

TESIS CARRERA DE MAESTRÍA EN CIENCIAS
FÍSICAS

FÍSICA MÁS ALLÁ DEL MODELO ESTÁNDAR A LA
ESCALA TEV

Lic. Juan Vicente Guerrero
Maestrando

Dr. Leandro Da Rold
Director

Miembros del Jurado

Dr. Diego Harari (Instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche)

Dr. Cesar Fosco (Instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche)

Dr. Diego Mazzitelli (Centro Atómico Bariloche)

Diciembre de 2012

Partículas y Campos – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A mis padres Alelí y Juan

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de figuras	vii
Índice de tablas	ix
Resumen	xi
Abstract	xiii
1. Introducción	1
2. El Modelo Efectivo	5
2.1. Elementos en la teoría efectiva	6
2.1.1. Sector Elemental	6
2.1.2. Sector Compuesto	6
2.1.3. Mezclas elemental/compuesto	9
2.2. Elección de números cuánticos para los fermiones compuestos	13
2.2.1. Correcciones al proceso $Zb\bar{b}$	14
2.2.2. Números cuánticos para el sector del bottom	15
2.3. Estados físicos	17
2.3.1. Matrices de Masas	17
2.4. Diagonalización de D , V y bosones cargados de gauge	20
2.4.1. Interacciones en la base de estados físicos	21
3. Fenomenología asociada a la resonancias exóticas	23
3.1. Fijación de parámetros	23
3.1.1. Masas y acoplamientos para V	24
3.2. Decaimiento de la resonancia V en el modelo efectivo	29
4. Producción de la resonancia V en el LHC	33
4.1. Sección eficaz para la producción de V en el LHC	33

5. Conclusiones	37
Agradecimientos	41

Índice de figuras

2.1. Contribuciones al parámetro T	9
2.2. Contribución a δg^ψ , con inserciones de dos $\langle H \rangle$ en el sector bosónico . .	14
2.3. Contribución a δg^ψ con la inserción de dos $\langle H \rangle$ en las patas fermiónicas	15
2.4. Vértice b^{ph} , V_j^{ph} y W^-	21
3.1. Masa de las resonancias exóticas físicas V en el modelo efectivo	25
3.2. Masa de la resonancia exótica física V más liviana	26
3.3. Contribución bosónica a g_L a primer orden	26
3.4. Acoplamiento g_L para la resonancia V_3^{ph}	27
3.5. Contribución bosónica a g_R a primer orden	28
3.6. Acoplamiento g_R para la resonancia V_3^{ph}	29
3.7. Decaimiento de la partícula V	29
3.8. Decaimiento para la resonancia V_3^{ph} como función de $\sin \theta_b$	30
4.1. Producción doble de quarks exóticos vía QCD	33
4.2. Producción simple de V vía electrodébil	34
4.3. Sección eficaz de producción para V_3^{ph} como función de $\sin \theta_b$	34
4.4. Producción simple de V vía electrodébil, con tres jets en el estado final	35

Índice de tablas

2.1. Campos compuestos y sus propiedades de transformación	8
2.2. Números cuánticos bajo el grupo de gauge electrodébil compuesto . . .	17
3.1. Masa bosones de Gauge cargados en GeV	24

Resumen

Una solución natural no supersimétrica al problema de la jerarquía generalmente requiere resonancias asociadas a nueva física con masas del orden $m \sim \text{TeV}$. Por otro lado, la anomalía en la asimetría Forward-Backward del bottom, A_{FB}^b , sugiere nueva física asociada al bottom, que simultáneamente no introduzca correcciones en la fracción de decaimiento del Z decayendo a un par $b\bar{b}$, R_b . En este trabajo se considera una solución a estos problemas en teorías con un Higgs compuesto, que involucra la existencia de resonancias exóticas V , de carga $Q = -4/3$. Se estudia la producción de V en el LHC. Para esto, se utiliza una teoría efectiva que permite hacer una descripción en términos de dos sectores: un sector elemental que describe los campos del Modelo Estándar, excepto el campo de Higgs, y un sector de nueva física, denominado compuesto, conformado por el primer nivel de resonancias de una teoría fuertemente interactuante. Se estudia el espectro, acoplamientos y anchos de decaimiento de la resonancia V . Se estudia la producción de QCD de pares $V\bar{V}$ y la producción simple mediante $q\bar{q}' \rightarrow V\bar{q}''$. Utilizando programas de Montecarlo se muestra que $\sigma_{VV} \sim 10 - 100 \text{ fb}$ y $\sigma_V \sim 0,1 \text{ fb}$. También se describe brevemente el análisis que debe realizarse para detectar la partícula en el LHC.

Palabras clave: PROBLEMA DE LAS JERARQUÍAS, RESONANCIAS EXÓTICAS, LHC

Abstract

A natural, non-supersymmetric solution to the hierarchy problem generically requires resonances associated to new physics with masses $m \sim \text{TeV}$. On the other hand, the anomaly in the Forward-Backward asymmetry of the bottom quark, A_{FB}^b , suggests new physics associated to the bottom quark, which at the same time doesn't introduce quantum corrections to the branching ratio of Z decaying into b-quarks, R_b . In this work, we consider one solution to these problems in a Higgs composite model, that involves exotic resonances V , with electric charge $Q = -4/3$. We study the V production at the LHC. We use a two model sector with an elementary sector describing the Standard Model fields, except the Higgs field, and a new sector of new physics, called composite, describing the lightest level of resonances of a strongly coupled theory. We study the mass spectrum, the effective couplings and the decay width of V . We perform the QCD pair production $V\bar{V}$ and the single production through $q\bar{q}' \rightarrow V\bar{q}''$. We obtain using Montecarlo routines that $\sigma_{VV} \sim 10 - 100 \text{ fb}$ and $\sigma_V \sim 0.1 \text{ fb}$. We describe briefly what kind of analysis should be done in order to detect the particle at the LHC. We also describe the analysis that must be performed in order to detect this particle at the LHC.

Keywords: HIERARCHY PROBLEM, EXOTIC RESONANCES, LHC

Capítulo 1

Introducción

“Hay una fuerza motriz más poderosa que el vapor, la electricidad y la energía atómica: la voluntad.”

— Albert Einstein

El Modelo Estándar de la Física de Partículas (ME) es una teoría cuántica de campos que describe las interacciones fundamentales entre partículas elementales. Hoy en día es la más aceptada para entender las interacciones observadas entre las partículas elementales, pues ha sido increíblemente exitosa en describir y predecir con una precisión sin precedentes observaciones realizadas en experimentos en aceleradores de partículas de altas energías y en rayos cósmicos.

El ME ha tenido un éxito indudable (véase por ejemplo [1, 2]), al describir correctamente innumerables procesos a energías hasta la escala electrodébil (del orden de los 100 GeV). El éxito más reciente y más significativo que ha tenido el ME, es el descubrimiento en el LHC de una resonancia cuya masa es del orden de los 125 GeV con propiedades muy consistentes con las del bosón de Higgs del ME [3, 4].

En el ME el sector de Higgs es el responsable del rompimiento de simetría electrodébil, a través del cual el bosón de Higgs genera la masa de los bosones débiles, así como la de los fermiones a través de términos de acoplamiento tipo Yukawa.

A pesar del éxito que ha tenido el ME en explicar muchos resultados experimentales en física de altas energías, hay razones para creer que el ME es una teoría cuántica de campos efectiva, que debe ser extendida a una teoría más general. Entre ellas podemos citar evidencia experimental que el ME no predice como la existencia de materia oscura, la masa de los neutrinos y la asimetría entre materia antimateria. Además, el ME tiene carencias teóricas como por ejemplo la cuantización de la gravedad y el problema de las jerarquías

El mecanismo de Higgs da lugar al problema de las jerarquías. Para entender el mismo, consideremos las correcciones cuánticas a la masa del Higgs al cuadrado, m_h^2 . Dichas correcciones están dadas por:

$$\delta m_h^2 \sim \left(\frac{g}{4\pi}\right)^2 \Lambda^2 \quad (1.1)$$

donde Λ es el cutoff ultravioleta. Si $\Lambda \sim M_P$, con M_P la masa de Planck ($M_P = 10^{19}$ GeV), es necesario que la resta $m_h^{02} - \delta m_h^2$ cancele 34 órdenes de magnitud para que $m_h \simeq 125$ GeV, con m_h^0 la masa desnuda del Higgs. Otra opción es pedir que la escala de nueva física sea $\Lambda \sim \text{TeV}$, pues de esta manera la ecuación (1.1) da una masa $m_h \simeq 100$ GeV. Esta opción se conoce como naturalidad.

Una de las teorías propuestas para resolver el problema de las jerarquías es la supersimetría (conocida popularmente como SUSY, por sus siglas en inglés). En esta teoría, existe una simetría que relaciona cada partícula elemental del ME con un espín X con una partícula con un espín $X \pm \frac{1}{2}$, llamada compañero supersimétrico. Es decir, esta simetría le asocia un bosón a cada fermión del ME y un fermión a cada bosón del ME.

La supersimetría está rota, pues de lo contrario se observaría un espectro degenerado de partículas supersimétricas, cosa que no ocurre. Por esta razón se espera que los compañeros supersimétricos de las partículas del ME tengan masas $M_{SUSY} \sim \Lambda_{SUSY}$, con Λ_{SUSY} la escala de ruptura de SUSY, $\Lambda_{SUSY} \sim \text{TeV}$. En las teorías supersimétricas, las contribuciones cuánticas a m_h provenientes del ME, se cancelan con las contribuciones de los correspondientes compañeros supersimétricos. Luego de esta cancelación, la corrección al orden de un lazo a la masa del Higgs está dada por:

$$\delta m_h^2 \sim \left(\frac{g}{4\pi}\right)^2 M_{SUSY}^2 \quad (1.2)$$

Una de las alternativas a SUSY más interesantes para resolver el problema de las jerarquías es que la ruptura de simetría electrodébil (RSED) se realice a través de un sector fuertemente interactuante. Algunos ejemplos en esta dirección son teorías de Technicolor [5, 6] y teorías con un bosón de Higgs compuesto [7]. Estas son teorías con resonancias compuestas, en el último caso incluyendo un Higgs entre las resonancias.

En las teorías en las cuales el bosón de Higgs es compuesto, no hay problema de las jerarquías; similar al caso del pión, que es una partícula escalar compuesta resultante de las interacciones fuertes de QCD, que no tiene problema de las jerarquías. Formulando la teoría en términos de resonancias la cancelación de divergencias es similar a SUSY, con la diferencia que la partícula que cancela la divergencia es una resonancia con mismo espín que su compañero del ME. En una teoría completa, hay una torre infinita de resonancias que cancelan las divergencias [8]. Se pueden proponer teorías efectivas en las cuales sólo una resonancia cancele la divergencia de cada campo del ME. Algunos ejemplos de estas teorías en las cuales sólo hay un nivel de resonancias se pueden encontrar en [9, 10] para Higgs compuesto y [11] para “Little Higgs models”. Estas son teorías efectivas, con un cutoff $\Lambda \sim 10$ TeV.

En estas teorías, luego de la cancelación de las divergencias, la masa del Higgs es de orden:

$$m_h^2 \sim \left(\frac{g}{4\pi}\right)^2 M_{cp}^2 \quad (1.3)$$

donde M_{cp} es la masa de la resonancia que cancela las divergencias. De esta manera, se puede obtener $m_h \sim 100$ GeV si $M_{cp} \sim$ TeV. Por lo tanto, se puede producir alguna de estas resonancias en el LHC a 14 TeV, u observar indirectamente los efectos de estas nuevas partículas.

El ejemplo más notable son los modelos con simetría custodial que incluyen resonancias fermiónicas que se mezclan fuertemente con el top, en particular las resonancias exóticas de $Q = \frac{5}{3}$. En los trabajos [12–14] se estudia la producción y detección estos compañeros fermiónicos del top en el LHC. El interés de esto radica en el hecho de que para partículas pesadas, como lo es el top, se tienen acoplamientos grandes con el Higgs, lo que significa acoplamientos grandes con nueva física en estas teorías. Otro ejemplo interesante es el de los compañeros fermiónicos del bottom.

En este trabajo se estudia la producción de compañeros fermiónicos del bottom en el LHC. Esto es interesante básicamente por dos razones. La primera es el hecho que dichas resonancias son paramétricamente más livianas que los compañeros de los quarks de la primera y segunda generación del ME, por lo que es más fácil producirlas. La otra razón es que en modelos realistas hay compañeros fermiónicos del bottom con cargas exóticas que darían lugar a señales experimentales diferentes a del ME y de SUSY debido a su carga exótica. Entonces, el descubrimiento de una partícula exótica sería una evidencia a favor de este tipo de modelos.

Para modelar estas señales, se utiliza una teoría efectiva que permite describir el modelo en términos de dos sectores: un sector elemental que describe los campos del ME, excepto el Higgs, y un nuevo sector que describe el nivel más ligero de resonancias de una teoría fuertemente interactuante, y es responsable de la ruptura electrodébil [15–17]. Dichos sectores están acoplados a través de un lagrangiano de mezclas.

A partir de este modelo efectivo, se estudia la fenomenología correspondiente a una de las resonancias exóticas, V , cuya carga eléctrica es $Q = -\frac{4}{3}$. Se estudia numéricamente la dependencia de observables como la masa, los acoplamientos y el ancho de decaimiento de la resonancia V según que tan mezclados están los campos elementales y compuestos.

Con esto se realiza un análisis para el LHC, y se estudia el comportamiento de la sección eficaz de producción de esta resonancia V . Para ello se realizan simulaciones con el paquete de cálculo Madgraph/MadEvent [18–21].

Los resultados más importantes son la sección eficaz para la producción de pares $V\bar{V}$, $\sigma_{VV} \sim 10$ fb y la sección eficaz para la producción simple, $\sigma_V \sim 0,1$ fb.

Esta tesis está organizada de la siguiente manera: en el capítulo 2 se describe el modelo efectivo de dos sectores. En el capítulo 3 se estudia numéricamente el espectro, los acoplamientos y el ancho de decaimiento de la partícula V . En el capítulo 4 se estudia la producción de esta resonancia V en el LHC y se describe brevemente el análisis que debe hacerse para su detección. Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones.

