

Tesis Doctoral

Nueva física en la tercera generación de quarks en el LHC

Sanchez Vietto, Juan Ignacio

2015-04-30

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Sanchez Vietto, Juan Ignacio. (2015-04-30). Nueva física en la tercera generación de quarks en el LHC. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Sanchez Vietto, Juan Ignacio. "Nueva física en la tercera generación de quarks en el LHC". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2015-04-30.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

Nueva física en la tercera generación de quarks en el LHC

Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas
por

Lic. Juan Ignacio Sanchez Vietto

Director de tesis: Dr. Ezequiel Álvarez

Director asistente: Dr. Leandro Da Rold

Consejero de Estudios: Dr. Daniel de Florian

Depto. de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales,
Universidad de Buenos Aires.

30 de Abril de 2015

Resumen

El quark top es posiblemente, junto al bosón de Higgs, una de las partículas menos estudiada y comprendida del Modelo Estándar. Menos estudiada porque, hasta el reciente anuncio del descubrimiento del tan buscado bosón de Higgs, fue durante mucho tiempo la última partícula descubierta (en el año 1995 por los experimentos CDF y DØ del Tevatron). Además, comparativamente con otras partículas, su masa de 172 GeV la hace muy difícil de producir copiosamente en los colisionadores con el fin de realizar un estudio estadístico detallado de sus propiedades. Así, pese a los esfuerzos realizados, queda mucho por explorar sobre esta partícula. Y menos comprendida porque su masa es varios ordenes de magnitud más grande que la de cualquiera de los otros fermiones del Modelo Estándar. Con la llegada de la era del LHC (*Large Hadron Collider*) el quark top esta siendo estudiado como nunca antes, produciendo 80 millones de pares top-antitop por año cuando alcance su luminosidad de diseño y examinando sus propiedades a una nueva escala de energías.

Existen tanto argumentos experimentales como teóricos que impulsan, no sólo a explorar en profundidad las propiedades del quark top, sino también las de su compañero electrodébil, el quark bottom. Por un lado, el quark top es el único fermión que posee un acoplamiento de orden ~ 1 con el bosón de Higgs. Desde un punto de vista teórico, ésto abre la posibilidad de que la tercera generación de quark juegue un papel fundamental en la ruptura de la simetría electrodébil. Más aún, muchas de las teorías que pretenden explicar el origen de la ruptura de la simetría predicen un fuerte acoplamiento entre la Nueva Física y estas partículas, lo cual hace muy importante su estudio. Por el otro lado, existe evidencia experimental de la posible presencia de Nueva Física en la asimetría entre la producción *forward* (con la dirección al haz de protones) y la producción *backward* (en dirección opuesta al haz de protones) tanto de pares top-antitop medida en el colisionador Tevatron, como de bottom-antibottom, medida en el LEP (*Large Electron-Positron Collider*).

Los modelos con un sector fuertemente interactuante han sido una de las propuestas para explicar el mecanismo de la ruptura de la simetría electrodébil y solucionar el problema de la naturalidad de la masa del Higgs. En estos modelos, el bosón de Higgs es una partícula totalmente compuesta y su potencial está determinado por la dinámica del sector fuertemente interactuante. Además, éstos predicen la aparición de otras nuevas partículas

compuestas en la escala TeV que interactúan fuertemente con la tercera generación de quarks, incluyendo nuevas resonancias fermiónicas de espín $1/2$ y nuevos bosones de *gauge* masivos. Éstos últimos son producidos en colisionadores hadrónicos a través de aniquilación de quarks y decaen principalmente a un par top-antitop. Así, la producción de top-antitop vía fusión de gluones es *background* para las búsquedas de este tipo de resonancias. En esta tesis se estudiaron cortes en la señal de producción de pares de top-antitop en el LHC que dan lugar a un aumento de la sensibilidad a la Nueva Física en las búsquedas de resonancias en el espectro de masa invariante producto del incremento de la proporción de eventos de aniquilación de quarks luego de dichos cortes. Tres variables de corte fueron consideradas en el análisis con el fin de mejorar las perspectivas de encontrar Nueva Física por medio de este tipo de búsquedas: Los momentos longitudinal y transversal del par top-antitop, y el ángulo de dispersión entre el haz de protones y el quark top.

La existencia de una resonancia gluónica masiva es una de las principales propuestas de Nueva Física para explicar la desviación medida en la asimetría *forward-backward* en el Tevatron. En esta tesis se introdujo un modelo puramente fenomenológico donde el nuevo gluón masivo, con una masa entre 700 y 2500 GeV, interactúa con los quarks del Modelo Estándar con diferente magnitud. Si bien en el modelo no se supone ninguna teoría subyacente en particular, los resultados del Tevatron favorecen acoplamientos axiales entre el gluón masivo y los quarks, con magnitudes que van en aumento con la masa de los quarks. Así, emergen naturalmente escenarios con un nuevo sector compuesto.

Finalmente, en los modelos de Higgs Compuesto es requerida la existencia de nuevas resonancias fermiónicas con cargas exóticas. En este contexto, un modelo que intenta encontrar una solución al problema de la asimetría *forward-backward* en la producción de quark bottom en el LEP predice una nueva resonancia de carga $Q = -4/3$. Esta resonancia es el compañero compuesto más liviano del bottom y la principal señal de Nueva Física. Con masas del orden de $M \gtrsim 1,3$ TeV, el principal mecanismo de producción de esta resonancia es la producción electrodébil simple y su decaimiento es a W^-b . Se diseñó una estrategia de búsqueda para esta partícula en el LHC que explota las principales características cinemáticas de la producción simple para distinguir entre señal y *background*: W^- y b -jet, ambos de alto impulso transversal, y un jet liviano *forward*.

Palabras clave: más allá del Modelo Estándar, quark top y bottom, LHC.

Search for New Physics in the third generation of quarks at the LHC

Abstract

The top quark is possibly, together with the Higgs boson, one of the particles less studied and understood of the Standard Model. Less studied because until the recent announcement of the Higgs boson discovery, it was long the last particle discovered (in 1995 by the experiments CDF and DØ at the Tevatron). Moreover and comparatively with other particles, because of its mass of 172 GeV it is hard to produce copiously in colliders in order to be able to perform a detailed statistical study of its properties. Thus, in spite of the effort done, there remains a lot to explore about this particle. Less understood because its mass is several orders of magnitude larger than any other of the Standard Model fermions. With the advent of the LHC (Large Hadron Collider) era the top quark is being studied as never before, producing 80 millions of pairs top-antitop a year when it reaches its maximum luminosity and testing its properties at a new scale of energies.

There exist experimental and theoretical considerations that compel us to explore in depth the properties of the top quark but also those of its electroweak partner, the bottom quark. On one hand, the top quark is the only fermion which couples to Higgs with a coupling of order ~ 1 . From a theoretical point of view, this opens the possibility that the third generation plays an important role in the mechanism of electroweak symmetry breaking. Moreover, many of the theories aiming to explain the origin of the symmetry breaking predict a strong coupling between the new physics and these particles, which makes their study very important. On the other hand, there exists experimental evidence of the possible presence of new physics in the asymmetry between the forward (in the direction of the beam of protons) and backward (in opposite direction to the beam of protons) production in top-antitop pairs measured in Tevatron as well as in bottom-antibottom measured in the LEP (Large Electron-Positron Collider).

Models with a strongly interacting sector have been proposed to explain the electroweak symmetry breaking mechanism and to solve the naturalness problem in the Higgs mass. In these models, the Higgs boson is a totally composite particle and its potential is determined by the dynamics of the strongly interacting sector. Also, new composite particles arise at the TeV scale which interact strongly with the third generation of quarks, including

new fermionic spin 1/2 resonances and new massive gauge bosons. The latter are produced at hadron colliders via quark annihilation and decay mainly to top-antitop pairs. Thus, the top-antitop production via gluon fusion is background for the searches of these kind of resonances. In this thesis cuts in the signal of top-antitop production in the LHC were studied, which results in an enhancement of the sensibility to the New Physics in the resonances searches in the invariant mass spectrum because of the increment in the proportion of quark annihilation events after these cuts. Three cuts variables have been analyzed in order to improve the possibilities of finding new physics by means of these kind of resonances searches: the longitudinal and transverse momentum of the top-antitop pair and the dispersion angle between the proton beam and the top quark.

The existence of a massive gluonic resonance is one of the main proposals of New Physics to explain the deviation measured in the forward-backward asymmetry at the Tevatron. A purely phenomenological model was proposed in this thesis, where the new massive gluon, with a mass between 700 and 2500 GeV, interacts with Standard Model quarks at different strength. Even though the model does not assume any underlying theory in particular, the results of Tevatron favor axial coupling between the massive gluon and the quarks, with strengths that grow with the mass of the quarks. Thus, a composite Higgs scenery naturally arises.

Finally, the existence of new fermionic resonances with exotic charges is required in composite Higgs theories. In this context, a model aiming to solve the forward-backward asymmetry anomaly in the production of bottom quarks at LEP predicts a new resonance with charge $Q = -4/3$. This resonance is the lightest composite partner of the bottom and the main signal of New Physics. With masses $M \gtrsim 1,3$ TeV, the main production mechanism of this resonance is the single electroweak production and its decay is via W^-b . In this thesis, a search strategy for this particle at the LHC was designed, exploiting the main kinematical features of the single production to distinguish signal over background: a hard W^- , a hard b -jet and a forward light jet.

Keywords: beyond the Standard Model, top and bottom quarks, LHC.

Agradecimientos

Antes que nada me gustaría hacer un agradecimiento en general. Durante todos estos años recibí el acompañamiento e incommensurable apoyo de muchas personas. No podría estar más agradecido a todos ellos ... si existiese una palabra más allá del agradecimiento tampoco me alcanzaría para expresar lo que siento. A veces no puedo creer estar rodeado de personas tan maravillosas. Tuve mucha suerte de conocer a cada uno de ellos y haber compartido todos estos años.

Sin lugar a dudas los máximos responsables de esta tesis y de lo que soy son mis dos padres. Ellos son los culpables. Durante 29 años idearon y llevaron a cabo el crimen perfecto. Dejando de lado la metáfora, estas dos grandes personas no sólo me han dado la vida sino que se las arreglan para estar cada vez que los necesito, dando el consejo justo o la palabra precisa. No se como hacen, deberían escribir un libro. Por todo esto y todo el esfuerzo que hicieron y siguen haciendo cada día son mis ídolos y mi primer ejemplo a seguir. Ellos me dieron y me dan la fuerza para mejorar un poco cada día. Esta tesis va dedicada a ellos.

Además de todo esto, me dieron una familia hermosa y de la que estoy sumamente orgulloso. Mis hermanos Juampi, Guido, Carlitos y Agus con los que compartí tantos momentos de distracción estos años, espero haber sido un ejemplo para ellos, ellos lo son para mí. Charly y Tati, por hacerme sentir un hijo suyo, porque aprendí y aprendo de ellos todos los días, también estoy infinitamente agradecido.

A Noe, por su apoyo durante todos estos años, por haberme hecho sentir tan especial cada día. Por ser la luz que alumbró este largo camino. No puedo pensar como habría podido recorrer todo este camino sin levantarme todos los días al lado de ella. Te voy a amar por siempre.

A mi 2da familia, que me adoptaron y formaron parte de mi vida casi desde el mismo momento que di los primeros pasos en la física, un gran porcentaje de este camino lo transite al lado de ellos. A Susana, Angel, Juan y Vicky (y sus gatos).

A Ezequiel, primero agradecerle haber confiado en mí. Por darme la libertad para hacer mi camino pero también por sobre todo para encauzarlo cuando fue necesario. Creo que ambos estamos contentos con como quedó el trabajo realizado. Segundo quiero agradecerle por haberme mostrado el mundo de la física de partículas y haberme transmitido su pasión por esta área, y por haber estado siempre atento a lo que era mejor para mi carrera. No se

cuál será mi futuro en la física y si este es el final, elegiría otra vez trabajar con él. Finalmente, estoy infinitamente agradecido por haber sido mucho más que un director de doctorado para mí. Lo que aprendí de él trasciende el ámbito académico. Me llevo de él mucho más que su entusiasmo por la física y su guía en estos años.

A Leandro, le agradezco también haber confiado en mí, por todas las horas de trabajo compartidas y por haber leído tan detalladamente los distintos borradores de esta tesis. Le agradezco también a él y su familia por su hospitalidad en mi estadía en Bariloche.

A Ale Szynekman, por el trabajo compartido y por haberme apoyado más de una vez en mi necesidad de indagar más sobre ciertos temas.

A Facu, mi compañero en este viaje, le estoy eternamente agradecido por su acompañamiento a través de estos años, por las charlas de física, de la vida, en castellano, en inglés, por su particular sentido del humor, por haberme bancado tanto y soportado mis pésimamente redactados y tardíos informes de laboratorio. Aunque te hayas ido a hacer el doctorado en Ingeniería todavía te quiero.

Estefanía ... qué puedo decir. Es de esas personas que no puedo creer tener tanta suerte de haber conocido. No sólo estuvo cada vez que pudo dándome alguna clase de inglés, ayudándome con un abstract o una presentación sino que siempre estuvo para escucharme y aconsejarme en cualquier aspecto de la vida. Y como si todo esto fuera poco fuiste mi apoyo en el momento más duro de todos estos años.

A mis amigos, mis hermanos por elección, que me bancaron siempre, que me fueron a buscar cada vez que desaparecía, estudiando en mi cueva o inmerso en algún problema que no podía resolver o A Martín, Nahuel, Ale, Guido, Tincho, Pablo, Mati, Herni, Rafa.

A la gente del grupo de fenomenología de la Facu, Tifi, Daniel, Germán, Javi, Neri, Yami, Lean, Roger, Pía. La palabra que se me viene a la mente es privilegio. Fue realmente un privilegio compartir cursos, congresos, workshops (y asados), reuniones semanales (y picadas).

A Nico, uno de mis ídolos, por compartir tantas charlas de distintos tópicos, empezando por la matemática y la física. Por estar un paso adelantado y mostrarme el camino. Quién sabe donde estaría yo y esta tesis sino fuera por él. A Pepe por las charlas de física y programación, por compartir tantos cursos. A ambos por empezar a recorrer juntos el *dark side* mientras terminaba esta tesis.

A los que alguna vez me acompañaron en la cursada y/o en el largo

proceso de escritura, Amaya, Roberta y Victoria, mi compañera de oficina.

A este país, la Universidad de Buenos Aires y su Facultad de Ciencias Exactas Y Naturales que hacen posible que tanta gente pueda cumplir con su sueño y vocación de estudiar y hacer ciencia.

Y voy a cerrar parafraseando a una persona que también me acompaño, aunque indirectamente, todos estos años:

Nada de esto hubiese sido posible sin todos ustedes. Gracias totales!

Índice general

1. Introducción	1
2. Resultados experimentales en la tercera generación de quarks	7
2.1. Producción de quarks top en colisionadores hadrónicos	7
2.2. Búsquedas de resonancias en producción de $t\bar{t}$ en el LHC	13
2.3. La asimetría <i>forward-backward</i> en producción de $t\bar{t}$ en el Tevatrón	14
2.4. Mediciones anómalas en $Z \rightarrow b\bar{b}$ en el LEP/SLC	17
2.5. Búsquedas de compañeros de la tercera generación de quarks	22
3. Modelos de Higgs Compuesto	25
3.1. Introducción	25
3.2. Modelo de dos sitios	28
3.2.1. Composición parcial	34
3.2.2. Diagonalización del Lagrangiano	36
3.3. Fenomenología de la tercera generación de quarks en modelos de Higgs Compuesto - A_{FB}^b	41
3.4. Un modelo que resuelve la anomalía en A_{FB}^b	44
3.5. Fenomenología de la tercera generación de quarks en modelos de Higgs Compuesto - A_{FB}^t	50
4. Búsquedas de resonancias de Nueva Física en producción de $t\bar{t}$ en el LHC	55
4.1. Introducción	55
4.2. Variables cinemáticas que distinguen eventos $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ de $gg \rightarrow t\bar{t}$	57
4.3. Aumento de eventos $q\bar{q}$ utilizando cortes en β , $p_T^{t\bar{t}}$ y θ	64
4.4. Aplicación de los cortes estudiados a un ejemplo específico	72
4.5. Discusiones	74

5. Fenomenología de una resonancia gluónica liviana en el Tevatron y el LHC	79
5.1. Introducción	79
5.2. El modelo efectivo	80
5.3. Estudio analítico del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ en el Tevatron	83
5.4. Escaneo numérico del espacio de parámetros del modelo	89
5.5. Fenomenología en el LHC	97
6. Producción simple de un quark exótico de carga $Q = -4/3$	105
6.1. Introducción	105
6.2. Producción simple y decaimiento de V	108
6.3. Análisis y estrategia de búsqueda de producción simple de V en el LHC.	111
6.3.1. Características de la señal y el background	111
6.3.2. Cortes óptimos	118
6.3.3. Alcance de descubrimiento de la estrategia de búsqueda	122
6.4. Discusión	124
7. Conclusiones	131
A. Matrices de masas y acoplamientos	137

Capítulo 1

Introducción

El Modelo Estándar (ME) de las partículas fundamentales es la teoría que describe la física de las partículas elementales hasta donde la conocemos hoy en día. Esta descripción incluye desde experimentos de colisiones de partículas hasta observaciones cosmológicas cuyos resultados dependen sensiblemente de la física de partículas en los primeros instantes del Universo. Una diversidad de experimentos y observaciones independientes y en diferentes ámbitos nos permiten confiar que el Modelo Estándar describe más que satisfactoriamente la Naturaleza en procesos cuyas energías se hallan entre los 0 y ~ 200 GeV.

La historia de las herramientas para construir el Modelo Estándar la podemos remontar al siglo pasado con el nacimiento de la mecánica cuántica en la década del '20 y su posterior generalización a infinitos grados de libertad con la teoría cuántica de campos en la década del '50. Por otro lado, la historia de los experimentos que llevaron a visualizar el Modelo Estándar se remonta a la década del '30 con los primeros colisionadores de partículas y el correspondiente descubrimiento de centenares de nuevas partículas por entonces consideradas elementales. Hubo un segundo ingrediente experimental clave en la creación del Modelo Estándar que fueron los experimentos sobre simetrías discretas llevados a cabo en la década del '50 y '60, en los cuales se determinó la violación máxima en las interacciones débiles de las simetrías de carga (C) y paridad (P) [1] y la pequeña violación de CP [2]. Toda esta información, hacia finales de la década del '60, fue coleccionada y entendida en un modo brillante por Weinberg [3], Glashow [4] y Salam [5], quienes a través de la incorporación en forma estructural de la Teoría de Grupos junto a la herramienta provista por Higgs, Englert, Brout, Guralnik, Hagen y Kib-

ble [6] para darle masa a las partículas, pudieron escribir la primer versión del lagrangiano del Modelo Estándar [3] basado en el grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

En las décadas siguientes, con experimentos de altísima complejidad y con extraordinarias ideas teóricas se terminó de completar el Modelo Estándar. En la década del ‘70 fue la colosal demostración de que el Modelo Estándar era una teoría renormalizable [7] gracias a que sus cimientos estaban encañados con Teoría de Grupos a través de las simetrías de *gauge*. En 1973 Gross y Wilczek [8] e independientemente Politzer [9] demuestran la libertad asintótica de la teoría de las interacciones fuertes, sentando las bases para el desarrollo de QCD (*Quantum Chromodynamics*). También en esta década, la inexistencia de corrientes neutras con cambio de sabor predijo [10] el quark c que luego fue descubierto en la *November revolution* [11]. También, a partir de la violación de CP, se predijo [12] y se descubrió parcialmente [13] una tercera generación de quarks. La tercera generación de leptones se completó con el descubrimiento del τ [14]. En la década del ‘80 los bosones vectoriales masivos W y Z fueron finalmente descubiertos [15], y en la década del ‘90 fue descubierto el último fermión que completaba la tercera generación de quarks, el quark top [16]. Se tuvo que esperar a que arranque la faraónica máquina LHC (*Large Hadron Collider*) y sus magníficos experimentos ATLAS y CMS para que en 2012 finalmente podamos ver la evidencia de la existencia del bosón de Higgs [17].

De este modo, al día de hoy entendemos el universo de las partículas elementales con el lagrangiano del Modelo Estándar que, antes de la ruptura espontánea de la simetría, puede escribirse como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \\
& +\bar{\psi}i\not{D}\psi \\
& +\bar{\psi}_i\lambda_{ij}\psi_j\Phi + h.c. \\
& +|D_\mu\Phi|^2 - V(\Phi).
\end{aligned}
\tag{1.1}$$

Donde la primer línea corresponde a los bosones de gauge G , W y B . La segunda línea contiene una suma implícita sobre todos los fermiones

$$q_L^i, u_R^i, d_R^i, \ell_L^i, e_R^i,$$

donde i recorre las tres generaciones; y D es la derivada covariante sobre los grupos de *gauge* $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. En la tercer línea los índices i y j recorren las tres generaciones y los λ_{ij} son los acoplamientos de Yukawa

que luego –al romperse la simetría y diagonalizarse– generarán los términos de masa. La última línea corresponde a la dinámica y auto-interacción del doblete de Higgs Φ . Las siglas *h.c.* se refieren a hermítico conjugado.

El lagrangiano del Modelo Estándar en la Ec. (1.2) se re-acomoda cuando el bosón de Higgs adquiere un valor de expectación de vacío

$$\langle \Phi \rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}.$$

En tal caso los fermiones adquieren masa y los bosones de *gauge* W y B se re-escriben en término de los campos masivos W , Z y del campo sin masa A . La oscilación del campo Φ alrededor de su mínimo da lugar a la partícula física h que es conocida como el bosón de Higgs y que fue predicha en la década del ‘60 y descubierta en 2012.

A pesar de que la descripción de la física provista por este lagrangiano es altamente exitosa, explicando cientos de experimentos de partículas con una altísima precisión, sabemos que no explica todos los fenómenos del Universo. Por lo tanto ésta no puede ser una teoría final. La primer alteración que debe recibir es debido a la masa no nula de los neutrinos, cuya modificación puede ser agregada sin mayores problemas, aunque no es fácil hacerlo de una forma natural. Sin embargo, existen otras observaciones, como por ejemplo, que el universo posee una cantidad de materia oscura cinco veces mayor a la materia visible, o la alta asimetría materia-antimateria, o el mecanismo de ruptura espontánea de simetría que lleva al Higgs a tomar un valor de expectación, o la necesidad de gravedad cuántica para describir agujeros negros o los primeros instantes del universo, que llevan a concluir que debe existir una teoría mayor que englobe al Modelo Estándar de una manera no trivial.

Desde hace varias décadas, y de un modo menos robusto que las razones previas, se justifica que el Modelo Estándar necesita ser completado debido al problema de la jerarquía. En efecto, el cálculo de cómo se viste la masa del Higgs con cálculos a ordenes siguientes de la función de dos puntos, muestran que la masa cuadrada vestida del bosón de Higgs (m_h^2) es la combinación de la masa desnuda ($m_{h_0}^2$) y un término que crece como el cuadrado de la escala de Nueva Física Λ . Esto es,

$$m_h^2 = m_{h_0}^2 + \frac{3\Lambda^2}{32\pi^2 v^2} (2m_W^2 + m_Z^2 + m_{h_0}^2 - 4m_t^2) \quad (1.2)$$

En la Fig. 1.1 se muestran los principales diagramas que contribuyen a dicha masa vestida. Esto indicaría una sintonía fina en el valor exacto de m_{h_0} que

se podría evitar con la existencia de Nueva Física, lo cual convertiría una sintonía fina en una sintonía natural.

