+\varphi$ con $\varphi = H, h, A$. Estos diagramas no tienen parte imaginaria ya que el decaimiento $t \rightarrow tH^+$ no es posible cinemáticamente.

Las expresiones obtenidas son:

$$g_{bR}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{1}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x^2 y S_\varphi(\zeta_u^*((1-x)Q_\varphi + O_\varphi) + \zeta_d^* x(y-1)r_b^2 O_\varphi)}{x^2 y(r_b^2(1-y) - 1) + x(y-1)(r_{H^+}^2 + r_W^2(x-1)) + r_\varphi^2(x-1)} \quad (4.4.3)$$

$$g_{bL}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x^2 y S_\varphi(\zeta_d^*((x-1)O_\varphi + Q_\varphi) + \zeta_u^* x(1-y)Q_\varphi)}{x^2 y(r_b^2(1-y) - 1) + x(y-1)(r_{H^+}^2 + r_W^2(x-1)) + r_\varphi^2(x-1)} \quad (4.4.4)$$

4.4.0.3. Diagramas tipo (c)

En el loop tenemos $bH^+\varphi$ con $\varphi = H, h, A$. Estos diagramas pueden tener parte imaginaria, dependiendo del valor de la masa del escalar cargado H^+ . Si esta es menor que la diferencia de masas

4.4. LOS ACOPLAMIENTOS EN TODOS LOS DIAGRAMAS

entre el quark top y el quark b, entonces el decaimiento $t \rightarrow H^+b$ es cinemáticamente posible, y se genera una parte imaginaria absorbtiva en los diagramas, como vimos en la sección 4.3.2.

$$g_{cR} = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b^2}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{-x^2 y S_\varphi (\zeta_u^* (I_\varphi - x(y-1)J_\varphi) + \zeta_d^* (x-1)I_\varphi)}{xy(r_b^2(x(y-1)+1) + (x-1)) - (x-1)(r_{H^+}^2 + r_W^2 x(y-1)) - x(y-1)r_\varphi^2 - i\epsilon} \quad (4.4.5)$$

$$g_{cL} = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x^2 y S_\varphi (r_b^2 \zeta_d^* (J_\varphi - x(y-1)I_\varphi) + \zeta_u^* (x-1)J_\varphi)}{xy(r_b^2(x(y-1)+1) + (x-1)) - (x-1)(r_{H^+}^2 + r_W^2 x(y-1)) - x(y-1)r_\varphi^2 - i\epsilon} \quad (4.4.6)$$

4.4.0.4. Diagramas tipo (d)

En estos diagramas el loop tiene las partículas $t\varphi G^+$, con $\varphi = H, h, G^0$. Estos diagramas no tienen parte imaginaria, porque el decaimiento $t \rightarrow t\varphi$ no es posible cinemáticamente.

Las expresiones obtenidas para los acoplamientos tensoriales son:

$$g_{Rd}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{1}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x^2 y T_\varphi (O_\varphi (r_b^2 x(y-1) + 1) + Q_\varphi (1-x))}{x^2 y (r_b^2 (y-1) - 1) + x(y-1)(r_{G^+}^2 + r_W^2 (x-1)) + r_\varphi^2 (x-1)} \quad (4.4.7)$$

$$g_{Ld}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x^2 y T_\varphi (O_\varphi (x-1) + Q_\varphi (x(1-y) - 1))}{x^2 y (r_b^2 (y-1) - 1) + x(y-1)(r_{G^+}^2 + r_W^2 (x-1)) + r_\varphi^2 (x-1)} \quad (4.4.8)$$

4.4.0.5. Diagramas tipo (e)

En el loop de estos diagramas tenemos las partículas $bG^+\varphi$, con $\varphi = H, h, G^0$. Estos diagramas tienen parte imaginaria, ya que el proceso de decaimiento $t \rightarrow G^+b$ está permitido, dada la relación de masas $m_{G^+} = m_W < m_t + m_b$.

Se obtienen las expresiones:

$$g_{Re}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b^2}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x^3 y T_\varphi (J_\varphi (y-1) - I_\varphi)}{-xy(r_b^2(x(y-1)+1) + (x-1)) + r_\varphi^2 x(y-1) + (x-1)(r_W^2 x(y-1) + r_{G^+}^2) - i\epsilon} \quad (4.4.9)$$

$$g_{Le}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{x^2 y T_\varphi (J_\varphi (r_b^2 + x - 1) - I_\varphi r_b^2 x (y - 1))}{-xy(r_b^2(x(y-1) + 1) + (x-1)) + r_\varphi^2 x(y-1) + (x-1)(r_W^2 x(y-1) + r_{G^+}^2) - i\epsilon} \quad (4.4.10)$$

4.4.0.6. Diagramas tipo (f)

En estos diagramas tenemos $t\varphi W^+$ en el loop, con $\varphi = H, h$. Estos diagramas no tienen parte imaginaria. Sólo contribuyen a g_R , por la presencia del vértice del Modelo Estándar (tW^+b) que acopla únicamente quarks izquierdos. Como vimos en la sección 3.3.1, los acoplamientos anómalos cambian la quiralidad entre los quarks top entrante y b saliente del vértice. Para acoplarse con el vértice estándar, el quark b saliente debe ser izquierdo y eso anula la contribución a g_L , como muestran las ecs. (3.3.2) y (3.3.3).

Tenemos, entonces:

$$g_{Rf}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} r_W \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{2x^2(y-1)O_\varphi U_\varphi}{x^2((1-y)r_b^2 - 1) + (y-1)r_W^2 + (x-1)r_\varphi^2} \quad (4.4.11)$$

4.4.0.7. Diagramas tipo (g)

En el loop de estos diagramas tenemos $t\varphi W^+$, con $\varphi = H, h$. Tienen parte imaginaria ya que es posible el decaimiento $t \rightarrow W^+b$ y sólo contribuyen a g_L gracias al vértice del Modelo Estándar, que obliga a que el quark top entrante sea izquierdo.

La expresión obtenida es:

$$g_{gL}(\varphi) = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} r_W r_b \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{2x(x-1)J_\varphi U_\varphi}{xy(r_b^2(x(1-y) - 1) - (x-1)) + (x(y-1) + 1)(x-1)r_W^2 + x(y-1)r_\varphi^2 - i\epsilon} \quad (4.4.12)$$

4.4.1. Clasificación de las contribuciones de los diagramas

La contribución de cada diagrama a los acoplamientos $g_{R,L}$ depende de la masa que se fije para el escalar neutro circulando en el loop y en los tipo (b) y (c), de la masa del escalar cargado. El comportamiento de las integrales en los parámetros de Feynman con las masas puede describirse sencillamente: a medida que los parámetros r_X crecen, las integrales tienden a cero y cuando las partículas adquieren masas cercanas al TeV, sus valores son del orden de 10^{-20} . De todos modos, los valores obtenidos son

4.4. LOS ACOPLAMIENTOS EN TODOS LOS DIAGRAMAS

sensibles a las diferencias entre las masas y esto obliga a definir claramente los conjuntos de valores que se fijarán para las masas de las partículas en los loops. No obstante ello, los factores en cada tipo de diagramas nos permiten estimar sus contribuciones numéricas.

Comenzamos por los acoplamientos derechos g_R :

- Los diagramas tipo (a), (c) y (e) tienen un factor $r_b^2/r_W \approx 1,27 \times 10^{-3}$. En los diagramas tipo (a) se debe a la presencia del vértice estándar, que genera una inserción de m_b para el acoplamiento derecho y en los (c) y (e) a los vértices del quark b en el loop, que son proporcionales a su masa.
- Los diagramas (f) tienen un factor $r_W \approx 0,46$ que es mucho mayor que los anteriores.
- Los diagramas tipo (b) y (d) tienen un factor $1/r_W \approx 2,15$ y son los que más contribuirán al valor de g_R , generando una dependencia marcada en el parámetro de alineación de los quarks tipo up ς_u (presente en los términos O_φ y Q_φ) como veremos en el próximo capítulo.

Para el acoplamiento izquierdo g_L tenemos contribuciones más equilibradas:

- Los diagramas tipo (a), (b), (c), (d) y (e) tienen un factor $r_b/r_W \approx 0,05$. Esto hará que g_L sea sensible a los dos parámetros de alineación $\varsigma_{u,d}$.
- Los diagramas tipo (g) van como $r_b r_W \approx 0,01$. La contribución será menor, pero la diferencia no es tan marcada como en el caso de los acoplamientos derechos.

El valor de g_L será mucho menor que el de g_R , a menos que tomemos parámetros de alineación grandes. Esto reproduce las características encontradas para los valores de los acoplamientos anómalos en el Modelo Estándar y en varias de sus extensiones, que comentamos en la sección 3.3.3.

El límite en que el A2HDM se convierte en el Modelo Estándar tiene lugar para $h = h^0$ y $m_{H^\pm} \rightarrow \infty$. Las expresiones de $g_{R,L}$ de los diagramas que también están presentes en el cálculo en el sector electrodébil estándar son idénticas a las nuestras. Esto ocurre en los diagramas tipo (a), (d), (e), (f) y (g) fijando $\gamma = -\pi/2$, límite en el que el escalar neutro h tiene los mismos acoplamientos que el bosón de Higgs en el Modelo Estándar.

En el próximo capítulo mostraremos los valores numéricos que toman los acoplamientos anómalos en el A2HDM, para distintos conjuntos de valores de las masas de los escalares, estudiando el espacio de parámetros del modelo, en especial en comparación con el sector electrodébil del Modelo Estándar.

Capítulo 5

Resultados Numéricos

5.1. Introducción

En el capítulo 4 presentamos el cálculo de los acoplamientos tensoriales del quark top en el modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa (A2HDM). Las expresiones analíticas obtenidas dependen de las masas de las nuevas partículas que se introducen en los modelos extendidos con dos dobletes de Higgs y de los parámetros de alineación del modelo.

En este capítulo estudiamos los valores numéricos de los acoplamientos g_R y g_L para distintos escenarios de valores de las masas de los nuevos escalares y su dependencia con los parámetros de alineación ς_u y ς_d .

En la sección 5.2 establecemos los valores que asumimos para los parámetros estándar involucrados, definiendo los escenarios de masas de escalares en la sección 5.2.1.

Mostramos el estudio comparativo de los valores de las partes real e imaginaria de los acoplamientos anómalos del quark top en el A2HDM y el sector electrodébil del Modelo Estándar en la sección 5.3. El estudio se realiza para los diferentes escenarios de masas definidos, en función de los parámetros de alineación ς_u y ς_d y el ángulo de mezcla de escalares γ .

Las posibles cotas a fijar sobre el A2HDM se investigan en la sección 5.4, prestando especial atención a futuras medidas de la asimetría adelante-atrás en la dirección normal presentada en la sección 3.4.2 y las cotas indirectas obtenidas a partir del decaimiento $b \rightarrow s\gamma$ de la sección 3.4.3.

Finalmente discutimos las perspectivas para medidas de los acoplamientos anómalos del quark top en el LHC y futuros aceleradores en la sección 5.5.

5.2. Elección de parámetros

Como vimos en el capítulo anterior, los acoplamientos magnéticos anómalos g_R y g_L en el A2HDM tienen expresiones que dependen de las masas de las partículas presentes en los distintos diagramas ya sea como un factor de las integrales en los parámetros de Feynman x e y , o en sus denominadores y numeradores. Además dependen de los parámetros del modelo con alineación ς_u y ς_d y de parámetros estándar como el valor del elemento de matriz de Cabbibo, Kobayashi y Maskawa V_{tb}^* , el ángulo de mezcla electrodébil $\sin^2(\theta_w)$ y el valor absoluto de la carga del electrón e .

CAPÍTULO 5. RESULTADOS NUMÉRICOS

Escribamos aquí como ejemplo la expresión para g_R de los diagramas tipo (c):

$$g_{cR} = \frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} \frac{r_b^2}{r_W} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{-x^2 y S_\varphi (\zeta_u^* (I_\varphi - x(y-1)J_\varphi) + \zeta_d^* (x-1)I_\varphi)}{xy(r_b^2(x(y-1)+1) + (x-1)) - (x-1)(r_{H^+}^2 + r_W^2 x(y-1)) - x(y-1)r_\varphi^2 - i\epsilon} \quad (5.2.1)$$

- En primer lugar, vemos que tienen delante el factor

$$\frac{V_{tb}^* e^2}{64\pi^2 s^2 \theta_\omega} = \frac{V_{tb}^* \alpha_{EM}}{16\pi s^2 \theta_\omega} = 6,3 \times 10^{-4} \quad (5.2.2)$$

Lo escribimos en función de la constante de estructura fina α_{EM} , para la que tomaremos el valor $\alpha_{EM} = 1/137$. También tomamos $\sin^2(\theta_\omega) \equiv s^2 \theta_\omega = 0,23$. Como mencionamos en el capítulo 3, tomaremos el valor $V_{tb}^* = 1$.

Este factor es común a todas las expresiones de los acoplamientos $g_{R,L}$ en los siete tipos de diagramas y pone de manifiesto lo pequeñas que son las correcciones en el A2HDM a los valores cero de los acoplamientos a nivel árbol en el Modelo Estándar. Sin embargo, son del mismo orden que las correcciones electrodébiles.