Capítulo 2

El Modelo Efectivo

En este capítulo se presenta un modelo inspirado en teorías con dimensiones extras en una rebanada de AdS_5 [8]. Se considera un modelo efectivo con dos sectores que permiten describir los campos del ME y el primer nivel de Kaluza-Klein. Esta formulación es más general, y a la vez menos predictiva, que AdS_5 .

El modelo contiene un sector elemental que reproduce los campos contenidos en el ME con la excepción del campo de Higgs, y un sector de nueva física denominado compuesto que describe la dinámica fuerte responsable por la ruptura de simetría electrodébil. Los campos en este sector compuesto interactúan fuertemente dando lugar a resonancias. Esta situación es análoga al caso de la cromodinámica cuántica (QCD), que tiene resonancias como los piones $\pi^{\pm,0}$ y los mesones $\rho^{\pm,0}$. Estas resonancias interactúan débilmente con campos externos a QCD como los fotones γ y los bosones electrodébiles W^\pm y Z^0 .

Las constantes de acoplamiento del sector elemental son aproximadamente del orden de los acoplamientos del ME, $g_{el} \lesssim 1$. Por otro lado, las interacciones en el sector compuesto son fuertes, dando lugar a estados ligados compuestos. Las resonancias del sector compuesto interactúan a través de interacciones residuales con acoplamientos, g_{cp} , que consideramos débiles, pero significativamente más fuertes que los acoplamientos elementales, $1 \ll g_{cp} \ll 4\pi$ ¹. Los estados más livianos del sector compuesto están caracterizados por una escala de masas $M_{cp} \sim \text{TeV}$. La masa del Higgs es una excepción, ya que está determinada por la dinámica responsable del mecanismo de ruptura de simetría electrodébil, y como se mostró en la sección anterior se espera que sea del orden $\sim 10^{-1}M_{cp} \sim 100 \text{ GeV}$.

El lagrangiano total se puede escribir:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{el} + \mathcal{L}_{cp} + \mathcal{L}_{mix} \quad (2.1)$$

con \mathcal{L}_{el} el lagrangiano usual del modelo estandar describiendo la simetría local de

¹Esto es similar a QCD, donde los acoplamientos entre mesones son $g_{res} \sim 5 - 6$

gauge $[\text{SU}(3)_c \times \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y]^{el}$ y tres generaciones de quarks y leptones no masivos, \mathcal{L}_{cp} describe los campos compuestos y sus resonancias. Estos dos sectores se pueden acoplar uno con otro a través de las interacciones contenidas en \mathcal{L}_{mix} , que se traduce en mezclas de masas entre los campos elementales y los campos del sector compuesto.

2.1. Elementos en la teoría efectiva

2.1.1. Sector Elemental

El sector elemental contiene los campos del modelo estándar, con la notable excepción del campo del Higgs. Los campos de gauge elementales, correspondientes a la representación adjunta del grupo $[\text{SU}(3)_c \times \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y]^{el}$ se denotan por

$$A_\mu^{el} \equiv \{G_\mu^{el}, W_\mu^{el}, \mathcal{B}_\mu^{el}\}. \quad (2.2)$$

Los dobletes fermiónicos están denotados por

$$\psi_L^{el} \equiv \{q_{Li}^{el} = (u_{Li}^{el}, d_{Li}^{el}), \ell_{Li}^{el} = (\nu_{Li}^{el}, e_{Li}^{el}), i = 1, 2, 3\}, \quad (2.3)$$

mientras que los singletes están denotados por

$$\tilde{\psi}_R^{el} \equiv \{\tilde{u}_{Ri}^{el}, \tilde{d}_{Ri}^{el}, \tilde{e}_{Ri}^{el}, i = 1, 2, 3\}. \quad (2.4)$$

Las únicas interacciones renormalizables que se pueden escribir en este sector son interacciones de gauge,

$$\mathcal{L}_{el} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{el\ 2} + \bar{\psi}_L^{el} i \mathcal{D} \psi_L^{el} + \bar{\tilde{\psi}}_R^{el} i \mathcal{D} \tilde{\psi}_R^{el}. \quad (2.5)$$

donde D denota la derivada covariante con respecto a A^{el} . En la expresión anterior se han omitido los índices de sabor así como los índices que identifican a quarks y leptones. Se sobreentiende una suma sobre las simetrías de gauge.

2.1.2. Sector Compuesto

En general, se espera que \mathcal{L}_{cp} contenga muchas resonancias, tal como sucede en QCD (π, ρ , etc...), entre las cuales estarían el campo del Higgs además de copias masivas de los campos fermiónicos y bosónicos del ME. En la teoría efectiva consideraremos el primer nivel de resonancias, aunque se pueden incorporar otros niveles sistemáticamente.

De esta manera, el sector compuesto comprende el campo de Higgs más una copia de los campos fermiónicos y bosónicos del ME, que corresponden esencialmente al

primer modo excitado del sector compuesto. En el caso particular de AdS₅, esta copia excitada corresponde al primer modo de Kaluza-Klein.

Para no romper la simetría de gauge del ME, \mathcal{L}_{cp} debe tener una simetría global igual a la simetría de gauge del ME. Así, las resonancias vectoriales de \mathcal{L}_{cp} transformarán en la representación adjunta de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)$.

Sin embargo, el modelo efectivo que se propone debe reproducir la fenomenología observada en experimentos. Si el grupo de simetría (G_{min}) es $[SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)]$, el modelo no reproduce dos aspectos primordiales del ME. Por un lado el modelo no preserva una de las simetrías más importantes desde el punto de vista fenomenológico del ME: la simetría custodial; y por otro lado el parámetro electrodébil T , que definiremos más adelante, recibe contribuciones del sector compuesto que están en contradicción con su medición experimental.

En el ME, el lagrangiano tiene una simetría global $SU(2)_R$ para el caso en cual los acoplamientos de Yukawa tienden a cero. En este, caso los singletes u_R y d_R se pueden escribir en un doblete, y el campo del Higgs se puede escribir como un bidoblete que transforma bajo $SU(2)_L \times SU(2)_R$:

$$H \longrightarrow \Sigma = (\tilde{H}, H), \quad \Sigma \rightarrow L\Sigma R^\dagger, \quad (2.6)$$

donde H es el doblete usual del ME, $\tilde{H} = i\sigma^2 H^*$, $L \in SU(2)_L$ y $R \in SU(2)_R$. La RSED se da cuando Σ adquiere un valor de espectación de vacío (vev), $\langle \Sigma \rangle$:

$$\langle \Sigma \rangle = \frac{v}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Antes de la RSED, el potencial del Higgs tiene una simetría global $SU(2)_L \times SU(2)_R$ que se reduce a un $SU(2)_V$ cuando se da la RSED. Esta simetría $SU(2)_V$ es llamada la simetría custodial. Esta simetría es importante pues protege la relación existente entre las masas de los bosones W y Z , M_W y M_Z respectivamente. Dicha relación está dada por el parámetro ρ :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 \quad (2.8)$$

con θ_W definido por el ángulo de Weinberg.

Por otra parte, en el ME unos parámetros importantes asociados a la fenomenología son los parámetros electródébiles de Peskin-Takeuchi S, T y U [22] pues permiten parametrizar las correcciones oblicuas ilustradas en la Fig. 2.1 en términos de polarizaciones de vacío, en vez de hacerlo en términos de correcciones a las constantes de acoplamiento físicas del ME. A bajas energías, el lagrangiano efectivo que se obtiene

de ME, contiene los siguientes términos:

$$\mathcal{L}_{eff} \supset J_1 \Pi_{11} J_1 + J_2 \Pi_{22} J_2 + J_3 \Pi_{33} J_3 \quad (2.9)$$

donde J_i es la corriente asociada al generador T^i de $SU(2)_L$ ($i = 1, 2, 3$). El parámetro T está definido por:

$$T = \Pi_{11}(0) - \Pi_{33}(0) \quad (2.10)$$

Si el nuevo sector compuesto sólo tiene simetría global $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)$, como $g_{cp} > 1$, se generan correcciones demasiado grandes para los parámetros ρ y T . A nivel árbol, el parámetro T es en general mayor que el límite experimental, y a nivel de lazo el parámetro T es divergente.

Para garantizar que la nueva física tenga la simetría custodial, es necesario que \mathcal{L}_{cp} tenga una simetría global $SU(2)_L \times SU(2)_R$ que se reduzca a $SU(2)_V$ cuando el Higgs adquiere una vev.

Si el sector bosónico compuesto tiene la simetría global $SU(2)_L \times SU(2)_R$, se puede obtener hipercarga Y del ME como $Y = T^{3R}$. Pero, T^{3R} está asociado a un grupo $SU(2)$, razón por la cual solo puede tomar valores enteros y semi-enteros. Esto no funciona para reproducir las partículas del ME, pues las hipercargas para las generaciones de quarks del ME son $Y = \frac{1}{6}, -\frac{1}{3}$ y $\frac{2}{3}$. Esto nos obliga a agregar un grupo $U(1)_X$ al $SU(2)_L \times SU(2)_R$, que permite preservar la simetría custodial, de tal forma que ahora la hipercarga sea $Y = T^{3R} + X$.

El hecho de que la nueva física tenga la simetría custodial, en particular que las predicciones para el parámetro T son finitas y consistentes con la observación experimental y que además se puedan obtener las hipercargas de los quarks del ME, fija la simetría global mínima del sector bosónico compuesto a $[SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_X]^{cp}$.

Tabla 2.1: Campos compuestos y sus propiedades de transformación

Resonancia	$SU(3)^{cp}$	$SU(2)_L^{cp}$	$SU(2)_R^{cp}$	$U(1)_X^{cp}$
Σ	1	2	2	-
G^{cp}	8	1	1	-
R^{cp}	1	1	3	-
L^{cp}	1	3	1	-
q^{cp}	3	2	3	$-\frac{5}{6}$
U^{cp}	3	1	1	$\frac{2}{3}$
\tilde{d}	3	1	2	$-\frac{5}{6}$

De manera análoga al lagrangiano quiral de QCD, describimos el sector compuesto con campos efectivos que pueden crear y destruir resonancias. Hasta dimensión 4 el lagrangiano del sector compuesto, incluyendo el primer nivel de resonancias, se puede

**Figura 2.1:** Contribuciones al parámetro T

escribir como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cp} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{cp\ 2} + \frac{m_{A^{cp}}^2}{2}A_{\mu}^{cp\ 2} + \bar{\psi}^{cp}(i\not{D}^{cp} - m_{\psi^{cp}})\psi^{cp} + \bar{\tilde{\psi}}^{cp}(i\not{D}^{cp} - m_{\tilde{\psi}^{cp}})\tilde{\psi}^{cp} \\ & + tr|D_{\mu}^{cp}\Sigma|^2 - V(\Sigma) - y_{cp}\bar{\psi}^{cp}\Sigma\tilde{\psi}^{cp} + \text{h.c.} , \end{aligned} \quad (2.11)$$

con D^{cp} la derivada covariante con respecto a A^{cp} , ψ^{cp} y $\tilde{\psi}^{cp}$ son replicas masivas de los fermiones izquierdos y derechos del ME respectivamente, en representaciones completas de $SU(2)_R$. Al igual que en la ecuación 2.5 hay una suma sobre los grupos de simetría $A^{cp} = G^{cp}, L^{cp}, R^{cp}, X^{cp}$, con g_{cp} el acoplamiento compuesto en D^{cp} y y_{cp} el acoplamiento de Yukawa entre las resonancias. En la tabla 2.1 se muestran las propiedades de transformación de los campos compuestos.

En el sector compuesto, las masas de las resonancias compuestas, $m_{A^{cp}}$, $m_{\psi^{cp}}$ y $m_{\tilde{\psi}^{cp}}$ son generadas por la dinámica fuerte dando lugar a los estados ligados, $m_{A^{cp},\psi^{cp}} \sim \text{TeV}$. A nivel del lagrangiano efectivo, \mathcal{L} , la masa de las resonancias compuestas es un parámetro.

En el caso de una rebanada de AdS_5 , las masas de las resonancias compuestas son de orden:

$$m_{cp} \sim \frac{1}{R} \quad (2.12)$$

donde R es el radio de la dimensión extra compactificada.

2.1.3. Mezclas elemental/compuesto

Los sectores elemental y compuesto se acoplan unos a otros a través de un lagrangiano llamado \mathcal{L}_{mix} , que resulta en mezclas no triviales de partículas elementales y compuestas. En el modelo efectivo se asume que el sector elemental está linealmente acoplado a las resonancias del sector compuesto a través de:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mix} = & \frac{m_{A^{cp}}^2}{2} \left(-2\frac{g_{el}}{g_{cp}}A_{\mu}^{el}\mathcal{P}_AA_{\mu}^{cp} + \frac{g_{el}^2}{g_{cp}^2}A_{\mu}^{el\ 2} \right) \\ & + \bar{\psi}_L^{el}\Delta_{\psi}\mathcal{P}_{\psi}\psi_R^{cp} + \bar{\tilde{\psi}}_R^{el}\Delta_{\tilde{\psi}}\mathcal{P}_{\tilde{\psi}}\tilde{\psi}_L^{cp} + \text{h.c.} , \end{aligned} \quad (2.13)$$

En principio, los multipletes de resonancias pueden estar en representaciones más grandes a las del ME. De hecho los fermiones ψ^{el} no están en representaciones completas de $SU(2)_R$ mientras que ψ^{cp} si lo están. Por esta razón se han introducido los proyectores $\mathcal{P}_{A,\psi,\tilde{\psi}}$ en la ecuación 2.13. Dichos operadores proyectan los fermiones y

bosones compuestos en componentes con los mismos números cuánticos que los bosones y fermiones elementales, con $Y = T^{3R} + T^X$. Para determinar el modelo, es necesario elegir las cargas de los fermiones compuestos bajo $[\text{SU}(2)_L \times \text{SU}(2)_R \times \text{U}(1)_X]^{cp}$. Esto se discutirá con más detalle en la sección (2.2).

Las mezclas preservan la simetría de gauge del ME, y dan lugar a un conjunto de campos sin masas, antes de la RSED, que se pueden identificar con los campos del ME.