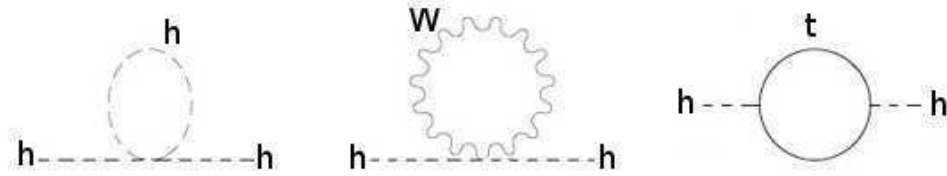


Figura 1.1: Diagramas de Feynman dominantes en las correcciones radiativas de la masa del Higgs.

Con el objeto de hacer la teoría natural se propusieron diversas teorías de Nueva Física que permiten evitar las divergencias cuadráticas en la Ec. (1.2). Entre las más populares se hallan Supersimetría [18] y Dimensiones Extras o teorías de Higgs Compuesto [19]. En Supersimetría las divergencias cuadráticas son cancelada debido a nuevas partículas cuyos diagramas, análogos a los de la Fig. 1.1, contribuyen con el signo contrario debido a un cambio en el espín de la nueva partícula. En teorías de Higgs Compuesto, la jerarquía se genera naturalmente debido a los ángulos de mezcla entre las partículas del Modelo Estándar y sus compañeras compuestas. En estas dos teorías, como en tantas otras, siempre es clave tener un compañero del quark top con masa relativamente baja. Y, debido a la simetría $SU(2)_L$, la teoría espera que los compañeros de la tercer generación de quarks sean probablemente las nuevas partículas de menor masa. Por ende, se puede esperar que los quarks de la tercer generación sean la ventana más accesible hacia la Nueva Física. Esta línea de razonamiento es la que motiva la realización de esta tesis en búsqueda de Nueva Física a través de la tercera generación de quarks.

Esta tesis está organizada del siguiente modo. En el capítulo siguiente se realiza una descripción de la física, la fenomenología y el estado del arte de la tercer generación de quarks. En el Capítulo 3 se describe en detalle una versión fenomenológica del modelo de Higgs Compuesto y cómo podría explicar la fenomenología de la tercera generación de quarks que se aparta del Modelo Estándar. En el Capítulo 4 se explica un método para buscar resonancias de Nueva Física en la producción de pares de quarks top. En el Capítulo 5 se estudia la fenomenología de una resonancia gluónica liviana en el Tevatron y el LHC a vistas de recientes resultados experimentales. En el

Capítulo 6 se investiga la producción simple de un quark exótico de carga $-4/3$ en el marco de teorías de Higgs Compuesto. Y finalmente en el Capítulo 7 se detallan las conclusiones del trabajo de investigación.

Capítulo 2

Resultados experimentales en la tercera generación de quarks

2.1. Producción de quarks top en colisionadores hadrónicos

El quark top fue descubierto en el Tevatron I¹ (con una energía de centro de masa de 1,8 TeV) en el año 1995 por la colaboración DØ [20] con apenas 17 eventos sobre un *background* estimado de $3,8 \pm 0.6$, y confirmado posteriormente por CDF [21] con un número similar de eventos. La luminosidad total acumulada en ese entonces fue alrededor de 50 pb^{-1} . Uno de los objetivos del Tevatron II, con un energía de colisión en el centro de masa aumentada a $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$, fue acumular estadística de eventos de quark top para poder determinar sus propiedades. En el LHC la cantidad de quarks top producidos supera ampliamente la del Tevatron, con casi 7.000.000 de eventos $t\bar{t}$ en el LHC I con una luminosidad total lograda de aproximadamente 30 fb^{-1} . Con el próximo aumento en la energía de la colisión y una luminosidad de diseño de 100 fb^{-1} por año este número será ampliamente superado. Así el LHC se convertirá en la primer gran fabrica de quarks top de la historia.

La producción y el decaimiento del quark top son bien entendidos dentro del marco del Modelo Estándar. Las mediciones en el Tevatron y en el LHC I muestran que todos los resultados experimentales del quark top son compa-

¹Se indica con números romanos las diferentes etapas de los experimentos. Cada etapa esta caracterizada por un aumento de la energía de colisión y/o de la luminosidad instantánea.

tibles con lo esperado (a excepción de la asimetría *forward-backward* en el Tevatron, ver Sección 2.3). Con la estadística que se logrará en el LHC II las propiedades del quark top podrán ser exploradas con una precisión nunca alcanzada. Esto es valioso tanto para seguir poniendo a prueba el Modelo Estándar como para las búsquedas de Nueva Física. Desde el punto de vista del Modelo Estándar, la elevada masa del quark top permite comprobar los métodos teóricos y experimentales a energías nunca antes alcanzadas. Discrepancias entre la teoría y el experimento podrían estar indicando que estos métodos tienen que ser revisados. Si las discrepancias persisten es probable que haya que comenzar a pensar en un escenario donde hay Nueva Física presente más allá del Modelo Estándar.

Tanto en el Tevatron como en el LHC los principales mecanismos de producción de quark top son la producción simple y doble. En las Figs. 2.1 y 2.2 se muestran los diagramas de Feynman de estos procesos. La producción simple involucra el vértice Wtb y es así un proceso electrodébil. La producción doble, siendo una interacción fuerte, es el mecanismo principal de producción de estas partículas en colisionadores hadrónicos. A pesar de la disminución del espacio de fases disponible en la producción doble respecto a la simple, para una masa de $m_t = 172,5$ GeV la producción doble sigue siendo dominante. Es así que en el Tevatron el canal de descubrimiento fue efectivamente la producción doble.

En el Modelo Estándar, la producción simple ocurre principalmente mediante los tres procesos: canal t , canal s y producción asociada tW (ver Fig. (2.2)). La producción simple fue por primera vez observada por DØ [22] y CDF [23]. La producción a través del canal t fue observada por DØ [24] y CDF [25] como también por el LHC por los experimentos CMS [26] y ATLAS [27], mientras que la observación del canal s fue recientemente presentada como una combinación de los resultados de CDF y DØ [28]. La producción asociada tW es inobservable en el Tevatron, pero ha sido recientemente observada por CMS [29]. Además de comprobar las predicciones del Modelo Estándar en la escala electrodébil, la producción simple es importante para el programa de búsquedas de Nueva Física en los colisionadores hadrónicos por su sensibilidad al acoplamiento Wtb . Indicios de desviaciones respecto a lo esperado pueden indicar presencia de Nueva Física que interactúa con la tercera generación de quarks. En esta tesis se enfatizará sobre Nueva Física que puede ser observada en la producción de $t\bar{t}$ en el LHC y la producción simple sólo aparecerá como *background* a Nueva Física en el Capítulo 6.

Otra consecuencia de la elevada masa del quark top es que, contrariamente

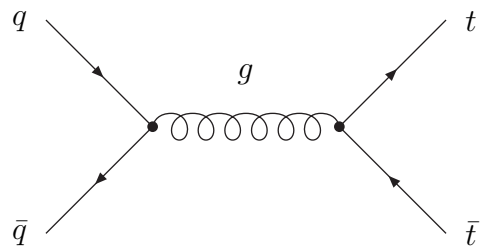
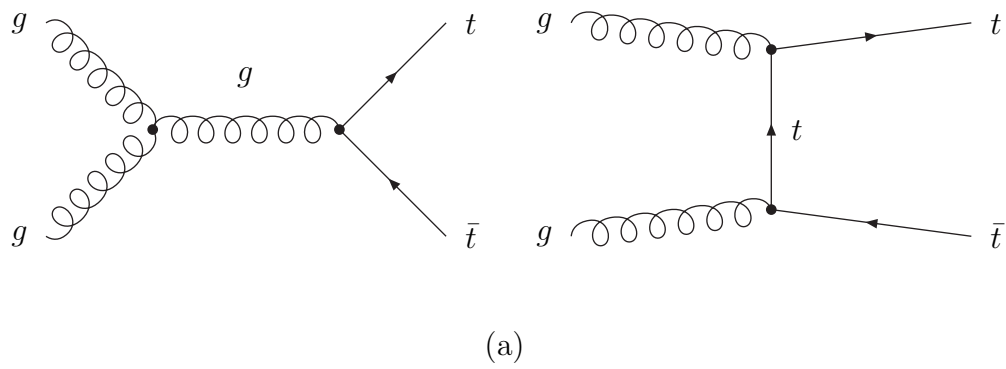


Figura 2.1: Diagramas de producción doble: (a) fusión de gluones y (b) aniquilación de par $q\bar{q}$.

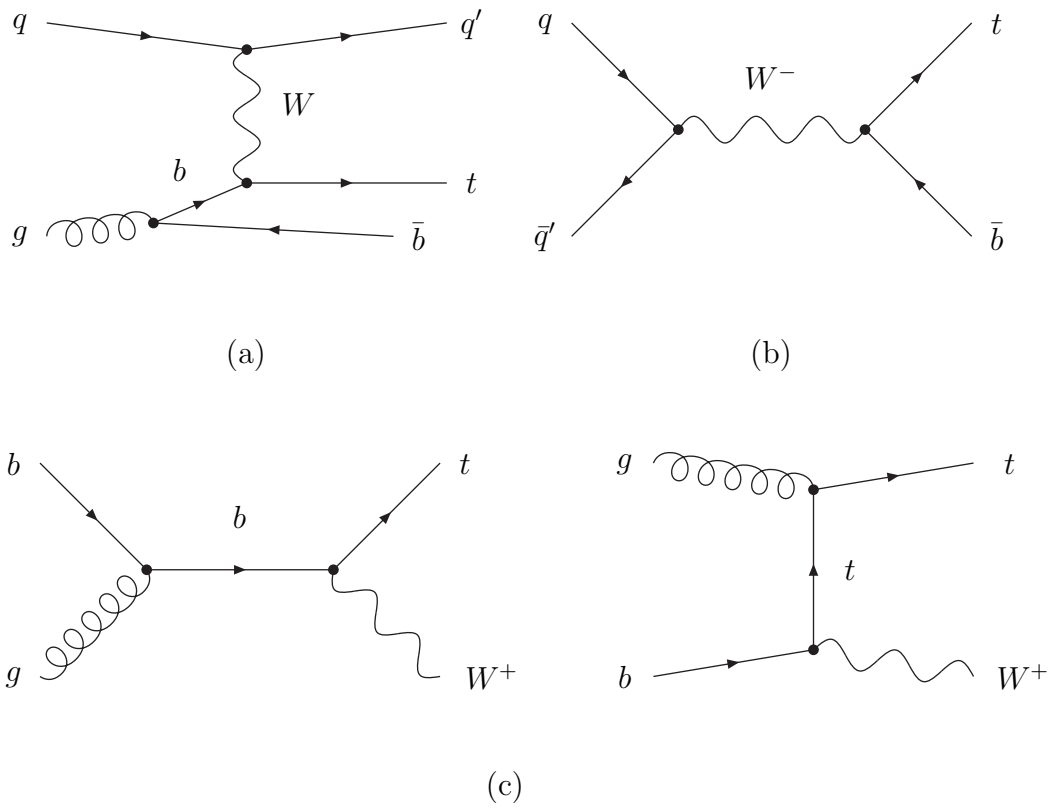


Figura 2.2: Diagramas de producción simple: (a) canal t , (b) canal s y (c) producción asociada WV .

a los otros quarks del Modelo Estándar, su ancho de decaimiento a través de la interacción débil es mucho más grande que la escala de QCD [30],

$$\Gamma(t \rightarrow W^+b) = 1,5 \text{ GeV} > \Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV}. \quad (2.1)$$

Así, a diferencia de los quarks más livianos que hadronizan antes de experimentar la fuerza electrodébil, el quark top decae mediante la interacción electrodébil. Esto permite medir directamente propiedades como la masa o el espín del quark top.

El decaimiento del top quark es principalmente en la forma $t \rightarrow W^+b$, donde el elemento de la matriz CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) se determinó experimentalmente en el Tevatron, siendo $|V_{tb}| > 0,78$ con un nivel de confianza del 95 % [30]. Así, el quark top posee dos canales de decaimiento principales según el W decaiga hadrónicamente o leptónicamente,

$$t \rightarrow \ell^+ \nu b \quad \text{o} \quad t \rightarrow q \bar{q}' b. \quad (2.2)$$

Al primero se lo denomina decaimiento leptónico y ocurre aproximadamente un 30 % de las veces. El segundo es el decaimiento hadrónico y ocurre el restante de las veces. En la producción doble, según ambos top decaigan leptónicamente, uno sólo lo haga o ninguno, se tienen los canales di-leptónicos, semi-leptónico o hadrónico,

$$\begin{aligned} t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu} b \bar{b}, \\ t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow \ell^+ \nu q \bar{q}' b \bar{b} + q'' \bar{q}''' \ell^- \bar{\nu} b \bar{b}, \\ t\bar{t} &\rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow q \bar{q}' q'' \bar{q}''' b \bar{b}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

La detección de un quark top en los colisionadores requiere así buscar eventos con 0, 1 o 2 leptones y varios jets, entre los cuales es preferible que 1 o 2 puedan identificarse como un b -jet. Evidentemente los canales con más leptones serán más limpios, con menos *background* pero también con una sección eficaz reducida por los anchos de decaimientos a leptones [30]. Por otro lado, el canal hadrónico compite con un *background* enorme debido a eventos multijet de QCD o producción de $b\bar{b}$. La medición de este canal requiere así un algoritmo muy eficiente para emparejar jets entre sí con el fin de reconstruir la cinemática subyacente de los top quarks.

En la Tabla 2.1 se comparan las secciones eficaces de producción doble ($\sigma_{t\bar{t}}$) para el LHC y el Tevatron. También se muestra la contribución de cada uno de los dos subprocesos que contribuyen a la producción doble, la

	$\sigma_{t\bar{t}}^{NNLO}$	$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$	$gg \rightarrow t\bar{t}$
Tevatron ($\sqrt{s} = 1,96$ TeV) [31]	$7,34_{-0,38}^{+0,23}$ pb	85 %	15 %
LHC ($\sqrt{s} = 8$ TeV) [32]	165_{-16}^{+11} pb	15 %	85 %
LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) [31]	874_{-33}^{+14} pb	10 %	90 %

Tabla 2.1: Secciones eficaces a NNLO (*Next-to-Next-to Leading Order*) para producción de $t\bar{t}$ en el Tevatron y el LHC. Se muestra también el porcentaje debido a eventos de aniquilación $q\bar{q}$ y de fusión gg calculados a LO (*Leading Order*) con MadGraph/MadEvent [33].

aniquilación de quarks $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ y la fusión de gluones $gg \rightarrow t\bar{t}$. Debido a la gran luminosidad gluónica a altas energías, la producción $t\bar{t}$ en el LHC se ve multiplicada por un factor 100 respecto al Tevatron. Esto, que a *priori* significa una ventaja del LHC respecto al Tevatron, tiene sus desventajas. Si uno está interesado en observables del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, estos pueden verse ocultos dada la gran cantidad de eventos $gg \rightarrow t\bar{t}$.

La medición de la producción de pares $t\bar{t}$ es clave en el programa de búsqueda de física más allá del Modelo Estándar en colisionadores hadrónicos. Existen un número de observables en $t\bar{t}$ que dan información específica sobre la posible Nueva Física. El observable más simple que se puede estudiar es la sección eficaz total $\sigma_{t\bar{t}}$. Cualquier desviación persistente respecto a lo esperado por el Modelo Estándar puede indicar la presencia de nuevas partículas. Otros observables pueden construirse a partir de observar la sección eficaz como función de las diferentes variables cinemáticas del proceso. En las dos secciones siguientes se presentarán los resultados experimentales más importantes de dos observables más en el Tevatron y el LHC. Uno de ellos es el espectro de masas invariante $d\sigma_{t\bar{t}}/dm_{t\bar{t}}$ que da información acerca de la dependencia de la producción $t\bar{t}$ respecto a la energía de colisión en el centro de masa. El otro se construye a partir de $d\sigma_{t\bar{t}}/d(\cos\theta)$ y da información sobre la estructura quiral de los acoplamientos del quark top.

2.2. Búsquedas de resonancias en producción de $t\bar{t}$ en el LHC

Muchas teorías de Nueva Física predicen la existencia de nuevas resonancias bosónicas masivas. Ejemplos de estos nuevos estados resonantes incluyen nuevos bosones de Higgs (en modelos de Higgs extendidos), bosones de *gauge* masivos (G' , Z' , W' , etc.), gravitones, etc. Una vez que estas resonancias masivas son creadas en los colisionadores, estas decaen rápidamente a partículas del Modelo Estándar. La medición de estos productos de decaimiento permite en muchos casos reconstruir la cinemática de la resonancia y obtener, por ejemplo, su masa, su espín, etc.

En colisionadores hadrónicos, la medición más directa y con mayores perspectivas de encontrar este tipo de Nueva Física resonante es la observación de la masa invariante de los posibles productos de decaimiento. Así, por ejemplo, un bosón masivo X , con carga eléctrica nula, puede decaer en la forma $X \rightarrow t\bar{t}$. Reconstruyendo los eventos con este estado final y observando su masa invariante se obtiene una distribución que es en su mayor parte explicada por procesos debidos al Modelo Estándar como se puede observar en la Fig. 2.3 (a). Si los cortes de selección utilizados fueron cuidadosamente estudiados esta distribución de masa invariante tiene que ser suave. Así, la presencia de cualquier exceso local (*bump*) de eventos puede indicar la presencia de una resonancia masiva decayendo a $t\bar{t}$. La observación de este tipo de señales depende del ancho de decaimiento $X \rightarrow t\bar{t}$, así como de los acoplamientos a los partones iniciales. Muchos modelos de Nueva Física que intentan explicar el origen de la ruptura de la simetría electrodébil predicen acoplamientos grandes de las nuevas resonancias masivas a la tercera generación de quarks y en especial al quark top. Es por esto que este tipo de búsquedas en la masa invariante de producción de quarks top es parte importante de los programas de los colisionadores hadrónicos.

Búsquedas de este tipo han sido realizadas por los experimentos del Tevatron, CDF [34, 35, 36] y DØ [37], y por ATLAS [38] y CMS [39] en el LHC. En el LHC las búsquedas se llevaron a cabo en los canales semi-leptónico, dileptónico y hadrónico. En general, el canal que provee la mejor sensibilidad a estas nuevas resonancias es el canal semi-leptónico.

Las Figs. 2.3(a) y (b) muestran resultados del experimento ATLAS en búsquedas de resonancias en producción de quark top en colisiones pp con una energía de centro de masa de 8 TeV utilizando datos de 2012 con una lu-

minosidad integrada total de 14 fb^{-1} [38]. La búsqueda se realizó en el canal de decaimiento semi-leptónico. En este análisis se utilizaron dos modelos de resonancias masivas específicos como ejemplo, una angosta y la otra ancha. Como ejemplo de resonancia angosta se utilizó un Z' leptofóbico con un ancho $\Gamma_{Z'}/m_{Z'} = 1,2\%$. Como ejemplo de resonancia ancha se utilizó un gluón masivo de Kaluza-Klein G' como los que aparecen en modelos de Higgs Compuesto o Randall-Sundrum con una dimensión extra compactificada que, en este caso, posee un ancho de decaimiento $\Gamma_{G'}/m_{G'} = 15,3\%$. En la Fig. 2.3 (a) se puede observar una medición de la sección eficaz en función de la masa invariante medida que está en acuerdo con los *backgrounds* simulados. En la parte inferior del gráfico se observan las desviaciones entre lo medido y lo esperado con sus incertezas, y para referencia se muestran como se esperaría que se aparten los datos de las predicciones del Modelo Estándar en el caso de que se encuentren presentes estas resonancias masivas. En la Fig. 2.3 (b) se muestran los límites superiores observados y esperados con 95% de nivel de confianza para el caso del gluón masivo. Así, un gluón masivo de este tipo es excluido entre 0,5 y 2,0 TeV a este nivel de confianza. Esto es compatible con el experimento CMS, que excluye este tipo de modelos para masas menores a 2,5 TeV [39]. En el Capítulo 4 se estudiarán cortes en distintas variables cinemáticas que mejoran la sensibilidad en este tipo de búsquedas de resonancias.

2.3. La asimetría *forward-backward* en producción de $t\bar{t}$ en el Tevatrón

En las secciones anteriores se mencionó cómo se pueden obtener propiedades de la Nueva Física a partir de los distintos observables en la producción de $t\bar{t}$ en colisionadores hadrónicos. Así, la intensidad de los acoplamientos de la Nueva Física al quark top puede obtenerse a partir de mediciones de la sección eficaz de producción de $t\bar{t}$ y la masa de la posible nueva resonancia se puede obtener a partir de la observación de la distribución de masa invariante.

La sección eficaz de producción de $t\bar{t}$ da información sobre la magnitud total de los acoplamientos de la Nueva Física al quark top no pudiendo distinguir los acoplamientos vectoriales y axiales por separado. El observable utilizado con este fin es la llamada asimetría *forward-backward*. Esta asimetría

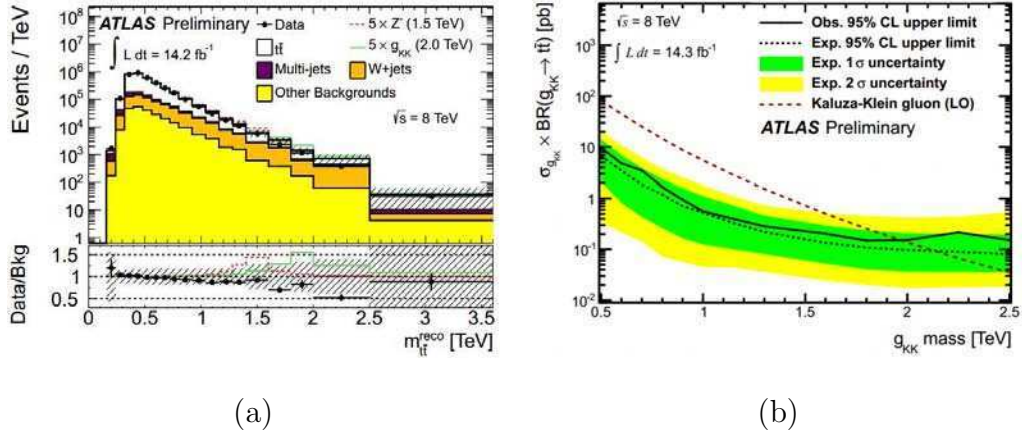


Figura 2.3: (a) Espectro de masa invariante en producción de $t\bar{t}$. Las regiones sombreadas indican las incertezas totales. Dos ejemplos específicos son mostrados, un Z' con $m_{Z'} = 1,5$ TeV y $\Gamma_{Z'}/m_{Z'} = 1,2\%$, y un G' con $m_{G'} = 2$ TeV y $\Gamma_{G'}/m_{G'} = 15,3\%$. (b) Límites superiores observados y esperados en la sección eficaz para un gluón masivo de Kaluza-Klein. Estos gráficos corresponden a las Figs. 9 y 10 de la Ref. [38].

se define a partir de las secciones eficaces *forward* y *backward*,

$$\sigma_F \equiv \int_0^1 \frac{d\sigma_{t\bar{t}}}{d(\cos\theta)} d(\cos\theta), \quad (2.4)$$

$$\sigma_B \equiv \int_{-1}^0 \frac{d\sigma_{t\bar{t}}}{d(\cos\theta)} d(\cos\theta), \quad (2.5)$$

donde θ es el ángulo entre el quark top y el quark inicial en el sistema centro de masa de la colisión, como se observa en la Fig. 2.4. La asimetría total inclusiva se define así como:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}. \quad (2.6)$$

En el Tevatron la dirección del quark inicial coincide con la dirección del haz de protones. En cambio, en el LHC, al ser un colisionador protón-protón, no es posible determinar *a priori* de qué protón proviene el quark y de cuál el antiquark. En este caso existe otro observable, la asimetría de carga, que explota las diferencias en las distribuciones de carga de los quarks top (ver Sección 5.5).