- Las masas de las partículas en cada diagrama aparecen dentro de los factores r_X , los cocientes entre las masas m_X y la masa del top $m_t = 173 \text{ GeV}$. Los de las partículas bien conocidas en el Modelo Estándar se fijan con los valores aceptados a la fecha: para el quark b $m_b = 4,2 \text{ GeV} \Rightarrow r_b = 0,024$. Para el bosón de gauge W^+ usamos $m_W = 80,4 \text{ GeV} \Rightarrow r_W = 0,46$. Para los bosones de Goldstone G^+ y G^0 (cuyas masas se fijan idénticas a las de W^+ y Z al elegir la fijación de gauge de la ec.(2.2.24)) se toman como $r_{G^+} = r_W = 0,46$ y $r_{G^0} = m_Z/m_t = 0,53$.

Los parámetros r_φ de los escalares neutros h , H y A dependen de las masas que elijamos para estos y exceptuando las débiles cotas existentes discutidas en la sección 2.2.7, no tenemos restricciones para sus valores. Los fijaremos en distintos escenarios que reflejen configuraciones interesantes, como se explica en la sección 5.2.1.

Como se mencionó en 2.2.7, la masa del escalar cargado se fija en la literatura con un valor menor o mayor que la masa del top, haciendo que el decaimiento $t \rightarrow H^+ b$ sea o no posible, y eso hará que los diagramas tipo (c) tengan o no una parte imaginaria absorbiva. Esta elección repercute en los diagramas tipo (b) en los que también hay un escalar cargado en el loop. Tendremos entonces, para cada escenario de configuración de las masas de los escalares neutros, la opción para fijar la masa del H^+ . En este trabajo tomaremos dos opciones: $m_{H^+} = 150 \text{ GeV} \Rightarrow r_{H^+} = 0,87$ y $m_{H^+} = 320 \text{ GeV} \Rightarrow r_{H^+} = 1,85$. Estos valores son elegidos usualmente en la literatura.

- Las expresiones como S_φ , J_φ o I_φ del A2HDM dependen de cada tipo de escalar neutro presente en el diagrama. Sus expresiones se dieron en el cuadro 4.1. Dependen de los parámetros $\zeta_{u,d}$ y el ángulo de mezcla γ . Para el análisis numérico escribiremos los parámetros del A2HDM en forma polar, distinguiendo los efectos de los valores de sus módulos y fases sobre los acoplamientos $g_{R,L}$.

Tenemos entonces cuatro parámetros para estudiar: ρ_u , ρ_d , θ_u y θ_d

$$\zeta_u = \rho_u e^{i\theta_u} \quad \zeta_d = \rho_d e^{i\theta_d} \quad (5.2.3)$$

En el código de Mathematica que escribimos para realizar el cálculo numérico, separamos cada expresión para $g_{R,L}$ en las distintas integrales en x e y con diferente dependencia en los parámetros $\rho_{u,d}$, $\theta_{u,d}$, γ y r_b en el numerador. Calculamos cada una numéricamente para los distintos valores dados a los parámetros de masa r_X en sus denominadores, según los distintos escenarios de masas de escalares planteados. Para aquellas que tienen partes imaginarias, fijamos el infinitésimo ϵ de forma de tener buena convergencia numérica, testada por la compatibilidad con el valor numérico obtenido con el cálculo en que usamos las reglas de Cutkosky (sección 4.3.2).

5.2.1. Escenarios de masas de escalares

Para definir los distintos escenarios de masas de escalares, es necesario tener en cuenta que desde el reciente descubrimiento de un bosón en el LHC, es razonable suponer siempre que uno de los escalares neutros h , H o A tenga la masa de la partícula descubierta: $m_\varphi = 126 \text{ GeV}$. También sabemos que las matrices de masa de escalares para un potencial que conserva CP determinan que h es el escalar liviano: $m_h < m_H$. Fijaremos escenarios en los que h tenga la masa del escalar observado recientemente y otros en los que el pseudo-escalar A juegue ese rol. En la literatura es usual tomar un escalar neutro liviano y los otros dos con masas grandes, teniendo en cuenta que no han sido observados¹. Tomaremos también un escenario donde los tres escalares neutros sean livianos, siendo h el de menor masa: $m_h = 126 \text{ GeV}$.

Los escenarios elegidos permiten explorar todo el espacio de parámetros significativos y a la vez, determinar las regiones de este espacio en las que los acoplamientos tensoriales toman valores diferentes a la predicción del SM y que eventualmente pueden ser medidos o acotados. Otras elecciones de escenarios no conducen a resultados significativamente diferentes; los conjuntos elegidos son una muestra representativa de la variedad de escenarios posibles.

Los valores elegidos para las masas en los distintos escenarios de muestran en el Cuadro 5.1.

Escenarios de masas de escalares		
eI	$m_h = 126 \text{ GeV}, m_H = 173 \text{ GeV}, m_A = 150 \text{ GeV}$ $m_{H^+} = 320 \text{ GeV}$	$r_h = 0,73, r_H = 1, r_A = 0,87$ $r_{H^+} = 1,85$
eIi	$m_h = 126 \text{ GeV}, m_H = 173 \text{ GeV}, m_A = 150 \text{ GeV}$ $m_{H^+} = 150 \text{ GeV}$	$r_h = 0,73, r_H = 1, r_A = 0,87$ $r_{H^+} = 0,87$
eII	$m_h = 865 \text{ GeV}, m_H = 865 \text{ GeV}, m_A = 126 \text{ GeV}$ $m_{H^+} = 150 \text{ GeV}$	$r_h = 5, r_H = 5, r_A = 0,73$ $r_{H^+} = 1,85$
eIIi	$m_h = 865 \text{ GeV}, m_H = 865 \text{ GeV}, m_A = 126 \text{ GeV}$ $m_{H^+} = 150 \text{ GeV}$	$r_h = 5, r_H = 5, r_A = 0,73$ $r_{H^+} = 1,85$
eIII	$m_h = 126 \text{ GeV}, m_H = 865 \text{ GeV}, m_A = 865 \text{ GeV}$ $m_{H^+} = 150 \text{ GeV}$	$r_h = 0,73, r_H = 5, r_A = 5$ $r_{H^+} = 1,85$
eIIIi	$m_h = 126 \text{ GeV}, m_H = 865 \text{ GeV}, m_A = 865 \text{ GeV}$ $m_{H^+} = 150 \text{ GeV}$	$r_h = 0,73, r_H = 5, r_A = 5$ $r_{H^+} = 1,85$

Cuadro 5.1: Escenarios de masas para los escalares en el A2HDM

El escenario **eI** toma a los tres escalares neutros livianos con $m_h = 126 \text{ GeV}$ y el cargado con

¹Es necesario tener en cuenta que la mayoría de las búsquedas realizadas hasta ahora se han hecho específicamente para el bosón de Higgs estándar, h^0 , o los escalares para modelos de supersimetría.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS NUMÉRICOS

masa grande, mientras que el **eIi** fija la masa del escalar cargado menor a la del quark top. Como comentamos en el capítulo anterior, las integrales en parámetros de Feynman para este escenario toman valores grandes (del orden de 1) ya que los parámetros r_X en sus denominadores toman valores bajos. En estos escenarios tendremos sensibilidad al ángulo de mezcla γ entre h y H .

El escenario **eII** toma al pseudo-escalar A liviano y aleja los valores de las masas de h y H (que por simplicidad se toman como iguales, aunque esto no afecta los valores numéricos de las integrales, que toman valores muy pequeños para masas de los escalares muy grandes en el denominador). Como veremos, esto tiene como efecto que la dependencia en el ángulo γ en este escenario es casi nula. El escenario **eIII** toma la masa del escalar cargado menor a la del top.

En el escenario **eIII** tomamos nuevamente $m_h = 126 \text{ GeV}$, pero alejamos las masas de H y A . Este escenario es muy sensible al ángulo γ ya que las masas de h y H son muy diferentes y los acoplamientos son muy sensibles a la composición de h y H que tienen los campos de la base de Higgs S_1 y S_2 . En el escenario **eIIIi** tomamos la masa del H^+ menor a la del quark top.

A continuación comenzamos el estudio numérico de los acoplamientos tensoriales anómalos del quark top en el A2HDM.

5.3. A2HDM vs. SM-EW

Los valores de los acoplamientos $g_{R,L}$ en el A2HDM se obtienen de las expresiones de los acoplamientos para cada uno de los diagramas que presentamos en el capítulo 4. Se suma la contribución de los diagramas del sector electrodébil estándar y del diagrama de QCD de la figura 3.8, para incluir todos los campos presentes en el modelo extendido.

La contribución de QCD es la dominante y depende únicamente de las masas de los quarks top y b. Sus valores son: $g_R^{QCD} = -6,61 \times 10^{-3}$ y $g_L^{QCD} = -1,12 \times 10^{-3}$.

La contribución del sector electrodébil depende de la masa de la partícula de Higgs del Modelo Estándar. Los valores calculados en [67] corregidos para una masa $m_{h^0} = 126 \text{ GeV}$ son

$$g_R^{EW} = -(0,46 + 1,23i) \times 10^{-3} \quad y \quad g_L^{EW} = -(0,093 + 0,015i) \times 10^{-3} \quad (5.3.1)$$

En los diagramas para el A2HDM debemos restar la contribución de un escalar similar al estándar h^0 , que estamos incluyendo en los valores $g_{R,L}^{SM}$.

Comenzamos el análisis de los valores numéricos para los acoplamientos tensoriales del quark top, comparando los valores que toman estos en el A2HDM (sin incluir los diagramas del Modelo Estándar), con los valores de los diagramas electrodébiles (EW). Tomamos los cocientes entre los valores de los acoplamientos en el A2HDM ($g_{R,L}^A$) y los electrodébiles ($g_{R,L}^{EW}$), estudiando la dependencia en los cinco parámetros $\rho_{u,d}$, $\theta_{u,d}$ y γ para los seis escenarios de masas definidos en la sección 5.2.1.

Graficamos los valores que toman los cocientes entre los módulos de las partes reales e imaginarias de los acoplamientos, definidos como

$$Re_{A/EW}^R = \frac{|Re(g_R^A)|}{|Re(g_R^{EW})|} \quad , \quad Re_{A/EW}^L = \frac{|Re(g_L^A)|}{|Re(g_L^{EW})|} \quad (5.3.2)$$

$$Im_{A/EW}^R = \frac{|Im(g_R^A)|}{|Im(g_R^{EW})|} \quad , \quad Im_{A/EW}^L = \frac{|Im(g_L^A)|}{|Im(g_L^{EW})|} \quad (5.3.3)$$

variando los distintos parámetros en cada escenario.

Este análisis nos permite apreciar la sensibilidad a los distintos parámetros que se puede obtener con observables que midan las partes reales o imaginarias de los acoplamientos anómalos. A su vez, permite explorar las predicciones del A2HDM, que puede, en el futuro, describir los resultados experimentales.

Presentamos los resultados más significativos, mostrando para cada conjunto de parámetros del A2HDM ($\rho_{u,d}$, $\theta_{u,d}$ y γ) los gráficos de los escenarios más interesantes, atendiendo a las diferencias con las contribuciones del sector electrodébil.

5.3.1. A2HDM vs. EW para los acoplamientos derechos g_R

Comenzamos por el estudio de los cocientes A2HDM/EW para los acoplamientos derechos variando los diferentes parámetros en los distintos escenarios de masas de escalares definidos. Mostraremos la dependencia con el ángulo de mezcla γ , con los módulos de los parámetros de alineación ρ_u y ρ_d , y sus fases θ_u y θ_d .

5.3.1.1. Dependencia con γ

En esta sección mostramos la dependencia con el ángulo de mezcla de escalares neutros γ de los cocientes $Re_{A/EW}^R$ e $Im_{A/EW}^R$. Las curvas se muestran en las figuras 5.1 y 5.2.

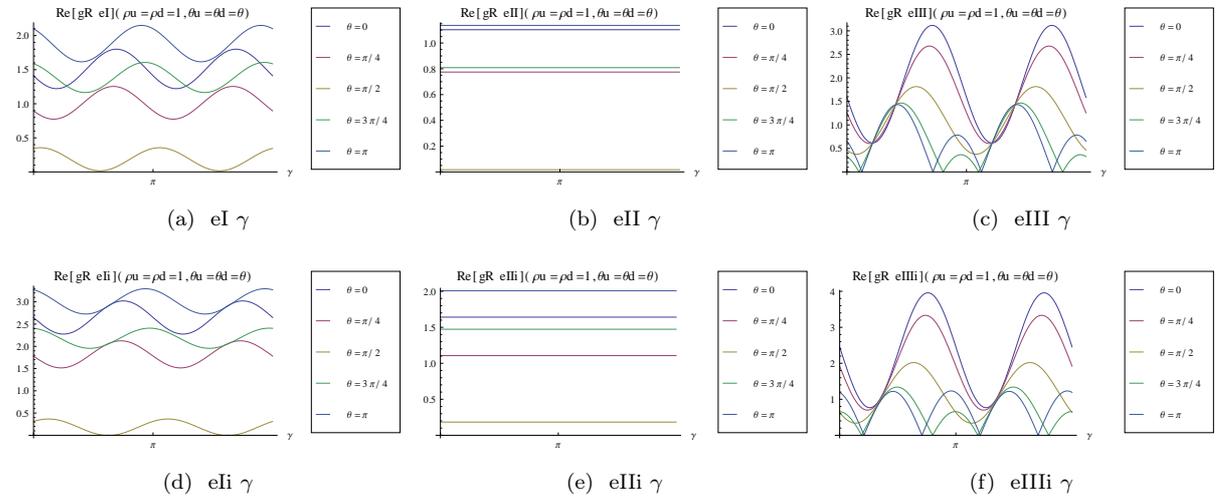


Figura 5.1: Dependencia con γ de $Re_{A/EW}^R$ en los distintos escenarios de masas.