Diagonalización de las Mezclas elemental/compuesto

Para entender la diagonalización de las mezclas elemental/compuesto, tomaremos un ejemplo sencillo en el cual consideramos un fermión compuesto del sector del bot-tom, b^{cp} , que se mezcla con una componente b_L^{el} perteneciente al multiplete del sector elemental. Los términos de masa son:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset -m_{cp} \bar{b}^{cp} b^{cp} + \bar{b}_L^{el} \Delta b_R^{cp} + \text{h.c.} &= -m_{cp} \bar{b}_L b_R + \bar{b}_L^{el} \Delta b_R^{cp} + \text{h.c.} \\ &= \begin{pmatrix} \bar{b}_L^{el} & \bar{b}_L^{cp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ 0 & -m_{cp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_R^{el} \\ b_R^{cp} \end{pmatrix} = \bar{\psi}_L M_b \psi_R, \end{aligned} \quad (2.14)$$

donde $\psi_L^T = (b_L^{el}, \bar{b}_L^{cp})$ y $\psi_R^T = (b_R^{el}, \bar{b}_R^{cp})$. Necesitamos diagonalizar la matriz de masas M_b escrita en la ecuación (2.14). Para ello hacemos la siguiente rotación:

$$\begin{pmatrix} b_L^{el} \\ b_L^{cp} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} b_L \\ b_L^* \end{pmatrix} = L^\dagger \begin{pmatrix} b_L^{el} \\ b_L^{cp} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} b_R^{el} \\ b_R^{cp} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} b_R \\ b_R^* \end{pmatrix} = R^\dagger \begin{pmatrix} b_R^{el} \\ b_R^{cp} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Al aplicar esta transformación a la ecuación (2.14) se tiene:

$$\mathcal{L} \supset \bar{b}_L M_b b_R = \begin{pmatrix} \bar{b}_L & \bar{b}_L^* \end{pmatrix} L^\dagger M_b R \begin{pmatrix} b_R \\ b_R^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{b}_L & \bar{b}_L^* \end{pmatrix} D_b \begin{pmatrix} b_R \\ b_R^* \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

donde $D = L^\dagger M_b R$ es la matriz diagonal asociada a M_b . Las matrices L y R diagonalizan los productos $M_b M_b^\dagger$ y $M_b^\dagger M_b$ definidos por:

$$M_b M_b^\dagger = \begin{pmatrix} \Delta^2 & -m_{cp} \Delta \\ -m_{cp} \Delta & m_{cp}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

$$M_b^\dagger M_b = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \Delta^2 + m_{cp}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

De la ecuación (2.18), vemos que $M_b^\dagger M_b$ es una matriz diagonal. Luego, como $D^\dagger D$ es una matriz diagonal, basta con pedir que R sea una matriz identidad 2×2 , $R = I_{2 \times 2}$. En ese caso, tenemos que la matriz de masas diagonal D correspondiente a la ecuación (2.16) es:

$$D = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -\sqrt{\Delta^2 + m_{cp}^2} \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

donde se puede apreciar que tenemos un campo sin masa, que llamamos b y otro masivo llamado b^* . Como $M_b M_b^\dagger$ es simétrica y real, L es ortogonal, y satisface:

$$L^\dagger = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \tan \theta = \frac{\Delta}{m_{cp}} \quad (2.20)$$

El campo masivo b^* , tiene una masa que llamaremos M_{cpb} que puede ser expresada en términos del ángulo θ . Dicha masa es:

$$M_{cpb} = \sqrt{\Delta^2 + m_{cp}^2} = \frac{m_{cp}}{\cos \theta} \quad (2.21)$$

Para el caso en el que un multiplete compuesto \tilde{b}_L^{cp} se mezcle con un singlete del sector elemental, \tilde{b}_R^{el} , la diagonalización es análoga a la realizada anteriormente. En el caso de los bosones de gauge, el proceso de diagonalización es un poco diferente pero a fin de cuentas también se aplica una rotación al multiplete formado por las resonancias A^{el} y A^{cp} .

Ahora generalizaremos lo explicado anteriormente para los fermiones b^{cp} y b^{el} al caso de las otras familias de fermiones y bosones de gauge. Las mezclas no triviales en \mathcal{L}_{mix} preservan la simetría de gauge del ME y dan lugar a la aparición de partículas no masivas antes de la RSED al diagonalizar la matriz de masas. La transformación para diagonalizar el lagrangiano dado por las ecuaciones (2.1),(2.5),(2.11) y (2.13) es

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ A_\mu^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_A & \sin \theta_A \\ -\sin \theta_A & \cos \theta_A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu^{el} \\ \mathcal{P}_A A_\mu^{cp} \end{pmatrix}, \quad \tan \theta_A = \frac{g_{el}}{g_{cp}}, \quad (2.22)$$

$$\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_\psi & \sin \theta_\psi \\ -\sin \theta_\psi & \cos \theta_\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L^{el} \\ \mathcal{P}_\psi \psi_L^{cp} \end{pmatrix}, \quad \tan \theta_\psi = \frac{\Delta_\psi}{m_\psi}, \quad (2.23)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{\psi}_R \\ \tilde{\psi}_R^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\tilde{\psi}} & \sin \theta_{\tilde{\psi}} \\ -\sin \theta_{\tilde{\psi}} & \cos \theta_{\tilde{\psi}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_R^{el} \\ \mathcal{P}_{\tilde{\psi}} \tilde{\psi}_R^{cp} \end{pmatrix}, \quad \tan \theta_{\tilde{\psi}} = \frac{\tilde{\Delta}_{\tilde{\psi}}}{\tilde{m}_{\tilde{\psi}}}. \quad (2.24)$$

Los campos no masivos que identificamos con los campos del ME son A_μ , ψ y $\tilde{\psi}$, mientras que los campos ortogonales a los campos no masivos los denotaremos con:

A_μ^* , ψ^* y $\tilde{\psi}^*$.

$$M_\phi = \frac{m_\phi}{\cos\theta_\phi}, \quad \phi = A, \psi, \tilde{\psi}. \quad (2.25)$$

Los campos compuestos que no se mezclan con los campos elementales antes de la ruptura de simetría electrodébil pueden ser escritos como:

$$\tilde{\mathcal{P}}_\phi \phi^{cp}, \quad \tilde{\mathcal{P}}_\phi \equiv 1 - \mathcal{P}_\phi, \quad \phi = A, \psi, \tilde{\psi}, \quad (2.26)$$

y tienen masas

$$M_{\tilde{\mathcal{P}}_\phi} = m_\phi = M_\phi \cos\theta_\phi, \quad (2.27)$$

donde hemos considerado m_ϕ como función de M_ϕ . De ahora en adelante, consideraremos M_ϕ como el parámetro fundamental. Los fermiones compuestos $\tilde{\mathcal{P}}_\psi \psi^{cp}$ y $\tilde{\mathcal{P}}_{\tilde{\psi}} \tilde{\psi}^{cp}$ son llamados usualmente custodios. Por lo tanto, la masa de los custodios está suprimida, comparada con la masa de las resonancias ϕ^* , por un factor $\cos\theta_\phi$. Esto trae como consecuencia que para mezclas grandes, aparezcan resonancias livianas. Un ejemplo de esto es la tercera generación de fermiones del ME, como se explicará más adelante.

Si las mezclas elemental/compuesto son pequeñas, la componente dominante de los estados no masivos es elemental. Esto sucede por ejemplo para los bosones de gauge con $\frac{g_{el}}{g_{cp}} \ll 1$ y los fermiones livianos. Sin embargo, ahora mostraremos que para la tercera generación de fermiones se requieren mezclas considerables, es decir que $\sin\theta_\psi \sim 1$. Para entender esto, estudiemos como lucen las interacciones de Yukawa entre fermiones en la base (ψ, ψ^*) . Para ello, consideramos el término de Yukawa en la ecuación (2.11) y reescribimos los campos, que están en la base elemental/compuesto, en la base que diagonaliza las mezclas de \mathcal{L}_{mix} y nos concentramos en los campos no masivos, que a fin de cuentas son los que corresponden a los campos del ME.

$$\mathcal{L} \supset -y_{cp} \bar{\psi}^{cp} \Sigma \tilde{\psi}^{cp} + \text{h.c.} \supset -y_{cp} \sin\theta_\psi \sin\theta_{\tilde{\psi}} \bar{\psi}_L H \tilde{\psi}_R + \text{h.c.} \quad (2.28)$$

Los acoplamientos de Yukawa para los fermiones no masivos ψ_L y $\tilde{\psi}_R$ están dados, según la ecuación (2.28) por:

$$y_\psi = y_{cp} \sin\theta_\psi \sin\theta_{\tilde{\psi}} \quad (2.29)$$

A partir de la masa del top en el ME, $m_t = y_t v / \sqrt{2}$ se puede obtener una cota para los ángulos de mezcla del top. Tomando un valor para la masa del top $m_t = 177$ GeV, $v = 246$ GeV, $y_{cp} \sim 1$ y $\theta_\psi \sim \theta_{\tilde{\psi}}$ se obtiene:

$$\sin\theta_{\tilde{\psi}} = \left(\frac{m_t \sqrt{2}}{v y_{cp}} \right)^{\frac{1}{2}} \sim 1 \quad (2.30)$$

Esta ecuación muestra que para obtener la masa del top las mezclas para la tercera generación deben ser grandes. Como consecuencia, luego de la diagonalización elemental/compuesto, la componente dominante de los estados no masivos serán mayormente compuesta en este caso.

Después de la diagonalización de las mezclas elemental/compuesto, hay que reescribir el lagrangiano en términos de los nuevos estados (ϕ, ϕ^*) , con $\phi = A, \psi, \tilde{\psi}$. Al hacer esto, se obtiene que las mezclas en \mathcal{L}_{mix} preservan una simetría de gauge $[SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y]$, y las constantes de acoplamiento para los bosones sin masa están dadas por:

$$g = \frac{g_{el}g_{cp}}{\sqrt{g_{el}^2 + g_{cp}^2}} \simeq g_{el} , \quad \text{si} \quad g_{el} \ll g_{cp} \quad (2.31)$$

Las interacciones de gauge de las resonancias con los campos vectoriales sin masa son las usuales, determinadas por la simetría de gauge. Por ejemplo, las interacciones con gluones son:

$$\mathcal{L} \supset g_s \bar{\psi}^{cp} G^a \psi^{cp} \quad (2.32)$$

con G^μ el gluón usual y g_s el acoplamiento de QCD.

2.2. Elección de números cuánticos para los fermiones compuestos

Los observables de precisión electrodébil han confirmado que el ME con un bosón de Higgs ligero da una descripción muy precisa de las interacciones a nivel de física de partículas. La mayor desviación ha sido observada en la asimetría forward-backward del quark b , A_{FB}^b [23]. Por otra parte, la fracción de decaimiento del Z decayendo a un par $b\bar{b}$, R_b , es consistente con la predicción del ME.

Las correcciones en la asimetría A_{FB}^b , δA_{FB}^b , pueden ser evidencia de nueva física. Además, los efectos de nueva física deben aportar correcciones pequeñas para R_b . Esto se puede reinterpretar en términos de los acoplamientos $Zb\bar{b}$, obteniendo una corrección para $Zb_L\bar{b}_L$ del orden de $\sim \delta g^{bL} \sim 0,003$, (3%), y una corrección para $Zb_R\bar{b}_R$, $\sim \delta g^{bR} \sim 0,02$, (20%), comparada con la mejor predicción del ME [24].

En esta sección, se explicará cómo fijar los números cuánticos para el sector compuesto de tal forma que se pueda resolver simultáneamente la asimetría A_{FB}^b y reproducir R_b [17], y dichos números cuánticos se usarán de ahora en adelante en el resto de este trabajo.

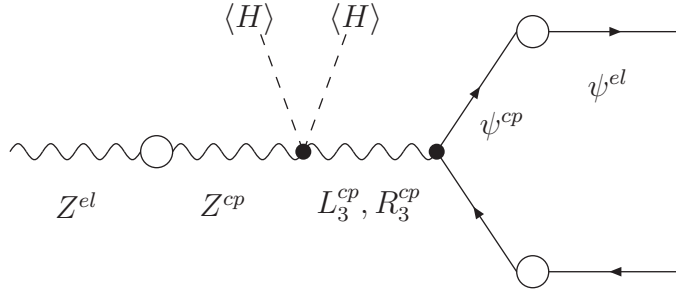


Figura 2.2: Contribución bosónica a δg^ψ debido a la inserción de dos veces del Higgs en las patas bosónicas en la base elemental/compuesto. Los puntos negros representan las interacciones compuestas, los círculos en blanco representan mezclas elemental/compuesto y $\langle H \rangle$ representan inserciones de la vev del Higgs.

2.2.1. Correcciones al proceso $Zb\bar{b}$

Consideremos las correcciones a nivel árbol a los acoplamientos $Z\psi\bar{\psi}$ en el modelo descrito en 2.1. Dichas correcciones son generadas por las mezclas entre el sector elemental y las resonancias del sector compuesto. En un desarrollo perturbativo, se pueden considerar correcciones bosónicas y fermiónicas por separado. Describiremos las contribuciones provenientes de mezclas entre bosones de gauge luego de la ruptura de simetría electrodébil. Se desarrollará perturbativamente en términos de inserciones de la vev del Higgs y en términos de mezclas elemental/compuesto.

En la Fig. 2.2, se muestra la contribución principal proveniente de inserciones de la vev del Higgs en el sector de gauge compuesto. La inserción de mezclas elemental/compuesto en la pata bosónica mezcla Z^{el} con Z^{cp} , donde Z^{el} es la combinación usual entre B^{el} y W_3^{el} y Z^{cp} es la combinación correspondiente en el sector compuesto. Definiendo B^{cp} como el campo asociado con $T^{3R} + T^X$, B^{cp} puede ser escrito como una combinación de R_3^{cp} y X^{cp} . La vev del Higgs agrega una nueva mezcla entre L_3^{cp} y R_3^{cp} . Dicha mezcla, está dada por el siguiente término:

$$\mathcal{L}_{cp} \supset \frac{v^2}{8} \sum_a (g_{cpL} L_{a\mu}^{cp} - g_{cpR} R_{a\mu}^{cp}) \quad (2.33)$$

donde g_{cpL} y g_{cpR} son las constantes de acoplamiento asociadas a $[\text{SU}(2)]_L^{cp}$ y $[\text{SU}(2)]_R^{cp}$ respectivamente.