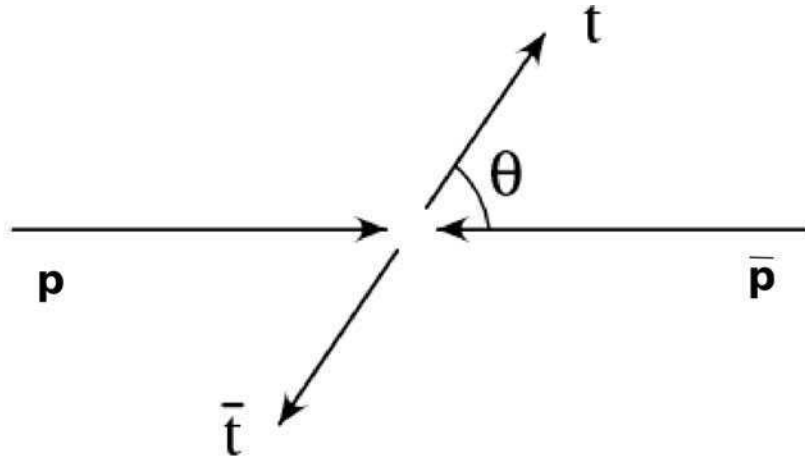


Figura 2.4: Definición del ángulo θ en el sistema centro de masa de $t\bar{t}$.

Cuando los acoplamientos de los quarks son puramente vectoriales la asimetría es nula a LO (*Leading Order*) por simetría de paridad. Dado que la mayor contribución a $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ es debida a QCD, que posee simetría de paridad, la asimetría *forward-backward* en producción de $t\bar{t}$ es nula a LO. A NLO (*Next-to Leading Order*), aparece una contribución no nula a ésta, debida principalmente a la contribución asimétrica de la interferencia entre los diagramas *box* de un *loop* de $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ y la amplitud Born. Sin embargo esta contribución es pequeña (9% [40]) y la observación de una asimetría mayor en los experimentos pueden indicar la presencia de Nueva Física. Más aún, en el caso de Nueva Física resonante con componente axial apreciable, la asimetría *forward-backward* puede dar indicios de ésta aún antes de poder acceder a la energía necesaria para ser vista en el espectro de masa invariante. Un ejemplo de esto es el efecto de la interferencia de γ con Z en la asimetría *forward-backward* en colisiones $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ en el experimento PETRA. El efecto es observable con una energía de colisión de $\sqrt{s} = 34$ GeV, por debajo de la masa del Z [41]. Por esta razón este observable es de importancia desde el punto de vista de las búsquedas de Nueva Física.

La asimetría *forward-backward* en la producción de quark top ha sido medida en el Tevatron por los experimentos CDF y DØ [42, 43, 44]. Inicialmente ambas colaboraciones midieron asimetrías que se apartaron significativamente hasta 3σ de las predicciones teóricas de QCD a NLO. Mientras para ambas colaboraciones las desviación encontradas fueron disminuyendo con más es-

tadística, CDF aún conserva una llamativa discrepancia con los resultados teóricos para regiones de masa invariante alta. Esto sugiere que podría haber Nueva Física a energías más altas. De hecho, estos resultados han llamado la atención de la comunidad dando lugar a una gran cantidad de trabajos teóricos [45, 46, 47, 48, 49].

En la Fig. 2.5 se muestran las desviaciones en la asimetría medida en el centro de masa de $t\bar{t}$ cuando son analizadas con datos *not-unfolded*, es decir, con datos que no fueron corregidos de los efectos de la selección y los detectores y que no pueden ser comparados directamente con los resultados teóricos de simulaciones de Monte-Carlo. En este caso los resultados se muestran para 7 bins de masa invariante en el rango $350 \text{ GeV} < m_{t\bar{t}} < 700 \text{ GeV}$, donde el último bin incluye todos los eventos con $m_{t\bar{t}} > 700$. Se puede observar que para los 4 bins entre $450 \text{ GeV} < m_{t\bar{t}} < 700 \text{ GeV}$ la asimetría medida se encuentra siempre por encima de la teórica.

En la Fig. 2.6 se muestran los resultados utilizando datos *unfolded*, que si pueden ser comparados directamente con simulaciones de Monte-Carlo a nivel partónico, para dos bins de masa invariante. Para el bin con $m_{t\bar{t}} > 450 \text{ GeV}$ la desviación entre el experimento y el resultado teórico es de $3,4\sigma$. Más precisamente para la asimetría medida en el centro de masa se obtuvo que [50]:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{t,exp}(m_{t\bar{t}} < 450 \text{ GeV}) &= -0,116 \pm 0,153, \\ A_{FB}^{t,exp}(m_{t\bar{t}} > 450 \text{ GeV}) &= 0,475 \pm 0,114, \end{aligned} \quad (2.7)$$

mientras que la predicción teórica es:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{t,ME@NLO}(m_{t\bar{t}} < 450 \text{ GeV}) &= -0,040 \pm 0,006, \\ A_{FB}^{t,ME@NLO}(m_{t\bar{t}} > 450 \text{ GeV}) &= 0,088 \pm 0,013, \end{aligned} \quad (2.8)$$

calculado mediante el programa de simulaciones de Monte-Carlo MCFM [51]. Estos resultados se usarán en el Capítulo 5 para estudiar la fenomenología de una posible resonancia gluónica masiva en el Tevatron y el LHC.

2.4. Mediciones anómalas en $Z \rightarrow b\bar{b}$ en el LEP/SLC

Las mediciones de precisión electrodébil realizadas principalmente en el LEP (*Large Electron-Positron Collider*) y el SLC (*Stanford Linear Collider*)

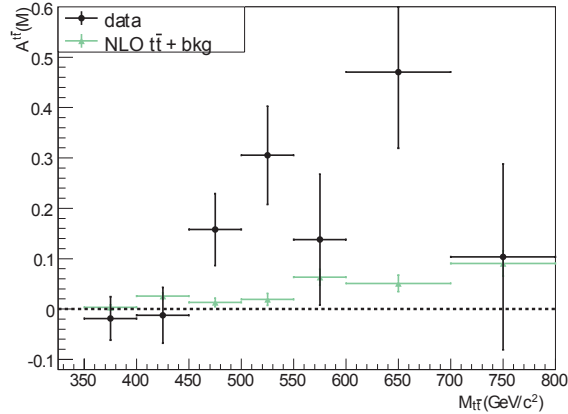


Figura 2.5: La asimetría en el sistema $t\bar{t}$ para varios bins de masa invariante $m_{t\bar{t}}$, comparada con la predicción de MC@NLO [53]. El último bin incluye todo los eventos con $m_{t\bar{t}} > 700$. Este gráfico corresponde a la Fig. 10 de la Ref. [50]

han verificado las predicciones del Modelo Estándar a un nivel de precisión sin precedentes [52]. Estos experimentos fueron diseñados para colisionar electrones contra positrones a una energía cercana a la masa del Z , generando 1-10 millones de eventos $e^+e^- \rightarrow Z$. Mientras el SLC produjo mayormente colisiones con una energía de centro de masa igual al polo del Z para maximizar el número de eventos de producción de Z , el LEP escaneó la región de 88 GeV a 94 GeV. El desarrollo de métodos para identificar (*tagging*) quarks pesados permitió detectar los decaimientos $Z \rightarrow c\bar{c}$ y $Z \rightarrow b\bar{b}$ y medir sus decaimientos parciales y asimetrías. Posteriormente, el aumento de energía en el LEP permitió estudiar la producción de pares W^-W^+ . La determinación de observables relativos a la física del Z y W en la escala electrodébil alcanzó una precisión de entre 3 y 5 cifras significativas. En consecuencia, estos observables fueron sensibles a correcciones a un *loop*. Estas incluyen correcciones debidas al quark top y al bosón de Higgs (ambas partículas no observadas hasta ese momento). Así, por ejemplo, un *fit* global al Modelo Estándar, incluyendo todos los datos en el polo de Z y las mediciones de m_W y Γ_W , determinaron que: $m_t = 178,5_{-8,5}^{+11,0}$ GeV y $m_H = 117_{-62}^{+162}$ GeV [54], ambas con un gran acuerdo con las mediciones directas posteriores.

El *fit* global de todos los observables no muestra ninguna desviación significativa respecto al Modelo Estándar. En este punto no hay ninguna evidencia

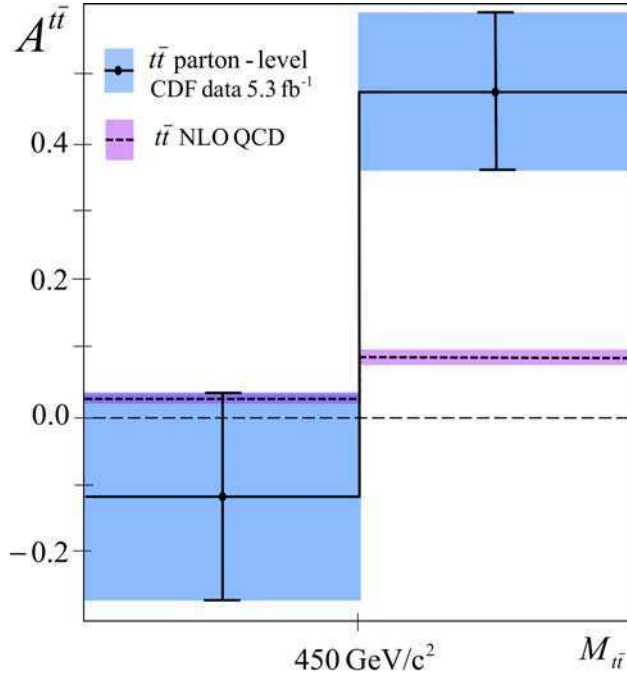


Figura 2.6: La asimetría a nivel partónico a alta y baja masa invariante comparada con la predicción de MCFM [51]. Este gráfico corresponde a la Fig. 14 de la Ref. [50]

clara de la necesidad de Nueva Física ni algún indicio de nueva dinámica relacionada con la ruptura de la simetría electrodébil. Sin embargo, cuando se examina cada observable por separado la asimetría *forward-backward* del bottom (A_{FB}^b) se destaca por estar a $2,9\sigma$ respecto al valor esperado del *fit* global del Modelo Estándar [52]. Esto puede ser indicio de Nueva Física que interactúa con el quark bottom. Por otro lado, el decaimiento parcial de Z a $b\bar{b}$ (R_b) parece estar en buen acuerdo con lo esperado.

La interacción entre el bosón Z y el quark bottom puede escribirse como:

$$\mathcal{L}_{Zb\bar{b}} = -\frac{g_2}{c_W} Z_\mu \bar{b} \gamma^\mu [g_L^b P_L + g_R^b P_R] b, \quad (2.9)$$

donde g_2 es la constante de acoplamiento electrodébil, $c_W \equiv \cos \theta_W$ y $P_{L,R}$ son los proyectores de quiralidad. Los acoplamientos quirales $g_{L,R}^f$ son determinados dentro del Modelo Estándar por los números cuánticos de b y la

invarianza de *gauge*. Despreciando los efectos de la masa del b frente a la masa del Z , el decaimiento parcial de Z a $b\bar{b}$ es:

$$R_b \equiv \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrones})} \simeq \frac{(\bar{g}_L^b)^2 + (\bar{g}_R^b)^2}{\sum_q [(\bar{g}_L^q)^2 + (\bar{g}_R^q)^2]} \quad (2.10)$$

donde la suma es sobre todos los quarks livianos. A orden árbol y en el polo del Z , la asimetría A_{FB}^b puede escribirse en términos de los acoplamientos del bottom y los leptones a Z como:

$$A_{FB}^b|_{\sqrt{s} \simeq m_Z} = \frac{3}{4} A_\ell A_b \quad (2.11)$$

con

$$\begin{aligned} A_b &\equiv \frac{(\bar{g}_L^b)^2 - (\bar{g}_R^b)^2}{(\bar{g}_L^b)^2 + (\bar{g}_R^b)^2}, \\ A_\ell &\equiv \frac{(g_L^\ell)^2 - (g_R^\ell)^2}{(g_L^\ell)^2 + (g_R^\ell)^2}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Los valores observados por el LEP para estos dos observables fueron:

$$R_b^{exp} = 0,21629 \pm 0,00066, \quad A_{FB}^{b,exp} = 0,0992 \pm 0,0016, \quad (2.13)$$

mientras que los valores esperados para un quark top de masa 174,3 GeV y un Higgs liviano son [55]:

$$R_b^{ME} \simeq 0,2157, \quad A_{FB}^{b,ME} \simeq 0,1036. \quad (2.14)$$

donde ME indica que es la predicción del Modelo Estándar. Mientras hay acuerdo entre el R_b observado y el predicho por el Modelo Estándar, A_{FB}^b muestra una desviación grande respecto a lo esperado. Mediante las Ecs. (2.10) y (2.11) los resultados experimentales en R_b y A_{FB}^b pueden traducirse a un cambio en los acoplamientos dado por:

$$(g_L^b, g_R^b) \approx (\pm 0,992 g_L^{b,ME}, \pm 1,26 g_R^{b,ME}). \quad (2.15)$$

De estas cuatro soluciones, mediciones fuera del pico de la resonancia del Z permiten descartar las dos con $g_L^b \approx -g_L^{b,ME}$. La solución con $g_R^b < 0$ requiere una corrección muy grande y negativa a $g_R^{b,ME}$ difícilmente realizable en cualquier modelo de Nueva Física. Así, la solución con mayores perspectivas de

ser reproducida mediante la inclusión de Nueva Física requiere correcciones positivas como las que se observan en la Fig. 2.7. Estas son:

$$\delta g^{b_L} \approx 0,003, \quad \delta g^{b_R} \approx 0,02, \quad (2.16)$$

donde $\delta g^{b_{R,L}} \equiv g^{b_{R,L}} - g^{b_{R,L,ME}}$. Observar que $\delta g^{b_R} \gg \delta g^{b_L}$, evidenciando que b_R interactuará más con la posible Nueva Física.

En el Capítulo 3 se presentará un modelo de Higgs Compuesto que explica las mediciones de R_b y A_{FB}^b a la vez que el espectro de masas de la tercera generación de quarks. En el Capítulo 6 se diseñará una estrategia de búsqueda para la nueva resonancia más liviana predicha por este modelo.

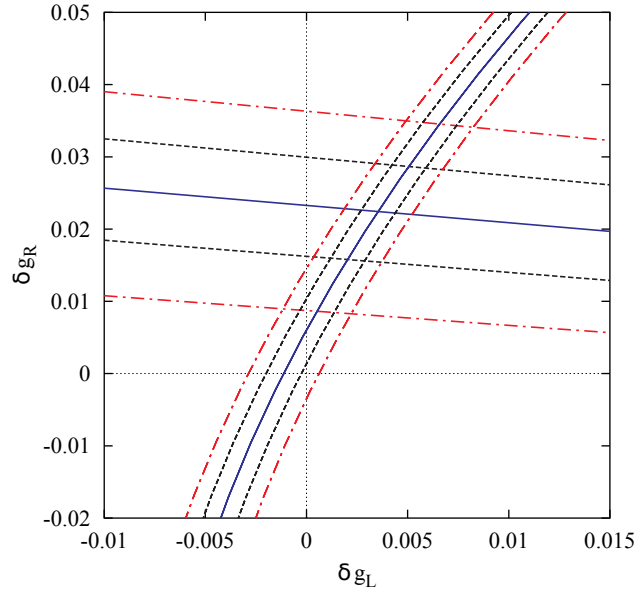


Figura 2.7: Regiones en el espacio de parámetros del acoplamiento $Zb\bar{b}$ que son favorecidas por los valores de A_{FB}^b (curvas horizontales) y R_b (curvas en pendiente). Las curvas interiores sólidas (en azul) corresponden al valor central mientras que las curvas a los lados corresponden a las curvas de 1σ y 2σ . La predicción del Modelo Estándar se encuentra en el origen del sistema de coordenadas. Este gráfico corresponde a la Fig. 2 de la Ref. [55].

2.5. Búsquedas de compañeros de la tercera generación de quarks

Además de los bosones masivos que se discutieron anteriormente, muchas teorías más allá del Modelo Estándar predicen la existencia de compañeros pesados de los fermiones. Modelos de Supersimetría y de Higgs Compuesto entre otras, predicen que estos compañeros deben tener masas en la escala del TeV. En estas teorías, las contribuciones más importantes a las correcciones a la masa del Higgs, como es la del quark top, deben ser canceladas por compañeros de la tercera generación de quarks. Estos compañeros deben permanecer livianos en comparación a la escala de Nueva Física para mantener la naturalidad de las cancelaciones, es decir, para que no re-aparezcan términos sin cancelar debidos a las diferencias de masa entre la tercera generación de quarks y sus compañeros. En el LHC, la búsqueda de compañeros de la tercera generación de quarks es uno de los programas más importantes en la búsqueda de Nueva Física. Después del LHC I, ninguna evidencia del compañero supersimétrico del quark top, el *stop*, ha sido encontrada hasta 650 GeV. Esto entra en contradicción con los modelos más simples de Supersimetría [56] que predicen un *stop* más liviano que este límite. En modelos de Higgs Compuesto los compañeros fermiónicos del quark top han sido descartados hasta 600-700 GeV a un 95 % de nivel de confianza (ver más abajo).

Muchas teorías mas allá del Modelo Estándar, como por ejemplo modelos de Higgs Compuestos o teorías de Little Higgs predicen que los compañeros de los fermiones son a su vez fermiones vectoriales². Estos pueden tener cargas eléctricas $Q = 2/3$ y $Q = -1/3$ (llamados $T_{2/3}$ y $B_{-1/3}$ respectivamente) y una vez que son creados pueden decaer a través de varios canales. A diferencia de los compañeros Supersimétricos, estos decaen exclusivamente a partículas del Modelo Estándar. En el caso de $T_{2/3}$, este puede decaer como $T_{2/3} \rightarrow W^+b, Zt, Ht$, en cambio $B_{-1/3}$ posee los canales de decaimiento $B_{-1/3} \rightarrow W^-t, Zb, Hb$. Estos modelos pueden contener también partículas con cargas exóticas. Un ejemplo de esto es una resonancia fermiónica $X_{5/3}$ de carga eléctrica $Q = 5/3$ que puede decaer como $X_{5/3} \rightarrow W^+t$. Notar que ambos leptones productos del decaimiento del W^+ y el t poseen el mismo signo, es decir $X_{5/3} \rightarrow W^+t \rightarrow \ell^+\ell^+\bar{\nu}\bar{\nu}b$. Dado que en el Modelo Estándar no se puede obtener un estado final con dos leptones del mismo signo el *background* para

²Los fermiones vectoriales poseen acoplamientos iguales en ambas quiralidades, al menos antes de la ruptura de la simetría electrodébil.

esta señal es casi inexistente (sólo aparece debido a leptones mal reconocidos como tales o cuando más leptones están presentes en el estado final y no pudieron ser identificados) y se obtiene una señal muy limpia de Nueva Física. Es por eso que, aunque exótica, esta nueva resonancia de carga $Q = 5/3$ ha sido muy estudiada [69].

La importancia relativa de cada uno de los canales de decaimiento dependerá de las particularidades del modelo, como por ejemplo, de la magnitud de los acoplamientos entre la Nueva Física y el Modelo Estándar o de las propiedades de transformaciones de estos nuevos fermiones. Para masas menores a ~ 1 TeV la producción dominante de estas partículas en el LHC es el canal de producción doble. Los límites actuales determinados por las búsquedas experimentales utilizando este canal de producción son:

$$\begin{aligned}
m_{T_{2/3}} &> 687 \text{ GeV (canales } Wb, Zt \text{ y } Ht, \text{ CMS) [57],} \\
m_{B_{-1/3}} &> 582 \text{ GeV (canales } Wt, Zb \text{ y } Hb, \text{ CMS) [58],} \\
m_{X_{5/3}} &> 770 \text{ GeV (dos leptones del mismo signo, CMS) [59],} \\
m_{T_{2/3}} &> 740 \text{ GeV (exclusivamente } Wb, \text{ ATLAS) [60],} \\
m_{B_{-1/3}} &> 720 \text{ GeV (exclusivamente } Wt, \text{ ATLAS) [61],} \\
m_{X_{5/3}} &> 670 \text{ GeV (dos leptones del mismo signo, ATLAS) [62].}
\end{aligned}
\tag{2.17}$$

donde se indican los canales observados y el experimento. Observar que los límites impuestos por los experimentos a las masas de este tipo de resonancias están por debajo de 1 TeV. A medida que los límites empujen hacia la región del TeV la producción doble dejará de ser dominante frente a la producción simple.

Los diagramas de producción simple son análogos a los de la Fig. 2.2 reemplazando t por X o T o el caso de B reemplazando t por B , b por t y cambiándole el signo a los W . Más aún, el canal dominante es el canal t (análogo a la Fig. 2.2(a)) que posee características distintivas frente a los posibles *background*, por ejemplo, la producción de un jet *forward*. En el Capítulo 6 se estudiará la producción simple de un fermión exótico V de carga $-4/3$ que aparece en modelos de Higgs Compuesto que intentan solucionar el problema de las mediciones anómalas en $Z \rightarrow b\bar{b}$ en el LEP/SLC. Se diseñara una estrategia de búsqueda explotando características de la señal como la mencionada anteriormente que podrá extender los límites actuales más allá de 2 TeV.

Capítulo 3

Modelos de Higgs Compuesto

3.1. Introducción

Desde el establecimiento del Modelo Estándar de las partículas fundamentales se ha intentado entender cómo y por qué sucede el mecanismo de ruptura de la simetría electrodébil. Esta búsqueda, junto con el problema de la materia oscura y de la masa de los neutrinos han sido algunas de las principales guías para la construcción de teorías más allá del Modelo Estándar. Desde el punto de vista de estas teorías el mecanismo de Higgs suele ser visto como una parametrización de un mecanismo de ruptura subyacente. El bosón de Higgs es así el grado de libertad menos masivo del sector de Nueva Física y junto con su potencial conforman una descripción *efectiva* de Nueva Física a una escala mayor de energías. Existen dos clases de teorías que intentan describir los posibles mecanismos de ruptura de la simetría electrodébil: Las teorías donde la Nueva Física es débilmente interactuante y las teorías donde es fuertemente interactuante. El máximo exponente de las primeras es la teoría Supersimétrica [18]. Hoy en día la teoría que posee un mayor impulso de la segunda clase son las teorías donde el Higgs es una partícula compuesta [19].