En la figura 5.1 se muestra la dependencia con el ángulo de mezcla γ del cociente $Re_{A/EW}^R$ para distintos valores fijos de las fases de los parámetros de alineación $\theta_{u,d}$. Por simplicidad ambas fases se toman iguales y se muestran los gráficos para los valores $\theta_u = \theta_d = \theta = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$. Tomamos los módulos de los parámetros de alineación $\rho_u = \rho_d = 1$. Los cocientes de las partes imaginarias se muestran en la figura 5.2.

Como comentamos en la sección anterior, los escenarios se distinguen por la diferencia entre los valores de las masas de los autoestados h y H que componen los campos $S_1 = \cos(\gamma)H - \sin(\gamma)h$ y $S_2 = \sin(\gamma)H + \cos(\gamma)h$.

En la figura 5.1 vemos en (a) que el escenario **eI** presenta valores del orden del EW, con una

CAPÍTULO 5. RESULTADOS NUMÉRICOS

dependencia suave en el ángulo de mezcla γ , y para distintos valores de las fases θ la contribución del A2HDM puede ser desde la mitad ($\theta = \pi/2$) al doble ($\theta = 0$) de la electrodébil. El escenario **eII** no es sensible a γ y nuevamente vemos que las contribuciones son mínimas para $\theta = \pi/2$ y máximas para $\theta = 0$. El escenario **eIII** es el que muestra mayor sensibilidad tanto al ángulo de mezcla como a las fases de los parámetros de alineación, mostrando valores que triplican los EW para fases $\theta = 0$. En la segunda línea se muestran los escenarios con masa $m_{H^\pm} = 150 \text{ GeV}$. Se mantienen las mismas características generales, aunque en los tres casos, los valores máximos que puede alcanzar la parte real del acoplamiento derecho son mayores que en los escenarios anteriores.

Las contribuciones a las partes imaginarias de g_R en el A2HDM son menores comparadas con las EW para todos los escenarios (exceptuando el **eI** para $\theta = \pi/2$), y particularmente para valores de las fases $\theta = 0, \pi$ que fijan los parámetros de alineación $\varsigma_{u,d}$ como puramente reales. Los valores máximos ocurren para fases $\theta = \pi/2$. En todas las gráficas de la figura 5.2 las curvas para $\theta = \pi/4$ y $\theta = 3\pi/4$ están superpuestas.

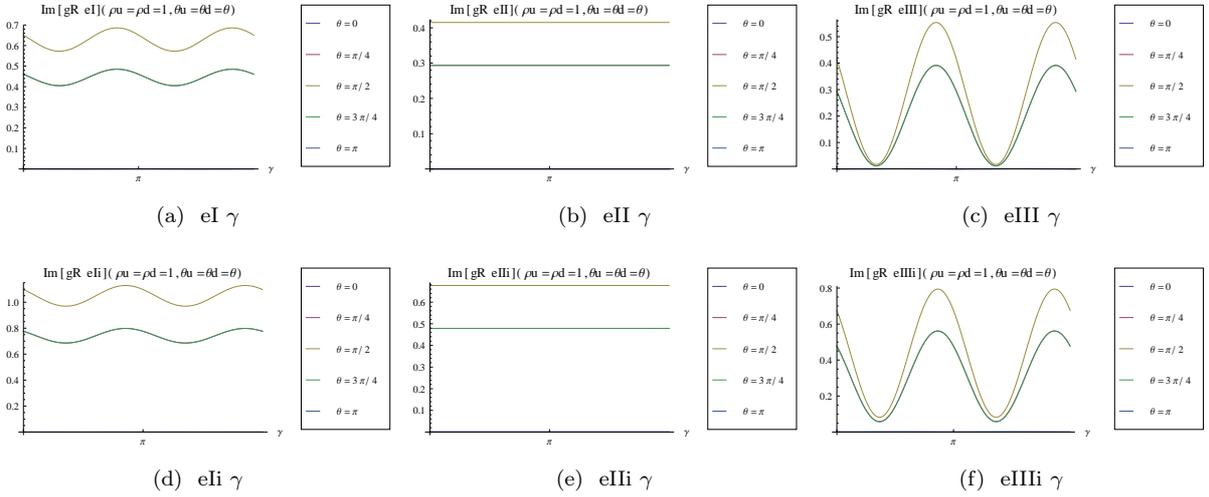


Figura 5.2: Dependencia con γ de $Im_{A/EW}^R$ en los distintos escenarios de masas.

Para todos los valores de las fases de los parámetros de alineación, el módulo de la parte imaginaria del acoplamiento derecho $|Im(g_R)|$ es menor al del sector electrodébil (que se origina puramente en partes absorbtivas de los diagramas que contribuyen a 1 loop) si el parámetro ς_u tiene módulo $\rho_u = 1$. Veremos que esta situación cambia al aumentar el valor de este parámetro.

Tanto para las partes reales como para las imaginarias, fijaremos de ahora en adelante el ángulo de mezcla $\gamma = \pi/4$, que no favorece especialmente a ninguno de los escalares neutros y no fija valores especialmente grandes ni pequeños para las partes real e imaginaria de g_R^A .

5.3.1.2. Dependencia con ρ_u y ρ_d

A continuación presentamos la dependencia de $Re_{A/EW}^R$ (figura 5.3) e $Im_{A/EW}^R$ (figura 5.4) con los módulos de los parámetros de alineación. Estos se hacen variar entre 0 y 10. En todos los casos se tomó para el ángulo de mezcla y las fases el el valor “democrático” $\gamma = \theta = \pi/4$. Mostramos los escenarios **eI** y **eIII**, que presentan la variación mínima y máxima con ρ_u respectivamente.

Se observa que la dependencia es casi nula con ρ_d , como era de esperar dado que el parámetro ς_d interviene en los vértices del quark b, que participan con una supresión correspondiente al valor de $r_b = 0,024$ como comentamos en la sección 4.4.1 (los valores de los vértices en el A2HDM se dieron en la

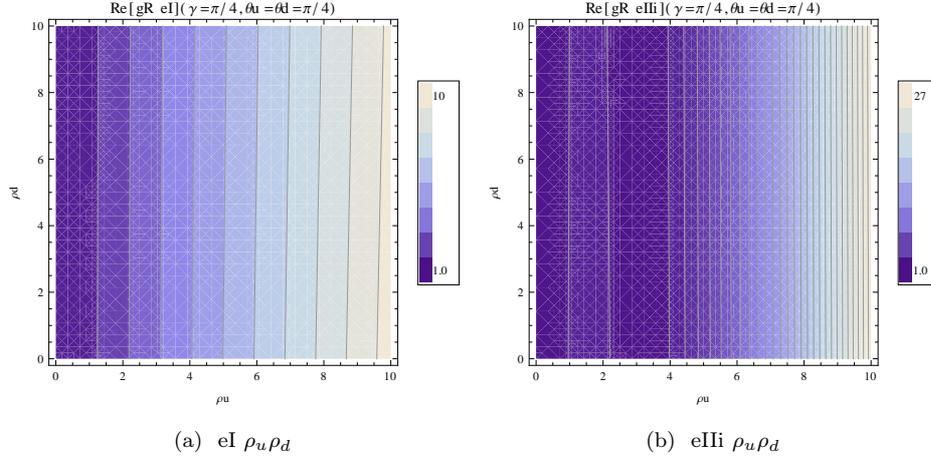
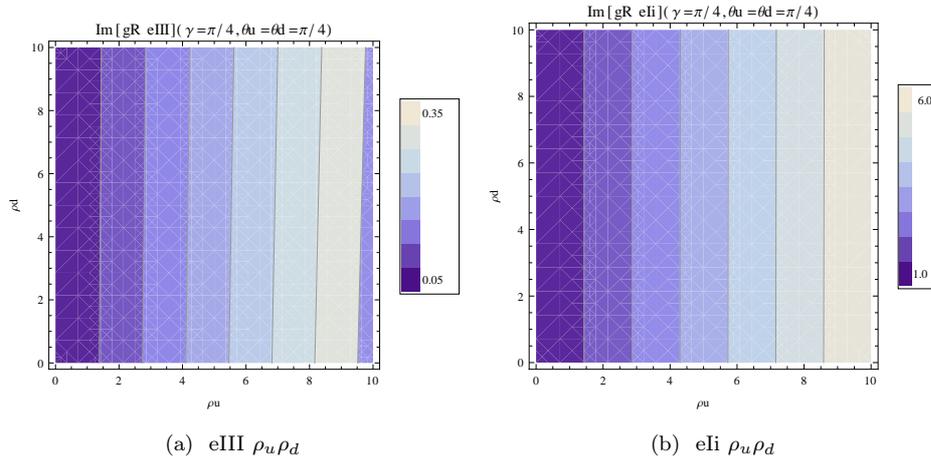

 Figura 5.3: Dependencia con ρ_u y ρ_d de $Re_{A/EW}^R$.

 Figura 5.4: Dependencia con ρ_u y ρ_d de $Im_{A/EW}^R$.

figura 4.2). El valor en el A2HDM del acoplamiento derecho, está dominado por las contribuciones de los diagramas con quarks top en el loop, y esto acentúa la dependencia con el parámetro de alineación S_u .

Nuevamente los escenarios (i) permiten mayor variación en los valores de los cocientes. Los distintos valores máximo y mínimo para estas variaciones están afectados por el efecto diferente de los ángulos de fase sobre cada escenario. Es destacable que en todos los casos, la parte real puede aumentar considerablemente al aumentar ρ_u (el escenario más sensible es el **eII**, 27 veces para $\rho_u = 10$). Los escenarios **eI** y **eIII** presentan un crecimiento algo más lento con ρ_u , alcanzando un máximo de 16 y 10 veces el valor EW respectivamente. Los valores se mantienen similares al EW para $\rho_u < 2$ en todos los casos.

Los cocientes de las partes imaginarias (figura 5.4) tampoco dependen de ρ_d significativamente y para los valores de las fases elegidos, se necesita un $\rho_u > 1$ para obtener valores mayores a los electrodébiles. Las partes imaginarias presentan variaciones menores que las partes reales de g_R con respecto a los valores electrodébiles. Mostramos el comportamiento de los escenarios **eII** y **eIII**, que alcanzan la variación máxima y mínima (un orden de magnitud menor) respectivamente.

5.3.1.3. Dependencia con θ_u y θ_d

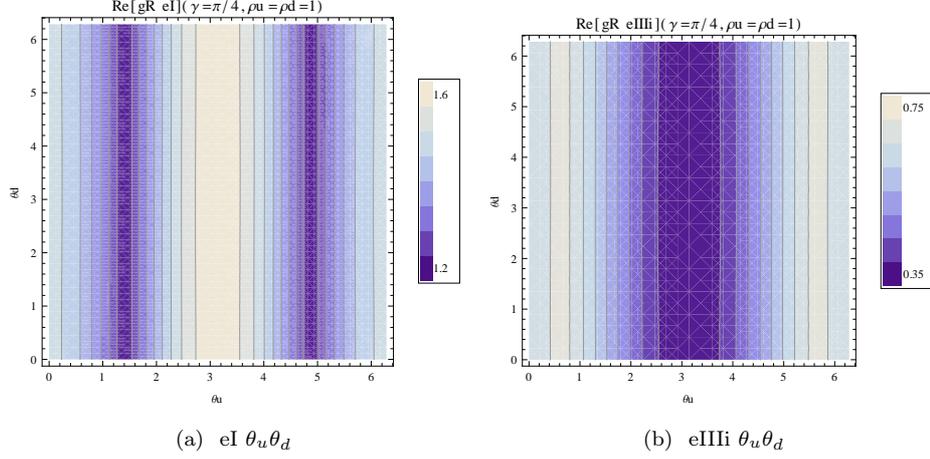


Figura 5.5: Dependencia con θ_u y θ_d de $Re_{A/EW}^R$ en los distintos escenarios de masas.