Los bosones compuestos se acoplan con un par de fermiones ψ^{cp} que se mezclan con fermiones elementales ψ^{el} . En ese caso, tomando $g_{cp} = g_{cpL} = g_{cpR}$, se obtiene [17, 25]:

$$\delta g^\psi \simeq \frac{g}{c_w} \Delta g_\psi [T^{3R}(\mathcal{P}_\psi \psi^{cp}) - T^{3L}(\mathcal{P}_\psi \psi^{cp})] \quad (2.34)$$

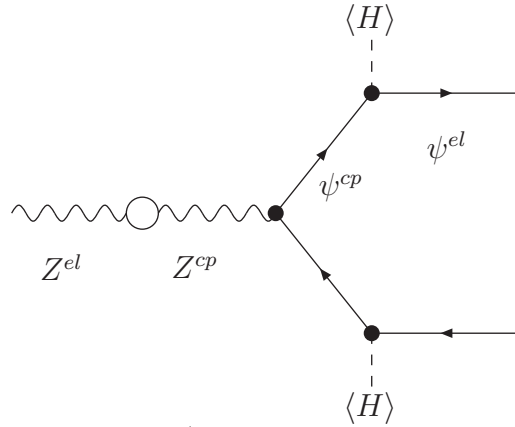


Figura 2.3: Contribución bosónica a δg^ψ debido a la inserción de una vev del Higgs en las patas fermiónicas en la base elemental/compuesto. Los puntos negros representan las interacciones compuestas, los círculos representan mezclas elemental/compuesto y $\langle H \rangle$ representan inserciones de la vev del Higgs.

donde Δg_ψ está definido por:

$$\Delta g_\psi = \frac{g_{cp}^2}{4} \frac{v^2}{m_A^2} \frac{\Delta_\psi^2}{m_\psi^2}. \quad (2.35)$$

Hay una contribución a δg^ψ que proviene de insertar la vev del Higgs en las líneas fermiónicas, ver Fig. 2.3. En este caso la vev del Higgs mezcla los fermiones compuestos ψ^{cp} con igual carga eléctrica, modificando el acoplamiento $Z\psi\bar{\psi}$ [17, 25]. Dichas correcciones debido a la inserción de una vev del Higgs en las patas fermiónicas dan como resultado:

$$\delta g^\psi \simeq \frac{g}{c_w} \sum_i |\alpha_i|^2 [T^{3L}(\psi_i^{cp}) - T^{3L}(\psi^{el})], \quad (2.36)$$

donde ψ_i^{cp} son los fermiones compuestos que se mezclan con los ψ^{el} a través de la vev del Higgs e inserciones elemental/compuesto, α_i es el coeficiente de mezclas entre ψ^{el} y ψ_i^{cp} . α_i pueden ser obtenidos diagonalizando la matriz de masas después de la RSED, a nivel perturbativo $\alpha_i \sim y_{cp} v \Delta_\psi / m_\psi m_{\psi_i}$.

2.2.2. Números cuánticos para el sector del bottom

Ahora, siguiendo la ref. [17] discutiremos los números cuánticos asociados al sector del bottom que permiten reproducir los valores deseados en los acoplamientos $Zb\bar{b}$. El multiplete elemental asociado al sector del bottom lo denotaremos por:

$$q_L^{el} = \begin{pmatrix} t_L^{el} \\ b_L^{el} \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Se considerará una situación donde b_L^{el} se mezcla con un multiplete compuesto q^{cp} [26, 27]. Los campos elementales (singletes) \tilde{t}_R^{el} y \tilde{b}_R^{el} se mezclan cada uno con un multiplete compuesto, \tilde{u}^{cp} y \tilde{b}^{cp} respectivamente. Para el sector asociado al bottom el lagrangiano involucra el siguiente término de Yukawa:

$$\mathcal{L}_{cp} \supset -y_{cp}^b \bar{q}^{cp} \Sigma \tilde{b}^{cp} + \text{h.c.} . \quad (2.38)$$

Necesitamos estudiar qué números cuánticos pueden tener los multipletes q^{cp} y \tilde{b}^{cp} para reproducir los acoplamientos deseados en $Zb\bar{b}$. Tomando el caso en el que $T^{3L}(\mathcal{P}_{b_L} q^{cp}) = -1/2$, se obtiene un valor positivo para δg^{bL} , a partir de la ecuación (2.34) si se cumple

$$T^{3R}(\mathcal{P}_{b_L} q^{cp}) > -1/2 , \quad (2.39)$$

donde $T^{3R}(\mathcal{P}_{b_L} q^{cp})$ es la carga $SU(2)_R$ del fermión compuesto en el multiplete q^{cp} que se mezcla con b_L^{el} . Además se obtiene un δg^{bR} positivo del sector de gauge, en este caso $T^{3L}(\mathcal{P}_{b_R} q^{cp}) = 0$ en la ecuación (2.34) si se cumple:

$$T^{3R}(\mathcal{P}_{b_R} \tilde{b}^{cp}) > 0 . \quad (2.40)$$

Dado que $Y = T^{3R} + T^X$, al elegir T^{3R} se está fijando la carga bajo $U(1)_X$. Las ecuaciones (2.39) y (2.40), más la condición de un operador de Yukawa para el bottom invariante de gauge, determinan casi totalmente los números cuánticos para el sector del bottom. El multiplete más chico que satisface esas condiciones [17] es:

$$q^{cp} = (\mathbf{2}, \mathbf{3})_{-5/6} = \begin{bmatrix} U_q^{cp} & D_q^{cp'} & V_q^{cp''} \\ D_q^{cp} & V_q^{cp'} & S_q^{cp'} \end{bmatrix} , \quad \tilde{b}^{cp} = (\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-5/6} = \begin{bmatrix} D_b^{cp} & V_b^{cp'} \end{bmatrix} , \quad (2.41)$$

donde V y S son fermiones exóticos de carga $Q = -4/3, -7/3$. Las componentes del multiplete q^{cp} que se mezclan con q_L^{el} son U_q^{cp} y D_q^{cp} , mientras que D_b^{cp} se mezcla con \tilde{b}_R^{el} . Las resonancias compuestas que tienen el superíndice ' ó '' son custodios, es decir no se mezclan con los campos del sector elemental.

La masa de las resonancias custodias, ecuación (2.27), está suprimida por un factor $\cos\theta$, lo cual es importante para fenomenología pues entonces es más fácil producir una partícula custodia a una partícula que se mezcla. Además es interesante porque algunos custodios son exóticos.

En la tabla 2.2 se muestran explícitamente los números cuánticos bajo T^{3L}, T^{3R} , X y las cargas eléctricas asociada a cada resonancia.

Se pueden considerar representaciones más grandes a la que hemos usado, siempre y cuando q^{cp} y \tilde{b}^{cp} sean un doblete y un singlete respectivamente de $SU(2)_L^{cp}$, pues de lo contrario \mathcal{L}_{mix} rompe la simetría de gauge $SU(2)_L$ del ME.

Tabla 2.2: Números cuánticos asociados a las partículas en 2.41 bajo $[\text{SU}(2)_L \times \text{SU}(2)_R \times \text{U}(1)_X]^{cp}$

Resonancia	T^{3L}	T^{3R}	X	$Q = T^{3L} + T^{3R} + X$
U_q^{cp}	$\frac{1}{2}$	1	$-\frac{5}{6}$	$\frac{2}{3}$
D_q^{cp}	$-\frac{1}{2}$	1	$-\frac{5}{6}$	$-\frac{1}{3}$
$D_q^{cp'}$	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{5}{6}$	$-\frac{1}{3}$
$V_q^{cp'}$	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{5}{6}$	$-\frac{4}{3}$
$V_q^{cp''}$	$\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{5}{6}$	$-\frac{4}{3}$
$S_q^{cp'}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{5}{6}$	$-\frac{7}{3}$
D_b^{cp}	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{5}{6}$	$-\frac{1}{3}$
$V_b^{cp'}$	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{5}{6}$	$-\frac{4}{3}$

2.3. Estados físicos

La mayoría de los aspectos fenomenológicos del modelo relacionados con la producción y detección de nuevas partículas masivas en los colisionadores se pueden entender mejor en términos de estados físicos, es decir, autoestados de masas.

Los auto estados de masa surgen luego de la diagonalización de las mezclas elemental/compuesto, así como de la RSED cuando el Higgs adquiere una vev. Para hacer esto se procede en dos etapas, en la primera se diagonalizan las mezclas elemental/compuesto correspondientes a la ecuación (2.13), obteniendo una serie de fermiones y bosones de gauge sin masa que pueden ser asociados a los del ME, y un conjunto de campos masivos con masas en la escala TeV.

Por otra parte, la vev del Higgs genera masas para los bosones de gauge y fermiones no masivos, que están controladas por las mezclas y los acoplamientos de Yukawa del sector compuesto. Además, dicha vev también produce nuevas mezclas entre los estados no masivos y las resonancias. La segunda etapa de la diagonalización consiste en diagonalizar estas mezclas obteniendo finalmente los autoestados de masa, que a fin de cuentas son los estados físicos.

2.3.1. Matrices de Masas

Primero, comenzaremos por estudiar la matriz de masa que da lugar a los bosones electrodébiles cargados físicos. Los términos del lagrangiano que involucran mezclas de masas entre diferentes resonancias de gauge son:

$$\mathcal{L} \supset \frac{m_A^2}{2} \left(L_\mu^{cp} - \frac{g_{el}}{g_{cp}} L_\mu^{el} \right)^2 + tr |D_\mu^{cp} \Sigma|^2 \quad (2.42)$$

donde m_A es la masa de las resonancias de gauge y g_{el} es la constante de acoplamiento asociada a $[\text{SU}(2)]_L^{el}$. Adicionalmente, aparecen nuevas mezclas de masas cuando se da la RSED y el campo de Higgs adquiere una vev. En este caso, aparecen mezclas masivas entre los campos L_μ^{cp} y R_μ^{cp} provenientes del término $\text{tr}|D_\mu^{cp}\Sigma|^2$, que se pueden ver en la ecuación (2.33).

Para los bosones de gauge cargados se tiene que el término de masa en el Lagrangiano se puede escribir de la siguiente forma:

$$\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} A_i^T (M_\pm^2)_{ij} A_j, \quad A_\mu = \begin{pmatrix} L_\mu^{el} \\ L_\mu^{cp} \\ R_\mu^{cp} \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

donde M_\pm es la matriz de masas para los bosones de gauge. Dicha matriz, en la base original elemental/compuesto se escribe:

$$M_\pm^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} L_\mu^{el} & L_\mu^{cp} & R_\mu^{cp} \\ m_A^2 \frac{g_{el}^2}{g_{cp}^2} & -m_A^2 \frac{g_{el}}{g_{cp}} & 0 \\ -m_A^2 \frac{g_{el}}{g_{cp}} & m_A^2 + \frac{g_{cpL}^2 v^2}{4} & -g_{cpL} g_{cpR} \frac{v^2}{4} \\ 0 & -g_{cpL} g_{cpR} \frac{v^2}{4} & m_A^2 + \frac{g_{cpR}^2 v^2}{4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_\mu^{el} \\ L_\mu^{cp} \\ R_\mu^{cp} \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

Ahora vamos a estudiar en detalle la masa que involucra al sector del quark bottom. Los campos elementales, b_L^{el} y \tilde{b}_R^{el} , se mezclan cada uno con los multipletes definidos en la ecuación (2.41), q^{cp} de masa m_q y \tilde{b}^{cp} de masa $m_{\tilde{b}}$ respectivamente. El ángulo de mezcla que diagonaliza las mezclas entre b_L^{el} y q^{cp} lo denotaremos por θ_L , mientras que el ángulo de mezcla que diagonaliza las mezclas entre \tilde{b}_R^{el} y \tilde{b}^{cp} lo denotaremos por θ_b . El Lagrangiano del sector compuesto y del sector de mezclas en este caso contiene los siguiente términos:

$$\mathcal{L}_{cp} \supset -m_q (\bar{D}_q^{cp} D_q^{cp} + \bar{D}_q^{cp'} D_q^{cp'}) + m_{\tilde{b}} (\bar{D}_b^{cp} D_b^{cp} + \bar{V}_q^{cp'} V_q^{cp'} + \bar{V}_b^{cp'} V_b^{cp'}) , \quad (2.45)$$

$$\mathcal{L}_{mix} \supset \bar{b}_L^{el} \Delta_q D_{qR}^{cp} + \bar{\tilde{b}}_R^{el} \Delta_{\tilde{b}} D_{bL}^{cp} + \text{h.c.} , \quad (2.46)$$

Para hacer la primera etapa de la diagonalización se procede como se explica en la sección 2.1.3. Allí se usa la ecuación (2.23) para diagonalizar las mezclas entre b_L^{el} y q^{cp} y la ecuación (2.24) para diagonalizar las mezclas entre \tilde{b}_R^{el} y \tilde{b}^{cp} , dando lugar a la aparición de dos campos no masivos b_L y \tilde{b}_R , y dos campos masivos D^* y \tilde{D}^* cuyas masas, M_{D^*} y $M_{\tilde{D}^*}$ están dadas por la la ecuación (2.25).

Adicionalmente, tenemos el término que aparece en la ecuación (2.38), que genera términos de masas cuando el Higgs adquiere una vev, que definimos en la ecuación (2.7). Cuando esto sucede, en el lagrangiano aparecen los siguientes términos:

$$\mathcal{L}_{cp} \supset -\frac{y_{cp}^b v}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{D}_q^{cp} + \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{D}_q^{cp'} \right) D_b^{cp} - \frac{y_{cp}^b v}{\sqrt{2}} \left(-\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{V}_q^{cp''} - \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{V}_q^{cp'} \right) V_b^{cp} + \text{h.c.} \quad (2.47)$$

Procediendo de manera similar para las resonancias V_i , se puede escribir las matrices de masa de las resonancias D y V . Para ello tenemos que expresar los campos de la base elemental/compuesta en la base que diagonaliza las mezclas y reescribir los términos del lagrangiano de interés, ecuaciones (2.45), (2.46) y (2.47). Dicha base la denotaremos por:

$$D = \begin{pmatrix} b \\ D^* \\ D' \\ \tilde{D}^* \end{pmatrix}, \quad V = \begin{pmatrix} V_q^{cp'} \\ V_q^{cp''} \\ V_b^{cp} \end{pmatrix}, \quad (2.48)$$

En esta base, el lagrangiano de masas asociado a las resonancias D y V se escribe de la siguiente forma:

$$\mathcal{L} \supset \bar{D}_L M_D D_R + \bar{V}_L M_V V_R \quad (2.49)$$

donde M_D y M_V son las matrices de masas asociadas a las resonancias D y V respectivamente.