La idea de que podría existir un sector fuertemente interactuante que rompe la simetría electrodébil proviene de las entrañas mismas del Modelo Estándar. Dado que la masa de los quark u y d son prácticamente despreciables, el sector de sabor de la teoría tiene una simetría global aproximada $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$. Sin embargo, en el espectro de resonancias hadrónicas esta simetría no es explícita. Si ello fuera así tendría que existir más degeneración

de la observada en el sector de bariones y mesones del Modelo Estándar. Lo que sucede es que la simetría $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ está rota dinámicamente al subgrupo diagonal $SU(2)_V$ por acción de la fuerza de QCD confinante. Los tres generadores rotos proveen los 3 pseudo- bosones de Goldstone que forman un triplete de $SU(2)_V$, estos son los piones π^+ , π^0 , π^- . Estos no son no-masivos dado que la simetría $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ inicial es aproximada, pero son al menos un orden de magnitud más livianos que las demás resonancias hadrónicas. Esto puede ser usado como modelo para construir una teoría donde un sector fuertemente interactuante rompe la simetría electrodébil. Supongamos que existe un sector fuertemente interactuante con una simetría $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ que se rompe dinámicamente a $SU(2)_V$. Si los números cuánticos son elegidos correctamente los tres “piones” de esta teoría serán absorbidos por los bosones de *gauge* dándoles masa. De hecho, con esta elección de los números cuánticos $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ se encuentra parcialmente *gaugeada* en el subgrupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ y cuando la simetría global se rompe a $SU(2)_V$ la proyección de esta ruptura sobre $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ no es más que $U(1)_Q$. La primera realización de esta idea fue en las teorías de *tecnicolor* [63]. En estas teorías existen nuevos grados de libertad, los *techniquarks*, que interactúan a través de una fuerza *tecnicolor* $SU(N)_{TC}$ confinante y generan todo un espectro de resonancias como sucede en QCD. La descripción a bajas energías contiene tres *tecnipiones* que son absorbidos por los bosones de *gauge* y ningún campo escalar adicional que pueda identificarse con el bosón de Higgs. Con el descubrimiento de éste último en 2012 este tipo de teorías quedaron completamente descartadas.

Una posible modificación a las teorías de *tecnicolor* es extender el modelo de tal forma que contenga un grado de libertad adicional y así recuperar al bosón de Higgs del Modelo Estándar. En teorías de Higgs compuesto, en lugar de un triplete de $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ se tiene un bi-doblete de $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$. Tres componentes de este bi-doblete le dan masa a los bosones de *gauge* y la componente restante es el grado de libertad adicional recientemente observado. El patrón de ruptura de la simetría $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_V$ protege a la teoría de correcciones excesivas al parámetro T [64].

Las nuevas resonancias compuestas que aparecen en este tipo de modelos se mezclan con las partículas del Modelo Estándar. Así, los autoestados de masa no-masivos, que son los que uno identificará como las partículas del Modelo Estándar, son una combinación lineal de estados elementales y compuestos. Mientras mayor grado de composición posea un estado más interactuará con el sector compuesto y en particular, con el bosón de Higgs.

Este mecanismo recibe el nombre de *composición parcial* y provee una forma natural de explicar la jerarquía de masas del Modelo Estándar. Las generaciones más pesadas, dado que su masa proviene de la interacción con el sector fuerte, son más compuestas y por ello además interactúan más fuertemente con la Nueva Física. En la Sección 3.2 se introducirá una descripción efectiva de los modelos de Higgs Compuesto que permite capturar la fenomenología a bajas energías. Este es el modelo de dos sitios donde sólo se consideran las primeras resonancias del nuevo sector. La descripción allí presentada de la teoría sigue los lineamientos de la Ref. [65].

La dificultad con las teorías donde hay un nuevo sector fuertemente interactuante radica en la imposibilidad de realizar cálculos perturbativos. En consecuencia, la capacidad predictiva de estas teoría es reducida. Durante mucho tiempo, las únicas herramientas de las cuales se disponía para realizar predicciones cuantitativas eran analogías con QCD o suponer el límite donde el número de colores N era muy grande. Hoy en día, la dualidad entre una teoría fuertemente interactuante en 4 dimensiones y una teoría débilmente interactuante en 5 dimensiones permite realizar cálculos que hasta el momento habían resultado esquivos [66]. Esto dio un impulso enorme a las teorías donde el Higgs es una partícula compuesta, motivando una gran cantidad de análisis teóricos y búsquedas experimentales.

Las señales experimentales de las teorías donde el Higgs es compuesto incluyen señales indirectas como la modificación de los acoplamientos de las partículas del Modelo Estándar al Higgs [67] y señales directas como la búsqueda nuevos bosones vectoriales masivos en la escala del TeV [68] o nuevas resonancias fermiónicas [69, 70, 71], entre las más importantes. Los fermiones compuestos con mayores perspectivas de ser observados son los llamados custodios. Estos no se mezclan con las partículas del Modelo Estándar antes de la ruptura de la simetría electrodébil y son los más livianos del espectro de resonancias de la teoría. En el modelo mínimo de Higgs Compuesto los custodios incluyen resonancias de carga $Q = 1/3$, $Q = 2/3$ así como resonancias de carga exótica $Q = 5/3$ [69]. En la Sección 3.3 se discutirán las correcciones que introducen la presencia de estos fermiones compuestos a los observables del Modelo Estándar y en la Sección 3.4 se utilizarán estas correcciones para motivar un modelo de Higgs Compuesto que reproduce las desviaciones en la asimetría A_{FB}^b en el LEP/SLC. La principal predicción de este modelo son dos nuevas resonancias fermiónicas de cargas exóticas $Q = -4/3$ y $Q = -7/3$, donde la primera es la que tiene mayores perspectivas de ser observada en el LHC.

Los bosones de *gauge* masivos de este tipo de teorías interactúan más fuertemente con las generaciones más pesadas del Modelo Estándar. Así, es esperable que los observables de producción de $t\bar{t}$ en colisionadores sean los que poseen mayores perspectivas para hallar indicios de estos modelos. En la Sección 3.5 se motivará la construcción de modelos de Higgs Compuesto para resolver la anomalía en la asimetría A_{FB}^t en el Tevatron.

3.2. Modelo de dos sitios

Las teorías en las cuales el bosón de Higgs es una partícula compuesta pueden ser descritas mediante un modelo efectivo de dos sectores. Uno de ellos, el elemental, análogo al Modelo Estándar pero que no incluye al bosón de Higgs y un nuevo sector, compuesto, fuertemente interactuante. En el sector compuesto actúa una interacción de *gauge* $SU(N)$ confinante que genera todo un espectro de nuevas resonancias. Esto incluye resonancias masivas de espín 1/2, de espín 1 y una resonancia escalar que se identifica con el bosón de Higgs del Modelo Estándar. La dinámica del sector compuesto determina las masas e interacciones de todas estas nuevas resonancias.

Esto puede sintetizarse como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{el} + \mathcal{L}_{cp} + \mathcal{L}_{mezcla} , \quad (3.1)$$

donde \mathcal{L}_{el} describe la física del sector elemental, \mathcal{L}_{cp} la del sector compuesto y \mathcal{L}_{mezcla} contiene términos de mezclas entre los dos sectores. Este último es necesario para que la ruptura de la simetría electrodébil pueda ser transmitida del sector compuesto hacia el elemental, otorgándole masas a los fermiones y a los bosones de *gauge*. Con el fin de reproducir la fenomenología a bajas energías, tanto el sector compuesto como el sector de mezclas, deben respetar las simetrías del Modelo Estándar. En consecuencia, el grupo de simetría de cada uno de estos sectores debe incluir a $G_{ME} = SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para no introducir rupturas explícitas de la simetría.

El sector elemental es análogo al Modelo Estándar. Este contiene a los bosones de *gauge* elementales A_μ^{el} y a los campos de espín 1/2 elementales ψ_L^{el} , $\tilde{\psi}_R^{el}$ definidos como:

$$\begin{aligned} A_\mu^{el} &\equiv \{G_\mu, W_\mu, B_\mu\} , \\ \psi_L^{el} &\equiv \{q_L^i = (u_L^i, d_L^i), \ell_L^i = (\nu_L^i, e_L^i)\} , \\ \tilde{\psi}_R^{el} &\equiv \{u_R^i, d_R^i, e_R^i\} . \end{aligned} \quad (3.2)$$

El índice $i = 1, 2, 3$ indica el sabor y se sobreentienden los índices de color. Los fermiones elementales forman las mismas representaciones del grupo de simetría $G_{el} = [SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y]_{el}$ que en el Modelo Estándar y los bosones de *gauge* elementales están en la representación adjunta de G_{el} . Los acoplamientos de estos se representan como:

$$g_{el} \equiv \{g_1, g_2, g_3\} , \quad (3.3)$$

y toman valores del orden de $g_{el} \lesssim 1$.

El Lagrangiano de este sector se escribe como:

$$\mathcal{L}_{el} = -\frac{1}{4}F_{el}^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^{el} + \bar{\psi}_L^{el}i\not{D}^{el}\psi_L^{el} + \bar{\psi}_R^{el}i\not{D}^{el}\psi_R^{el} . \quad (3.4)$$

donde se sobreentienden trazas y sumas sobre todas las componentes de ψ_L^{el} , $\bar{\psi}_R^{el}$ y A_μ^{el} en la Ec. (3.2). De la manera usual se define:

$$F_{\mu\nu}^{el} \equiv \partial_\mu A_\nu^{el} - \partial_\nu A_\mu^{el} + ig_{cp} [A_\mu^{el}, A_\nu^{el}] \quad (3.5)$$

mientras que la derivada covariante D_μ^{el} , que realiza la simetría de *gauge* del sector elemental, es:

$$D_\mu^{el} = \partial_\mu - ig_{el}A_\mu , \quad (3.6)$$

donde nuevamente se sobreentiende la suma sobre los índice de las Ecs. (3.2) y (3.3).

Observar que \mathcal{L}_{el} no posee ningún campo escalar, el bosón de Higgs es debido enteramente a la dinámica del sector compuesto. El Lagrangiano \mathcal{L}_{el} contiene todos los operadores invariantes de *gauge* de dimensión $d \leq 4$ que dan una descripción *efectiva* de la dinámica de los campos elementales ψ_L^{el} , $\bar{\psi}_R^{el}$ y A_μ^{el} a bajas energías. Esta descripción efectiva es válida hasta la escala de Planck Λ_{pl} . En este sentido, cualquier operador no-renormalizable de dimensión $d > 4$ es irrelevante a bajas energías, ya que se encuentra suprimido por factores Λ_{pl}^{4-d} .

Para cualquier teoría de Nueva Física que intente solucionar el problema de las correcciones a la masa del Higgs sin introducir un nuevo ajuste fino es necesario que la escala de Nueva Física no esté muy por encima de ~ 1 TeV (ver Ec. (1.2)). Por otro lado, los *tests* de precisión electrodébiles del LEP y SLC excluyen muchos modelos de Nueva Física hasta los 10 TeV [72] y, más aún, mediciones de violación de sabor excluyen muchos modelos hasta

1000 TeV [73]. El mecanismo de composición parcial resuelve naturalmente esta tensión, asegurando correcciones pequeñas en los observables de las generaciones más livianas. Aún así, todavía persisten tensiones entre la solución del problema de jerarquía y los *tests* de precisión electrodébiles que empujan la escala de Nueva Física hasta los ~ 20 TeV [74]. En particular, los parámetros ρ y T sufren correcciones desmedidas si la escala compuesta está por debajo de esa escala [75]. Es conocido desde hace un tiempo que estos parámetros pueden protegerse de correcciones excesivas mediante una simetría $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ que se rompe al subgrupo diagonal custodial $SU(2)_V$. En el Modelo Estándar, la forma del potencial de Higgs es accidentalmente invariante ante $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ y luego de que este adquiere un valor de expectación de vacío (vev.) no nulo se rompe a $SU(2)_V$. Correcciones al nivel de un *loop* están protegidas por esta simetría custodial [76]. Para que el nuevo sector no rompa esta protección que posee el Modelo Estándar el grupo de simetría debe extenderse más allá de la estructura del sector elemental para incluir explícitamente la simetría custodial. Así, el sector compuesto debe respetar una simetría global $G_{cp} = [SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_X]_{cp}$, donde $Q = T^{3L} + Y = T^{3L} + T^{3R} + X$. La simetría custodial alivia los límites impuestos por el LEP y el SLC y permite que la escala compuesta se sitúe en 1-3 TeV [75].

Así como QCD tiene una descripción efectiva a bajas energías en términos de π^0 , π^\pm , ρ , etc. el sector compuesto tiene una descripción análoga en términos de sus grados de libertad confinados. Las interacciones entre estos grados de libertad son debidas al remanente de la interacción fuerte de la misma forma que la interacción entre los hadrones de QCD es producto del remanente de la fuerza entre quarks. Esta interacción residual, aunque más fuerte que la interacción electrodébil, es suficientemente débil para permitir calcular las interacciones entre las partículas compuestas perturbativamente. La dualidad entre los modelos de Higgs Compuesto y una teoría débilmente interactuante en 5 dimensiones permite calcular estas interacciones. Sin embargo, aquí se adoptará un modelo efectivo simplificado, perdiendo parte de la capacidad predictiva de la teoría completa pero ganando en simplicidad para analizar los puntos más importantes de la fenomenología a bajas energías. En este modelo efectivo simplificado será suficiente considerar sólo las resonancias más livianas. En modelos de Higgs Compuesto, esta aproximación recibe el nombre de modelo de dos sitios dado que en un diagrama de campos físicos vs. masas encontraríamos dos agrupamientos de estados: Todos los campos del Modelo Estándar en $M \lesssim 200$ GeV y a todas las resonancias compues-

tas (excepto el boson de Higgs) en $M \sim 2\text{-}3$ TeV. La descripción se hace en término de los operadores ψ^{cp} y $\tilde{\psi}^{cp}$ que crean y destruyen resonancias fermiónicas vectoriales compañeras de los campos ψ_L^{el} y $\tilde{\psi}_R^{el}$ respectivamente. Es decir, por cada ψ_L^{el} elemental existe un ψ^{cp} compuesto y por cada $\tilde{\psi}_R^{el}$ existe un $\tilde{\psi}^{cp}$. Sumado a esto se encuentran los operadores A_μ^{cp} que crean y destruyen a los bosones de *gauge* compuestos. Las resonancias fermiónicas compuestas se encuentran inmersas en representaciones del grupo extendido G_{cp} , mientras que las resonancias de espín 1 están en la representación adjunta de este grupo de simetría. Así, de forma análoga al sector elemental se define:

$$\begin{aligned} A_\mu^{cp} &\equiv \{G_\mu^{cp}, L_\mu^{cp}, R_\mu^{cp}, X_\mu^{cp}\}, \\ \psi^{cp} &\equiv \{Q^i, L^i\}, \\ \tilde{\psi}^{cp} &\equiv \{U^i, D^i, N^i, E^i\}. \end{aligned} \tag{3.7}$$

El índice $i = 1, 2, 3$ indica el sabor y se sobreentienden los índices de color. En esta definición esta implícita la misma estructura de dobletes bajo $SU(2)_L$ que en el sector elemental. Esto es así porque estos fermiones compuestos se mezclarán con sus compañeros elementales preservando la simetría G_{ME} , en particular preservando $SU(2)_L$. Para que esto suceda ψ^{cp} y $\tilde{\psi}^{cp}$ tienen que ser dobletes y singletes de $SU(2)_L$ respectivamente. Por el contrario, las propiedades de transformación bajo $SU(2)_R$ no están determinadas de antemano y terminarán definiendo el modelo. La única restricción es nuevamente la simetría del Modelo Estándar G_{ME} , debiendo elegir los números cuánticos T^R , T^{3R} y X para obtener $Y = T^{3R} + X$. Los acoplamientos compuestos se representan como:

$$g_{cp} \equiv \{g_G^{cp}, g_L^{cp}, g_R^{cp}, g_X^{cp}\}, \tag{3.8}$$

En este caso pueden tomar valores del orden de $1 \ll g_{cp} \ll 4\pi^1$. En teorías de dimensiones extra el valor de estos es calculable y se obtiene que $g_{cp}/g_{el} \lesssim 8$.

El bosón de Higgs Compuesto es un bi-doblete de $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ (es un singlete de $U(1)_X$) y puede representarse en forma matricial como $\Sigma = (\tilde{\Phi}, \Phi)$ donde Φ es el doblete de $SU(2)_L$ del Modelo Estándar y $\tilde{\Phi} = i\sigma^2\Phi^*$. Luego de la ruptura de la simetría electrodébil Σ adquiere una vev. y:

$$\langle \Sigma \rangle = \frac{v}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{3.9}$$

¹Debido a que las contribuciones a un *loop* tienen usualmente factores $g_{cp}/4\pi$, para $g_{cp} \gtrsim 4\pi$ se sale de la región perturbativa.

Así, luego de la ruptura de la simetría el potencial de Higgs y sus interacciones son invariantes bajo transformaciones del subgrupo diagonal custodial $SU(2)_V$.

El Lagrangiano efectivo que describe la dinámica de las resonancias del sector compuesto hasta operadores de dimensión 4 es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cp} = & -\frac{1}{4}F_{cp}^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^{cp} + \frac{m_{Acp}^2}{2}A_{cp}^\mu A_\mu^{cp} + \bar{\psi}^{cp}(i\not{D}^{cp} - m_{\psi^{cp}})\psi^{cp} + \\ & + \bar{\tilde{\psi}}^{cp}(i\not{D}^{cp} - m_{\tilde{\psi}^{cp}})\tilde{\psi}^{cp} + |D_\mu^{cp}\Sigma|^2 - V(\Sigma) - y_{cp}\bar{\psi}^{cp}\Sigma\tilde{\psi}^{cp} + \text{h.c.} , \end{aligned} \quad (3.10)$$

Las masas $m_{\psi^{cp}}$, $m_{\tilde{\psi}^{cp}}$ y m_{Acp} son generadas por la dinámica del sector compuesto y son del orden de 2-3 TeV. La masa del Higgs es una excepción, siendo determinada por la dinámica responsable de la ruptura de la simetría electrodébil. Los términos de masa para los bosones de *gauge* compuestos rompen explícitamente la simetría de *gauge* del sector compuesto. El mecanismo que genera estas masas es análogo al mecanismo de Higgs a una escala mayor y es parte de la dinámica de la teoría completa, más allá del modelo de dos sitios. El tensor de campo $F_{\mu\nu}^{cp}$ se define análogamente al caso elemental y la derivada covariante en este caso es $D_\mu^{cp} = \partial_\mu - ig_{cp}A_\mu^{cp}$, donde se encuentra implícita la suma sobre las componentes en las Ecs. (3.7) y (3.8). El potencial de Higgs $V(\Sigma)$ es el usual del Modelo Estándar:

$$V(\Sigma) = -\mu_H^2|\Sigma|^2 + \lambda_H|\Sigma|^4 . \quad (3.11)$$

En esta descripción aproximada los parámetros del potencial se eligen para reproducir el mecanismo de Higgs del Modelo Estándar. En la teoría completa, la dinámica del sector compuesto puede generar este potencial a través correcciones radiativas aún cuando $V_{\text{árbol}}(\Sigma) = 0$. Ejemplos de esto es cuando el bosón de Higgs es un Pseudo-bosón de Goldstone proveniente de una ruptura de simetría aproximada en el sector compuesto [77] o cuando es un Higgs holográfico de una teoría de unificación *gauge-Higgs* en 5 dimensiones [78].

La interacción entre el bosón de Higgs y los fermiones compuestos es producto del remanente de la interacción fuerte entre sus constituyentes. Como tal, es del mismo orden que g_{cp} . Aunque existen otras posibilidades [79], en general se supone que todos los Yukawa compuestos y^{cp} son del mismo orden y con valores entre $y^{cp} \sim \mathcal{O}(1-3)$. Así, la jerarquía en las masas del Modelo Estándar será generada exclusivamente por los términos de mezcla a través del mecanismo de composición parcial.

Por último, el término \mathcal{L}_{mezcla} mezcla el sector elemental con el compuesto. Los términos bilineales o términos masas-mezclas (*mass-mixing*) mezclan campos del sector elemental y compuesto que se encuentran en la misma representación del grupo de simetría $[SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y]$. Por ejemplo, para el sector fermiónico los términos de mezcla serán de la forma:

$$\mathcal{L}_{mezcla} \supset y_L \bar{\psi}_L^{el} \mathcal{P}_\psi \mathcal{O}_R + y_R \bar{\psi}_R^{el} \mathcal{P}_\psi \mathcal{O}_L + h.c., \quad (3.12)$$

donde $\mathcal{O}_{L,R}$ son operadores que destruyen y crean los campos efectivos con los que se modelan las resonancias del sector compuesto. Para el modelo de dos sitios $\mathcal{O} \sim \psi^{cp}$ donde ψ^{cp} es una de las resonancias del espectro de resonancias más livianas del sector compuesto. Así, cada partícula del sector elemental se mezcla con un compañero compuesto que posee sus mismos números cuánticos². En la descripción aproximada, donde se consideran sólo las primeras resonancias, los términos de mezcla son:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mezclas} = & \frac{m_{A^{cp}}^2}{2} \left(-2 \frac{g_{el}}{g_{cp}} A_{el}^\mu \mathcal{P}_A A_\mu^{cp} + \frac{g_{el}^2}{g_{cp}^2} A_{el}^\mu A_\mu^{el} \right) + \\ & + \bar{\psi}_L^{el} \Delta_\psi \mathcal{P}_\psi \psi_R^{cp} + \bar{\psi}_R^{el} \Delta_{\tilde{\psi}} \mathcal{P}_{\tilde{\psi}} \tilde{\psi}_L^{cp} + h.c., \quad (3.13) \end{aligned}$$

Los proyectores \mathcal{P}_A , \mathcal{P}_ψ y $\mathcal{P}_{\tilde{\psi}}$ seleccionan sólo las componentes de los multipletes compuestos que tienen los mismos números cuánticos que A_μ^{el} , ψ^{el} y $\tilde{\psi}^{el}$ respectivamente. De esta manera los términos de mezcla rompen la simetría global G_{cp} del sector compuesto pero preservan la invarianza ante transformaciones de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Para los bosones de *gauge*, la forma de los términos de mezcla es la que mantiene el grupo de simetría del Modelo Estándar $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ invariante local.

Si se considera que la masa de todos los fermiones compuestos del mismo orden, $\mathcal{L}_{mezclas}$ se puede expresar siempre en una base ψ^{cp} , $\tilde{\psi}^{cp}$ donde las mezclas $\Delta_{\psi, \tilde{\psi}}$ son diagonales en el espacio de sabor. Esto significa que no hay mezclas entre generaciones y las transformaciones que diagonalizan el Lagrangiano involucran un campo elemental y sólo un campo compuesto. Por supuesto, cualquier mezcla entre generaciones se traslada así a los términos de Yukawa compuestos en la Ec. (3.10).

²Puede ocurrir que la mezcla suceda entre una partícula del sector elemental y más de una del sector compuesto. Un ejemplo de esto se estudiará en la Sección 3.4

3.2.1. Composición parcial

De la mezcla entre un estado elemental y su contraparte compuesta surgirán dos autoestados de masa: Un estado no-masivo ϕ (antes de la ruptura de la simetría electrodébil), que se identificará con el campo del Modelo Estándar, y un estado masivo ϕ^* ortogonal a este. Dados los campos elemental ϕ^{el} y compuesto ϕ^{cp} , el campo ϕ será la superposición:

$$|\phi\rangle = \cos\theta |\phi^{el}\rangle + \sin\theta |\phi^{cp}\rangle \quad (3.14)$$

Esto puede verse también como la definición del ángulo de mezcla θ , el cual parametriza el grado de composición que posee el campo del Modelo Estándar ϕ . Si el ángulo es pequeño la mezcla también lo será y el campo del Modelo Estándar será prácticamente elemental. Éste interactuará muy poco con el sector compuesto, incluyendo con el bosón de Higgs, y en consecuencia tendrá una masa pequeña. Conforme el grado de composición aumenta, el campo comienza a experimentar la interacción con el sector compuesto y la masa aumenta debido a una mayor interacción con el bosón de Higgs. Este es el mecanismo de *composición parcial* que permite esquivar las restricciones impuestas por las mediciones de precisión electrodébiles a la vez que resuelve naturalmente el problema de la jerarquía de masas del sector fermiónico. En este modelo, las primera generaciones de fermiones son casi elementales y la tercera generación tiene un grado de composición considerable. Así se explica el espectro de masas observado, donde la tercera generación es varios órdenes de magnitud más masiva que las generaciones anteriores. Los acoplamientos entre el sector compuesto y las primeras generaciones son débiles, los observables relacionados con estas generaciones no sufren de grandes correcciones y el modelo se puede acomodar para satisfacer los límites impuestos por las mediciones de precisión electrodébil. Más aún, los autoestados no-masivos más compuestos reciben una mayor contribución al cambio de sabor dando una explicación natural de la estructura de la matriz CKM.