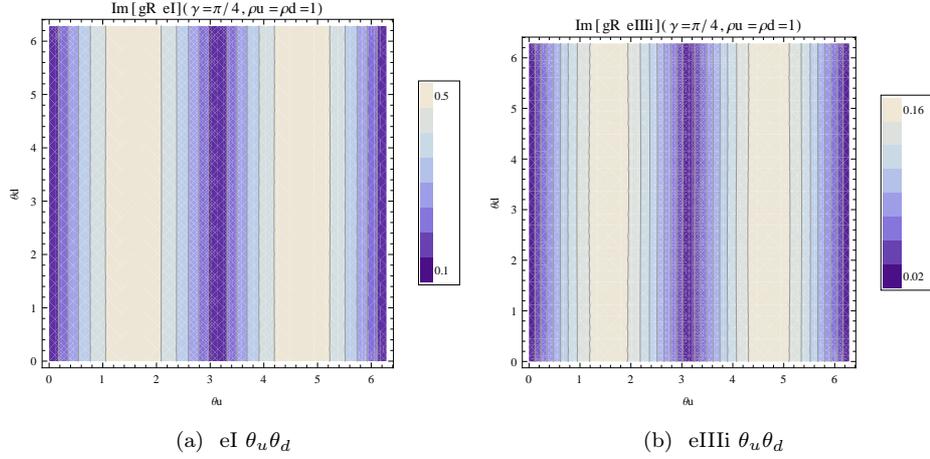
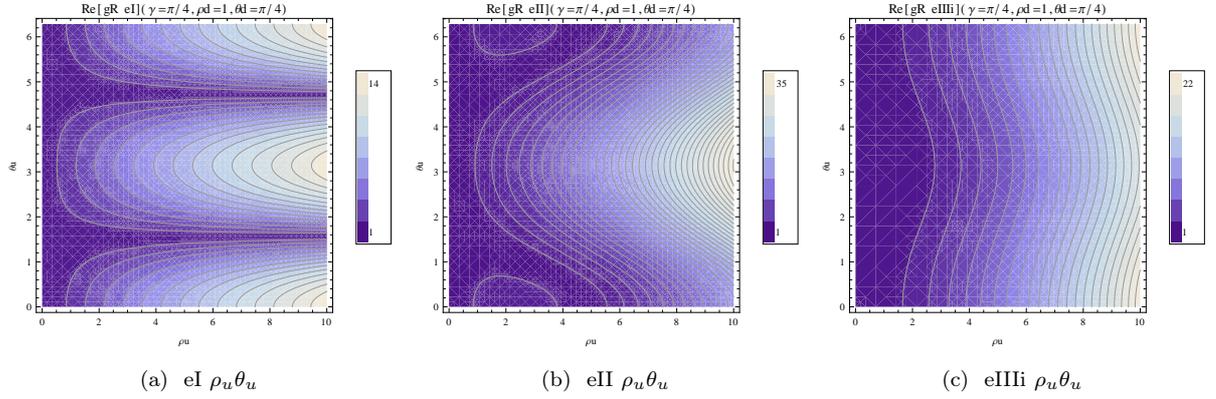
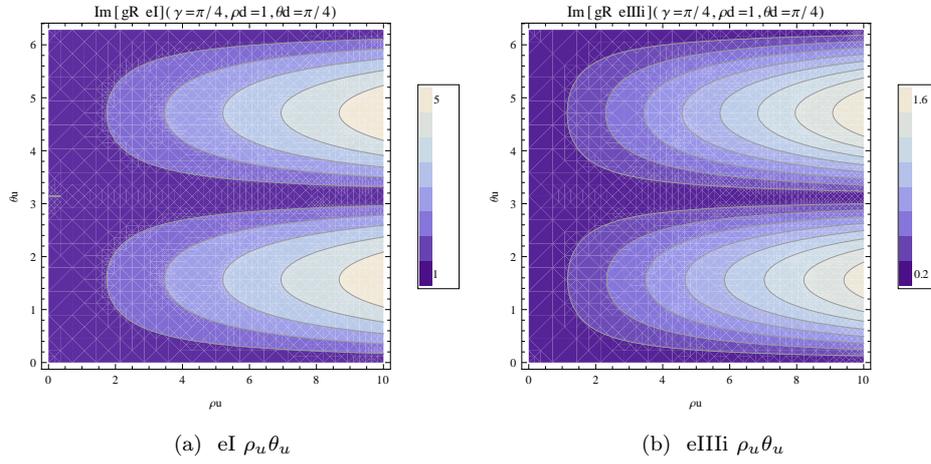


Figura 5.6: Dependencia con θ_u y θ_d de $Im_{A/EW}^R$ en los distintos escenarios de masas.

Fijando nuevamente el ángulo de mezcla $\gamma = \pi/4$ y tomando los módulos $\rho_u = \rho_d = 1$, estudiamos la dependencia de las partes real (figura 5.5) e imaginaria (figura 5.6) del acoplamiento tensorial derecho con las fases θ_u y θ_d . Mostramos los escenarios **eI** y **eIII**. Se obtiene en todos los casos que g_R^A casi no es afectado por la fase θ_d del parámetro de alineación ζ_d , como observamos en la sección anterior.

Las partes reales alcanzan valores mayores al electrodébil para $\theta_u = \pi$ en todos los escenarios de masas, excepto en el escenario **eIII**, en el que es tres veces menor. La dependencia en todos los casos es de tipo sinusoidal con θ_u (**eI** va de 1.2 a 1.6 veces, mientras que **eII** va de 0.2 a 2.5 veces el valor electrodébil).

Las partes imaginarias presentan en todos los casos valores menores al electrodébil y se reducen para $\theta_u = \pi$ en todos los escenarios.


 Figura 5.7: Dependencia con ρ_u y θ_u de $Re_{A/EW}^R$.

 Figura 5.8: Dependencia con ρ_u y θ_u de $Im_{A/EW}^R$.

5.3.1.4. Dependencia con ρ_u y θ_u

En la figura 5.7 mostramos la dependencia con el módulo y la fase del parámetro ζ_u para los cocientes $Re_{A/EW}^R$. Mostramos el comportamiento de los escenarios **eI**, **eII** y **eIII**. Los escenarios tipo **I** permiten aumentar la parte real de g_R hasta 14 y 25 veces el valor EW tomando $\rho_u = 10$ y $\theta_u = 0, \pi, 2\pi$. El escenario **eII** permite un aumento de hasta 58 veces y el menos sensible es **eIII** con sólo 13 veces. Estas grandes diferencias permiten incluso superar la contribución dominante de QCD para $Re(g_R)$.

Nuevamente llama la atención el comportamiento de la parte real de g_R en el escenario **eIII** con el ángulo θ_u : se aprecia una disminución para $\theta_u = \pi$. En este escenario los acoplamientos anómalos se ven influenciados por la presencia de partes imaginarias absorbtivas en los diagramas tipo (c) y la masa grande del pseudo-escalar A , que contribuye a disminuir las partes reales.

Las partes imaginarias $Im_{A/EW}^R$ en todos los escenarios tienen desviaciones máximas menores que las partes reales: pueden llegar a disminuir 20 veces respecto al valor electrodébil en el escenario **eIII** para $\theta_u = \pi$ y $\rho_u = 1$ y a aumentar 9 veces en el escenario **eII** para $\theta_u = \pi/2$ y $\rho_u = 10$. Todos los escenarios muestran la misma tendencia y mostramos únicamente **eI** y **eIII** en la figura 5.8.

5.3.2. A2HDM vs. EW para los acoplamientos izquierdos g_L

Presentamos ahora el estudio de los cocientes A2HDM/EW para los acoplamientos izquierdos variando los diferentes parámetros en los distintos escenarios de masas de escalares definidos. Mostraremos, igual que en el caso de g_R , la dependencia con el ángulo de mezcla γ , con los módulos de los parámetros de alineación ρ_u y ρ_d , y sus fases θ_u y θ_d .

 5.3.2.1. Dependencia con γ

En las figuras 5.9 y 5.10 mostramos la dependencia de los cocientes $Re_{A/EW}^L$ e $Im_{A/EW}^L$ con el ángulo de mezcla γ .

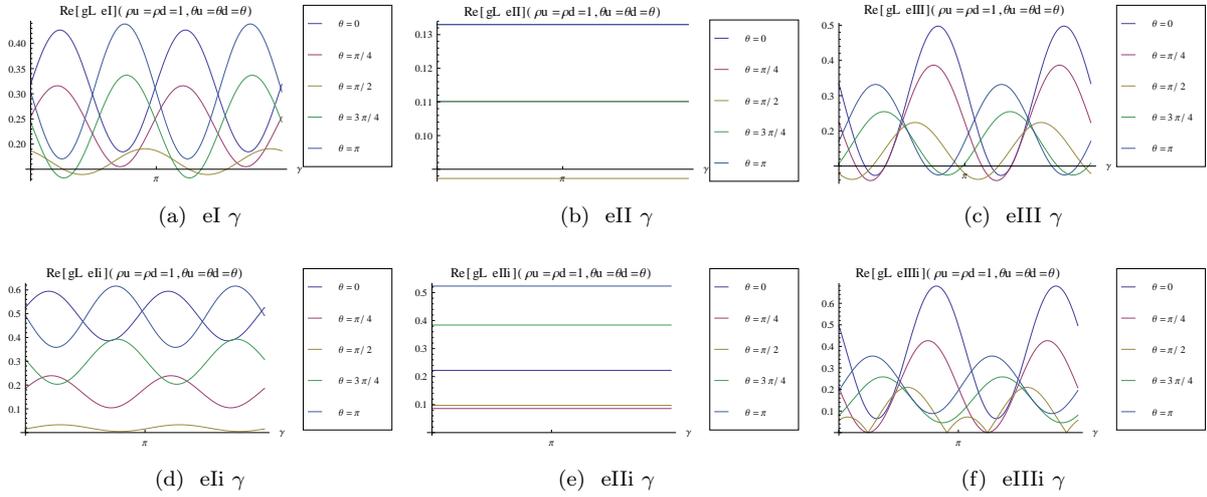
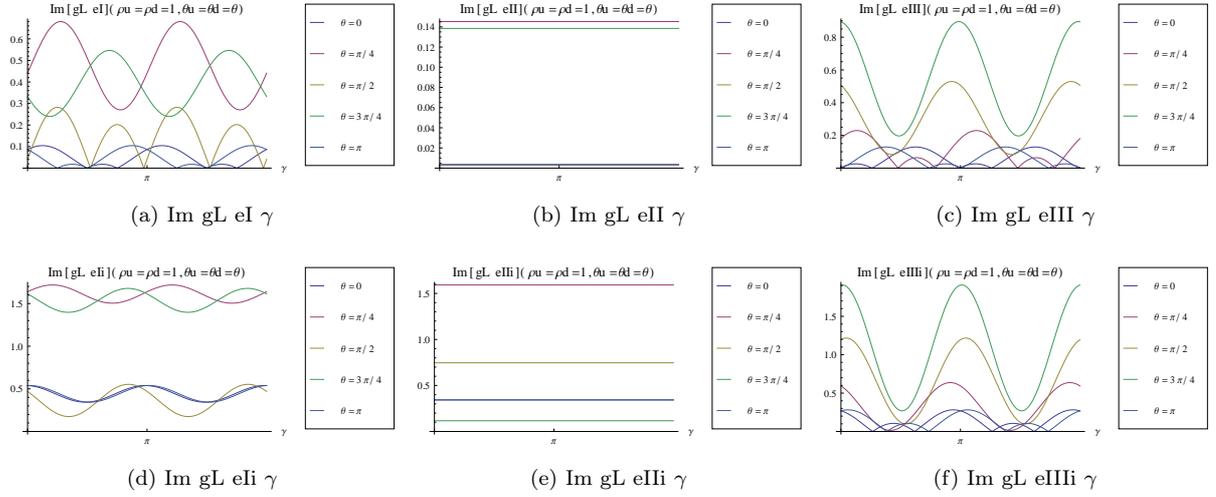


Figura 5.9: Dependencia con γ de $Re_{A/EW}^L$ en los distintos escenarios de masas.

Los acoplamientos izquierdos no se anulan necesariamente para valores fijos de las fases $\theta_{u,d}$, a diferencia de los acoplamientos derechos. Esto se debe a que los valores de g_L dependen de manera más uniforme de los parámetros ζ_u y ζ_d . Los vértices con quarks top y b participan de una forma similar en los valores del acoplamiento izquierdo, para el que las contribuciones de todos los diagramas son de orden semejante.

Los valores obtenidos para el módulo de la parte real de g_L en el A2HDM son menores al valor de la parte electrodébil del Modelo Estándar, en especial para fases $\theta = \pi/2$, que fijan los parámetros de alineación como imaginarios puros. Las fases $\theta = 0$ dan los mayores valores y mayor sensibilidad al ángulo de mezcla γ en casi todos los escenarios. El escenario **eII** muestra valores de $|Re(g_L)|$ un orden de magnitud menores que la contribución EW. Esto se debe a que los escalares neutros h y H tienen los acoplamientos que más aportan a la parte real y en este escenario se toman con masas grandes, contribuyendo poco al valor numérico de las integrales de parámetros de Feynman.

La parte imaginaria de g_L en A2HDM toma valores menores al EW en los escenarios **eI**, **eII**, **eIII**, mientras que es posible incrementar el módulo de la parte imaginaria en los escenarios **i** con baja masa del escalar cargado H^+ , que se muestran en la segunda fila de la figura 5.10. En los escenarios **eIi** y **eIIIi** se alcanzan valores mayores al electrodébil para fases $\theta = 3\pi/4$ (y $\theta = \pi/4$ en **eIi**). Este aumento del valor de las partes imaginarias se debe a la contribución de las partes absorbivas de los diagramas tipo (c).