En el caso de las resonancias D se tienen mezclas de masas provenientes de (2.46) y mezclas provenientes de la RSED (2.47). Fijando $M_{D^*} = M_{\tilde{D}^*} = M_{cp}$, La matriz de masas asociada escrita en la base que diagonaliza las mezclas en \mathcal{L}_{mix} es:

$$M_D = \begin{pmatrix} b_L & D_L^* & D_L' & \tilde{D}_L^* \\ \left(\begin{array}{c} -\frac{y_{cp}^b v \sin \theta_L \sin \theta_b}{\sqrt{3}} \\ -\frac{y_{cp}^b v \cos \theta_L \sin \theta_b}{\sqrt{3}} \\ -\frac{y_{cp}^b v \sin \theta_b}{\sqrt{3}} \\ 0 \end{array} \right) & \begin{pmatrix} 0 \\ -M_{cp} \\ 0 \\ -\frac{y_{cp}^b v}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -M_{cp} \cos \theta_L \\ -\frac{y_{cp}^b v}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} -\frac{y_{cp}^b v \sin \theta_L \cos \theta_b}{\sqrt{3}} \\ -\frac{y_{cp}^b v \cos \theta_L \cos \theta_b}{\sqrt{3}} \\ -\frac{y_{cp}^b v \cos \theta_L}{\sqrt{3}} \\ -M_{cp} \end{pmatrix} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{b}_R \\ D_R^* \\ D_R' \\ \tilde{D}_R^* \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

Por otro lado las resonancias V tienen carga exótica, por lo tanto no se mezclan con los campos del sector elemental. En ese caso, las mezclas entre ellas provienen únicamente de la vev del Higgs. En este caso la matriz de masas es:

$$M_V = \begin{pmatrix} V_{qL}^{cp'} & V_{qL}^{cp''} & V_{bL}^{cp'} \\ -M_{cp} \cos \theta_L & 0 & -\frac{y_{cp}^b v}{\sqrt{6}} \\ 0 & -M_{cp} \cos \theta_L & -\frac{y_{cp}^b v}{\sqrt{3}} \\ -\frac{y_{cp}^b v}{\sqrt{6}} & -\frac{y_{cp}^b v}{\sqrt{6}} & -M_{cp} \cos \theta_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{qR}^{cp'} \\ V_{qR}^{cp''} \\ V_{bR}^{cp'} \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

En general, es mejor proceder a diagonalizar numéricamente las matrices de masa escritas anteriormente para una dada elección de parámetros, y posteriormente reescribir el lagrangiano en términos de los autoestados de masa resultantes, que son los estados físicos, obteniendo las interacciones para los estados físicos.

2.4. Diagonalización de D , V y bosones cargados de gauge

En esta sección se explicará brevemente cómo se obtienen los estados físicos. Esto es importante, ya que nos permite obtener las interacciones.

Primero se explicará el proceso para diagonalizar la matriz de masa de los bosones electródebiles cargados, M_{\pm}^2 , escrita en ecuación (2.44). Para diagonalizar M_{\pm}^2 , basta con hallar sus autovectores. M_{\pm}^2 se escribe en términos de la matriz de autovalores d_{\pm}^2 como:

$$M_{\pm}^2 = X(d_{\pm}^2)_{ij}X^T \quad (2.52)$$

donde X es la matriz de autovectores de M_{\pm}^2 . Esta ecuación combinada con el vector definido en la ecuación (2.43) da que la transformación que diagonaliza el lagrangiano para el sector de los bosones de gauge cargados es:

$$A = \begin{pmatrix} L_{\mu}^{el} \\ L_{\mu}^{cp} \\ R_{\mu}^{cp} \end{pmatrix} \rightarrow A^{ph} = \begin{pmatrix} W_{\mu}^1 \\ W_{\mu}^2 \\ W_{\mu}^{ph} \end{pmatrix} = X^T \begin{pmatrix} L_{\mu}^{el} \\ L_{\mu}^{cp} \\ R_{\mu}^{cp} \end{pmatrix}, \quad (2.53)$$

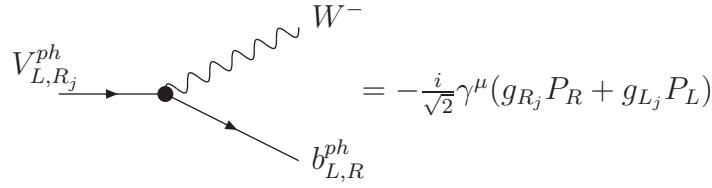


Figura 2.4: Vértice b^{ph} , V_j^{ph} y W^-

Para diagonalizar las matrices de masas de las resonancias D y V , escritas en las ecuaciones (2.50) y (2.51) respectivamente, se realiza un procedimiento análogo al realizado en la sección 2.1.3 para diagonalizar la matriz de masas escrita en la ecuación (2.14). Se debe aplicar una rotación a los campos $D_{L,R}$ y $V_{L,R}$:

$$D_L \rightarrow D_L^{ph} = L_D^\dagger D_L, \quad D_R \rightarrow D_R^{ph} = R_D^\dagger D_R \quad (2.54)$$

$$V_L \rightarrow V_L^{ph} = L_V^\dagger V_L, \quad V_R \rightarrow V_R^{ph} = R_V^\dagger V_R \quad (2.55)$$

tales que $M_D = L_D^\dagger d_D R_D$ y $M_V = L_V^\dagger d_V R_V$, donde d_D y d_V son las matrices de masa diagonalizadas para D y V respectivamente.

En el caso en el cual se tiene una masa fundamental $M \sim \text{TeV}$ y mezclas pequeñas ($\Delta \ll M_{cp}$) se puede obtener una expresión aproximada para la masa de la resonancia más liviana del multiplete D^{ph} , que denotaremos por b^{ph} , a partir de la matriz de masas para D , dadas por la ecuación (2.50). Esta masa está dada por:

$$m_{b^{ph}} \simeq \frac{y_{cp}^b v \sin \theta_L \sin \theta_b}{\sqrt{3}} \quad (2.56)$$

2.4.1. Interacciones en la base de estados físicos

Luego de diagonalizar las matrices de masa de las resonancias fermiónicas D y V , así como la matriz de masa de los bosones cargados de gauge, es necesario reescribir el lagrangiano en términos de los estados físicos para así poder entender los aspectos fenomenológicos del modelo discutido en el capítulo 2. En particular, nos enfocaremos en las interacciones que involucran las resonancias D y V . Dichas interacciones están contenidas en el sector compuesto:

$$\mathcal{L} \supset g_{cp} (\bar{D}'_q \frac{L^{cp+}}{\sqrt{2}} V'_q + \bar{D}'_b \frac{R^{cp+}}{\sqrt{2}} V'_b + \bar{D}'_q \frac{R^{cp+}}{2} V'_q) + \text{h.c.} \quad (2.57)$$

Al reescribir estos términos del lagrangiano en la base de autoestados físicos formada por D^{ph} , V^{ph} y W^{ph} , y tomar los términos que involucran interacciones con b^{ph} se

obtiene:

$$\mathcal{L}_{yuk} \supset \frac{g_{L_i}}{\sqrt{2}} \bar{V}_{L_i}^{ph} W^{-ph} b_L^{ph} + \frac{g_{R_i}}{\sqrt{2}} \bar{V}_{R_i}^{ph} W^{-ph} b_R^{ph} + \text{h.c.} \quad (2.58)$$

Los valores g_{L_i} y g_{R_i} se obtienen luego de diagonalizar numéricamente las matrices de masas M^\pm , M_D y M_V . A partir de la ecuación (2.58) se puede obtener la regla de Feynman correspondiente al vértice de la interacción electrodébil entre V_i y b^{ph} a través de un bosón cargado, W^\pm . El diagrama asociado a este proceso y su contribución se ilustra en la Fig. 2.4.

Capítulo 3

Fenomenología asociada a la resonancias exóticas

Para tener una idea de como detectar una partícula exótica lo primero que se debe hacer es estudiar y comprender la fenomenología asociada a la misma. Es decir, conocer los mecanismos de producción y decaimiento asociados a dicha resonancia. En este capítulo se estudiarán brevemente los aspectos más relevantes asociados a la fenomenología de la resonancia V en este modelo de dos sectores.

En este capítulo se presentan resultados numéricos para estudiar el comportamiento de las masas de las resonancias exóticas V , así como para sus constantes de acoplamiento g_L y g_R cuando se varían los ángulos de mezclas. También, se estudia el ancho de decaimiento, Γ , de las resonancias exóticas.

3.1. Fijación de parámetros

En las simulaciones se fija el valor de la masa fundamental $M_{cp} = 2$ TeV igual para todas las resonancias tanto bosónicas como fermiónicas, es decir, $M_q = M_{\bar{q}} = M_A = M_{cp}$ en la ecuación (2.25). Este es un valor de referencia que está cerca del límite (inferior) permitido por las observaciones actuales. Además, fijamos el valor del cociente $\frac{g_{el}}{g_{cp}} = \frac{1}{4}$, imponiendo que se satisfaga además la ecuación (2.31) y tomando $g_{cp} = g_{cpL} = g_{cpR}$.

La matriz de masa de los bosones de gauge, ecuación (2.44), sólo depende del cociente g_{el}/g_{cp} , de la vev del Higgs y de la masa m_A . Con la elección de valores para M y g_{el}/g_{cp} , fijamos el valor v asociado a la vev del Higgs de tal manera que se obtenga una masa física para los bosones W^{ph} del orden ~ 80 GeV.

En la tabla 3.1, se muestran los valores de masas para las resonancias bosónicas de gauge físicas cargadas para distintos valores de $\frac{g_{el}}{g_{cp}}$ ($\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$ y $\frac{1}{8}$). En los tres casos se aprecia que se producen dos resonancias pesadas, con masas del orden ~ 2 TeV, que

identificamos con W^1 y W^2 en la ecuación (2.53), y una resonancia mucho más ligera, con masas del orden ~ 80 GeV, que asociamos con el bosón de gauge físico W^{ph} . Estos valores se obtienen porque se ha fijado $v = 253$ TeV, variando v apropiadamente siempre se puede obtener $m_W \sim 80$ GeV.

Tabla 3.1: Masa bosones de Gauge cargados en GeV

$\frac{g_{eL}}{g_{cp}}$	m_{W^1} (GeV)	m_{W^2} (GeV)	$m_{W^{ph}}$ (GeV)
$\frac{1}{2}$	2241	2007	75
$\frac{1}{4}$	2098	2018	80
$\frac{1}{8}$	2225	2008	76

Además, se han fijado los acoplamientos de Yukawa y_{cp}^b del sector del bottom para garantizar que la partícula b^{ph} tenga una masa del orden de la masa del bottom del ME, cuya masa es del orden $m_{bot} \simeq 4,2 - 4,6$ GeV. Para este trabajo, tomamos $m_{bot} = 4,2$ GeV y pedimos que se satisfaga la siguiente condición:

$$m_{b^{ph}} = 4,2 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

donde $m_{b^{ph}}$ puede aproximarse por la ecuación (2.56). En este trabajo asumiremos de ahora en adelante $0,1 \leq \sin \theta_{L,b} < 1$. Esto, impone una cota superior para los valores de y_{cp}^b , algo inferior al limite perturbativo:

$$y_{cp}^b \lesssim 3 \quad (3.2)$$

3.1.1. Masas y acoplamientos para V

Luego de fijar los valores para M , v y $\frac{g_{eL}}{g_{cp}}$, y a partir de estos fijar los acoplamientos de Yukawa y_{cp}^b de tal forma que la resonancia b^{ph} reproduzca la masa del quark b , se procede a estudiar la masa de las resonancias física V^{ph} y sus acoplamientos g_R y g_L . En particular, se fija el ángulo de mezcla θ_L y estudia como cambian estos observables al variar θ_b .

Lo primero que haremos es estudiar el comportamiento de la masa de las resonancias V_i^{ph} con $i = 1, 2, 3$, tal que $m_{V_1^{ph}} > m_{V_2^{ph}} > m_{V_3^{ph}}$. En la figura 3.1 se presenta la gráfica de la masa de las tres resonancias físicas V como función del parámetro de mezcla θ_b , fijando el valor de la mezcla $\sin \theta_L = 0,1$. Para el rango de valores presentado, la masa de la primera resonancia tiene un valor máximo de 2,5 TeV y a medida que aumenta θ_b se acerca asintóticamente al valor de la masa fundamental que escogimos, $M = 2$ TeV. La resonancia V_2^{ph} mantiene su masa constante, independientemente del valor de θ_b , igual al parámetro fundamental.

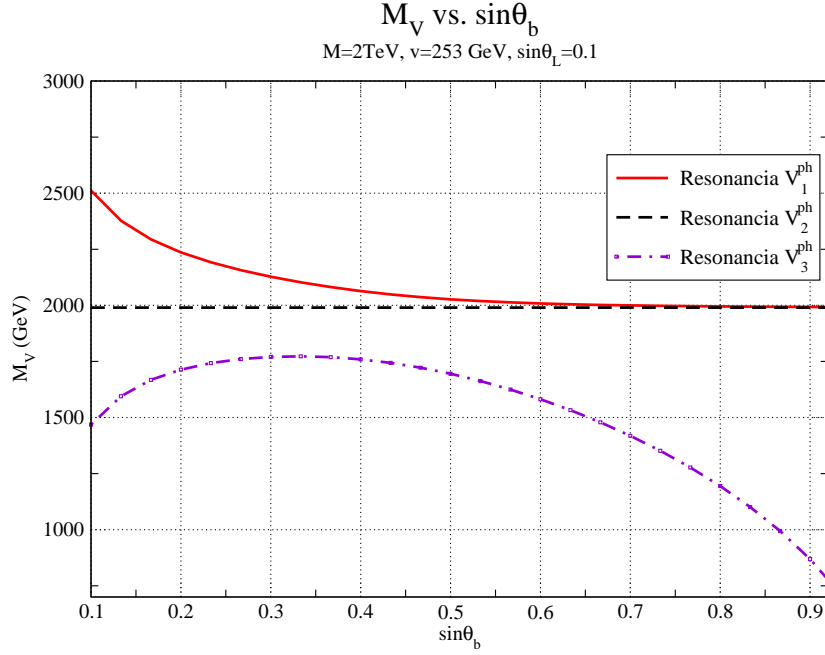


Figura 3.1: Masa de las resonancias exóticas físicas V en el modelo efectivo, fijando $\sin\theta_L = 0,1$

En la matriz de masa para V , ecuación (2.50), se tienen dos resonancias custodias en la diagonal cuya masa está suprimida por un factor $\cos\theta_L$. El comportamiento de las masas de las resonancias V_1^{ph} y V_2^{ph} se explica con el hecho de que estas resonancias están formadas mayormente por mezclas entre $V_q^{cp'}$ y $V_q^{cp''}$.