Por otro lado, el estado masivo, ortogonal al no-masivo será:

$$|\phi^*\rangle = -\sin\theta |\phi^{el}\rangle + \cos\theta |\phi^{cp}\rangle \quad (3.15)$$

En este caso sucede lo opuesto. Cuando la mezcla es pequeña ϕ^* es prácticamente compuesto con una reducida componente elemental.

A primer orden, los elementos de matriz entre campos elementales serán proporcionales a g_{el} , $\langle\phi_{el}^A\phi_{el}^B|\mathcal{S}|\phi_{el}^C\rangle \sim g_{el}$. A su vez, los campos compuestos

interactuarán entre ellos con una intensidad g_{cp} , $\langle \phi_{cp}^A \phi_{cp}^B | \mathcal{S} | \phi_{cp}^C \rangle \sim g_{cp}$. Así, la estructura de acoplamientos efectivos entre los autoestados de masa será:

$$\begin{aligned}
\langle \phi^A \phi^B | \mathcal{S} | \phi^C \rangle &\sim g_{el} \cos \theta_A \cos \theta_B \cos \theta_C + g_{cp} \sin \theta_A \sin \theta_B \sin \theta_C \\
\langle \phi^A \phi^B | \mathcal{S} | \phi^{*C} \rangle &\sim -g_{el} \cos \theta_A \cos \theta_B \sin \theta_C + g_{cp} \sin \theta_A \sin \theta_B \cos \theta_C \\
\langle \phi^{*A} \phi^{*B} | \mathcal{S} | \phi^C \rangle &\sim g_{el} \sin \theta_A \sin \theta_B \cos \theta_C + g_{cp} \cos \theta_A \cos \theta_B \sin \theta_C \\
\langle \phi^{*A} \phi^{*B} | \mathcal{S} | \phi^{*C} \rangle &\sim -g_{el} \sin \theta_A \sin \theta_B \sin \theta_C + g_{cp} \cos \theta_A \cos \theta_B \cos \theta_C
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Esta estimación sencilla de los acoplamientos efectivos permite capturar algunos puntos importantes sobre esta clase de modelos y su fenomenología en colisionadores. En primer lugar, de la primera y última relación en las Ecs. (3.16) se ve que cuando las mezclas son chicas los autoestados no-masivos interactúan entre sí con una intensidad $\sim g_{el}$ mientras que los campos masivos lo harán con una intensidad $\sim g_{cp}$. Por otro lado, aplicando la segunda relación en las Ecs. (3.16) al caso de una interacción de Yukawa se obtiene $\psi_L \psi_R \Phi \sim g_{cp} \sin \theta_A \sin \theta_B$ (recordar que Φ es totalmente compuesto y así $\sin \theta_\Phi = 0$ y $\cos \theta_\Phi = 1$). Es decir, que efectivamente los ángulos de mezcla controlan las masas que adquieren los fermiones no-masivos luego de la ruptura de la simetría electrodébil.

La producción de las nuevas resonancias en colisionadores será a través de procesos de la forma $\phi^A \phi^B \rightarrow \phi^{*C}$, donde las partículas colisionantes ϕ^A y ϕ^B serán livianas y prácticamente elementales, $\sin \theta_{A,B} \approx \theta_{A,B}$ y $\cos \theta_{A,B} \approx 1$. De la segunda relación en las Ecs. (3.16) se obtiene que:

$$\phi^A \phi^B \rightarrow \phi^{*C} \approx -g_{el} \sin \theta_C + g_{cp} \theta_A \theta_B \cos \theta_C. \tag{3.17}$$

Si bien la intensidad del acoplamiento g_{cp} es grande está doblemente suprimida por las mezclas de ϕ^A y ϕ^B . Así, la producción de partículas compuestas no será tan sencilla en colisionadores. Por otro lado, una vez que éstas sean producidas decaerán en procesos de la forma $\phi^{*C} \rightarrow \phi^A \phi^B$. Nuevamente de la segunda relación en las Ecs. (3.16) se puede ver que ϕ^{*C} decaerá principalmente a las partículas más compuestas del Modelo Estándar. Así, para $\cos \theta_{A,B} \approx 0$ y $\sin \theta_{A,B} \approx 1$ el acoplamiento efectivo será:

$$\phi^{*C} \rightarrow \phi^A \phi^B \approx g_{cp} \cos \theta_C. \tag{3.18}$$

Este puede ser el caso si, por ejemplo, ϕ^A y ϕ^B son una de las quiralidades del quark top, *i.e.* $\phi^A = t_R$ y $\phi^B = \bar{t}_R$. Así, el decaimiento de la resonancia compuesta a una partícula muy compuesta del Modelo Estándar será con una

intensidad del orden de $\sim g_{cp}$. Esto no sólo significa que las resonancias decaerán casi totalmente a estas partículas sino que sus anchos de decaimiento serán grandes.

Una evidencia directa de la existencia de un sector compuesto que rompe la simetría electrodébil consistirá en la búsqueda de resonancias masivas con la fenomenología aquí descrita. En un colisionador hadrónico como el LHC y dada la magnitud de la interacción de QCD frente a las otras fuerzas de *gauge* la resonancia con mayor perspectiva a ser observada en primer lugar es la resonancia gluónica masiva G^* . Ésta será difícil de producir a partir de colisiones de quarks livianos y habrá que diseñar estrategias para separarla de los eventos de *background*. Con seguridad, esta resonancia será ancha y decaerá a un par $\bar{t}t$. La búsqueda de este tipo de resonancias en el LHC es el objetivo del Capítulo 4 de esta tesis mientras que en el Capítulo 5 se verá como las observaciones anómalas en la asimetría A_{FB}^t en el Tevatron pueden ser un indicio de la presencia de este tipo de resonancias.

3.2.2. Diagonalización del Lagrangiano

Para entender la fenomenología del modelo más transparentemente el Lagrangiano debe transformarse a la base diagonal donde los términos bilineales que mezclan distintos campos son eliminados. El primer paso para la diagonalización completa del Lagrangiano es diagonalizar las matrices de masas-mezclas comprendidas por los términos de masas compuestos y los términos bilineales de mezclas. Esto se logra mediante las transformaciones de las Ecs. (3.14) y (3.15). Posteriormente, el bosón de Higgs adquiere una vev. no nula y los términos de Yukawa compuestos vuelven a mezclar los campos haciendo necesario un segundo paso de diagonalización.

En el primer paso se diagonalizan las matrices de la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{el} + \mathcal{L}_{cp} + \mathcal{L}_{mezcla} \supset & \frac{1}{2} (A_{el}^\mu \mathcal{P}_A A_{cp}^\mu) \begin{pmatrix} \Delta_A^2 & -m_{Acp} \Delta_A \\ -m_{Acp} \Delta_A & m_{Acp}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu^{el} \\ \mathcal{P}_A A_\mu^{cp} \end{pmatrix} + \\ & + \dots + (\bar{\psi}_L^{el} \mathcal{P}_\psi \bar{\psi}_L^{cp}) \begin{pmatrix} 0 & \Delta_\psi \\ 0 & -m_{\psi cp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_R^{el} \\ \mathcal{P}_\psi \tilde{\psi}_R^{cp} \end{pmatrix} + \text{h.c.} + \\ & + \dots + (\tilde{\psi}_R^{el} \mathcal{P}_{\tilde{\psi}} \tilde{\psi}_R^{cp}) \begin{pmatrix} 0 & \Delta_{\tilde{\psi}} \\ 0 & -m_{\tilde{\psi} cp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L^{el} \\ \mathcal{P}_{\tilde{\psi}} \psi_L^{cp} \end{pmatrix} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (3.19)$$

donde $\Delta_A = m_{Acp} g_{el}/g_{cp}$. Debido a los proyectores, estas matrices de masa involucran solamente las componentes de los multipletes compuestos que

tienen las mismas cargas bajo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ que la de los campos elementales con los que se van a mezclar. Las masas y términos de mezcla en la Ec. (3.19) son diagonales en el espacio de sabor aunque toman distintos valores para cada generación. Esta simplicidad en la estructura de sabor permite diagonalizar las matrices de masas de cada fermión de forma independiente mediante una transformación unitaria de 2×2 . Más aún, las fases pueden ser reabsorbidas, y las transformaciones serán sólo rotaciones. Así, la única contribución a la violación de CP proviene de los términos de Yukawa en la Ec.(3.10). La misma simplicidad existe en el sector de *gauge* dado que los bosones elementales se mezclan únicamente, antes de la ruptura de la simetría, con su compañero compuesto. Así, las transformaciones que diagonalizan las matrices de masas-mezcla en la Ec. (3.19) son las matrices de rotación:

se mezclan, antes de la ruptura EW, ú camente

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ A_\mu^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_A & \sin \theta_A \\ -\sin \theta_A & \cos \theta_A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu^{el} \\ \mathcal{P}_A A_\mu^{cp} \end{pmatrix}, \quad (3.20)$$

$$\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_\psi & \sin \theta_\psi \\ -\sin \theta_\psi & \cos \theta_\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L^{el} \\ \mathcal{P}_\psi \psi_L^{cp} \end{pmatrix}, \quad (3.21)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{\psi}_R \\ \tilde{\psi}_R^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\tilde{\psi}} & \sin \theta_{\tilde{\psi}} \\ -\sin \theta_{\tilde{\psi}} & \cos \theta_{\tilde{\psi}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_R^{el} \\ \mathcal{P}_{\tilde{\psi}} \tilde{\psi}_R^{cp} \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

con los ángulos de mezcla dados por:

$$\tan \theta_A = \frac{\Delta_A}{m_{A^{cp}}} = \frac{g_{el}}{g_{cp}}, \quad \tan \theta_\psi = \frac{\Delta_\psi}{m_{\psi^{cp}}}, \quad \tan \theta_{\tilde{\psi}} = \frac{\Delta_{\tilde{\psi}}}{m_{\tilde{\psi}^{cp}}}. \quad (3.23)$$

Dado que las matrices de masas en la Ec. (3.19) son de rango 1 existe siempre una combinación lineal de los campos elementales y compuestos que no posee masa, i.e. los autoestados ψ_L , $\tilde{\psi}_R$ y A_μ . En el caso de los bosones de *gauge* esto asegura la invarianza de *gauge* del grupo de simetría $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Las masas de las combinaciones ortogonales ψ^* , $\tilde{\psi}^*$ y A_μ^* serán:

$$M_\phi = \frac{m_\phi}{\cos \theta_\phi}, \quad \phi = A, \psi, \tilde{\psi} \quad (3.24)$$

Así, las masas de los autoestados masivos aumentan con el ángulo de mezcla. Los campos compuestos que no se mezclan con el sector elemental se denominan custodios y pueden escribirse como:

$$\tilde{\mathcal{P}}_\phi \phi^{cp} \quad \text{con} \quad \tilde{\mathcal{P}}_\phi \equiv 1 - \mathcal{P}_\phi, \quad \phi = A, \psi, \tilde{\psi} \quad (3.25)$$

Las masas de estos se pueden escribir en términos de las masas de los auto-estados masivos que si se mezclan como:

$$M_{\tilde{\mathcal{P}}_\phi} = m_\phi = M_\phi \cos \theta_\phi, \quad \phi = A, \psi, \tilde{\psi} \quad (3.26)$$

En teorías de dimensiones extra es la escala M_ϕ la que es común a todos los campos. Si se considera $M_\phi \equiv M$ como la escala de Nueva Física, los custodios $\tilde{\mathcal{P}}_\psi \psi^{cp}$ y $\tilde{\mathcal{P}}_{\tilde{\psi}} \tilde{\psi}^{cp}$ poseen masas que se encuentran suprimidas respecto a M debido a las mezclas. Cuanto mayor es la mezcla más suprimida está la masa de los custodios. Así, esta separación entre las masas de las primeras resonancias y los custodios se da en mayor medida cuando el ángulo de mezcla es grande. Por ejemplo, para el quark top se espera que $\sin \theta_t \sim 1$ (ver Ec. (3.31)). En este caso, los custodios $\tilde{\mathcal{P}}_t \tilde{t}^{cp}$ se vuelven muy livianos y su búsqueda se vuelve la principal estrategia para la búsqueda de Nueva Física compuesta en el LHC. Es así que la fenomenología de estas partículas compuestas ha sido ampliamente estudiada [69, 80, 81]. En el sector de *gauge* no existe esta separación de masas, por el contrario, en teorías de dimensiones extras se tiene en general que $\sin \theta_A \ll 1$ ($g_{el} \ll g_{cp}$) y tanto los bosones de *gauge* A_μ^* como sus custodios $\tilde{\mathcal{P}}_A A_\mu^{cp}$ tienen masas $M_A \equiv M$.

Luego de la diagonalización, los autoestados ψ , ψ^* interactuarán con los bosones de *gauge* no-masivos A_μ y con los masivos A_μ^* . Estos términos de interacción se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset & g \bar{\psi}_L \not{A} \psi_L + g \bar{\psi}^* \not{A} \psi^* + \\ & + g \psi_L \not{A}^* (\sin^2 \theta_\psi \cot \theta_A - \cos^2 \theta_\psi \tan \theta_A) \psi_L + \\ & + \{ \psi_L \rightarrow \psi_R, \theta_\psi \rightarrow \theta_{\tilde{\psi}} \}, \end{aligned} \quad (3.27)$$

donde el acoplamiento efectivo a los bosones de *gauge* no-masivos es:

$$g \equiv g_{cp} \sin \theta_A = g_{el} \cos \theta_A = \frac{g_{el} g_{cp}}{\sqrt{g_{el}^2 + g_{cp}^2}}. \quad (3.28)$$

Otros términos de interacción no explicitados incluyen los siguientes vértices de interacción con los bosones de *gauge* masivos: $\psi_L \psi_L^* A_\mu^*$, $\tilde{\psi}_R \tilde{\psi}_R^* A_\mu^*$, $\psi^* \psi^* A_\mu^*$ y $\tilde{\psi}^* \tilde{\psi}^* A_\mu^*$ así como los que involucran a los custodios $\tilde{\mathcal{P}}_A A_\mu^{cp}$, $\tilde{\mathcal{P}}_\psi \psi^{cp}$ y $\tilde{\mathcal{P}}_{\tilde{\psi}} \tilde{\psi}^{cp}$ en lugar de A_μ^* , ψ^* y $\tilde{\psi}^*$ respectivamente.

La universalidad de los dos primeros términos de la Ec.(3.27) es una consecuencia de que la simetría de *gauge* $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se preserva.

El límite $\sin \theta_A \ll 1$ es equivalente al límite $g \ll g_{cp}$ y significa que el acoplamiento efectivo g es prácticamente el acoplamiento elemental g_{el} . Es decir, $g = g_{cp} \sin \theta_A \approx g_{el}$.

De la Ec. (3.27) se observa también que los acoplamientos de los campos elementales ψ_L^{el} y $\tilde{\psi}_R^{el}$ a los bosones de *gauge* masivos A_μ^* no dependen de $\theta_{\psi, \tilde{\psi}}$ cuando la mezcla es pequeña. Así, los acoplamientos son prácticamente universales y dados por $-g \tan \theta_A$, con lo que se encuentran suprimidos respecto a g para $g \ll g_{cp}$. Es decir, las dos primeras generaciones poseen acoplamientos casi universales y chicos a A_μ^* . En cambio, para mezclas grandes como las que posee la tercera generación de quarks, se tiene que el acoplamiento es grande y aproximadamente dado por $g \cot \theta_A \approx g_{cp}$.

Los términos de Yukawa compuestos en la Ec.(3.10) generan los términos de Yukawa para los campos no-masivos ψ_L y $\tilde{\psi}_R$ luego de la diagonalización. Utilizando las transformaciones de las Ecs. (3.20) se obtiene para estos términos:

$$\mathcal{L}_{cp} \supset y_{cp} \bar{\psi}^{cp} \Sigma \tilde{\psi}^{cp} + \text{h.c.} \supset y_{cp} \sin \theta_\psi \sin \theta_{\tilde{\psi}} \bar{\psi}_L \Sigma \tilde{\psi}_R + \text{h.c.} \quad (3.29)$$

Es decir, que los autoestados de masa no-masivos interactúan con el Higgs Compuesto con una supresión controlada por los ángulos de mezcla. Si los acoplamientos de Yukawa compuestos y_{cp} son anárquicos, es decir, que su valor es del mismo orden para todas las generaciones, entonces la jerarquía de masas en los fermiones es naturalmente generada por las mezclas de las distintas generaciones. Para ello, sólo hay que igualar los coeficientes de la Ec.(3.29) con los coeficientes de Yukawa del Modelo Estándar, es decir:

$$y_{\psi, \tilde{\psi}} \approx y_{cp} \sin \theta_\psi \sin \theta_{\tilde{\psi}}. \quad (3.30)$$

Esta relación es aproximada dado que la masa de los fermiones recibe contribuciones de segundo orden de otros términos de Yukawa compuestos que mezclan campos ψ con campos ψ^* en la Ec. (3.29).

En el caso general los términos de Yukawa compuestos de la Ec. (3.29) generan nuevos términos bilineales que tienen que ser diagonalizados. Lo mismo sucede para los bosones de *gauge* a través de la derivada covariante en los términos cinéticos del Higgs en la Ec.(3.10). Estas nuevas diagonalizaciones no pueden resolverse analíticamente a menos que se tomen algunas componentes de la matriz de masa completa como perturbaciones y se resuelva iterativamente.

De la Ec. (3.30) es claro que mezclas grandes entre el sector elemental y compuesto generarán tanto masas grandes así como ángulos considerables en la matriz CKM. Sin considerar estos últimos por simplicidad, se puede obtener una idea aproximada de los ángulos de mezcla necesarios para generar las masas de los fermiones. Tomando como ejemplo la tercera generación de quarks, luego de la ruptura de la simetría electrodébil las masas estarán dadas por:

$$m_{t,b} = \frac{v}{\sqrt{2}} y_{t,b} \approx \frac{v}{\sqrt{2}} y_{t,b}^{cp} \sin \theta_{t,b} \sin \theta_{\tilde{t},\tilde{b}}. \quad (3.31)$$

Aquí, cada masa está controlada por dos ángulos de mezcla entre los quarks top y bottom elementales y sus contrapartes compuestas. Sin embargo, de estos 4 ángulos de mezcla sólo 3 son independientes dado que en el sector elemental t^{el} y b^{el} forman parte del mismo doblete. Así la invarianza ante $SU(2)_L$ de \mathcal{L}_{mezcla} implica que $\theta_t = \theta_b \equiv \theta_q$. Esto implica que t_L^{el} se mezcla con t^{cp} con la misma intensidad que b_L^{el} se mezcla con b^{cp} . En cambio, \tilde{b}_R^{el} y \tilde{t}_R^{el} no comparten multiplete en el Modelo Estándar y nada impide que se mezclen distinto con \tilde{b}^{cp} y \tilde{t}^{cp} respectivamente.

Con $y_{cp} \sim 3$ y con $v \approx 246$ GeV y $m_t \approx 172$ GeV se obtiene que $\sin \theta_q \sin \theta_t \approx 1/3$. Suponiendo que ambos $q_L \equiv (t_L, b_L)^T$ y t_R son parcialmente compuestos con $\sin \theta_q \approx \sin \theta_{\tilde{t}} \approx 1/\sqrt{3}$ y siendo $m_b \approx 4$ GeV resulta que $\sin \theta_{\tilde{b}} \approx 0,01$, es decir que b_R es prácticamente elemental. Sin embargo, como se verá en la próxima sección $\sin \theta_q \approx 1/\sqrt{3}$ causa correcciones muy grandes a observables del bottom, en particular al vértice $Z b_L \bar{b}_L$ (ver la dependencia de los acoplamientos de ψ_L a los bosones de *gauge* con los ángulos de mezcla en la Ec. (3.27)). Una opción para mantener estas correcciones bajo control es requerir que q_L no sea demasiado compuesto. Se pueden lograr valores tan bajos como $\sin \theta_q \approx 1/3$ si $\sin \theta_{\tilde{t}} \approx 1$. Sin embargo, esto no suele ser suficiente y además implica que reaparezca el problema de la naturalidad (pequeña jerarquía) en las correcciones a la masa del Higgs (ver Ec. (1.2)). En general, las correcciones a la masa del Higgs debidas a *loops* que involucran campos elementales están suprimidas por los ángulos de mezcla. En el caso del t_R las

correcciones logarítmicamente divergentes son [65]:

$$\begin{array}{c}
 t_R \\
 \circ \quad \circ \\
 \text{---} \tilde{t} \quad \tilde{t} \text{---} \\
 | \quad | \\
 \text{---} H \quad H \text{---} \\
 \sim -\frac{3}{4\pi^2} M_{\tilde{t}}^2 \sin^2 \theta_{\tilde{t}} \log \left(\frac{\Lambda^2}{M_{\tilde{t}}^2} \right),
 \end{array}
 \tag{3.32}$$

donde los círculos simbolizan las inserciones de las mezclas $\Delta_{\tilde{t}}$. Para $\sin \theta_{\tilde{t}} \sim 1$ no hay supresión y se necesitan cancelaciones artificiales para mantener la masas del Higgs pequeña. Una forma de esquivar este problema es suponer que t_R pertenece totalmente al sector compuesto y no existe su contraparte elemental. De esta forma, se evita el *loop* de un t_R elemental que desestabiliza la masa del Higgs. Este tipo de modelos recibe el nombre de t_R *compuesto* y ha sido ampliamente estudiado [65]. En la sección siguiente se explorará otra alternativa que reproduce el espectro de masas de la tercera generación de quarks a la vez que permite explicar la desviación observada en A_{FB}^b en el LEP/SLC.

3.3. Fenomenología de la tercera generación de quarks en modelos de Higgs Compuesto - A_{FB}^b

Las mediciones de precisión electrodébiles en el LEP/SLC son la restricción más grande que suelen encontrar las teorías que predicen Nueva Física en la escala del TeV. Dentro de ellas, las mediciones relativas al quark bottom conllevan un gran desafío para la construcción de modelos de Nueva Física. La anomalía observada en las mediciones de la asimetría A_{FB}^b apunta a la posible existencia de Nueva Física que interactúa con el quark bottom. Sin embargo, la fracción de decaimientos de Z a $b\bar{b}$ (R_b) se encuentra dentro de los valores predichos por el Modelo Estándar. Así, los modelos de Nueva Física deben ser capaces de explicar la anomalía en A_{FB}^b sin introducir modificaciones apreciables en R_b . La inclusión de interacciones con nuevas resonancias que permiten lograr la desviación observada en A_{FB}^b tienden a modificar excesivamente R_b . Inversamente, mantener bajo control R_b muchas

veces implica no poder lograr las correcciones requeridas en A_{FB}^b [55]. Más aún, se le agrega la dificultad de que el modelo debe reproducir el espectro de masas de los quarks de la tercera generación.

Para la discusión de estos modelos es útil expresar los resultados experimentales de A_{FB}^b y R_b en término de los acoplamientos quirales de Z a $b\bar{b}$ como se hizo en el Capítulo 2. Recordar que estos observables se traducían a las siguientes desviaciones en los acoplamientos: para el vértice $Z\bar{b}_L b_L$ la desviación es $\delta g^{b_L} \approx 0,003$ (1 %) mientras que para $Z\bar{b}_R b_R$ se obtiene que $\delta g^{b_R} \approx 0,02$ (25 %).