 Figura 5.10: Dependencia con γ de $Im^L_{A/EW}$ en los distintos escenarios de masas.

5.3.2.2. Dependencia con ρ_u y ρ_d

En las figuras 5.11 y 5.12 mostramos la sensibilidad de g_L a los módulos de los parámetros de alineación.

Para la parte real de g_L mostramos los escenarios **eI** y **eIIIi**. El acoplamiento izquierdo es sensible a ρ_u y ρ_d , aunque las variaciones que presenta respecto a su valor electrodébil son más lentas que las del acoplamiento derecho: se observa que la región del plano (ρ_u, ρ_d) en la que se mantiene igual al valor estándar es mayor en todos los escenarios. Los módulos de las partes reales pueden llegar a aumentar hasta 17 veces respecto a la contribución electrodébil para los valores de las fases que se muestran.

La parte imaginaria de g_L es la que puede alejarse más del valor electrodébil; para el escenario **eII** puede aumentar hasta 2 órdenes de magnitud (165 veces) al fijar $\rho_u = \rho_d = 10$, como muestra la figura 5.12. Observemos que la variación con γ para este escenario es suave y con fases $\theta = \pi/4$, el cociente $Im^L_{A/EW}$ toma valores alrededor de 1.5, lo que hace más interesante la dependencia con el módulo de los parámetros de alineación.

El valor de la parte imaginaria de g_L es muy pequeño en el Modelo Estándar y los parámetros de alineación complejos del A2HDM permiten incrementar este valor. Este es uno de los efectos buscados al construir el modelo: introducir fuentes de violación CP que puedan dar lugar al aumento de las cantidades sensibles, como los son las partes imaginarias de los acoplamientos tensoriales anómalos del quark top. Para g_L vemos que este efecto es muy relevante. Lamentablemente, dado que la contribución de QCD a $Im(g_{R,L})$ es nula y el cálculo de las contribuciones electrodébiles es relativamente reciente [67] los análisis experimentales hasta ahora no han incorporado la parte imaginaria de g_L y se dan cotas asumiendo este acoplamiento como si fuera real. Ese es el caso de los trabajos [74, 78], comentados en la sección 3.4.3.

5.3.2.3. Dependencia con θ_u y θ_d

La figura 5.13 muestra la dependencia con las fases $\theta_{u,d}$ de las partes real e imaginaria del acoplamiento izquierdo para el escenario **eII**. Para todos los escenarios obtenemos estructuras complicadas al variar las fases de los parámetros de alineación.

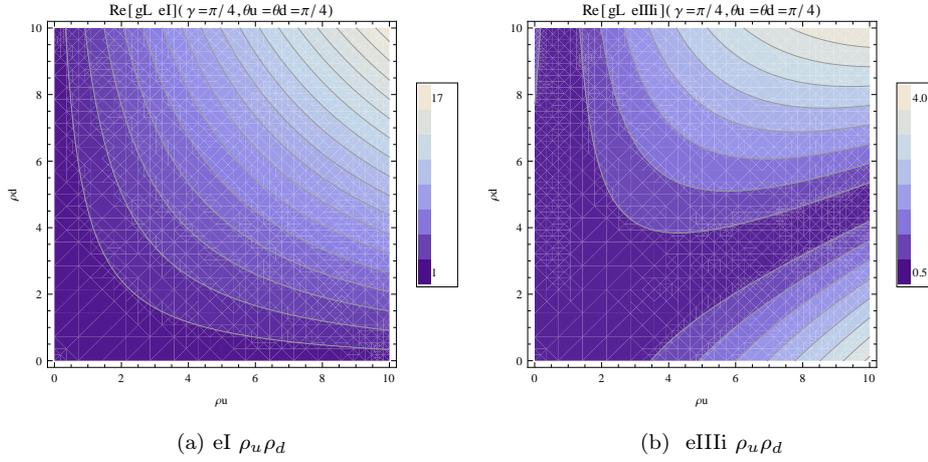


Figura 5.11: Dependencia con ρ_u y ρ_d de $Re_{A/EW}^L$.

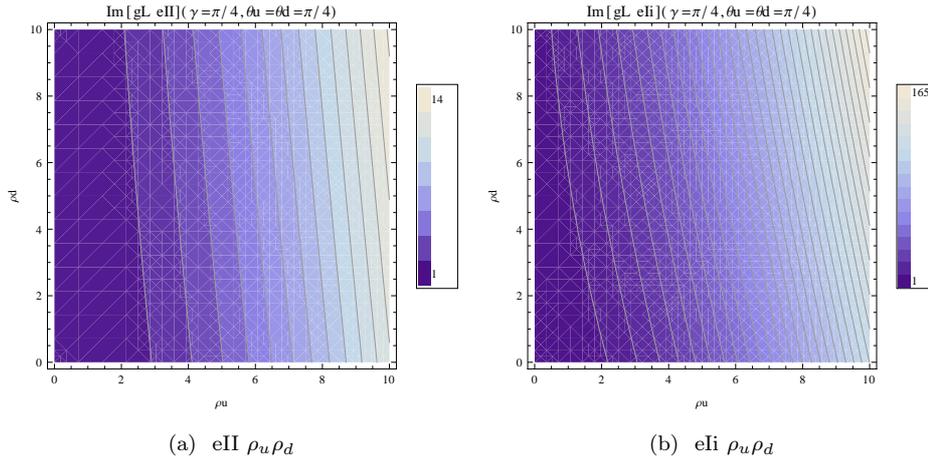


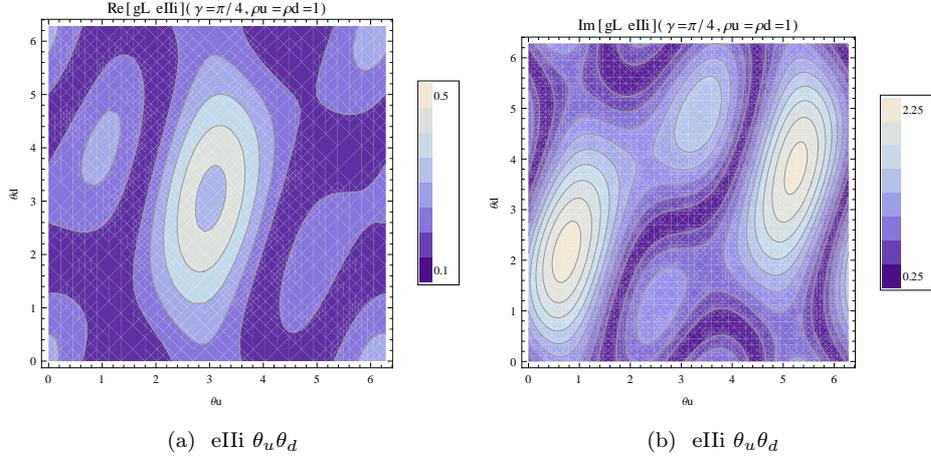
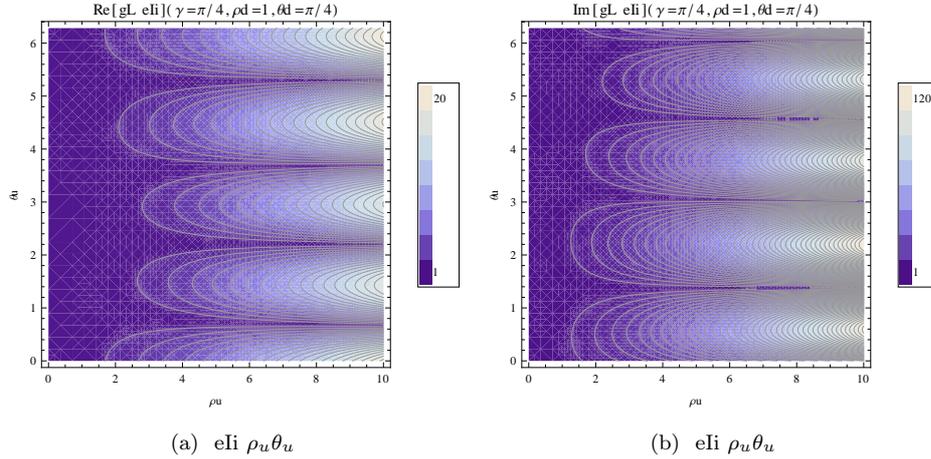
Figura 5.12: Dependencia con ρ_u y ρ_d de $Im_{A/EW}^L$.

5.3.2.4. Dependencia con ρ_u y θ_u

La figura 5.14 muestra la variación con el parámetro ς_u de los cocientes $Re_{A/EW}^L$ e $Im_{A/EW}^L$ en el escenario **eII**, para visualizar un ejemplo. Se verifica que la dependencia más importante es con el parámetro de alineación tipo up ς_u . En todos los escenarios, el módulo de la parte real varía moderadamente respecto al valor EW yendo desde un cuarto en el escenario **eIII** para $\rho_u = 1$, hasta 16 veces en el escenario **eIII** para $\rho_u = 10$ y $\theta_u = \pi$.

La parte imaginaria nuevamente muestra las mayores variaciones, tomando en todos los casos valores absolutos mayores (hasta 120 veces) a la contribución electrodébil, en particular para el escenario **eII** que se muestra.

La dependencia con ρ_d y θ_d no agrega información relevante, pero vale la pena mencionar nuevamente que g_L sí tiene dependencia en el módulo y la fase de ς_d .


 Figura 5.13: Dependencia con θ_u y θ_d de $Re_{A/EW}^L$ e $Im_{A/EW}^L$ en el escenario **eIi**.

 Figura 5.14: Dependencia con ρ_u y θ_u de $Re_{A/EW}^L$ e $Im_{A/EW}^L$ en el escenario **eIi**.

5.3.3. A2HDM/EW: comentarios

Del estudio comparativo de los valores de las partes real e imaginaria de los acoplamientos anómalos $g_{R,L}$ en el A2HDM con los valores del sector electrodébil del SM, surgen los siguientes comentarios:

- g_R

g_R es casi insensible a variaciones del parámetro $\zeta_d = \rho_d e^{i\theta_d}$. Son dominantes los diagramas de Feynman con quarks top en el loop, como se argumentó en la sección 4.4.1.

Las fases θ de los parámetros de alineación y el ángulo de mezcla γ permiten, para $\rho_u = 1$ (y $\theta_u = \theta_d$), variar el módulo de $|Re(g_R)|$ desde cero a 4 veces el valor EW. Aumentando el módulo ρ_u puede llegar a valer 27 veces más que la contribución EW, en el escenario con todos los escalares livianos **eIi**. Para ζ_u real, es posible aumentar este valor.

$|Im(g_R)|$ toma valores menores al EW si $\rho_u = 1$ (y $\theta_u = \theta_d$). Tiene una variación menor que la parte real con ρ_u , pudiendo llegar a 6 veces el valor EW en el escenario **eIi**. Para ζ_u imaginario puro, este valor puede aumentar hasta en un orden de magnitud.

■ g_L

Como era esperado, g_L depende los dos parámetros de alineación ς_u y ς_d .

$|Re(g_L)|$ toma valores menores al EW para $\rho_u = \rho_d = 1$ (y $\theta_u = \theta_d$), pero es posible aumentar este valor para ρ_u grande, tomando fases de los parámetros de alineación opuestas. Las grandes diferencias posibles respecto al valor EW permiten superar la contribución de QCD para $|Re(g_L)|$. Las medidas en el LHC podrán confirmar o descartar estos escenarios.

Las variaciones mayores, de dos ordenes de magnitud, respecto al valor electrodébil las muestra $|Im(g_L)|$, dado que el valor estándar es muy pequeño. El A2HDM permite, como se busca en su construcción, aumentar los valores de cantidades sensibles a violación de CP.

5.4. Cotas

Las medidas de los acoplamientos tensoriales del quark top en el LHC y Tevatron no permiten aún testear las predicciones del Modelo Estándar para $g_{R,L}$ y tampoco las de otros modelos con nueva física [59, 76–78], como modelos con sectores de Higgs extendidos (2HDM tipo II, MSSM [68]) y en particular el A2HDM. Sin embargo, la excelente performance de los experimentos (ATLAS y CMS) hasta la fecha, permite esperar medidas de mayor precisión, en especial para el período de operación de alta energía (14 TeV) a partir de 2014.

En esta sección exploraremos las posibilidades que brindan los observables específicos (asimetría en la dirección normal) y las cotas indirectas de $b \rightarrow s\gamma$ para acotar los valores de los parámetros del A2HDM.

5.4.1. La asimetría A_{FB}^N e $Im(g_R)$

En la sección 3.4.2 definimos nuevos observables que sacando provecho de la presencia de quarks top polarizados, utilizan las direcciones normal y transversal para acceder a elementos fuera de la diagonal de la matriz densidad de espín M_{ij} de la ec.(3.4.4) para el decaimiento $t \rightarrow bW^+$. En particular, la asimetría en la dirección normal A_{FB}^N de la ec.(3.4.7) permite acceder al valor de la parte imaginaria del acoplamiento g_R y por lo tanto es sensible a la aparición de violación de CP en este decaimiento.