Por otro lado, para V_3^{ph} se aprecia que la masa alcanza un valor máximo en $\sin\theta_b \simeq 0,25$ y luego decrece fuertemente a medida que aumenta $\sin\theta_b$. Este es un comportamiento similar al que se observaría en la masa de V_b^{cp} , por lo que se puede afirmar que V_3^{ph} está asociada a V_b^{cp} .

En la figura 3.2 se presenta la gráfica de la resonancia más liviana, V_3^{ph} , como función del parámetro de mezcla θ_b , para distintos valores de $\sin\theta_L$. Para los valores $\sin\theta_L = 0,1$ y $\sin\theta_L = 0,3$ se aprecia el mismo comportamiento ilustrado en la gráfica de la figura 3.1. Para los otros valores de $\sin\theta_L$ (0,5; 0,7; y 0,9) se aprecia un comportamiento diferente. Por ejemplo, para $\sin\theta_L = 0,7$ se aprecia que la masa de la resonancia tiene un valor constante, $M \simeq 1,43$ TeV, a medida que aumenta θ_b hasta que $\sin\theta_b = 0,7$; y luego empieza a decrecer con el comportamiento observado en la figura 3.1 a medida que aumenta θ_b . Para $\sin\theta_L = 0,7$, la masa de los custodios provenientes de q^{cp} está dada por:

$$M_{V_q^{cp',''}} = M_{cp} \cos\theta_L = M\sqrt{1 - \sin^2\theta_L} = 1,43 \text{ TeV} \quad (3.3)$$

Si $\sin\theta_L = 0,7$, para $\theta_b < \theta_L$ la resonancia más liviana proviene de las mezclas entre $V_q^{cp'}$ y $V_q^{cp''}$ que pertenecen al doblete q^{cp} . Cuando se hacen iguales los ángulos de mezclas se vuelven iguales las masas de los custodios y cuando $\theta_b > \theta_L$ la resonancia

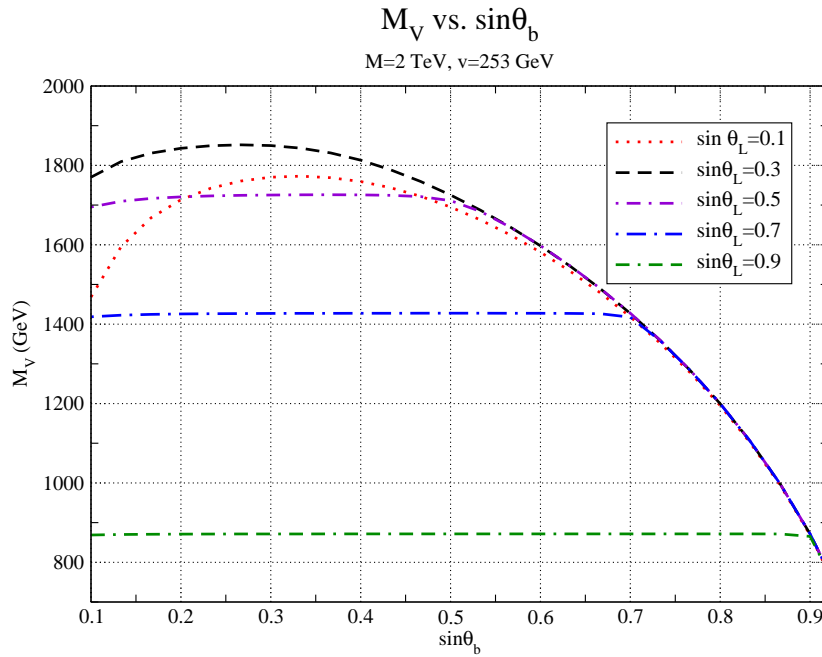


Figura 3.2: Masa de la resonancia exótica física V_3 (más liviana) en el modelo efectivo para distintos valores de $\sin\theta_L$

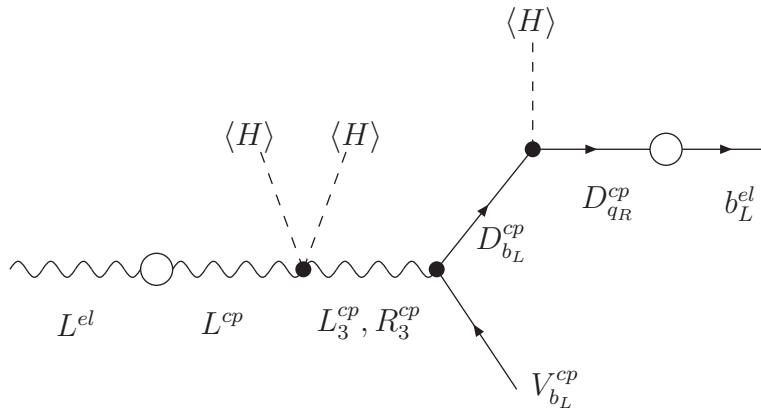


Figura 3.3: Contribución bosónica a g_L a primer orden

más liviana es la proyección de la resonancia del singlete \tilde{b}^{cp} .

Ahora procedemos a estudiar el comportamiento de las constantes de acoplamiento g_L y g_R del vértice definido en la regla de Feynman de la interacción entre V_3^{ph} y b^{ph} a través de un bosón electrodébil cargado (Ver Fig. 2.4). En la figura 3.4 se muestra la gráfica de $|g_L|$ como función del ángulo θ_b , para varios valores de θ_L (los mismos usados en la gráfica de la Fig. 3.2).

Para tener una referencia teórica confiable con la cual comparar estos resultados, es útil escribir al orden más bajo posible las contribuciones del desarrollo perturbativo análogo a este proceso que dan lugar al acoplamiento efectivo g_L . En el caso que la resonancias más ligeras provengan del singlete \tilde{b}^{cp} , el diagrama de interés se ilustra en la figura 3.3. Para este diagrama, la contribución está dada por:

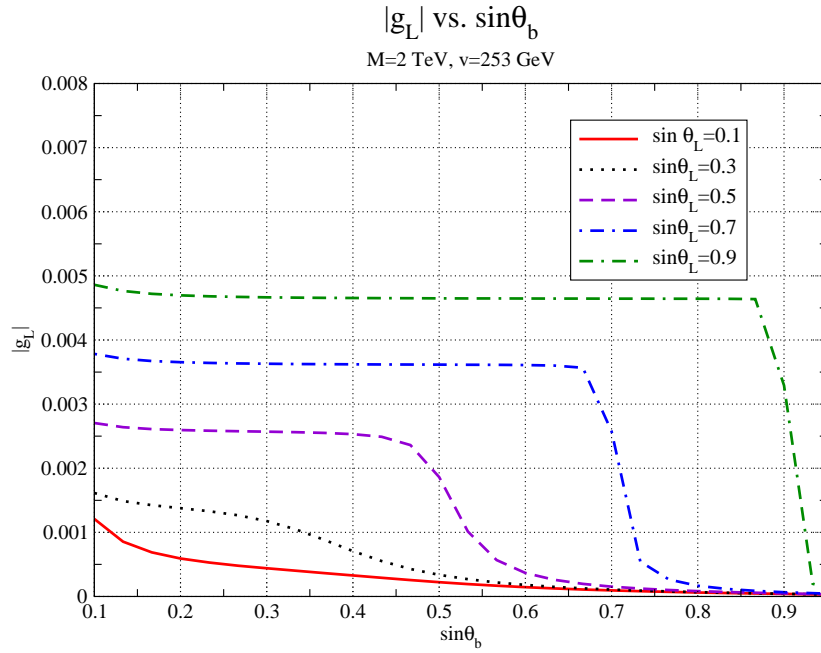


Figura 3.4: Acoplamiento g_L para la resonancia V_3^{ph}

$$g_L \simeq \frac{g_{cp}^2}{4\sqrt{3}} \frac{v^2}{M_{cp}^2} g_{el} \frac{y_b^{cp} v}{M_D} \sin \theta_L \quad (3.4)$$

Al imponer la condición de mantener la masa $m_{b^{ph}}$ del orden de la masa del bottom, dada por la ecuación (2.56) y reemplazar en la ecuación (3.4) se obtiene:

$$g_L \simeq \frac{g_{cp}^2}{4} \frac{v^2}{M_{cp}^3} \frac{g_{el} m_b^{ph}}{\sin \theta_b} \simeq \frac{10^{-3}}{\sin \theta_b} \quad (3.5)$$

Como se comentó anteriormente, para los valores $\sin \theta_L = 0,1$ y $\sin \theta_L = 0,3$ la resonancia más liviana V_3^{ph} proviene del singlete \tilde{b}^{cp} . Para estos valores, se obtiene que el acoplamiento g_L decrece a medida que aumenta θ_b . Esto es consistente con la ecuación (3.5), en la cual g_L es aproximadamente inversamente proporcional a $\sin \theta_b$.

Para los otros valores de $\sin \theta_L$, la constante de acoplamiento efectiva muestra un comportamiento similar entre ellas. Por ejemplo, para $\sin \theta_L = 0,5$ se aprecia que $|g_L|$ permanece casi constante hasta que $\sin \theta_b$ empieza a tender a 0,5; donde abruptamente disminuye su valor y para valores mayores a 0,5 se acerca asintóticamente a las curvas correspondientes a valores menores de $\sin \theta_L$. La razón de esto, es que para valores menores $\sin \theta_b = 0,5$ la resonancia V_3^{ph} proviene del doblete q^{cp} , mientras que para valores mayores a 0,5 la resonancia V_3^{ph} proviene del singlete y su masa satisface la ecuación (3.5). Para las otras dos curvas, se tiene que $|g_L|$ es constante para $\theta_b < \theta_L$, en $\theta_b = \theta_L$ cae abruptamente y para $\theta_b > \theta_L$ son consistentes con la aproximación dada por la ecuación (3.5).

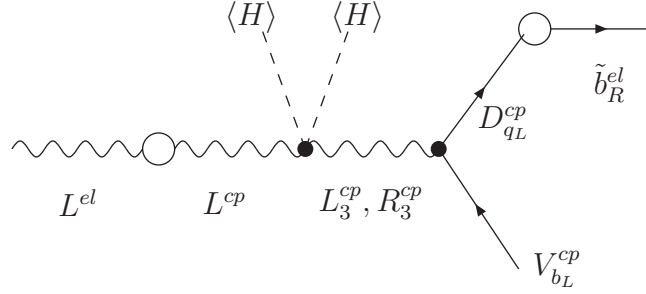


Figura 3.5: Contribución bosónica a g_R a primer orden

Finalmente, se estudió el comportamiento del acoplamiento efectivo g_R como función de las mezclas. En la figura 3.6 se muestra la gráfica del acoplamiento g_R como función del ángulo de mezcla $\sin \theta_b$, para los valores de $\sin \theta_L$ ya fijados anteriormente.

En el caso en el cual las resonancias provienen del singlete \tilde{b}^{cp} para todos los valores de $\sin \theta_b$ ($\sin \theta_L = 0,1$; $\sin \theta_L = 0,3$) se observa que la constante de acoplamiento crece linealmente. Este acoplamiento se puede entender en términos de un diagrama análogo al ilustrado en la Fig. 3.3, que tenga en el estado final \tilde{b}_R^{el} y $V_{b_R}^{cp}$. En este caso, el diagrama se ilustra en la figura 3.5. y su contribución está dada por:

$$g_R \simeq \frac{g_{cp}^2}{4} \frac{v^2}{M_A^2} g_{el} \frac{\Delta_b}{m_b} \propto \sin \theta_b \quad (3.6)$$

Luego, los resultados obtenidos para $\sin \theta_L = 0,1$ y $\sin \theta_L = 0,3$ son consistentes con la predicción teórica a nivel perturbativo.

Para los otros valores de $\sin \theta_L$, en los cuales se obtuvo que para $\theta_b < \theta_L$ la resonancia proviene del multiplete q^{cp} la constante de acoplamiento es constante y del orden de 10^{-3} si $\theta_b < \theta_L$, y cuando θ_b aumenta y se acerca a θ_L , g_R crece abruptamente y sigue el comportamiento esperado cuando la resonancia proviene de \tilde{b}^{cp} . Esto se puede entender en términos de un diagrama análogo a los ilustrados en las figuras 3.3 y 3.5, que tenga en el estado final b_R^{el} y $V_{q_R}^{cp}$. En este caso la contribución está dada por:

$$g_R \simeq g_{el} \frac{y_b^{cp} v}{\sqrt{3} M_q} \frac{\Delta_b}{M_b} \quad (3.7)$$

Al imponer la condición de mantener la masa m_b^{ph} del orden de m_b , tal como se hizo en la ecuación (3.4) se obtiene que esta contribución no depende de $\sin \theta_b$:

$$g_R \simeq \frac{g_{el} m_b^{ph}}{M_{cp} \sin \theta_L} \simeq \frac{10^{-3}}{\sin \theta_L} \quad (3.8)$$

Esto explica el hecho que g_R sea constante y de orden 10^{-3} para los valores de θ_L

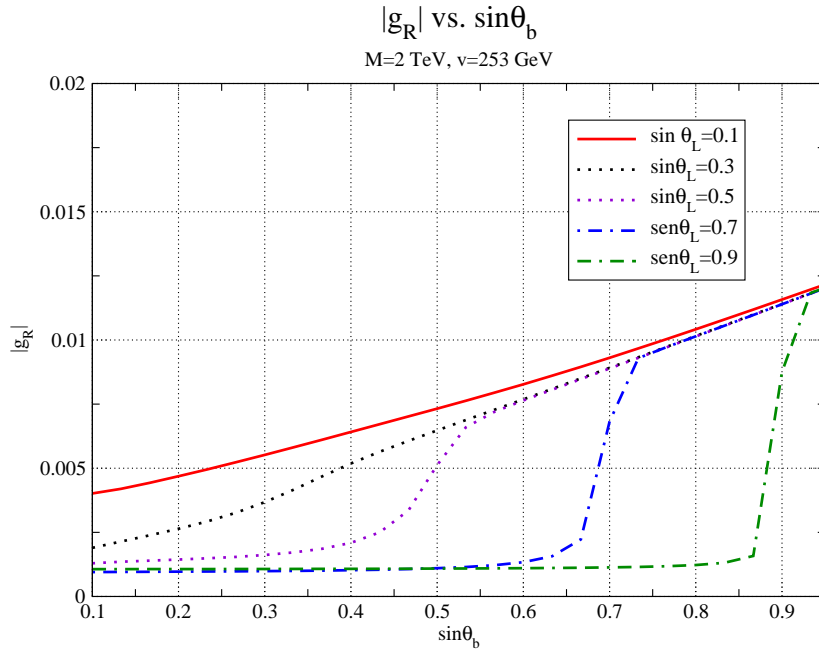


Figura 3.6: Acoplamiento g_R para la resonancia V_3^{ph}

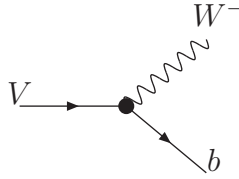


Figura 3.7: Decaimiento de la partícula V

en los cuales la resonancia más liviana proviene de q^{cp} . Cuando, θ_b se hace mayor a θ_L , la resonancia más liviana proviene del singlete \tilde{b}^{cp} y crece de manera lineal con el $\sin\theta_b$ tal como se discutió previamente.