El grado de composición de q_L necesario para reproducir la masa del quark top resulta en una fuerte interacción con el sector compuesto que induce correcciones excesivas en distintos observables. En particular, el vértice $Z\bar{b}_L b_L$ sufre correcciones incompatibles con las observaciones. Otras correcciones, como las que aparecen en los vértices $Zt\bar{t}$ y $Wt\bar{b}$ han sido analizados para el modelo que se presentará en la próxima sección. Sin embargo, estos observables no se encuentran tan restringidos por los resultados experimentales y existe cierta libertad para la construcción de modelos. Mayor detalle a este respecto se puede encontrar en la Ref. [82].

El vértice $Zb\bar{b}$ es modificado a nivel árbol como se observa en la Fig. (3.1). La primera inserción de mezcla elemental/compuesto mezcla Z^{el} con Z^{cp} . El bosón Z^{cp} es la combinación de los bosones de *gauge* compuestos análoga a la combinación de Z^{el} en término de W^{3el} y B^{el} sólo que en este caso B^{cp} es una combinación de R^{cp} y X^{cp} . Luego, la doble inserción de la vev. del Higgs selecciona sólo los campos R^{cp} y L^{cp} dado que el Higgs no posee carga X . Los campos compuestos R^{cp} y L^{cp} interactúan con los fermiones compuestos ψ^{cp} para finalmente, por medio de una inserción de mezcla elemental/compuesto, mezclarse con el fermión elemental ψ^{el} . En la aproximación de momento nulo la corrección al vértice $Z\bar{b}b$ es así [82, 83]:

$$\delta g^\psi \simeq \frac{g_2}{c_W} \Delta g_\psi [T^{3R}(\mathcal{P}_\psi \psi^{cp}) - T^{3L}(\mathcal{P}_\psi \psi^{cp})] \quad (3.33)$$

con Δg_ψ definido por:

$$\Delta g_\psi = \frac{g_{cp}^2}{4} \frac{v^2}{m_A^2} \frac{\Delta_\psi^2}{m_\psi^2}, \quad (3.34)$$

y donde c_W es el coseno del ángulo de Weinberg. Para $m_A, m_\psi \approx 2\text{-}3$ TeV, $g_2/g_{cp} \approx 1/8$ y con $\sin \theta_q \approx 1/\sqrt{3}$, la corrección al vértice $Z\bar{b}_L b_L$ es:

$$\delta g^{b_L} \approx 0,023 \times [T^{3R}(\mathcal{P}_\psi \psi^{cp}) - T^{3L}(\mathcal{P}_\psi \psi^{cp})] \quad (3.35)$$

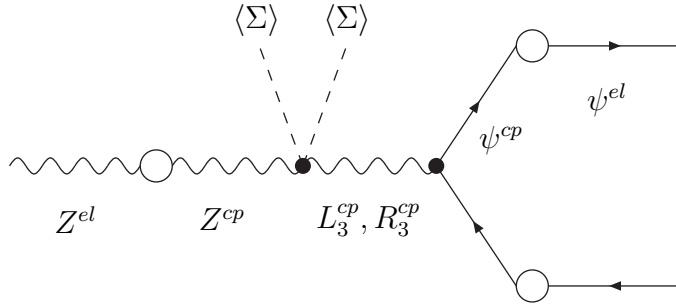


Figura 3.1: Contribución bosónica a δg^ψ en la base elemental/compuesta. Los vértices corresponden a interacciones compuestas, los círculos a inserciones de mezcla elemental/compuesto y $\langle \Sigma \rangle$ a inserciones de la vev. del Higgs.

Es decir, que la corrección supera casi un orden de magnitud a lo observado.

Existe también una contribución a δg^ψ proveniente de inserciones de la vev. en las líneas fermiónicas como muestra la Fig. (3.2). En este caso, la vev. del Higgs mezcla diferentes fermiones compuestos ψ^{cp} con la misma carga eléctrica, induciendo modificaciones en el vértice $Z\psi\bar{\psi}$ [82, 83]:

$$\delta g^\psi \simeq \frac{g}{c_W} \sum_i |\alpha_i|^2 [T^{3L}(\psi_i^{cp}) - T^{3L}(\psi^{el})], \quad (3.36)$$

donde ψ_i^{cp} son los fermiones compuestos que se mezclan con ψ^{el} a través de la vev. del Higgs y la inserción de mezclas elemental/compuesto y α_i es el coeficiente de mezcla entre ψ^{el} y ψ_i^{cp} . α_i se obtiene diagonalizando completamente las matrices de masas después de la ruptura de la simetría electrodébil. A nivel perturbativo se obtiene $\alpha_i \sim y_{cp} v \Delta_\psi / m_\psi m_{\psi_i}$. En las mismas condiciones que antes y con $y_{cp} \sim 3$ se obtiene:

$$\delta g^{b_L} \approx 0,032 \times [T^{3L}(\psi_i^{cp}) - T^{3L}(\psi^{el})]. \quad (3.37)$$

Las correcciones de las Ecs. (3.35) y (3.37) superan ampliamente las observaciones del LEP/SLC en el acoplamiento $Z\bar{b}_L b_L$. Por otro lado, lo opuesto sucede en las correcciones necesarias en el vértice $Z\bar{b}_R b_R$. Estas deben ser del orden de magnitud de las correcciones en Ecs. (3.35) y (3.37). Pero para ello es necesario que $\sin \theta_b \approx 1/\sqrt{3}$ (esto reproduce la masa correcta para t como se vio en la sección anterior), lo que es incompatible con m_b .

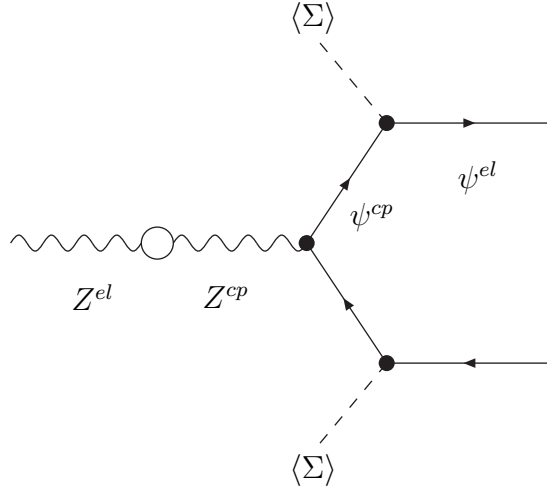


Figura 3.2: Contribución a δg^ψ debido a la inserción de una vev. del Higgs en las patas fermiónicas. Los vértices corresponden a interacciones compuestas, los círculos a inserciones de mezcla elemental/compuesto y $\langle \Sigma \rangle$ a inserciones de la vev. del Higgs.

3.4. Un modelo que resuelve la anomalía en A_{FB}^b

El modelo que se presenta aquí fue introducido en la Ref. [82] para explicar las desviaciones observadas en los acoplamientos g_{b_L} y g_{b_R} en el LEP/SLC. En este modelo se eligen los números cuánticos de la resonancias compuestas compañeras del bottom y del top de forma de resolver la anomalía en A_{FB}^b y reproducir el espectro de masas de la tercera generación. La principal predicción de este modelo es la existencia de dos nuevas resonancias fermiónicas V y S , compañeras del quark bottom, y que poseen cargas exóticas $Q = -4/3$ y $Q = -7/3$. El diseño de una estrategia de búsqueda para la resonancia V es el objetivo del Capítulo 6 de esta tesis.

En la sección anterior se mostró como las correcciones requeridas en los vértices $Z\bar{b}b$ son incompatibles con m_b y m_t para un modelo de Higgs Compuesto mínimo. Estas correcciones dependen de la representación del grupo de simetría global en la que se encuentran inmersos los compañeros compuestos. Así, por ejemplo, es posible elegir una representación que protege al vértice $Z\bar{b}_L b_L$ independientemente del grado de composición del doblete

q_L . De la Ec. (3.33), se ve que las correcciones pueden anularse explotando una simetría $T^{3R}(\mathcal{P}_\psi\psi^{cp}) \sim T^{3L}(\mathcal{P}_\psi\psi^{cp})$ en el sector compuesto. Sin embargo, anular completamente las correcciones no resuelve el problema. En la secciones anteriores se vio como un $\sin\theta_q$ grande genera la masa m_t pero también correcciones grandes a $Z\bar{b}_L b_L$. Inversamente, un $\sin\theta_b$ chico genera una masa m_b del orden de magnitud esperado pero las correcciones a $Z\bar{b}_R b_R$ no alcanzan para explicar lo observado.

Para relajar estas tensiones entre el modelo y los resultados experimentales se puede considerar un escenario más general, donde $q_L^{el} = (t_L^{el}, b_L^{el})^T$ se mezcla con dos multipletes compuestos distintos q^{1cp} y q^{2cp} [80, 84]. Estos pueden tener diferentes propiedades de transformación bajo $SU(2)_R^{cp}$. Por otro lado, los campos elementales *right* se mezclan con sólo un multiplete compuesto cada uno, \tilde{t}^{cp} y \tilde{b}^{cp} respectivamente. Así, las mezclas en el sector de la tercera generación quedan como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mezclas} \supset & \bar{q}_L^{el}(\Delta_1 \mathcal{P}_q q^{1cp} + \Delta_2 \mathcal{P}_q q^{2cp}) + \\ & + t_R^{el} \Delta_{\tilde{t}} \mathcal{P}_{\tilde{t}} \tilde{t}^{cp} + b_R^{el} \Delta_{\tilde{b}} \mathcal{P}_{\tilde{b}} \tilde{b}^{cp} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (3.38)$$

Los acoplamientos de Yukawa compuesto que generan la masa del top y del bottom son generados por términos que involucran distintos campos,

$$\mathcal{L}_{cp} \supset -y_{cp}^t \bar{q}^{1cp} \Sigma \tilde{t}^{cp} - y_{cp}^b \bar{q}^{2cp} \Sigma \tilde{b}^{cp} + \text{h.c.} \quad (3.39)$$

Los números cuánticos de estos multipletes compuestos se eligen de forma tal que el primer término de la Ec. (3.39) genere la masa del top y el segundo lo haga para la masa del bottom. Los tres campos q_L^{el} , $\mathcal{P}_q q^{1cp}$ y $\mathcal{P}_q q^{2cp}$ se mezclan entre sí dando lugar a autoestados de masas que serán combinación lineal de los tres. Sin embargo, al no existir un término de mezcla entre $\mathcal{P}_q q^{1cp}$ y $\mathcal{P}_q q^{2cp}$ estos no estarán muy mezclados entre sí. Luego, de la diagonalización elemental/compuesto se obtienen las siguientes relaciones aproximadas:

$$y_t \approx y_{cp}^t \sin\theta_{q1} \sin\theta_t, \quad y_b \approx y_{cp}^b \sin\theta_{q2} \sin\theta_b, \quad (3.40)$$

donde cada acoplamiento de Yukawa estará controlado por un ángulo *left* distinto. Así, se rompe la correlación que existía entre m_b y m_t en el modelo mínimo. En este caso, la masa del bottom es reproducida por un $\sin\theta_{q2}$ chico mientras que la masa del quark top es generada por un $\sin\theta_{q1}$ grande.

Para proteger g_{b_L} de las grandes correcciones debidas a las considerables mezclas de ambas quiralidades de t^{el} con q_1^{cp} y t^{cp} se puede invocar una simetría P_{LR} [83]. Esto requiere que q_1^{cp} transforme en la misma representación

bajo $SU(2)_L$ y $SU(2)_R$. Las correcciones se anularán en la Ec. (3.33) cuando se cumplan las siguientes igualdades para los números cuánticos del campo compuesto en q^{1cp} que se mezcla con b_L^{el} :

$$T^L(\mathcal{P}_{b_L} q^{1cp}) = T^R(\mathcal{P}_{b_L} q^{1cp}) \quad \text{y} \quad T^{3L}(\mathcal{P}_{b_L} q^{1cp}) = T^{3R}(\mathcal{P}_{b_L} q^{1cp}). \quad (3.41)$$

La invarianza de los términos de mezcla y Yukawa compuestos fija las propiedades de transformación de q_1^{cp} y t^{cp} bajo $SU(2)_L$ a ser las mismas que para q_L^{el} y t_R^{el} respectivamente. Así, q_1^{cp} transformará como $(\mathbf{2}, \mathbf{2})_{2/3}$, donde $(\mathbf{r}_L, \mathbf{r}_R)_{\mathbf{r}_X}$ indica la representación para $[SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_X]^{cp}$ ³. Con esta elección, la invarianza de los términos de Yukawa compuesto bajo la simetría compuesta G_{cp} fija las propiedades de transformación de t^{cp} . La elección más simple es que éste transforme como $(\mathbf{1}, \mathbf{1})_{2/3}$. Así, las representaciones de los compañeros compuestos del quark top quedan como:

$$q_1^{cp} = (\mathbf{2}, \mathbf{2})_{2/3} = \begin{bmatrix} U_1^{cp} & X_1'^{cp} \\ D_1^{cp} & U_1'^{cp} \end{bmatrix}, \quad t^{cp} = (\mathbf{1}, \mathbf{1})_{2/3} = U_t^{cp}, \quad (3.42)$$

donde U y D representan campos con las mismas cargas eléctricas que los quarks u y d del Modelo Estándar y donde $X_1'^{cp}$ es una resonancia exótica de carga $Q = 5/3$. Las primas en los campos indican que son custodios que no participan en las mezclas de la Ec. (3.38). Así, antes de la ruptura de la simetría electrodébil sólo U_1^{cp} y D_1^{cp} se mezclan con q_L^{el} . Recordando que $Y = T^{3R} + X$, los dos custodios poseen números cuánticos $Y(X_1'^{cp}) = Y(U_1'^{cp}) = 7/6$ mientras que $Y(U_1^{cp}) = Y(D_1^{cp}) = 1/6$. Por otro lado para el campo elemental q_L^{el} vale que $Y(q_L^{el}) = 1/6$. Como el primer término de la Ec. (3.38) es invariante ante $U(1)_Y$, \mathcal{P}_q sólo proyecta las componentes de q_1^{cp} que tienen $Y = 1/6$. Así, $X_1'^{cp}$ y $U_1'^{cp}$ no se mezclan con q_L^{el} antes de la ruptura de la simetría electrodébil. Luego de que el Higgs adquiere la vev. sólo el subgrupo $U(1)_Q$ es una simetría del Lagrangiano y el primer término de Yukawa compuesto en la Ec. (3.39) mezclará campos con la misma carga eléctrica mezclando el custodio $U_1'^{cp}$ con \tilde{t}^{cp} . Por conservación de la carga eléctrica $X_1'^{cp}$ no se mezcla con ningún otro campo. Para esta asignación de los números cuánticos, la elevada mezcla Δ_1 resulta en que los custodios X_1' y U_1' serán livianos y podrían ser producidos en el LHC [69, 70].

Habiendo protegido a $Zb\bar{b}$ de las grandes correcciones debidas a la mezclas con q_1^{cp} y \tilde{t}^{cp} , ahora se pueden obtener las correcciones necesarias a partir de

³Es posible considerar representaciones más grandes [82].

las mezclas con q_2^{cp} y \tilde{b}^{cp} . En el modelo considerado aquí las resonancias q_2^{cp} y \tilde{b}^{cp} se mezclan con q_L^{el} y \tilde{b}_R^{el} respectivamente. De la Ec. (3.33) se obtiene una corrección positiva a g^{bL} si:

$$T^{3R}(\mathcal{P}_{b_L} q^{2cp}) > -1/2 , \quad (3.43)$$

donde $T^{3R}(\mathcal{P}_{b_L} q^{2cp})$ es la carga $SU(2)_R$ del fermión compuesto en q^{2cp} que se mezcla con b_L^{el} . También se obtendrá un δg_{b_R} positivo si:

$$T^{3R}(\mathcal{P}_{b_R} b^{cp}) > 0 . \quad (3.44)$$

Dado que $Y = T^{3R} + T^X$, eligiendo T^{3R} se fija la carga $U(1)_X$ de q^{2cp} y b^{cp} . Las Ecs. (3.43) y (3.44), junto con la condición de invarianza ante $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en el término de Yukawa compuesto para el bottom (segundo término de la Ec. (3.39)), resultan en las siguientes elecciones para q_2^{cp} y b^{cp} ⁴:

$$q_2^{cp} = (\mathbf{2}, \mathbf{3})_{-5/6} = \begin{bmatrix} V_2''^{cp} & D_2'^{cp} & U_2^{cp} \\ S_2'^{cp} & V_2'^{cp} & D_2^{cp} \end{bmatrix}, \quad b^{cp} = (\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-5/6} = [V_b'^{cp} \quad D_b^{cp}] \quad (3.45)$$

donde V y S son fermiones exóticos con cargas eléctricas $Q = -4/3$ y $-7/3$, respectivamente, y nuevamente los campos primados son los custodios.

Para entender la fenomenología de este modelo en el LHC es necesario conocer el espectro de masas de las resonancias junto con sus acoplamientos en la base de autoestados de masa. La diagonalización completa junto con la determinación de todos estos parámetros se puede encontrar en la Ref. [82]. El objetivo aquí es estudiar la fenomenología de los modelos que reproducen los resultados observados en la asimetría A_{FB}^b . La existencia de resonancias livianas de carga eléctrica $Q = -4/3$ no es sólo una particularidad de este modelo sino que muchos modelos que intentan explicar los resultados en la asimetría A_{FB}^b predicen la existencia de una partícula con dicha carga eléctrica [55, 85]. En el Capítulo 6 se estudiará la búsqueda de este tipo de nuevas resonancias en el LHC. En lo que sigue se resumirán los resultados de la Ref. [82] y se argumentará por qué esta resonancia exótica de carga $Q = -4/3$ es el compañero del bottom más liviano en el modelo aquí presentando junto a una estimación de la magnitud de sus acoplamientos y sus canales de decaimiento.

Para obtener los resultados de la Ref. [82] se asumieron los siguientes puntos: Los acoplamientos de *gauge* son compatibles con la Ec. (3.28) y con

⁴Es posible considerar representaciones más grandes aquí también [82].

$1/8 \leq g_{el}/g_{cp} \leq 1/5$. Se seleccionaron puntos del espacio de parámetros del modelo que resuelven la anomalía del quark bottom en el LEP/SLC y reproducen el espectro de masas de la tercera generación de quarks y los bosones de *gauge*. Se consideraron acoplamientos de Yukawa compuestos del orden de $1/3 \leq y_{cp} \leq 2\pi$ y una escala compuesta en $M \sim 2\text{-}3$ TeV. Con estas restricciones se verificó que es posible obtener masas y acoplamientos para la resonancia V como las que se consideran en el Capítulo 6. Las matrices de masas necesarias para los cálculos de las masas de los autoestados físicos y acoplamientos se muestran en el Apéndice A en la base de sabor.

En primer lugar, se analizará el espectro de los fermiones. Después de la ruptura de la simetría electrodébil todos los fermiones con la misma carga eléctrica se mezclan. De la Ec. (3.45) se puede ver que hay tres estado exóticos de carga eléctrica $Q = -4/3$: $\{V_2'^{cp}, V_2''^{cp}, V_b'^{cp}\}$. En la base de autoestados de masa estos serán: $\{V_1, V_2, V_3\}$, con $m_{V_1} \leq m_{V_2} \leq m_{V_3}$. Antes de la ruptura de la simetría electrodébil no existen mezclas entre los V y la base de autoestados de masas coincide con la base de sabor. En este caso las masas dependen de la magnitud de los ángulos de mezcla elemental/compuesto a través de la Ec. (3.26). La corrección considerable a δg_{bR} , necesaria para resolver la anomalía en A_{FB}^b , sugiere que θ_b debe ser más grande que θ_2 , resultando en $V_1 \simeq V_b'^{cp}$. De hecho, en este caso $V_b'^{cp}$ es el compañero compuesto del bottom más liviano y provee una motivación para el estudio de producción de quarks V_1 en el LHC. Variando θ_b se pueden obtener supresiones moderadas a grandes para m_{V_1} . Si θ_b es grande, m_b/m_t chico requiere que θ_2 sea chico y la masas de $V_2'^{cp}$ y $V_2''^{cp}$ serán del orden de $\simeq M + O(\theta_2^2)$, *i.e.*: sus masas están aproximadamente dadas por la escala compuesta. Hasta aquí no se consideró la ruptura de la simetría electrodébil. Luego de ésta, existe una mezcla entre las resonancias V inducidas por los términos de Yukawa compuestos de la Ec. (3.39). Para valores moderados de los acoplamientos de Yukawa compuestos, $y_{cp}^b \sim 1$, que son favorecidos por la magnitud de la masa de quark bottom, se verificó que para un ángulo θ_b grande el autoestado más liviano V_1 tiene una contribución dominante de $V_b'^{cp}$.

Debido a estos argumentos, los demás custodios del sector compuesto del bottom serán más pesados. Sin embargo, es importante considerar también las masas de las resonancias D en detalle, dado que en el caso que $m_{V_1} < m_W + m_{D_1}$, V_1 puede decaer a WD_1 con una intensidad $\mathcal{O}(y_{cp}^b)$, que puede dominar sobre el decaimiento $V_1 \rightarrow Wb$. D_1 decaerá a hb , Zb y Wt , dando una señal muy diferente de producción de V_1 en el LHC que si V_1 sólo decae a Wb . El único campo custodio D de este modelo mínimo es el $D_2'^{cp}$, cuya

masa está suprimida por $\cos \theta_2 \sim 1 + \mathcal{O}(\theta_2^2)$, similar a $V_2'^{cp}$ y $V_2''^{cp}$. Así, en el caso de interés, donde $\theta_b \gg \theta_2$, esta resonancia D es siempre más pesada que V_1 , que decae exclusivamente como $V_1 \rightarrow Wb$.

La producción simple de V_1 depende de la interacción WVb . La magnitud de esta interacción puede ser calculada diagonalizando completamente el Lagrangiano. Para obtener una estimación de la intensidad de esta interacción y su dependencia, es más simple considerar la interacción con las componentes longitudinales de los bosones de *gauge* dado que estas son dominantes. El Teorema de equivalencia [86] asegura que en el límite de energías altas ($E \gg M_h$), la amplitud de probabilidad de un proceso que involucra a la componente longitudinal de un bosón de gauge W_L es igual a la amplitud de probabilidad del mismo proceso haciendo el reemplazo $W_L^\pm \rightarrow h^\pm$. Entonces, para encontrar la magnitud de WVb sólo hay que considerar la interacción $h^-\bar{V}b + \text{h.c.}$ que en la base de sabor proviene de los términos de Yukawa compuestos de la Ec. (3.39):

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset y_{cp}^b \bar{q}_2^{cp} \Sigma b^{cp} + \text{h.c.} \supset y_{cp}^b \left[h^- \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{V}_b'^{cp} D_2^{cp} + \bar{D}_b^{cp} U_2^{cp} \right) + \right. \\ \left. + h^+ \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{D}_b^{cp} V_2'^{cp} + \bar{V}_b'^{cp} S_2'^{cp} \right) \right]. \quad (3.46) \end{aligned}$$

Luego de la diagonalización de las mezclas elemental/compuesto, los términos de la Ec. (3.46) generan interacciones con el quark bottom. En la Fig. (3.3) se muestran las interacciones de primer orden con el quark bottom en término de potencias de las inserciones de mezclas elemental/compuesto. Para la resonancia más liviana $V_1 \simeq V_b^{cp'}$, a primer orden en las mezclas elemental/compuesto la magnitud de hVb puede aproximarse por $g_1 h^- \bar{V}_{1R} b_L + \text{h.c.}$ con $g_1 \simeq y_{cp}^b \sin \theta_2 \sim \mathcal{O}(10^{-1})$, mientras que para $V_2 \simeq V_2^{cp'}$ la interacción dominante es $\tilde{g}_2 h^- \bar{V}_{2L} b_R$ con $\tilde{g}_2 \simeq y_{cp}^b \sin \theta_b \sim \mathcal{O}(1)$. Así, para $\theta_b \gg \theta_2$, la resonancia V_1 interactúa menos con W_L , decayendo preferentemente en una polarización R , mientras que las resonancias $V_{2,3}$ tienen un acoplamiento más grande con W_L y decaen predominantemente con polarización L .