En [69] los autores obtienen la relación de la ec.(3.4.8):

$$A_{FB}^N = 0,64 P Im(g_R) \quad (5.4.1)$$

Esta asimetría será medida en el LHC y se espera que se presenten los primeros valores en las conferencias a fines de 2012.

El valor de $Im(g_R)$ en el SM se origina en los diagramas del sector electrodébil que tienen partes absorbtivas y su valor para una masa del Higgs estándar $m_{h^0} = 126 GeV$ es de $Im(g_R) = -1,23 \times 10^{-3}$. Vemos que la resolución experimental necesaria como para medir el valor del SM, tomando un grado de polarización $P = 0,9$ como el estimado en [69], implica medir la asimetría con un error del orden de 10^{-4} .

La figura 5.15 muestra la variación con la fase θ_u de la parte imaginaria del acoplamiento g_R en los distintos escenarios de masas, para $\theta_d = \gamma = \pi/2$, con $\rho_u = 1$ (a) y $\rho_u = 5$ (b). El escenario más sensible es el **eIi**, en el que los tres escalares neutros son livianos y con una parte imaginaria absorbtiva en los diagramas tipo (c). Como era de esperar, todos los escenarios permiten las mayores variaciones para parámetros ς_u imaginarios puros. Para el caso de $\rho_u = 5$, el A2HDM podría acomodar incluso

una medida de signo opuesto al valor de la predicción del SM para la asimetría, mostrando que los parámetros de alineación son una fuente de violación de CP novedosa y versátil dentro de los modelos con sectores escalares extendidos.

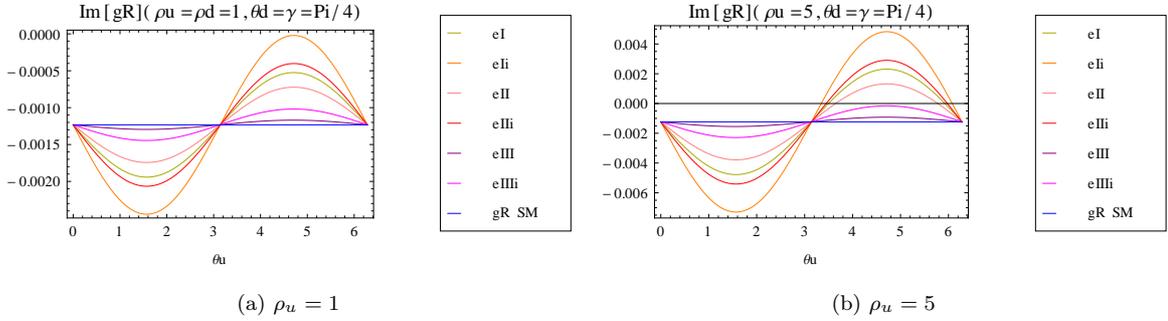


Figura 5.15: Variación con θ_u de $Im(g_R)$. El valor del SM es $Im(g_R^{SM}) = -1,23 \times 10^{-3}$

5.4.2. $Re(g_L)$ en $b \rightarrow s\gamma$

Las cotas actuales más restrictivas sobre g_L son cotas indirectas que se obtienen a partir de la medida de la fracción de decaimiento $b \rightarrow s\gamma$, como vimos en la sección 3.4.3. En [79, 80] se dan cotas para el valor de la parte real del acoplamiento izquierdo. Se acota $Re(g_L)$ en el intervalo $-0,001 < Re(g_L) < 0,0003$.

El valor de $Re(g_L)$ está dominado por la contribución de QCD y la predicción del Modelo Estándar es $Re(g_L^{SM}) = -1,213 \times 10^{-3}$ [67]. Este valor queda fuera de los límites hallados en [80].

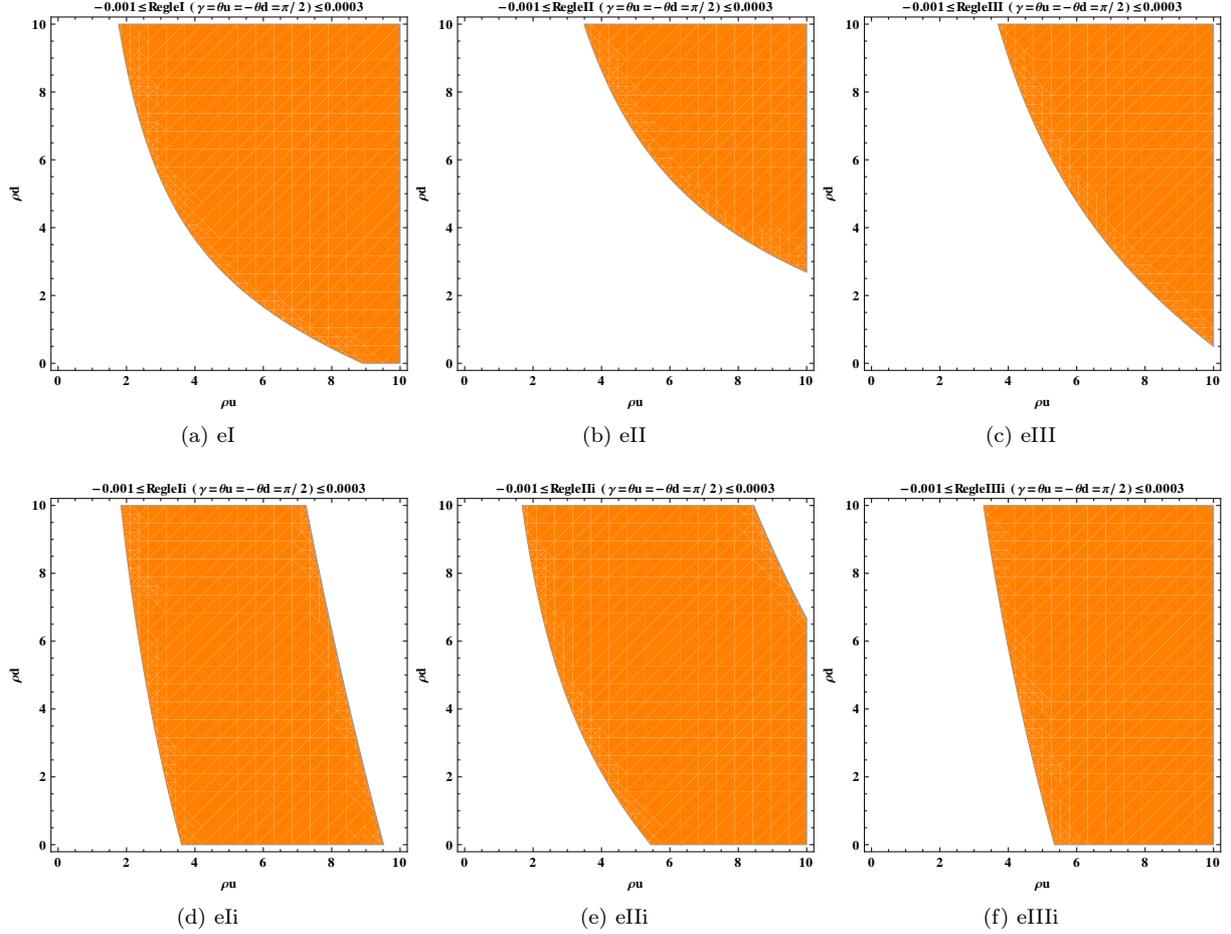
Explorando el espacio de parámetros del A2HDM, encontramos que se puede aumentar significativamente el valor de $Re(g_L)$ para parámetros de alineación con fases de signo contrario $\theta_u = -\theta_d$ y módulos $\rho_{u,d} > 1$. La figura 5.16 muestra las regiones permitidas en el plano ρ_u, ρ_d para $\gamma = \theta_u = -\theta_d = \pi/2$, es decir, para parámetros de alineación $\varsigma_{u,d}$ imaginarios puros con fases opuestas.

En los escenarios **eI**, **eII**, **eIII**, sólo están permitidos valores altos de ρ_u y ρ_d . Los escenarios **i** con $m_{H^+} < m_t$ permiten todos los valores de ρ_u en el intervalo $(0, 10)$ para valores de $\rho_u > 3$.

5.4.3. Cotas: comentarios

Encontramos que los parámetros de alineación permitirían dar cuenta de medidas discrepantes con el SM de la parte imaginaria del acoplamiento derecho $Im(g_R)$, que se obtengan a partir de la medida de la asimetría en la dirección normal A_{FB}^N , de la que se espera obtener los primeros valores hacia fines de 2012.

Las cotas indirectas de $b \rightarrow s\gamma$ ya excluyen la predicción del Modelo Estándar para $Re(g_L)$. Estas cotas son obtenidas asumiendo hipótesis ad-hoc sobre los valores de los acoplamientos, imponiendo que sólo tengan parte real y tomando un único acoplamiento distinto de cero a la vez. Para el A2HDM, observamos que podemos disminuir el módulo de $Re(g_L)$ tomando fases opuestas de los parámetros de alineación: en los escenarios **eI**, **eII**, **eIII** las regiones permitidas por las cotas implican valores grandes de $\rho_{u,d}$, pero los escenarios **eIIi**, **eIIIi**, **eIIIi** permiten todo el rango estudiado de ρ_d . Esto es coherente con la comparación A2HDM/EW de la sección anterior. Con fases contrarias, los parámetros de alineación pueden contribuir a la disminución de $|Re(g_L)|$, permitiendo un valor menos negativo que la contribución de QCD.


 Figura 5.16: Regiones permitidas (naranja) en el plano $\rho_u \rho_d$ para las cotas de [80]

Los trabajos anteriores sobre cotas para el A2HDM en física de mesones B [48, 50], que fueron comentados en la sección 2.3.3, obtienen restricciones para los parámetros de alineación que apuntan en la dirección contraria a la recién mencionada. Restringen el valor del módulo $|\rho_u| < 0,91$ (1,91) para masas del escalar cargado $m_{H^+} = 80$ (500) GeV . Estas cotas, que implican $\rho_u \approx 1$ desfavorecen los escenarios en los que los acoplamientos toman valores dos órdenes de magnitud mayores a la contribución EW. Sin embargo, para valores de ρ_u del orden de la unidad, vemos que las contribuciones del A2HDM pueden ser del orden de las electrodébiles, o incluso ser dos o tres veces mayores. Las predicciones que hemos calculado para el decaimiento del quark top y las medidas en el LHC van a poder contribuir con información importante al respecto para el A2HDM.

5.5. Perspectivas

Aunque las medidas experimentales de los acoplamientos anómalos del quark top disponibles en la actualidad no permiten acotar los parámetros del A2HDM, vemos que las predicciones de este modelo para los valores de $g_{R,L}$ son muy sensibles, tanto a los escenarios de masas de escalares, como al ángulo de mezcla de escalares neutros γ . A su vez, es posible encontrar desviaciones muy significativas respecto a las predicciones electrodébiles, en particular para la parte imaginaria de g_L , cuyo valor estándar es muy pequeño. Esto muestra las posibilidades que incluye este modelo, en especial aquellas

relacionadas con los parámetros de alineación complejos, que permiten incluir nuevos mecanismos de ruptura de CP cuyos efectos se observen en los acoplamientos anómalos del quark top.

Las medidas de precisión de $g_{R,L}$ del LHC son esperadas para el período de operación a energías más altas, que comenzará en 2014. De todos modos, ATLAS pretende presentar las primeras medidas de observables específicos como las asimetrías en la dirección normal para fines de 2012. Estos resultados mostrarán en qué medida el decaimiento del quark top es descrito por el Modelo Estándar, o en caso contrario, permitirán acotar el espacio de parámetros del A2HDM.

Más a futuro, la eventual construcción de un acelerador lineal (ILC: International Linear Collider [88], o CLIC: Compact Linear Collider [89]), que colisione electrones y positrones ($e^+ - e^-$), cuyo objetivo primordial sería el estudio detallado de las propiedades del bosón recientemente descubierto, así como medidas de precisión de nueva física en procesos sin los errores teóricos que introducen los procesos hadrónicos, permitiría medir con mayor precisión los acoplamientos anómalos del quark top, por ejemplo estudiando asimetrías en procesos $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}q\bar{q}$ [90].

Capítulo 6

Conclusiones

En esta tesis investigamos las características del decaimiento del quark top, en el marco del modelo con dos dobletes de Higgs y alineación en el sector de Yukawa. Este es un escenario novedoso para el estudio del modelo, que se aleja del marco de física de sabor en el que ha sido estudiado hasta ahora. La física de quarks top en el LHC brinda la posibilidad de analizar observables que sean sensibles a la aparición de nueva física como la que describe este modelo. Especialmente, investigamos la posibilidad de poner cotas sobre los parámetros del A2HDM a partir de las medidas en el LHC que son sensibles a los acoplamientos anómalos del quark top $g_{R,L}$. Calculamos las contribuciones a los acoplamientos anómalos en el A2HDM con un potencial que conserva CP. Obtuvimos las expresiones analíticas para los diferentes diagramas de Feynman involucrados en el decaimiento $t \rightarrow bW^+$ a un loop y las estudiamos numéricamente.