3.2. Decaimiento de la resonancia V en el modelo efectivo

En nuestro modelo efectivo, el principal canal de decaimiento de la resonancia V es electrodébil, donde decae a un bosón electrodébil W^- y a un quark b . Dicho decaimiento es similar al decaimiento del quark top, en el marco del ME con la diferencia de que para el caso del top aparece un W^+ en el estado final por la conservación de la carga. Además, en el ME los bosones electrodébiles cargados se acoplan solamente a los dobletes izquierdos fermiónicos, mientras que en nuestro modelo los bosones cargados de gauge se acoplan a resonancias fermiónicas de ambas quiralidades, como se mostró en la ecuación (2.58).

En la figura 3.7 se muestra el diagrama de Feynman correspondiente al decaimiento

de la resonancia V en un par W^-, b . Para calcular el ancho de decaimiento, Γ , lo que se hace es realizar un cálculo análogo al que se hace para calcular el ancho del decaimiento del top, usando la regla de feynman mostrada en la figura 2.4. Así, se obtiene la siguiente expresión para el ancho:

$$\Gamma = \frac{(g_L^2 + g_R^2)(M_{V^{ph}}^2 - M_{W^{ph}}^2)^2(M_{V^{ph}}^2 + 2M_{W^{ph}}^2)}{64\pi M_{V^{ph}}^3 M_{W^{ph}}^2} \quad (3.9)$$

Vamos a estudiar cómo cambia el decaimiento de la partícula V al variar las mezclas entre el sector elemental y compuesto. En la figura 3.8 se muestra la gráfica del ancho de decaimiento para resonancia física V_3^{ph} , como función de las mezclas entre singletes del sector elemental y compuesto, $\sin \theta_b$, fijando las mezclas entre los dobletes elemental y compuestos, $\sin \theta_L$ tal como se hizo en las figuras 3.2, 3.4 y 3.6 de la sección 3.1.1.

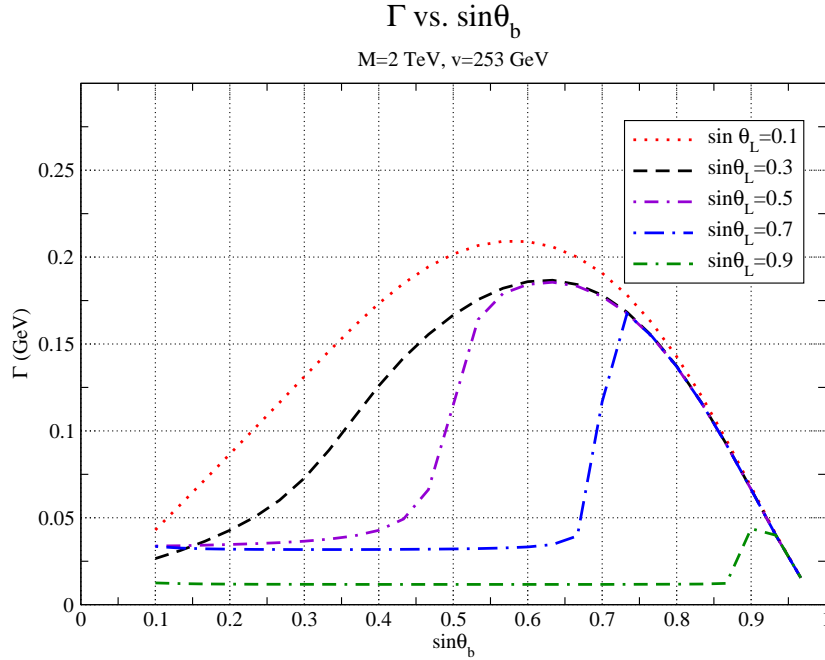


Figura 3.8: Decaimiento para la resonancia V_3^{ph} como función de $\sin \theta_b$

A pesar que se conoce la expresión analítica para el ancho del decaimiento V , ecuación (3.9), la dependencia en $\sin \theta_b$ no es trivial pues la masa $M_{V^{ph}}$ y los acoplamientos $g_{L,R}$ dependen de $\sin \theta_b$, y dicha dependencia no se conoce analíticamente.

El máximo valor para el ancho que se obtuvo es $\Gamma \simeq 0,21$ GeV, para $\sin \theta_b \simeq 0,55$ y $\sin \theta_L = 0,1$. La curva para este valor de mezclas decrece desde el máximo hasta valores del orden $\Gamma \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ GeV. Esto se explica con el hecho de que la masa de la resonancia V_3^{ph} esta compuesta mayormente por la resonancia V_b^{cp} del singlete \tilde{b}^{cp} , cuya masa está suprimida por un factor $\cos \theta_b$, y por lo tanto decrece a valores muy pequeños cuando aumenta el ángulo de mezclas (Ver Fig. 3.2). Un comportamiento análogo se aprecia para la curva con $\sin \theta_L = 0,3$.

Para los otros valores de $\sin \theta_L$ (0,5; 0,7 y 0,9) se aprecia que Γ se mantiene constante para $\theta_b < \theta_L$, y para $\theta_b > \theta_L$ Γ converge a las curvas correspondientes para $\sin \theta_L = 0,1$ y $\sin \theta_L = 0,3$. Además, en estas regiones donde el ancho permanece constante, $\Gamma \approx 10^{-2}$ GeV. Estas resonancias provienen del multiplete q^{cp} y en ese caso su masa y acoplamientos son aproximadamente constantes, como se discutió previamente. El valor del ancho en este caso es consistente con el hecho de que las constantes de acoplamiento son del orden $g_{L,R} \approx 10^{-3}$ para este régimen.

Se puede hacer una estimación para el tiempo de vida media de la resonancia V , τ_V . Tomando el orden más chico obtenido para el ancho, $\Gamma \sim 10^{-4}$ GeV, se obtiene que el tiempo de vida media es aproximadamente:

$$\tau \approx 4 \cdot 10^{-23} \text{ s} \quad (3.10)$$

Esto es un tiempo de vida muy breve. Desde el punto de vista experimental, esto es importante ya que no da lugar a la medición de vértices desplazados. En aceleradores, la única forma en la que se podría observar esta resonancia es indirectamente a través de sus productos de decaimiento.

Capítulo 4

Producción de la resonancia V en el LHC

En este capítulo se estudiará la producción de la resonancia exótica V en colisionadores hadrónicos, en particular en el LHC a su máxima energía de diseño, 14 TeV.

Los procesos partónicos más relevantes para producir una resonancia exótica V de nuestro modelo efectivo en un colisionador hadrónico se ilustran en las figuras 4.1 y 4.2. Debido a la alta energía de los colisionadores hadrónicos, los mecanismos de producción de la resonancia V más relevantes son los que tienen gluones en el estado inicial, es decir los diagramas (b) y (c) de la figura 4.1.

4.1. Sección eficaz para la producción de V en el LHC

En la figura 4.3, se muestra una gráfica para la sección eficaz de producción para V_3^{ph} como función de la mezcla sin θ_b , para los procesos de producción de pares V ($V\bar{V}$),

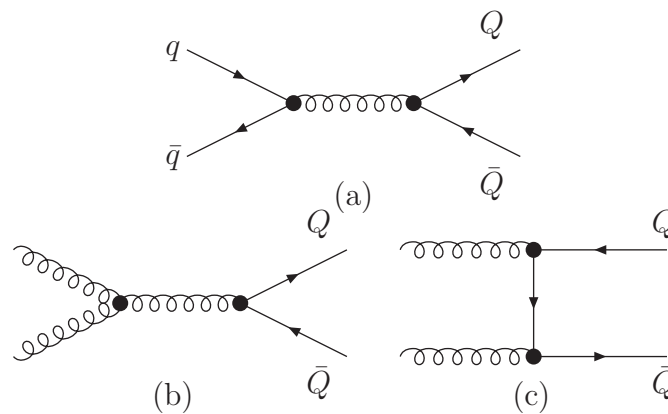


Figura 4.1: Producción doble de quarks exóticos vía QCD

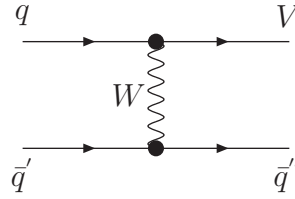


Figura 4.2: Producción simple de V vía electrodébil

producción simple de V más un jet (VJ) y producción simple de V más dos jets (VJJ). Se ha fijado el valor de $\sin \theta_L = 0,1$, para garantizar que la resonancia V_3^{ph} provenga del multiplete \tilde{b}^{cp} para todos los valores de θ_b y para minimizar δg^{bL} . Los resultados que se presentan, fueron obtenidos para el LHC, con su energía máxima de diseño 14 TeV.

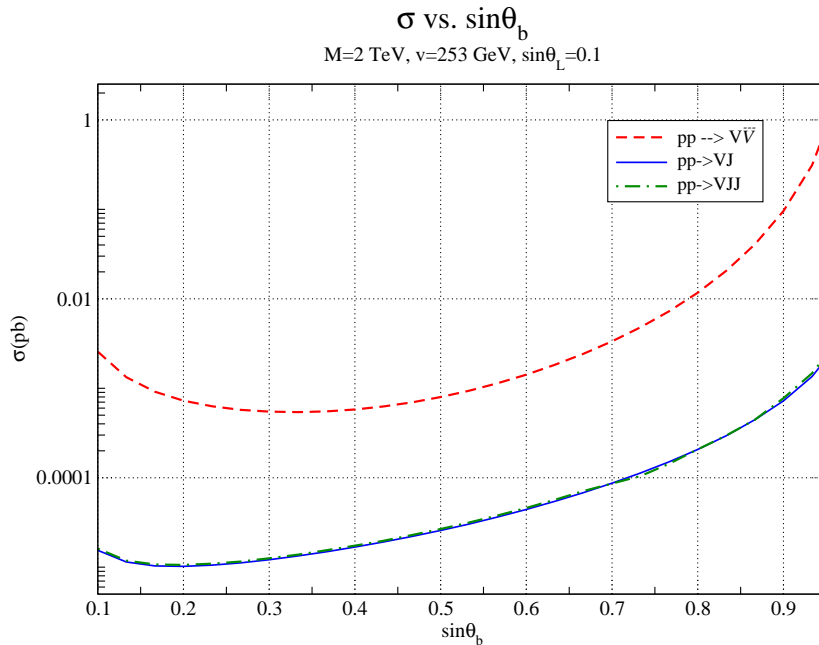


Figura 4.3: Sección eficaz de producción para resonancia V_3^{ph} como función de $\sin \theta_b$. Las curvas para VJ y VJJ se superponen entre sí.

Las curvas para VJ y VJJ se superponen entre sí. Para los tres procesos se aprecia que las curvas tienen la misma forma, tienen un mínimo en $\sin \theta_b \simeq 0,25$, que corresponde con el máximo que se obtuvo para la masa de la resonancia V_3^{ph} en las figuras 3.1 y 3.2. Esto es consistente con el hecho de que la sección eficaz es aproximadamente inversamente proporcional a M^4 , luego si la masa alcanza un máximo para un valor fijo de $\sin \theta_b$, entonces la sección eficaz debe tener un mínimo en dicho valor. Luego se aprecia que la sección eficaz crece a medida que aumenta $\sin \theta_b$, lo cual se corresponde con el hecho de que la masa de V_3^{ph} disminuye cuando aumenta $\sin \theta_b$ y que aumenta el acoplamiento $|g_R|$ (Ver Fig. 3.5)

La sección eficaz de producción de pares, σ_{VV} está dos órdenes de magnitud por encima de la sección eficaz para VJ , σ_{VJ} , y de la sección eficaz para VJJ , σ_{VJJ} . Esto es

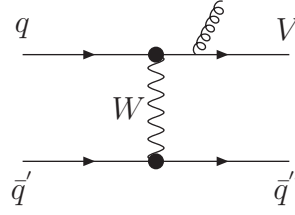


Figura 4.4: Producción simple de V vía electrodébil, con tres jets en el estado final

por el hecho de que en el LHC, debido a su alta energía, las distribuciones de función partónica de los protones corresponden a estados en los cuales los gluones llevan la mayor parte del momento total del protón. Los principales canales de producción de V son los que tienen gluones en el estado inicial, que se corresponden a la producción de pares.

Además, se nota que σ_{VJJ} se superpone con σ_{VJ} . Para entender esto, es necesario comprender que tipos de diagramas contribuyen a cada proceso. La producción de V a través de VJ corresponde al diagrama ilustrado en la figura 4.2, y está dada por 3 diagramas independientes dados por el intercambio de patas fermiónicas en el estado inicial y final. Por su parte, el proceso VJJ corresponde al diagrama de la figura 4.2, incluyendo gluones en alguna pata externa, lo que se ilustra en la figura 4.4, dando lugar a 24 diagramas independientes. Tomando $\alpha_s \simeq \frac{1}{8}$, el producto de α_s con el número de diagramas independientes para la producción de VJJ da aproximadamente 3, que es el número de diagramas independientes asociados a la producción de VJ . Esto explica, por qué las curvas de σ_{VJ} y σ_{VJJ} se superponen.