Después de la ruptura de la simetría electrodébil aparecen correcciones a estas estimaciones, pero su orden de magnitud no cambia. Se verificó numéricamente que el orden de magnitud de las mezclas requerido para resolver la anomalía del quark bottom son como las estimadas (ver Ref. [82] para estimados analíticos), resultando en $g_1 \lesssim 0,1$ y $\tilde{g}_2 \lesssim 1$.

En el Capítulo 6 se considerará a la resonancia V más liviana como señal

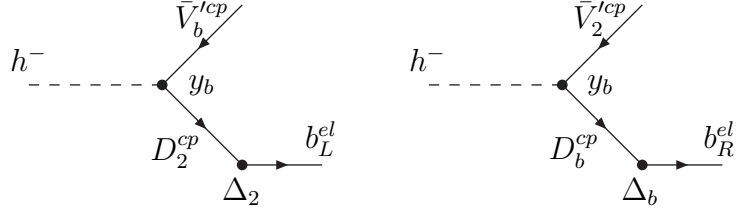


Figura 3.3: Interacción de un Higgs cargado con la resonancia V y un quark bottom.

de Nueva Física relacionada con la solución del problema del quark bottom en el LEP/SLC. Dado que $g_R \gg g_L$, se considerarán los efectos de g_R , despreciando g_L . Allí, se restringirá $g_R < 0,065$, dado que valores más grandes son difíciles de obtener en las condiciones explicadas anteriormente.

3.5. Fenomenología de la tercera generación de quarks en modelos de Higgs Compuesto - A_{FB}^t

La asimetría *forward-backward* del quark top A_{FB}^t fue medida por los dos experimentos del Tevatron, CDF y DØ. Ambos encontraron desviaciones respecto al Modelo Estándar, 3σ y 2σ respectivamente [42, 43, 44]. El experimento CDF encontró evidencia de una dependencia de esta asimetría con la masa invariante $m_{t\bar{t}}$ [50]. Esto último sugiere la existencia de Nueva Física resonante en el canal s que modifica el perfil de la asimetría en la masa invariante. Es esperable que la máxima contribución a A_{FB}^t provenga entonces de una resonancia G^* masiva. El análisis fenomenológico del Capítulo 5 sugiere que la posible Nueva Física involucrada en las observaciones anómalas en la asimetría A_{FB}^t requeriría acoplamientos grandes a la tercera generación de quarks. Esto lleva naturalmente a un modelo de Higgs Compuesto.

Dado que G^* decae principalmente a $t\bar{t}$ las búsquedas de resonancias en el espectro de masa invariante $m_{t\bar{t}}$ son la limitación más grande que encuentran los modelos de Nueva Física con este tipo de resonancias. Estos modelos de

ben lograr la corrección necesaria en la asimetría A_{FB}^t sin afectar el espectro de masa invariante de $t\bar{t}$. Para ello, es necesario que la resonancia sea ancha y/o que los acoplamientos sean axiales. En modelos de Higgs Compuestos, los acoplamientos grandes de G^* a la tercera generación garantizan que la resonancia será ancha (Ver Capítulo 5). Sin embargo, lograr acoplamientos grandes y axiales simultáneamente no es posible en estos modelos. Esto puede verse de la Ec. (3.27) y la Fig. 3.4. Para obtener un acoplamiento (casi) axial se tiene que imponer $f_{\psi_L} \approx -f_{\psi_R}$, pero como $\tan\theta_A \ll 1$, para fermiones casi elementales se obtiene que $(f_{\psi_L} - f_{\psi_R})/2 \approx -f_{\psi_R} = \tan\theta_A \sim \mathcal{O}(10^{-1})$. La única posibilidad es entonces permitir que una de las quiralidades tenga acoplamientos grandes. De esta forma los acoplamientos tendrán componentes axiales y vectoriales similares. La componente vectorial contribuirá a la sección eficaz positivamente generando cierta tensión con las mediciones en el espectro de masa invariante. Aún así, permitiendo que la resonancia G^* sea ancha se pueden acomodar las observaciones.

Como se verá en el Capítulo 5 los acoplamientos a las primeras generaciones no necesitan ser muy grandes si $M_{G^*} \lesssim 1$ TeV. En este caso los modelos de Higgs Compuesto pueden acomodar las observaciones experimentales más fácilmente. Para $M_{G^*} \gtrsim 1,5$ TeV los acoplamientos a las primeras generaciones necesitan ser más grandes, por lo que es más difícil explicar las observaciones con este tipo de modelos.

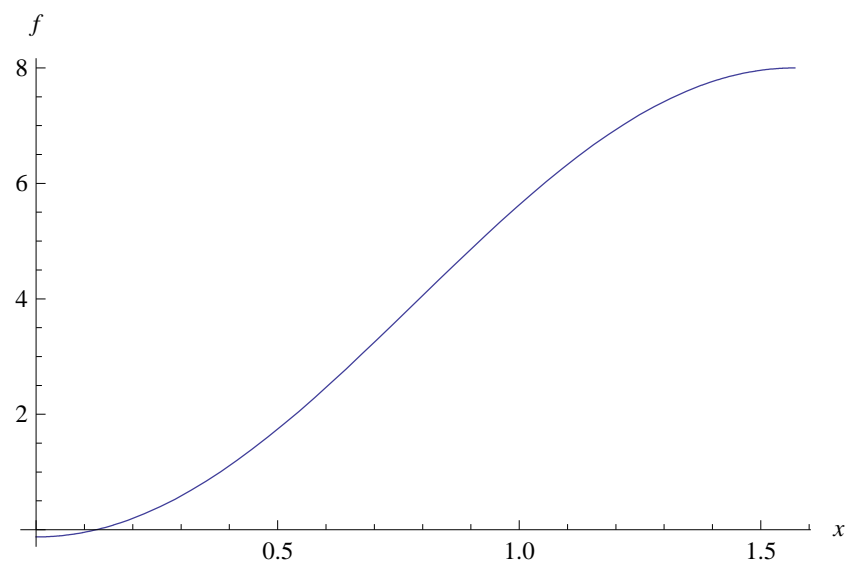


Figura 3.4: Acoplamiento entre un fermión del Modelo Estándar y una resonancia de *gauge* masiva como resulta de la Ec. (3.27). En este ejemplo $\tan\theta_A = 1/8$.

Capítulo 4

Búsquedas de resonancias de Nueva Física en producción de $t\bar{t}$ en el LHC

4.1. Introducción

Las anomalías observadas en A_{FB}^t en el Tevatron y en A_{FB}^b en el LEP y el SLC llevaron a poner el foco en la tercera generación de quarks como una ventana de acceso a posibles descubrimientos de Nueva Física. Más aún, muchos de los modelos que intentan explicar el mecanismo de la ruptura de la simetría electrodébil predicen que la Nueva Física interactuará en mayor medida a las generaciones más pesadas del Modelo Estándar. En el caso del quark top, se han propuesto diversos modelos con nuevas partículas que intentan explicar la desviación observada en A_{FB}^t . Entre los modelos más estudiados se encuentran un Z' con cambio de sabor [45] o una resonancia gluónica G' [46, 47, 48], entre otros [49].

Hay dos características importantes de la producción de $t\bar{t}$ en el LHC que motivan el análisis de este capítulo. En primer lugar, y a diferencia del Tevatrón, donde la producción de $t\bar{t}$ es prácticamente a través del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, en el LHC el 75% de la producción de $t\bar{t}$ a $\sqrt{s} = 8$ TeV es a través del proceso $gg \rightarrow t\bar{t}$ (y este porcentaje se incrementa con la energía). En este contexto, una resonancia de Nueva Física que es creada principalmente a través de colisiones $q\bar{q}$, en procesos del tipo $q\bar{q} \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$, puede verse oculta en un mar de eventos del tipo $gg \rightarrow t\bar{t}$. En segundo lugar, la

enorme estadística que se acumulará llevará irremediablemente a un escenario donde las incertezas más importantes serán las sistemáticas. Esto hace imprescindible el modelado teórico de este tipo de incertezas, aunque sea sólo aproximadamente mediante modelos simples que permitan capturar sus efectos principales.

En este capítulo, se abordará la cuestión de como incrementar la sensibilidad a la Nueva Física en las mediciones del espectro de $m_{t\bar{t}}$ en el caso en que esta sólo interactúa con los quarks y no con los gluones. El objetivo es proponer cortes cinemáticos que aumenten la fracción de eventos $t\bar{t}$ iniciados por $q\bar{q}$ ($f_{q\bar{q}}$) y disminuyan consecuentemente la fracción de eventos iniciados por gg (f_{gg}). La búsqueda de variables cinemáticas que ayudan a discriminar los eventos iniciados por $q\bar{q}$ de los iniciados por gg ha sido tema de estudio en los últimos años [87, 88, 89, 90, 91, 92], principalmente para aumentar la sensibilidad a Nueva Física en la asimetría de carga en el LHC y en menor medida en el espectro de masa invariante $m_{t\bar{t}}$ [93, 94]. Entre otras variables analizadas en estos trabajos se encuentran la velocidad relativista β del par $t\bar{t}$ (ver Ec. (4.2)) y el momento transversal $p_T^{t\bar{t}}$. En este capítulo se propone como tercer variable cinemática útil para este fin al ángulo de dispersión (θ) del quark top respecto a un *beam* fijo en el centro de masa (Notar que en el LHC uno no puede distinguir los *beams* como en la Fig. 2.4, por lo que este θ no es exactamente el mismo que en dicha figura). A la luz de los próximos resultados experimentales, el presente análisis se focalizará en la región donde $m_{t\bar{t}} \gtrsim 1$ TeV. Este rango de energías tiene dos características fundamentales: *i*) la utilidad del ángulo de dispersión θ como variable para diferenciar los dos mecanismos de producción, que sólo es útil para este fin en ese rango de $m_{t\bar{t}}$; y *ii*) la reducción del número de eventos $t\bar{t}$ a grandes $m_{t\bar{t}}$ que requiere cortes que logren un incremento en la sensibilidad a la Nueva Física sin reducir considerablemente la estadística. Esto último se diferencia del régimen de bajas energías, donde la gran estadística disponible permite realizar cortes muy fuertes que aumentan la significancia sin prestar atención a las incertezas estadísticas.

El objetivo de este capítulo es analizar e implementar cortes simultáneos en estas tres variables (β , $p_T^{t\bar{t}}$ y θ) para aumentar la sensibilidad a la Nueva Física en búsquedas de resonancias en el espectro de masa invariante $m_{t\bar{t}}$. La dificultad que presenta usar cortes en varias variables simultáneamente es que el número total de eventos se ve reducido rápidamente. Al disminuir el número de eventos $t\bar{t}$ totales aumenta la incerteza estadística relativa. Existe un punto crítico donde seguir reduciendo la muestra de $t\bar{t}$, aún cuando se

aumenta $f_{q\bar{q}}$, es contraproducente.

El propósito de este Capítulo es mostrar la relación que existe entre los cortes de selección en las tres variables β , p_T y θ , y entre las incertezas. Además, se verá como los cortes de selección óptimos dependen fuertemente de la energía del proceso y la luminosidad acumulada. A medida que se observan energías del centro de masa cada vez mayores, los fuertes cortes en β deberán ser reemplazados por cortes en θ .

Este capítulo se organiza como sigue. En la próxima sección se presentarán las variables cinemáticas propuestas y se analizarán las distribuciones angulares de $pp \rightarrow t\bar{t}$ dentro del Modelo Estándar y de modelos de Nueva Física. En la Sección 4.3, se estudiará la relación entre los cortes en β , $p_T^{t\bar{t}}$ y θ , y $f_{q\bar{q}}$ y el número de eventos que sobreviven los cortes, así como también la relación de estos últimos con las incertezas. En la Sección 4.4, se presentará un ejemplo de Nueva Física resonante en producción de $t\bar{t}$ y se mostrará como los cortes propuestos dan visibilidad a una resonancia inicialmente invisible en los datos del LHC I. La Sección 4.5 contiene una discusión de los resultados y trabajos previos relacionados. Los resultados de este capítulo han sido publicados en la Ref. [95].

4.2. Variables cinemáticas que distinguen eventos $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ de $gg \rightarrow t\bar{t}$

En las Refs. [93, 94] las variables $p_T^{t\bar{t}}$ y β han sido analizadas con el objetivo de distinguir los eventos iniciados por $q\bar{q}$ de los iniciados por gg en colisiones $pp \rightarrow t\bar{t}$ y así aumentar la sensibilidad a Nueva Física en búsquedas de resonancias en el espectro de masa invariante $m_{t\bar{t}}$. El objetivo de este capítulo es repasar estos resultados y proponer una nueva variable que es útil para este fin en el régimen de masas invariantes $m_{t\bar{t}}$ altas.

Se definen las fracciones de eventos para cada mecanismo de producción de $t\bar{t}$ como:

$$f_{q\bar{q}} = \frac{N_{q\bar{q}}}{N_{q\bar{q}} + N_{\text{no-}q\bar{q}}}, \quad f_{\text{no-}q\bar{q}} = \frac{N_{\text{no-}q\bar{q}}}{N_{q\bar{q}} + N_{\text{no-}q\bar{q}}} \quad (4.1)$$

donde $N_{q\bar{q}}$ es el número de eventos de $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ y $N_{\text{no-}q\bar{q}}$ es el número de eventos iniciados por cualquier otro mecanismo. A LO el único mecanismo adicional posible es $gg \rightarrow t\bar{t}$ y podemos aproximar en este caso $N_{\text{no-}q\bar{q}} \approx N_{gg}$ y $f_{\text{no-}q\bar{q}} \approx f_{gg}$. A ordenes superiores se abren otros canales de producción.

Así, por ejemplo, a NLO aparecen los procesos $qg \rightarrow t\bar{t}q$, $\bar{q}g \rightarrow t\bar{t}\bar{q}$, $qq \rightarrow t\bar{t}g$ y $g\bar{q} \rightarrow t\bar{t}g$ donde los iniciados por qg y $\bar{q}g$ pertenecen a un nuevo tipo de canal. Desde el punto de vista de este análisis, los eventos de Nueva Física serán iniciados por $q\bar{q}$ y todos los otros canales serán *background*. Mientras se cumplan ciertas condiciones que se discutirán en la Sección 4.3 un aumento de $f_{q\bar{q}}$ se traducirá en un aumento de la sensibilidad de las búsquedas de Nueva Física en el espectro de $m_{t\bar{t}}$.

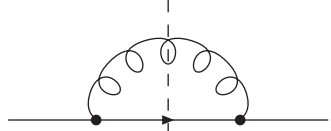
En primer lugar, una característica fundamental en colisiones pp es que el quark inicial tiende a llevarse una fracción más grande del momento total del protón que un anti-quark o un gluón. Esta es una propiedad de la estructura interna del protón que se encuentra codificada en sus p.d.f. (por las siglas en inglés de función de densidad de probabilidad). Debido a este desbalance en el momento de los partones iniciales, cuando el evento es iniciado por $q\bar{q}$, el sistema $t\bar{t}$ tiende a ser producido *boosteado* en dirección al *beam* visto desde el sistema laboratorio. Esta característica fue propuesta como una forma para discriminar entre $q\bar{q}$ y gg primera vez en la Ref. [90] en el contexto de la asimetría de carga en el LHC y utilizada por el experimento ATLAS en la Ref. [96]. Para cuantificar esto se utiliza la velocidad relativista del sistema $t\bar{t}$,

$$\beta = \frac{|p_t^z + p_{\bar{t}}^z|}{E_t + E_{\bar{t}}}, \quad (4.2)$$

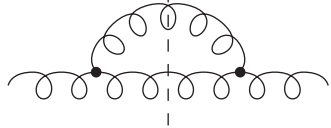
donde $p_{t(\bar{t})}^z$ es la componente z del cuadri-momento de $t(\bar{t})$ y $E_{t(\bar{t})}$ su energía¹. Notar que β toma valores entre 0 y 1, donde $\beta \approx 0$ significa que los partones iniciales colisionaron con momento similar y $\beta \approx 1$ que uno de los partones aportó la mayor cantidad de momento, visto desde el sistema laboratorio. A medida que β crece es cada vez más probable que el evento $t\bar{t}$ haya sido iniciado por $q\bar{q}$.

La segunda característica que permite discriminar $q\bar{q}$ de gg es que los gluones tienden a producir más radiación de estado inicial que los quarks. Este efecto es debido a que el factor de color en la emisión de un gluon por un gluon es más de dos veces mayor que en la emisión de un gluón por un quark. Más precisamente, en las amplitudes al cuadrado aparecen los siguientes factores de color:

¹En colisionadores hadrónicos el sistema de coordenadas es definido con z a lo largo de dirección del haz o *beam*. La posición de los ejes x e y no tiene importancia desde el punto de vista teórico.



$$= C_F = \frac{4}{3} \quad , \quad (4.3)$$



$$= C_A = 3 \quad . \quad (4.4)$$

Mientras al orden más bajo en QCD el par $t\bar{t}$ no tiene impulso transversal, cuando hay emisión de un gluón este adquiere un impulso $p_T^{t\bar{t}}$ opuesto al gluón emitido. Cuanto más grande es $p_T^{t\bar{t}}$, más radiación fue emitida y más probable es que haya habido un gluón en el estado inicial. Así, requiriendo un $p_T^{t\bar{t}}$ máximo se puede enriquecer una muestra de eventos $t\bar{t}$ con eventos iniciados por $q\bar{q}$. Esta variable fue propuesta por primera vez en la Ref. [92], también en el contexto de la asimetría de carga en el LHC.

En la Fig. 4.1 se muestra como evoluciona $f_{q\bar{q}}$ a medida que se realizan cortes en las variables cinemáticas β y $p_T^{t\bar{t}}$. En la Ref. [94] se usaron simultáneamente estos cortes para mostrar como aumenta la sensibilidad a Nueva Física en el espectro de masa invariante $m_{t\bar{t}}$.

La tercer variable que puede ser útil para distinguir eventos iniciados por $q\bar{q}$ es el ángulo de dispersión (θ) entre el quark top y un *beam fijo* medido desde el sistema centro de masa de la colisión. A LO la amplitud al cuadrado para el proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ depende de θ como:

$$\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})|^2 \sim 2 - \beta_t^2(1 - \cos^2 \theta), \quad (4.5)$$

donde β_t es la velocidad relativista del top quark definida como:

$$\beta_t = \sqrt{1 - 4m_t^2/s}.$$

Las amplitudes están dadas a menos de factores numéricos provenientes de las sumas y promedios sobre espines y color para los estados iniciales y finales. Para el proceso $gg \rightarrow t\bar{t}$ la dependencia a LO es:

$$\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}(gg \rightarrow t\bar{t})|^2 \sim \frac{16}{3} g^4 \frac{7 + 9\beta_t^2 \cos^2 \theta}{(1 - \beta_t^2 \cos^2 \theta)^2} \times [2 - \beta_t^4 - (1 - \beta_t^2 \cos^2 \theta)^2], \quad (4.6)$$

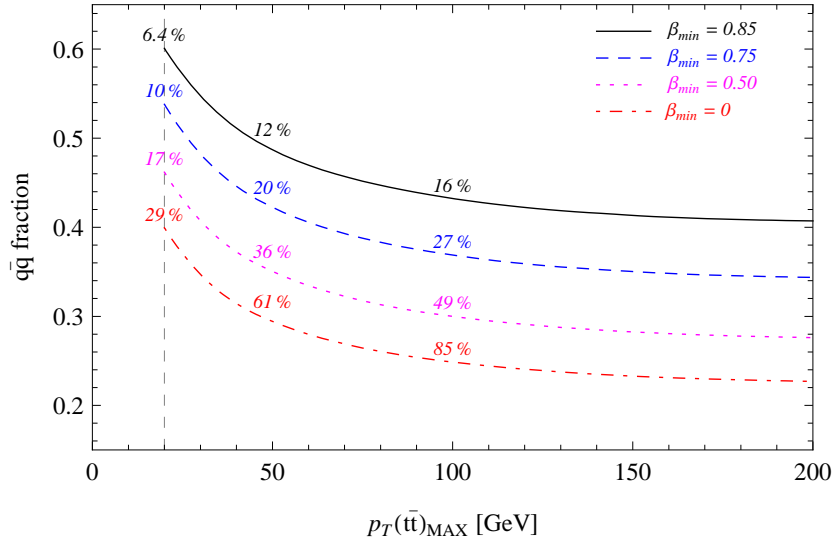


Figura 4.1: Fracción de eventos $q\bar{q}$ en la producción de $t\bar{t}$ en el LHC a 8 TeV a medida que se realizan cortes $p_T(t\bar{t}) < p_T(t\bar{t})_{MAX}$ y $\beta > \beta_{min}$. Los resultados de la figura fueron obtenidos con MadGraph/MadEvent [33] y efectos de radiación en el estado inicial incluidos con Pythia [97]. Los porcentajes en las curvas indican la fracción de eventos que sobreviven a los cortes respecto al total.

Esta amplitud es singular para β_t , $|\cos\theta| \rightarrow 1$. Así, a medida que $\beta_t \rightarrow 1$ (masas invariantes grandes) la producción de $t\bar{t}$ se concentra en la región *forward*. En la Fig. 4.2 se muestran estas distribuciones angulares normalizadas para tres valores de β_t .

El comportamiento de $gg \rightarrow t\bar{t}$ en el límite $\beta_t \rightarrow 1$ es debido al canal t . Para ver esto, observar que el comportamiento singular resulta del propagador:

$$\frac{1}{(t - m_t^2)^2} = \frac{1}{(-2p \cdot k)^2} = \frac{4}{s^2 (1 - \beta_t \cos\theta)^2}. \quad (4.7)$$

donde p es el cuadri-momento del quark y k el del top.

Como consecuencia de esto, es esperable que las distribuciones angulares sean más útiles para distinguir eventos $q\bar{q}$ de eventos gg conforme aumenta el valor de β_t o equivalentemente, la masa invariante del par $t\bar{t}$. Por el contrario, notar que en el umbral de producción ($\beta_t = 0$) ambos mecanismos de producción tienen la misma distribución angular isotrópica. Así, no es posible

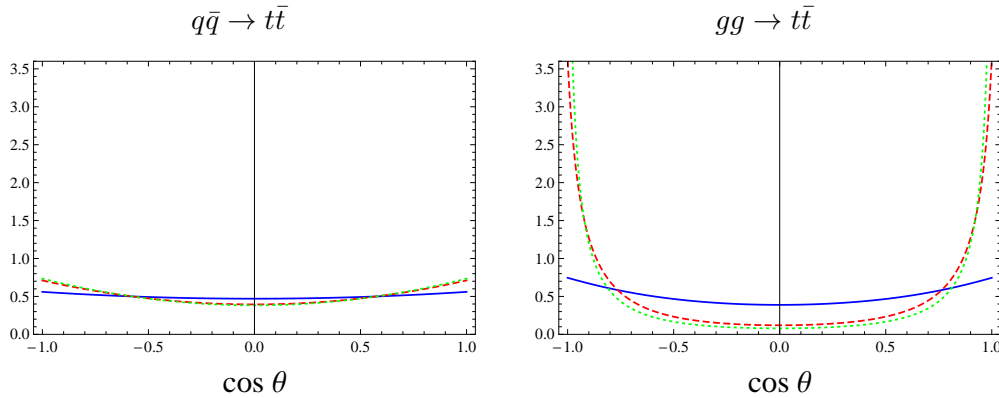


Figura 4.2: Distribuciones angulares normalizadas para $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ y $gg \rightarrow t\bar{t}$ para tres valores de $\beta_t = 0,57$ (línea azul sólida), $0,94$ (línea discontinua roja), $0,98$ (línea punteada-discontinua verde). Estos valores de β_t corresponden a $m_{t\bar{t}} = 425$ GeV, 1050 GeV y 1700 GeV, respectivamente.

una discriminación entre ambos mecanismos de producción en este régimen a partir de la diferencia en sus distribuciones angulares.