El vértice tbW no sufre modificaciones en el A2HDM a nivel árbol respecto a su expresión en el Modelo Estándar. En los diagramas a un loop, además de las partículas ya existentes en el Modelo Estándar tenemos las contribuciones generadas por la presencia de las nuevas partículas introducidas en los modelos con dos dobletes: los tres escalares neutros h , H y A y los escalares cargados H^\pm .

Obtuvimos las expresiones analíticas de las contribuciones a los acoplamientos en función de las masas de los nuevos escalares, el ángulo de mezcla de escalares neutros γ y los parámetros de alineación $\varsigma_{u,d}$ del A2HDM. Estudiamos en detalle las partes imaginarias absorptivas de los diagramas en los que aparecen, utilizando un método independiente que nos permitió corroborar nuestros cálculos. Éstos contienen los resultados completos para los acoplamientos anómalos del top en modelos con el sector de Higgs extendido, y, en particular, el cálculo de las partes absorptivas que tienen importancia fenomenológica. También se corroboró que en el límite en que el A2HDM se reduce al SM, las contribuciones de los diagramas presentes en ambos son idénticas.

Realizamos un estudio comparativo de los valores numéricos de las partes real e imaginaria de los acoplamientos anómalos del quark top en el A2HDM y el sector electrodébil del Modelo Estándar. Se estudiaron diferentes conjuntos de valores de las masas de los escalares, en función de los parámetros de alineación ς_u y ς_d y el ángulo de mezcla de escalares γ . Los escenarios de masas elegidos nos han permitido explorar significativamente el espacio de parámetros del modelo y a la vez determinar las regiones de este espacio en las que los acoplamientos tensoriales toman valores mucho mayores a la predicción del SM.

El estudio comparativo de los valores de las partes real e imaginaria de los acoplamientos anómalos $g_{R,L}$ en el A2HDM con los valores del sector electrodébil del SM, muestra los siguientes resultados:

El acoplamiento derecho g_R es casi insensible a variaciones del parámetro $\varsigma_d = \rho_d e^{i\theta_d}$. Esto se debe

CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES

a que son dominantes las contribuciones de los diagramas de Feynman con quarks top en el loop.

La parte real $|Re(g_R)|$ puede variar con las fases θ de los parámetros de alineación y el ángulo de mezcla γ , para $\rho_u = 1$ y $\theta_u = \theta_d$, desde cero a 4 veces el valor EW. Aumentando el módulo hasta $\rho_u = 10$, puede llegar a valer 27 veces más que la contribución EW, tomando todos los escalares con masas menores a la del quark top. Para ς_u real, es posible incrementar este valor, llegando hasta 58 veces la contribución EW.

La parte imaginaria del acoplamiento derecho $|Im(g_R)|$ toma valores menores al EW si $\rho_u = 1$ y $\theta_u = \theta_d$. Tiene desviaciones máximas menores que la parte real con ρ_u , presentando desde disminuciones al 20 % del valor EW, hasta aumentar al 500 % de este valor. Tomando ς_u imaginario puro, el A2HDM predice aumentos de hasta un orden de magnitud respecto al valor electrodébil, para ρ_u grande.

El acoplamiento izquierdo g_L depende en forma similar de los dos parámetros de alineación ς_u y ς_d , ya que son tan significativas las contribuciones de diagramas de Feynman con quarks top en el loop, como las de los que tienen quarks b.

La parte real $|Re(g_L)|$ toma valores menores al EW para $\rho_u = \rho_d = 1$ (y $\theta_u = \theta_d$), pudiéndose incrementar para fases θ de signo opuesto para los dos parámetros de alineación. Los valores que se pueden obtener llegan a superar significativamente el valor EW llegando incluso a ser mayores que la contribución de QCD. Las mayores variaciones respecto al valor electrodébil las muestra $|Im(g_L)|$. Éstas pueden alcanzar los dos órdenes de magnitud (llegando a aumentar hasta 165 veces), dado que el valor estándar es muy pequeño.

Entre las ventajas del A2HDM encontramos que brinda predicciones muy sensibles, tanto a los escenarios de masas de escalares, como al ángulo de mezcla de escalares neutros γ . Observamos desviaciones muy significativas respecto a las predicciones electrodébiles. Las más interesantes son las predicciones para las partes imaginarias de los acoplamientos anómalos. El modelo permite dar cuenta de posibles efectos de ruptura de CP, mediante la introducción de los parámetros de alineación complejos $\varsigma_{u,d}$. Las predicciones muestran que esta eventual ruptura puede llegar a observarse en el decaimiento del quark top.

En cuanto a la posibilidad de acotar los valores de los parámetros de alineación, encontramos que valores mayores a la unidad para el módulo ρ_u permitirían dar cuenta de medidas discrepantes con el SM de la parte imaginaria del acoplamiento derecho $Im(g_R)$. Esta parte imaginaria puede obtenerse a partir de medidas de la asimetría en la dirección normal A_{FB}^N , que se espera sean publicadas en pocos meses.

Las cotas indirectas de $b \rightarrow s\gamma$ excluyen actualmente al valor de la predicción del Modelo Estándar para $Re(g_L)$, que es negativo y está por debajo de la cota mínima. En el A2HDM podemos disminuir el módulo de $Re(g_L)$ tomando fases opuestas de los parámetros de alineación, obteniendo regiones permitidas del plano (ρ_u, ρ_d) que imponen valores grandes de estos módulos. Sin embargo, los trabajos anteriores sobre cotas para el A2HDM en física de mesones B , obtienen restricciones para los parámetros de alineación que favorecen valores de orden uno para los módulos de los factores de alineación. Las predicciones que hemos calculado en esta tesis para el decaimiento del quark top y las medidas en el LHC van a poder aportar información complementaria e independiente, permitiendo descartar o corroborar los diferentes escenarios.

Las medidas de precisión de $g_{R,L}$ del LHC, se obtendrán con los datos tomados en 2012, pero particularmente en el período de operación a energías altas a partir de 2014. Estos datos permitirán observar en qué medida los acoplamientos anómalos del quark top son descritos por el Modelo Estándar, o eventualmente por modelos como el A2HDM.

En el futuro la construcción de un acelerador lineal que colisione electrones y positrones tendrá una enorme sensibilidad para medir los acoplamientos anómalos del quark top sin las incertidumbres hadrónicas presentes en el LHC.

Esta tesis deja abiertos algunos problemas interesantes para abordar en el futuro, entre los cuales mencionamos los siguientes tres: - estudio y cálculo de nuevos observables en colisionadores positrón-electrón, - realizar un estudio completo del decaimiento del top, más allá de los modelos A2HDM, para un sector de Higgs extendido completamente general, - calcular las predicciones del modelo A2HDM para el decaimiento del bosón de Higgs en dos fotones, cuyo valor aparece en las medidas recientes por encima de las expectativas del SM.

Los resultados preliminares de esta tesis fueron presentados en formato póster en la II Reunión Conjunta AFA-SUF en Montevideo, 2011 y en la escuela PASI “Exploring the Terascale and Beyond” en Buenos Aires, 2012. Está en redacción un artículo para la publicación de estos resultados.

Apéndice A

Proyectores

En la sección 4.3.1.2 introdujimos el método de extracción de las contribuciones de cada diagrama de Feynman a los acoplamientos anómalos $g_{R,L}$.

En este apéndice explicamos cómo obtener las expresiones para los proyectores PF2 y PF2G5.

Comenzamos por escribir un numerador para el vértice genérico tbW^+ , donde t ingresa con momento p_1 y tiene masa m_1 , b sale con momento p_2 y tiene masa m_2 , y W^+ sale con momento q y tiene masa m .

El numerador se toma como:

$$N_\mu = (p_1 + m_1) \left(n_1 \gamma_\mu - \frac{1}{m} n_2 q_\mu - \frac{1}{m} n_3 p_\mu \right) (p_2 + m_2) \quad (\text{A.0.1})$$

y luego cambiamos a los momentos $p = (p_1 + p_2)/2$ y $q = p_1 - p_2$.

Tomamos también la expresión genérica para la amplitud del decaimiento de la ec. 4.3.5 (sin los espinores y el vector de polarización):

$$\mathcal{M}^\mu = \left(\gamma^\mu (F1 + F1G5\gamma^5) + \frac{i}{2m} (F2 + F2G5\gamma^5) \sigma^{\mu\nu} q_\nu + \frac{1}{2m} (F5 + F5G5\gamma^5) q^\nu \right) \quad (\text{A.0.2})$$

Contraemos ambas expresiones y tomamos la traza en dimensión d , obteniendo:

$$\begin{aligned} T = \text{Tr}(N_\mu \mathcal{M}^\mu) = & \\ & \frac{1}{m^2} \{ 2F1m(n_1m((d-2)m^2 - (d-2)m_1^2 + 2dm_1m_2 - (d-2)m_2^2) - \\ & ((m_1 + m_2)^2 - m^2)(n_2(m_1 - m_2) + n_3(m_1 + m_2))) - \\ & F2(m^2 - (m_1 - m_2)^2)((d-1)n_1m(m_1 + m_2) + n_3(m^2 - (m_1 + m_2)^2)) + \\ & F5(m^2 - (m_1 + m_2)^2)((m_1 - m_2)(n_3(m_1 + m_2) - n_1m) + n_2m^2) \} \end{aligned} \quad (\text{A.0.3})$$

De esta ecuación obtenemos los coeficientes $n_{1,2,3}$ para hallar el proyector sobre F2, resolviendo el sistema de ecuaciones que surge de imponer las tres condiciones:

$$T(F1 = 1, F2 = 0, F5 = 0) = 0, \quad T(F1 = 0, F2 = 1, F5 = 0) = 1 \quad \text{y} \quad T(F1 = 0, F2 = 0, F5 = 1) = 0.$$

Sustituyendo las expresiones para los $n_{1,2,3}$ en la ec. (A.0.1) obtenemos el proyector PF2:

$$\begin{aligned}
 PF2_\mu = & \left(\frac{(\not{p} + \not{q})}{2} + m_1 \right) \\
 & \left(\frac{-m(\gamma_\mu(m_1 + m_2)((m_1 + m_2)^2 - m^2) + p_\mu(2m^2 + (m_1 + m_2)^2) - 3(m_1^2 - m_2^2)q_\mu)}{2(m^2 - (m_1 - m_2)^2)(m^2 - (m_1 + m_2)^2)^2} \right) \\
 & \left(\frac{(\not{p} - \not{q})}{2} + m_2 \right)
 \end{aligned} \tag{A.0.4}$$

De forma análoga obtenemos el proyector PF2G5:

$$\begin{aligned}
 PF2G5_\mu = & \left(\frac{(\not{p} + \not{q})}{2} + m_1 \right) \\
 & \left(\frac{m(\gamma_\mu(m_1 - m_2)((m_1 - m_2)^2 - m^2) - p_\mu(2m^2 + (m_1 - m_2)^2) + 3(m_1^2 - m_2^2)q_\mu)}{2(m^2 - (m_1 - m_2)^2)(m^2 - (m_1 + m_2)^2)^2} \right) \\
 & \left(\frac{(\not{p} - \not{q})}{2} + m_2 \right)
 \end{aligned} \tag{A.0.5}$$

Para hallar efectivamente los coeficientes F2 y F2G5 de la amplitud del diagrama de Feynman que estemos calculando, tomamos la traza de su contracción con el proyector correspondiente, es decir,

$$F2 = Tr(\mathcal{M}^\mu PF2_\mu) \text{ y } F2G5 = Tr(\mathcal{M}^\mu PF2G5_\mu)$$

En el capítulo 4 tomamos las proyecciones de los numeradores de la amplitud de los diagramas tipo (c), que se muestran en las ecs. 4.3.7 y 4.3.8.

La definición de los proyectores y su cálculo para este trabajo se siguen de la referencia [86].

Bibliografía

- [1] A. Pich, *The Standard Model of Electroweak Interactions* (2012), arXiv:1201.0537 [hep-ph].
- [2] J. Goldstone, *Field Theories with Superconductor Solutions*, Nuovo Cim. **19**, 154 (1961).
- [3] Y. Nambu, *Axial vector current conservation in weak interactions*, Phys. Rev. Lett. **4**, 380 (1960).
- [4] J. Goldstone, A. Salam y S. Weinberg, *Broken Symmetries*, Phys. Rev. **127**, 965 (1962).
- [5] L. Alvarez-Gaume y J. Ellis, *Eyes on a prize particle*, Nat. Phys. **7**, 2 (2007).
- [6] F. Englert y R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).
- [7] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145**, 1156 (1966).
- [8] G. Guralnik, C. Hagen y T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964).
- [9] T. Kibble, *Symmetry breaking in nonAbelian gauge theories*, Phys. Rev. **155**, 1554 (1967).
- [10] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [11] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [12] A. Salam, *in Elementary Particle Theory* (N. Svartholm (Alquimistand Wiksells, Stockholm), 1969).
- [13] G. 't Hooft, *Renormalization of Massless Yang-Mills Fields*, Nucl. Phys. B **33**, 173 (1971).
- [14] S. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970).
- [15] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [16] M. Kobayashi y T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [17] C. Prescott, W. Atwood, R. L. Cottrell, H. DeStaebler, E. L. Garwin *et al.*, *Parity Nonconservation in Inelastic Electron Scattering*, Phys. Lett. B **77**, 347 (1978).
- [18] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Combination of the top-quark mass measurements from the Tevatron collider* (2012), arXiv:1207.1069 [hep-ex].