Para estudiar la detección de esta resonancia exótica se deben tener en cuenta varios factores. El primero de ellos es que la resonancia V es inestable, y por lo tanto decae a un bosón electrodébil W y a un quark b . Si se incluye la primera y segunda generación el V podría decaer a un W^- con un quark d ó s . Sin embargo, se espera que el decaimiento a W^-b domine, ya que las mezclas de d y s con el sector compuesto son chicas. Además, el W puede decaer de manera leptónica a un par $l\nu$, y de manera hadrónica a un par de quarks $q\bar{q}'$.

Para el caso en el cual se produce la resonancia vía VV se tienen tres canales principales de detección:

- Leptónico, en el cual los W decaen ambos de forma leptónica a un par $l\nu$. Se tendría un estado final con dos leptones cargados, dos neutrinos y un par $b\bar{b}$. En este canal no se puede medir la masa de la resonancia V , pues en ambos decaimientos leptónicos hay energía “perdida” proveniente de los neutrinos para cada W , lo que hace imposible reconstruir esta masa.
- Semi-Leptónico, en el cual uno de los W decae leptónicamente y el otro decae a

un par de quarks. Se tendría un estado final con un leptón cargado, un neutrino, un par $q\bar{q}'$ y un par $b\bar{b}$.

- Hadrónico, en el cual ambos W decaen hadrónicamente. En este caso, se tiene un par $b\bar{b}$ y dos pares $q\bar{q}'$, $q''\bar{q}'''$ en el estado final.

A través de los canales semileptónico y hadrónico se podría medir la masa del fermión V . De estos canales, desde el punto de vista teórico el más favorable para detectar la resonancia exótica V sería el hadrónico, dado que los W del ME decaen mayormente a pares quark-antiquark. Desde el punto de vista experimental esto es un problema, pues en el LHC se tienen muchos procesos del ME con el mismo estado físico que este canal, lo que representa ruidos hadrónicos enormes. Por su parte, el canal leptónico tiene ruidos bajos comparados con el canal hadrónico.

Para estudiar la detección de una partícula exótica, lo primero que se debe hacer es identificar el canal principal de detección de la partícula. Esto se determina multiplicando la sección eficaz por el ancho de decaimiento al estado final y considerando los órdenes de magnitud de diferencia entre las señales correspondientes a cada canal y sus respectivos ruidos.

Luego de determinar el canal de detección más apropiado, el paso siguiente es estudiar las señales correspondientes a los ruidos del ME y diseñar cortes cinemáticos apropiados que permitan filtrar el ruido y obtener la señal. Además, se debe establecer la luminosidad necesaria para ver la señal con un conjuntos de cortes adecuados.

Para la producción doble de la resonancia S , cuya carga es $Q = -\frac{7}{3}$ se puede hacer un análisis similar, con la diferencia que la S decae electrodébilmente a un W^- y una V , que a su vez decae a un W^- y un quark b , por lo que se tendrían más partículas en el estado final.

Para la producción simple de S el analisis similar no es válido, pues su carga $Q = -\frac{7}{3}$, por lo que necesito dos vértices electrodébiles para poder crear esta resonancia via producción simple, lo que corresponde a diagramas de orden superior.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se estudió la producción en el LHC de una resonancia exótica, V , cuya carga es $Q = -\frac{4}{3}$. Dicha resonancia asociada al quark bottom, aparece en un modelo realista que resuelve el problema de las jerarquías de forma no supersimétrica y la anomalía en la asimetría A_{FB}^b . La teoría efectiva para dicho modelo consiste en una teoría de dos sectores, uno elemental que describe los campos del ME, excepto el Higgs, y un sector de nueva física que describe resonancias, así como la ruptura electrodébil por un Higgs compuesto. Los números cuánticos de los compañeros del bottom están determinados por la asimetría A_{FB}^b y el cociente R_b , y determinan las interacciones de V con los bosones electrodébil del ME. Siguiendo la Ref. [17] se eligió un modelo que preserva la simetría custodial, y que contienen multipletes q^{cp} y \tilde{b}^{cp} , que contienen partículas que transforman como $2_{1/6}$, $2_{-5/6}$, $2_{-11/6}$, $1_{-1/3}$ y $1_{-4/3}$ bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Inspirado en teorías con 5-dimensiones y por simplicidad, se asumió que el sector elemental está linealmente acoplado al sector compuesto dando lugar a mezclas de masas que preservan la simetría de gauge del ME. Estas mezclas pueden ser parametrizadas en función del seno de un ángulo que se conoce como ángulo de mezcla, $\sin\theta_\phi$, cuyo valor es 0 si no hay mezclas y cuando vale 1 se alcanza la mezcla máxima.

En este trabajo se estudió el espectro fijando la masa fundamental de las resonancias en $M_{cp} = 2$ TeV y variando las mezclas. Se observó que para mezclas grandes, $\sin\theta_{L,b} \sim 1$ se obtiene una resonancia V' con masa $m_{V'} \approx 0,5 - 1$ TeV $\ll M_{cp}$.

Se calcularon las interacciones de V con bosones de gauge no masivos, fotones y gluones, y con W^\pm después de la RSED. En el caso de las interacciones con los no masivos se obtiene que son las usuales del ME. La interacciones de V con W^- y b^{ph} se estudiaron como función de $\sin\theta_{L,b}$ de dos maneras. Primero, de forma analítica se hizo una expansión perturbativa en la vev del Higgs y $\sin\theta_{L,b}$ tomando el primer orden. Luego, se calcularon los acoplamientos a todo orden de forma numérica. Ambos resultados son consistentes entre sí.

Se calculó el ancho de esta partícula exótica, $\Gamma \approx 10^{-1} - 10^{-2}$ GeV. El tiempo de

vida media máximo para la partícula es del orden $\tau \approx 4 \cdot 10^{-23}$ s. Esto es un tiempo de vida muy corto que no da lugar a la medición de vértices desplazados, por lo tanto esta partícula se podría observar indirectamente a través de sus productos de decaimiento.

Se calcularon las secciones eficaces de producción doble y simple, σ_{VV} y σ_V respectivamente, en el LHC a su máxima energía de diseño, 14 TeV. Usando Madgraph/Madevent se obtuvieron secciones eficaces del orden $\sigma_{VV} \simeq 10$ fb y $\sigma_V \simeq 0,1$ fb. Se observó que σ_{VV} y σ_V tienen un mínimo en $\sin \theta_b \simeq 0,25$, que corresponde con el máximo que se obtuvo para la masa de la resonancia V , lo cual es consistente. Para valores mayores, se observó que las secciones eficaces crece con $\sin \theta_b$.

Para completar, falta estudiar la detección de esta partícula V en el LHC. Como se dijo anteriormente la detección de esta partícula podría ser hecha de forma indirecta a través de sus productos de decaimiento. Se estudió que la partícula V puede decaer a un bosón electrodébil W y a un quark b . Además, el W puede decaer a un par lepton-neutrino o a un par quark anti-quark.

Considerando que el canal de producción de V con mayor sección eficaz es la producción de pares, se tendrían tres canales de detección: leptónico, semi-leptónico y hadrónico. El canal con mayor cociente de decaimiento es el hadrónico, pero tiene un ruido considerable en el LHC pues esta es una máquina hadrónica.

Para simular la señal asociada a la resonancia exótica se requiere simular el ruido proveniente del ME, diseñar cortes cinemáticos que permitan filtrar el ruido y establecer la luminosidad necesaria para ver la señal con un conjuntos de cortes adecuados. Para la producción simple de V se debe hacer un análisis similar.

Bibliografía

- [1] F. Wilczek, “Anticipating a New Golden Age,” *Int. J. Mod. Phys. A* **23**, 1791 (2008) [*Eur. Phys. J. C* **59**, 185 (2009)] [arXiv:0708.4236 [hep-ph]]. 1
- [2] C. Quigg, “Spontaneous Symmetry Breaking as a Basis of Particle Mass,” *Rept. Prog. Phys.* **70**, 1019 (2007) [arXiv:0704.2232 [hep-ph]]. 1
- [3] P. Giardino *et al.*, “Is the resonance at 125 GeV the Higgs boson,” *Phys. Lett. B* **718**, 469-474 (2012); [arXiv:1207.1718 [hep-ph]]. 1
- [4] C. Dean *et al.*, “Higgs After the Discovery: A Status Report,” *JHEP* **1210** (2012) 196 [arXiv:1207.1718 [hep-ph]]. 1
- [5] S. Weinberg, *Phys. Rev. D* **13** (1976) 974. *Phys. Rev. D* **19**, 1277 (1979); 2
- [6] L. Susskind, *Phys. Rev. D* **20**, 2619 (1979). 2
- [7] D. B. Kaplan and H. Georgi, *B* **136**, 187 (1984); H. Georgi, D. B. Kaplan and P. Galison, *Phys. Lett. B* **143**, 152 (1984); H. Georgi and D. B. Kaplan, *Phys. Lett. B* **145**, 216 (1984); M. J. Dugan, H. Georgi and D. B. Kaplan, *Nucl. Phys. B* **254**, 299 (1985). 2
- [8] L. Randall and R. Sundrum, “A large mass hierarchy from a small extra dimension,” *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3370 [arXiv:hep-ph/9905221]. 2, 5
- [9] G. Panico and A. Wulzer “The Discrete Composite Higgs Model,” *JHEP* **1109** (2011) 135 [arXiv:1106.2719 [hep-ph]] 2
- [10] S. de Curtis, Michele Redi and A. Tesi “The 4D Composite Higgs,” *JHEP* **1204** (2012) 042 [arXiv:1110.1613 [hep-ph]] 2
- [11] N. Arkani-Hamed, A. Cohen and H. Georgi “(De)Constructing Dimensions,” *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 4757-4761; [arXiv:hep-th/0104005]. . 2
- [12] R. Contino and G. Servant, “Discovering the top partners at the LHC using same-sign dilepton final states,” *JHEP* **0806** (2008) 026 [arXiv:0801.1679 [hep-ph]]. 3

-
- [13] J. A. Aguilar-Saavedra, “Identifying top partners at LHC,” JHEP **0911** (2009) 030 [arXiv:0907.3155 [hep-ph]].
- [14] J. Mrazek and A. Wulzer, “A Strong Sector at the LHC: Top Partners in Same-Sign Dileptons,” Phys. Rev. D **81** (2010) 075006 [arXiv:0909.3977 [hep-ph]]. 3
- [15] R. Contino, T. Kramer, M. Son and R. Sundrum, “Warped/Composite Phenomenology Simplified,” JHEP **0705** (2007) 074 [arXiv:hep-ph/0612180]. 3
- [16] A. Pomarol and J. Serra, Phys. Rev. D **78** (2008) 074026 [arXiv:0806.3247 [hep-ph]].
- [17] L. Da Rold, “Solving the A_{FB}^b anomaly in natural composite models,” JHEP **1102** (2011) 034 [arXiv:1009.2392 [hep-ph]]. 3, 13, 14, 15, 16, 37
- [18] J. Alwall *et al.*, “MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation,” JHEP **0709** (2007) 028 [arXiv:0706.2334 [hep-ph]]; 3
- [19] J. Alwall *et al.*, “MadGraph 5: Going Beyond,” JHEP **1106** (2011) 128 [arXiv:1106.0522 [hep-ph]];
- [20] F. Maltoni and T. Stelzer, “MadEvent: Automatic event generation with MadGraph,” JHEP **0302** (2003) 027 [arXiv:hep-ph/0208156];
- [21] T. Stelzer and W. F. Long, “Automatic generation of tree level helicity amplitudes,” Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 357 [arXiv:hep-ph/9401258]. 3
- [22] M. E. Peskin and T. Takeuchi, “A New constraint on a strongly interacting Higgs sector,” Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 964; Phys. Rev. D **46** (1992) 381. 7
- [23] LEP Electroweak Working Group, LEPEWWG/2009-01. 13
- [24] D. Choudhury, T. M. P. Tait and C. E. M. Wagner, “Beautiful mirrors and precision electroweak data,” Phys. Rev. D **65** (2002) 053002 [arXiv:hep-ph/0109097]. 13
- [25] K. Agashe, R. Contino, L. Da Rold and A. Pomarol, “A custodial symmetry for $Z b$ anti- b ,” Phys. Lett. B **641** (2006) 62 [arXiv:hep-ph/0605341]. 14, 15
- [26] C. Bouchart and G. Moreau, “The precision electroweak data in warped extra-dimension models,” Nucl. Phys. B **810** (2009) 66 [arXiv:0807.4461 [hep-ph]]. 16
- [27] R. Contino, L. Da Rold and A. Pomarol, “Light custodians in natural composite Higgs models,” Phys. Rev. D **75** (2007) 055014 [arXiv:hep-ph/0612048]. 16

Agradecimientos

Este trabajo representa el final de un año y medio de trabajo durante esta maestría. Quiero agradecer de corazón a todas las personas que de una y otra manera han aportado su granito de arena a lo largo del desarrollo de este trabajo. En especial muchas gracias:

A mis padres, Juan Vicente y Aleli, quienes son el pilar fundamental de mi formación como persona, como individuo y por supuesto como profesional: todo lo que soy y lo que tengo se lo debo a ellos. También agradezco a mi hermano Juan Alejandro, persona que junto con mis padres, ha estado conmigo en las buenas y las malas, me ha apoyado siempre.

A los profs. Gerardo Aldazabal y Silvia Mollerach, encargados del programa Diploma/Maestría IB/ICTP, ya que me dieron la oportunidad de venir a Bariloche y realizar esta Maestría en el instituto Balseiro, que ha representado una experiencia gratificante en todos los aspectos de mi vida profesional. Igualmente, al ICTP, por darme financiamiento durante todo este año.

Al profesor Leandro Da Rold, quien ha sido mi director en este trabajo especial sacando tiempo para reunirse conmigo, atenderme, solventar dudas, transmitirme su conocimiento y que dedicó junto a mi largas horas de trabajo para así lograr con éxito la culminación de este libro.

Al profesor Fernando Febres Cordero, quien fue mi tutor en mi trabajo de Licenciatura en Venezuela, que siempre me ha abierto las puertas para ayudarme en lo que sea y necesite.

A mis amigos José Querales, Erick Perera y Alejandro Rosabal, personas que han estado presente en todo este tiempo ayudandome a superar cualquier obstaculo que se presente en el camino.

Y finalmente a todas las personas que compartieron estos meses conmigo y han hecho mi estadía en Bariloche más amena. En verdad, muchas gracias a todos, su apoyo ha hecho posible la culminación de esta meta en mi vida.