BIBLIOGRAFÍA

- [19] T. E. W. Group (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *2012 Update of the Combination of CDF and D0 Results for the Mass of the W Boson* (2012), arXiv:1204.0042 [hep-ex].
- [20] G. Bennett *et al.* (Muon G-2 Collaboration), *Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL*, Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006), arXiv:hep-ex/0602035 [hep-ex].
- [21] D. Webber *et al.* (MuLan Collaboration), *Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant to Part-per-Million Precision*, Phys. Rev. Lett. **106**, 041803 (2011), arXiv:1010.0991 [hep-ex].
- [22] J. Kretzschmar, *Electroweak Measurements with the ATLAS and CMS Experiments* (2012), arXiv:1207.4327 [hep-ex].
- [23] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B(2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [24] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B(2012), arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [25] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Kennedy *et al.*, *The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC* (2012), arXiv:1209.2716 [hep-ph].
- [26] J. Erler, *Tests of the Electroweak Standard Model* (2012), arXiv:1209.3324 [hep-ph].
- [27] J. Christenson, J. Cronin, V. Fitch y R. Turlay, *Evidence for the 2π Decay of the $k(2)0$ Meson*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [28] I. I. Bigi y A. Sanda, *Notes on the Observability of CP Violations in B Decays*, Nucl. Phys. B **193**, 85 (1981).
- [29] C. Jarlskog, *Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Violation*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1039 (1985).
- [30] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher *et al.*, *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*, Phys. Rept. **516**, 1 (2012), arXiv:1106.0034 [hep-ph].
- [31] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane y S. Dawson, *THE HIGGS HUNTER'S GUIDE*, Front. Phys. **80**, 1 (2000).
- [32] T. Lee, *CP Nonconservation and Spontaneous Symmetry Breaking*, Phys. Rept. **9**, 143 (1974).
- [33] R. Peccei y H. R. Quinn, *CP Conservation in the Presence of Instantons*, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
- [34] R. Peccei y H. R. Quinn, *Constraints Imposed by CP Conservation in the Presence of Instantons*, Phys. Rev. **16**, 1791 (1977).
- [35] A. Sakharov, *Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*, Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz. **5**, 32 (1967).
- [36] D. Spergel *et al.* (WMAP Collaboration), *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results: implications for cosmology*, Astrophys. J. Suppl. **170**, 377 (2007), arXiv:astro-ph/0603449 [astro-ph].

-
- [37] G. C. Branco, L. Lavoura y J. P. Silva, *CP Violation*, Int. Ser. Monogr. Phys. **103**, 1 (1999).
- [38] H. E. Haber y D. O’Neil, *Basis-independent methods for the two-Higgs-doublet model. II. The Significance of $\tan\beta$* , Phys. Rev. D **74**, 015018 (2006), arXiv:hep-ph/0602242 [hep-ph].
- [39] H. E. Haber y G. L. Kane, *The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model*, Phys. Rept. **117**, 75 (1985).
- [40] T. Cheng y M. Sher, *Mass Matrix Ansatz and Flavor Nonconservation in Models with Multiple Higgs Doublets*, Phys. Rev. D **35**, 3484 (1987).
- [41] S. L. Glashow y S. Weinberg, *Natural Conservation Laws for Neutral Currents*, Phys. Rev. D **15**, 1958 (1977).
- [42] A. Pich y P. Tuzon, *Yukawa Alignment in the Two-Higgs-Doublet Model*, Phys. Rev. D **80**, 091702 (2009), arXiv:0908.1554 [hep-ph].
- [43] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [44] A. Heister *et al.* (ALEPH Collaboration), *Search for charged Higgs bosons in e^+e^- collisions at energies up to $\sqrt{s} = 209\text{-GeV}$* , Phys. Lett. B **543**, 1 (2002), arXiv:hep-ex/0207054 [hep-ex].
- [45] O. Deschamps, S. Descotes-Genon, S. Monteil, V. Niess, S. T’Jampens *et al.*, *The Two Higgs Doublet of Type II facing flavour physics data*, Phys. Rev. D **82**, 073012 (2010), arXiv:0907.5135 [hep-ph].
- [46] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *Search for a Higgs Boson in the Diphoton Final State in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1,96\text{ TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **108**, 011801 (2012), arXiv:1109.4427 [hep-ex].
- [47] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for the standard model and a fermiophobic Higgs boson in diphoton final states*, Phys. Rev. Lett. **107**, 151801 (2011), arXiv:1107.4587 [hep-ex].
- [48] M. Jung, A. Pich y P. Tuzon, *Charged-Higgs phenomenology in the Aligned two-Higgs-doublet model*, JHEP **1011**, 003 (2010), arXiv:1006.0470 [hep-ph].
- [49] P. Ferreira, L. Lavoura y J. P. Silva, *Renormalization-group constraints on Yukawa alignment in multi-Higgs-doublet models*, Phys. Lett. B **688**, 341 (2010), arXiv:1001.2561 [hep-ph].
- [50] M. Jung, A. Pich y P. Tuzon, *The $b \rightarrow X_s \gamma$ Rate and CP Asymmetry within the Aligned Two-Higgs-Doublet Model*, Phys. Rev. D **83**, 074011 (2011), arXiv:1011.5154 [hep-ph].
- [51] M. Beneke, I. Efthymiopoulos, M. L. Mangano, J. Womersley, A. Ahmadov *et al.*, *Top quark physics* (2000), arXiv:hep-ph/0003033 [hep-ph].
- [52] W. Bernreuther, *Top quark physics at the LHC*, J. Phys. G **35**, 083001 (2008), arXiv:0805.1333 [hep-ph].
- [53] F.-P. Schilling, *Top Quark Physics at the LHC: A Review of the First Two Years*, Int. J. Mod. Phys. A **27**, 1230016 (2012), arXiv:1206.4484 [hep-ex].
- [54] V. Chiochia, *Recent studies of top quark properties and decays at hadron colliders* (2012), arXiv:1208.5893 [hep-ex].
- [55] J. Bernabeu, A. Pich y A. Santamaria, $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$: *A Signature of Hard Mass Terms for a Heavy Top*, Phys. Lett. B **200**, 569 (1988).
-

BIBLIOGRAFÍA

- [56] J. Bernabeu, A. Pich y A. Santamaria, *Top quark mass from radiative corrections to the $Z \rightarrow b\bar{b}$ decay*, Nucl. Phys. B **s363**, 326 (1991).
- [57] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), *Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995), arXiv:hep-ex/9503002 [hep-ex].
- [58] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995), arXiv:hep-ex/9503003 [hep-ex].
- [59] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the W boson polarization in top quark decays with the ATLAS detector*, JHEP **1206**, 088 (2012), arXiv:1205.2484 [hep-ex].
- [60] A. Czarnecki, J. G. Korner y J. H. Piclum, *Helicity fractions of W bosons from top quark decays at NNLO in QCD*, Phys. Rev. D **81**, 111503 (2010), arXiv:1005.2625 [hep-ph].
- [61] M. Jezabek, *Top quark physics*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **37B**, 197 (1994), arXiv:hep-ph/9406411 [hep-ph].
- [62] G. Mahlon y S. J. Parke, *Single top quark production at the LHC: Understanding spin*, Phys. Lett. B **476**, 323 (2000), arXiv:hep-ph/9912458 [hep-ph].
- [63] W. Buchmuller y D. Wyler, *Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation*, Nucl. Phys. B **268**, 621 (1986).
- [64] J. Aguilar-Saavedra, *A Minimal set of top anomalous couplings*, Nucl. Phys. B **812**, 181 (2009), arXiv:0811.3842 [hep-ph].
- [65] G. L. Kane, G. Ladinsky y C. Yuan, *Using the Top Quark for Testing Standard Model Polarization and CP Predictions*, Phys. Rev. D **45**, 124 (1992).
- [66] C. S. Li, R. J. Oakes y T. C. Yuan, *QCD corrections to $t \rightarrow W^+b$* , Phys. Rev. D **43**, 3759 (1991).
- [67] G. A. Gonzalez-Sprinberg, R. Martinez y J. Vidal, *Top quark tensor couplings*, JHEP **1107**, 094 (2011), arXiv:1105.5601 [hep-ph].
- [68] W. Bernreuther, P. Gonzalez y M. Wiebusch, *The Top Quark Decay Vertex in Standard Model Extensions*, Eur. Phys. J. C **60**, 197 (2009), arXiv:0812.1643 [hep-ph].
- [69] J. Aguilar-Saavedra y J. Bernabeu, *W polarisation beyond helicity fractions in top quark decays*, Nucl. Phys. B **840**, 349 (2010), arXiv:1005.5382 [hep-ph].
- [70] R. Dalitz y G. R. Goldstein, *The Decay and polarization properties of the top quark*, Phys. Rev. D **45**, 1531 (1992).
- [71] J. Bernabeu, G. Gonzalez-Sprinberg y J. Vidal, *CP violation and electric-dipole-moment at low energy tau production with polarized electrons*, Nucl. Phys. B **763**, 283 (2007), arXiv:hep-ph/0610135 [hep-ph].
- [72] J. Bernabeu, G. Gonzalez-Sprinberg, J. Papavassiliou y J. Vidal, *Tau anomalous magnetic moment form-factor at super B/charm factories*, Nucl. Phys. B **790**, 160 (2008), arXiv:0707.2496 [hep-ph].
- [73] J. Bernabeu, G. Gonzalez-Sprinberg y J. Vidal, *Normal and transverse single tau polarization at the Z peak*, Phys. Lett. B **326**, 168 (1994).

-
- [74] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Combination of searches for anomalous top quark couplings with 5.4 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions*, Phys. Lett. B **713**, 165 (2012), arXiv:1204.2332 [hep-ex].
- [75] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of the W boson helicity in top quark decays using 5.4 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collision data*, Phys. Rev. D **83**, 032009 (2011), arXiv:1011.6549 [hep-ex].
- [76] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for anomalous Wtb couplings in single top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$* , Phys. Lett. B **708**, 21 (2012), arXiv:1110.4592 [hep-ex].
- [77] “W helicity in top pair events,” CMS PUBLIC RESULTS 11-020 (2012)
- [78] J. Aguilar-Saavedra, N. Castro y A. Onofre, *Constraints on the Wtb vertex from early LHC data*, Phys. Rev. D **83**, 117301 (2011), arXiv:1105.0117 [hep-ph].
- [79] B. Grzadkowski y M. Misiak, *Anomalous Wtb coupling effects in the weak radiative B-meson decay*, Phys. Rev. D **78**, 077501 (2008), arXiv:0802.1413 [hep-ph].
- [80] J. Drobnak, S. Fajfer y J. F. Kamenik, *Probing anomalous tWb interactions with rare B decays*, Nucl. Phys. B **855**, 82 (2012), arXiv:1109.2357 [hep-ph].
- [81] Z. Ligeti, M. Papucci, G. Perez y J. Zupan, *Implications of the dimuon CP asymmetry in $B_{d,s}$ decays*, Phys. Rev. Lett. **105**, 131601 (2010), arXiv:1006.0432 [hep-ph].
- [82] A. Lenz, U. Nierste, J. Charles, S. Descotes-Genon, A. Jantsch *et al.*, *Anatomy of New Physics in $B - \bar{B}$ mixing*, Phys. Rev. D **83**, 036004 (2011), arXiv:1008.1593 [hep-ph].
- [83] R. Mertig, M. Bohm y A. Denner, *FEYN CALC: Computer algebraic calculation of Feynman amplitudes*, Comput. Phys. Commun. **64**, 345 (1991).
- [84] S. Wolfram, “Mathematica 8,” <http://www.wolfram.com/mathematica/>
- [85] M. Peskin y D. Schroeder, *An introduction to quantum field theory* (Basic Books, 1993).
- [86] A. Czarnecki y B. Krause, *On the dipole moments of fermions at two loops*, Acta Phys. Polon. B **28**, 829 (1997), arXiv:hep-ph/9611299 [hep-ph].
- [87] R. Cutkosky, *Singularities and discontinuities of Feynman amplitudes*, J. Math. Phys. **1**, 429 (1960).
- [88] G. Aarons *et al.* (ILC), *International Linear Collider Reference Design Report Volume 2: PHYSICS AT THE ILC* (2007), arXiv:0709.1893 [hep-ph].
- [89] P. Lebrun, L. Linssen, A. Lucaci-Timoce, D. Schulte, F. Simon *et al.*, *The CLIC Programme: Towards a Staged $e+e-$ Linear Collider Exploring the Terascale : CLIC Conceptual Design Report* (2012), arXiv:1209.2543 [physics.ins-det].
- [90] E. Devetak, A. Nomerotski y M. Peskin, *Top quark anomalous couplings at the International Linear Collider*, Phys. Rev. D **84**, 034029 (2011), arXiv:1005.1756 [hep-ex].
-