Restringiendo θ a tener un valor máximo aumenta la sensibilidad en las búsquedas de resonancias de Nueva Física en la distribución de masa invariante $m_{t\bar{t}}$. Si bien el grado de discriminación entre $q\bar{q}$ y gg dependerá de cómo es la Nueva Física, es fácil entender por qué no será muy dependiente del modelo. En este capítulo estamos interesados en búsquedas de Nueva Física resonante y por eso nos limitamos a resonancias masivas en el canal s . Las colisiones $2 \rightarrow 2$ de partículas con masa y espín fue estudiada en la Ref. [98]. En ese trabajo, la dependencia angular de la amplitud al cuadrado es escrita en términos de los polinomios de Legendre. En el caso de un canal s , el acoplamiento de los espines de los estados iniciales y el impulso angular orbital tiene que sumar el espín de la resonancia o estado intermedio. Entonces para $q\bar{q} \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$, donde X es una resonancia de espín 1, la dependencia angular se puede desarrollar en polinomios de Legendre de orden $\ell = 0, 1, 2$. Más aún, si la interacción conserva paridad como en el caso de QCD, el desarrollo sólo contiene los momentos $\ell = 0, 2$ como se observa en la Ec. (4.5). Más adelante se considerarán también resonancias de espín 0 y 2. Al igual que en el caso de espín 1 la expansión en polinomios de Legendre está limitada a unos pocos momentos. Como se verá, las diferencias en las distribuciones angulares entre estos casos es despreciable en comparación al comportamiento singular del

canal t (que contiene infinitos momentos de Legendre).

En última instancia la distribución angular $d\sigma/d\cos\theta$ distingue el canal s del canal t . Es fácil ver que de todos los procesos del Modelo Estándar que contribuyen al *background* el canal t es el que tiene la contribución más grande a masas invariantes altas. De los tres diagramas de la Fig. 2.1 los dos que poseen un gluón en un canal s están fuertemente suprimidos en la región de masas invariantes altas (alto s) por el propagador. En cambio, el canal t no sufre esta supresión. En conclusión, la mayor contribución al *background* por encima del TeV es el canal t de la Fig. 2.1.

En presencia de Nueva Física que sólo interactúa con los quarks, el número de eventos gg y la distribución angular de estos permanece invariable respecto al Modelo Estándar. Entonces el número de eventos iniciados por gg que son removidos por un corte dado en θ son siempre los mismos, independientemente del modelo. Por ejemplo, para $|\cos\theta| < 0,85$ y $\beta = 0,98$, sólo el 35 % de los eventos iniciados por gg sobreviven. Esto tiene que ser comparado con la fracción de eventos $q\bar{q}$ que quedan luego del mismo corte, que es $\sim 80\%$ en el Modelo Estándar. En el caso de Nueva Física consideremos tres casos posibles: resonancias masivas de espín 0, espín 1 y espín 2, cuyas distribuciones angulares se muestran en la Fig. 4.3. Dado que la resonancia de espín 0 es un singlete de color (Fig. 4.3(a)), no interfiere con el proceso $q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow t\bar{t}$. Como su dependencia angular es plana, con el mismo corte $|\cos\theta| < 0,85$ sobreviven el 85 % de los eventos $q\bar{q}$ de Nueva Física. Para el caso de resonancias de espín 1 (Fig. 4.3(b)) que son octetes de color (G') con acoplamientos vectoriales, la amplitud al cuadrado es:

$$\sum_{\text{espines}} |\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow g/G' \rightarrow t\bar{t})|^2 \sim A(s)(2 - \beta_t^2 + \beta_t^2 \cos^2 \theta). \quad (4.8)$$

Ésta incluye tanto la amplitud al cuadrado del proceso debido al Modelo Estándar y a la Nueva Física como también su interferencia. Se obtiene la misma dependencia angular que en el caso del Modelo Estándar, con $A(s)$ siendo un factor que depende de la masa de la resonancia y su ancho de decaimiento. Esto es una consecuencia de que la dependencia angular de las amplitudes son iguales. Así también se obtiene que un 80 % de los eventos iniciados por $q\bar{q}$ sobreviven luego del corte $|\cos\theta| < 0,85$. Más aún, esto no se modifica apreciablemente cuando la resonancia G' es un octete de color con acoplamientos axiales. Finalmente, en la Fig. 4.3(c) se muestra como ejemplo una resonancia de espín 2 que interactúa sólo con los quarks. En este caso

un 74 % de los eventos de Nueva Física pasan la selección. Así, siempre que la Nueva Física se propague en el canal s , un corte en θ puede ser utilizado para enriquecer la fracción de eventos iniciados por $q\bar{q}$ y aumentar así la sensibilidad a la Nueva Física. De hecho, a pesar de que se encontraron leves diferencias en la eficiencia del corte en $|\cos\theta|$ para seleccionar eventos $q\bar{q}$ de Nueva Física, siempre se obtiene la misma mejora en la reducción de la dilución de la señal debido a los eventos iniciados por gg , que en principio es el *background* para la Nueva Física.

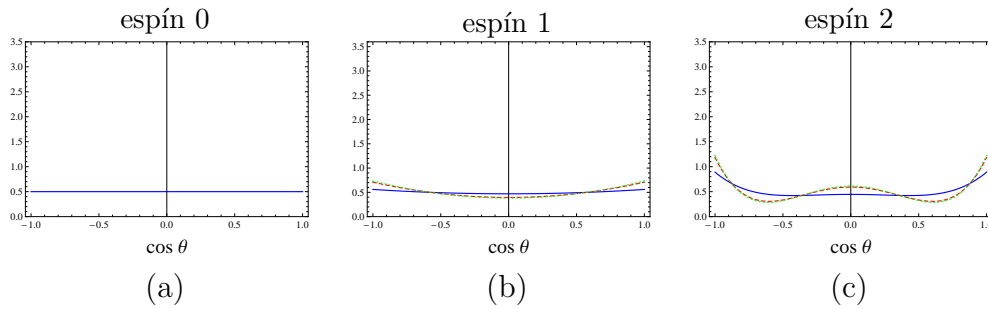


Figura 4.3: Distribuciones angulares normalizadas para eventos $q\bar{q} \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$ a través de resonancias masivas de espín 0 (a), espín 1 vectorial (b) y espín 2 (c). Las diferentes curvas corresponden a diferentes valores de β_t como se detalla en la Fig. 4.2.

Finalmente, es importante destacar que los tres mecanismos descritos para aumentar $f_{q\bar{q}}$ son independientes entre sí. Es decir, tienen origen en diferentes fenómenos físicos: *i)* la cinemática particular del canal t en la producción de $t\bar{t}$, *ii)* la composición de las p.d.f. y, *iii)* la dinámica en la emisión de radiación en QCD. Si bien existe una leve correlación indirecta de las variables θ , β , y $p_T^{t\bar{t}}$ a través de la conservación del momento ninguna de ellas puede ser expresada en función de las otras dos. Dada esta *independencia* entre las variables, todas deben ser incluidas para mejorar la sensibilidad a la Nueva Física. Sin embargo, dado que una variable puede ser más eficiente que la otra, en términos de lograr el mismo aumento de $f_{q\bar{q}}$ con una menor reducción del número de eventos, puede ocurrir que sea mejor no utilizar una de las variables, como se discutirá en la próxima sección.

4.3. Aumento de eventos $q\bar{q}$ utilizando cortes en β , $p_T^{t\bar{t}}$ y θ

El análisis partónico de la sección anterior nos permite entender cualitativamente la distinción entre los eventos iniciados por $q\bar{q}$ y los iniciados por gg . En esta sección se presentarán simulaciones para el LHC a 8 TeV incluyendo radiación en los estados iniciales y finales. Estas simulaciones permiten obtener resultados cuantitativos más realistas. Además, incluyen el efecto de otros canales de producción como $gq \rightarrow t\bar{t}g$, que aparece a NLO de manera aproximada. Sin embargo, dado que la contribución más importante de eventos no- $q\bar{q}$ proviene de gg , desde ahora nos referiremos a f_{gg} aunque esta fracción incluye todos los eventos no- $q\bar{q}$.

Las simulaciones de la producción inclusiva de $pp \rightarrow t\bar{t}$ se realizaron con `MadGraph/MadEvent 5` [99] para el cálculo exacto a LO hasta con un jet adicional. Se agregó actividad de radiación adicional mediante `Pythia 6` [97]. Para evitar el doble conteo en la región del espacio de fases de emisión de un jet de bajo p_T se utilizó el esquema de *matching* MLM [100] implementado en `MadGraph/MadEvent 5`. El parámetro de corte se fijó en $Q_{cut} = 30$ GeV como es usual en producción $t\bar{t}$ en el LHC [101]. Este procedimiento permite la generación de eventos con una distribución $p_T^{t\bar{t}}$ no trivial. A los efectos de este análisis se utilizaron los resultados de las simulaciones hasta nivel partónico, es decir, sin decaimiento del top quark. Los eventos con leptones en el estado final, en particular, en los canales semi- y di-leptónicos de decaimiento del par $t\bar{t}$, pasan los *triggers* sólo cuando $|\eta_\ell| \leq 2,5$. Para $m_{t\bar{t}}$ grande, los productos de decaimiento del top estarán colimados alrededor de la dirección de este. Entonces, en una primera aproximación, la restricción en la *pseudorapidity* η para leptones se puede trasladar a la misma restricción a nivel partónico para los tops. Así, para este análisis, se aplicó el corte de pre-selección $|\eta_{t,\bar{t}}| \leq 2,5$, que será mejor aproximación al corte de pre-selección leptónico cuando más grande sea $m_{t\bar{t}}$, que es la región de interés. Es importante notar que $\eta = 2,5$ corresponde a $\cos(\theta) \approx 0,987$ en el caso en que el sistema centro de masa coincide con el sistema laboratorio. El impacto de ese corte de pre-selección en el análisis es reducido dado que los cortes que se aplicarán van entre $|\cos(\theta)| < 0,5 - 0,7$.

Si bien el análisis de búsquedas de resonancias en la distribución de $m_{t\bar{t}}$ se realizó con simulaciones a LO, los resultados y distribuciones se normalizaron con la sección eficaz a NLO. Para calcular la sección eficaz se supuso que

las mediciones son mediante el canal semi-leptónico. La predicción para la producción inclusiva en el LHC a 8 TeV con precisión NLO obtenida con MCFM es 225.2 pb [51]. Para el canal semi-leptónico la eficiencia en la selección (que incluye los anchos de decaimiento parciales del canal) es del 6 % [102]. Esto resulta en un total de alrededor de 400.000 eventos en la primer etapa del LHC con cerca de 30 fb^{-1} de luminosidad integrada.

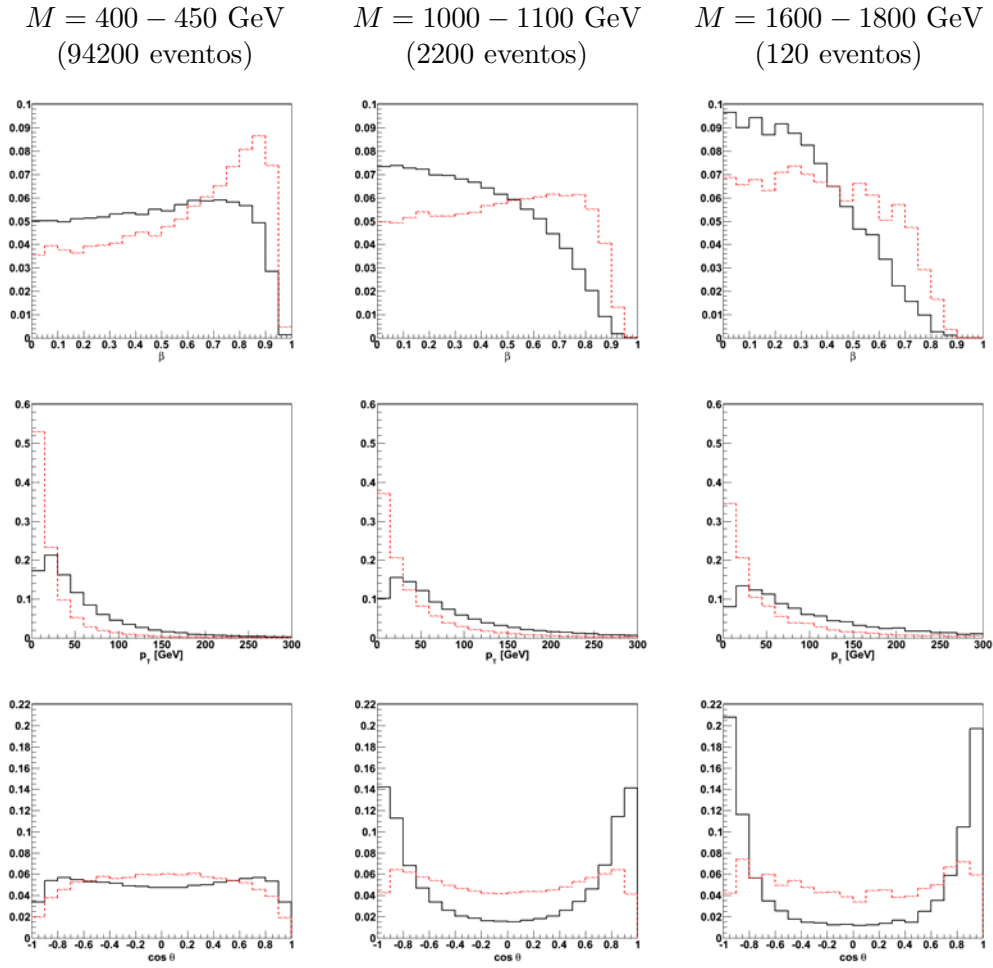


Figura 4.4: Distribuciones diferenciales de producción de $t\bar{t}$ para eventos iniciados por $q\bar{q}$ (en rojo) y gg (en negro) para cada una de las variables cinemáticas β , $p_T^{t\bar{t}}$ y θ en los tres bins de masa invariante (400-450 GeV, 1000-1100 GeV y 1600-1800 GeV). Todas las distribuciones han sido normalizadas a uno.

En la Fig. 4.4 se muestran las distribuciones diferenciales de producción de $t\bar{t}$ para eventos iniciados por $q\bar{q}$ (en rojo) y gg (en negro) para cada una de las variables cinemática β , p_T y θ en los tres bins de masa invariante $m_{t\bar{t}}$ (400-450 GeV, 1000-1100 GeV y 1600-1800 GeV). Se usarán estos tres bins como casos de referencia a lo largo del análisis. Los valores centrales de estos bins corresponden a los valores de $m_{t\bar{t}}$ (o β_t) usados en la sección previa como ejemplos. Las distribuciones han sido normalizadas a uno para permitir visualizar cuando un corte dado es adecuado para incrementar la fracción de eventos iniciados por $q\bar{q}$. Siendo $f_{q\bar{q},gg}$ y $f'_{q\bar{q},gg}$ las fracciones antes y después de un corte dado respectivamente, se puede escribir:

$$\frac{f'_{q\bar{q}}}{f'_{gg}} = \frac{f_{q\bar{q}} \epsilon_{q\bar{q}}}{f_{gg} \epsilon_{gg}} \quad (4.9)$$

donde $\epsilon_{q\bar{q}}$ (ϵ_{gg}) es la fracción de los eventos $q\bar{q}$ (gg) iniciales que sobreviven a un corte dado. Así, siempre que $\epsilon_{q\bar{q}} > \epsilon_{gg}$ se obtendrá un incremento en $f'_{q\bar{q}}$ respecto a $f_{q\bar{q}}$. La integral de la distribución normalizada de los eventos $q\bar{q}$ (gg) que pasan los cortes es precisamente $\epsilon_{q\bar{q}}$ (ϵ_{gg}).

De la primer fila de histogramas de la Fig. 4.4 se ve que los eventos $q\bar{q}$ tienden a poblar la región $\beta \approx 1$ en mayor medida que los eventos gg . La presencia del pico más pronunciado en la distribución de eventos $q\bar{q}$ en la ventana 400-450 GeV se debe a que es más probable una diferencia grande entre los momentos del quark y el antiquark cuanto más cercano sea $m_{t\bar{t}}$ al umbral de creación del par $t\bar{t}$. En este caso el momento que aporta el quark es suficiente para producir el par $t\bar{t}$. En el caso contrario, ambos quark y antiquark deben aportar para producir un par de masa invariante $m_{t\bar{t}}$ grande, con lo cual la diferencia entre ambos es menos probable que sea grande. De la primer fila de histogramas se concluye que requiriendo β mayor que un dado valor de corte β_c ($\beta > \beta_c$) siempre se incrementa $f_{q\bar{q}}$ aún hasta masas invariantes de casi 2 TeV.

La segunda fila de histogramas corresponde a las distribuciones de impulso transversal $p_T^{t\bar{t}}$ para las diferentes ventanas de masa invariante testigo. En este caso, requiriendo $p_T^{t\bar{t}} < p_{Tc}^{t\bar{t}}$ se favorecen los eventos iniciados por $q\bar{q}$. Si bien se pueden apreciar pequeñas diferencias con el aumento de $m_{t\bar{t}}$ que pueden significar un leve incremento en el poder de discriminación para masas invariantes altas, una conclusión precisa requiere cálculos con una precisión mayor que las simulaciones realizadas. El espíritu de este análisis

es sólo ilustrar el potencial que tienen estas variables para aumentar la sensibilidad a Nueva Física en búsquedas en el espectro de masa invariante $m_{t\bar{t}}$. En la medida que estas variables sean utilizadas en experimentos con este fin se requerirán cálculos más realistas para extraer información precisa (por ejemplo, *matching* entre cálculos a NLO y *parton showers*).

Finalmente, las distribuciones angulares de ambos mecanismos de producción son mostradas en la tercer fila de histogramas. Como se esperaba de la discusión de la sección anterior, tanto los eventos iniciados por $q\bar{q}$ como por gg tienen esencialmente la misma distribución isotrópica en el bin 400-450 GeV. Conforme $m_{t\bar{t}}$ aumenta las distribuciones angulares empiezan a diferenciarse una de la otra. Para el bin 1000-1100 GeV y aún más para 1600-1800 GeV los eventos iniciados por gg producen top y anti-tops predominantemente alrededor del eje del *beam* o en la región frontal y posterior de los detectores, *i.e.* región *forward*. Así, requiriendo $|\cos\theta| < \cos\theta_c$ para $m_{t\bar{t}} \gtrsim 1$ TeV se obtiene un aumento de $f_{q\bar{q}}$. Estos resultados confirman que la inclusión de radiación en los estados iniciales y finales junto con el canal gg no modifica cualitativamente los resultados de la sección anterior.

El precio a pagar por cada corte que se aplica a una muestra de eventos es una reducción en el número de los mismos. La fracción de eventos que sobreviven a los cortes respecto al número total de eventos iniciales se indica como f_s . A la hora de evaluar si un corte es mejor que otro es importante, como se analizará más adelante, que luego del corte el número total de eventos no se vea muy reducido ya que las incertezas estadísticas podrían ser muy grandes y arruinar la mejora en $f_{q\bar{q}}$. En la Fig. 4.5 se muestra la evolución de la fracción de eventos $q\bar{q}$ como función de f_s . Para el bin 400-450 GeV, el corte en p_T da los mejores resultados, mientras que el corte en β necesita cortar una gran cantidad de eventos para empezar a mostrar un aumento en $f_{q\bar{q}}$. Esta propiedad de β se cumple en todo el espectro de masas invariantes. Como era de esperarse, a masas invariantes bajas el corte en θ deja constante $f_{q\bar{q}}$. A medida que se aumenta la masa invariante el corte en θ empieza a dominar, obteniendo la mejor relación entre aumento en $f_{q\bar{q}}$ y disminución de $f_s \lesssim 1$. Para masas más allá de 1 TeV, se espera que θ y p_T sean más adecuados para mejorar $f_{q\bar{q}}$.

Hasta ahora se consideraron cortes en cada variable cinemática por separado con el fin de mejorar la fracción de $q\bar{q}$. Ahora, veamos como se combinan los cortes en las tres variables. Para ello, se realizaron cortes simultáneamente en las tres variables, de manera aleatoria y en la región delimitada por $\beta_c \in [0, 0.9]$, $p_{Tc} \in [20, 300]$ GeV y $\cos\theta_c \in [0, 1, 1]$. Un corte en β superior

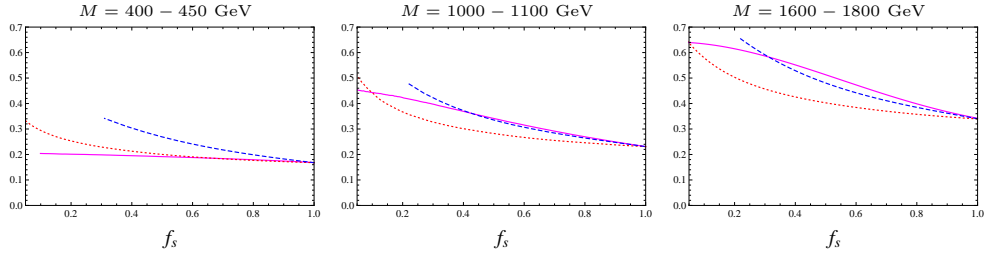


Figura 4.5: $f_{q\bar{q}}$ (eje vertical) vs. f_s a medida que se realizan los cortes $\beta > \beta_c$ (línea roja punteada), $p_T < p_{Tc}$ (azul discontinua) o $|\cos\theta| < \cos\theta_c$ (magenta sólida) para los tres bins de masa invariante (400-450 GeV, 1000-1100 GeV y 1600-1800 GeV). El rango de los cortes es $\beta_c \in [0, 0,95]$, $p_{Tc} \in [20, 300]$ GeV y $\cos\theta_c \in [0,1, 1]$.

a 0,9 podría sufrir de grandes incertezas sistemáticas [90] y $p_{Tc} = 20$ GeV [102] corresponde a la sensibilidad experimental mínima en esa variable. En la Fig. 4.6 se muestra $f_{q\bar{q}}$ vs. f_s para el escaneo aleatorio en las tres variables. La región representada por las líneas verticales corresponde a cortes en las tres variables simultáneamente mientras que el área sombreada corresponde a cortes simultáneos en β y p_T (es decir, ningún corte en θ es aplicado). De esta forma, se puede ver cuál es la mejora que introduce un corte en θ respecto a los estudios previos donde sólo se utilizan β y p_T [90, 93, 94]. Nuevamente se representan los tres casos testigo 400-450 GeV, 1000-1100 GeV y 1600-1800 GeV. Como fue discutido previamente, en la región de masa invariante cercana al umbral de producción los cortes en θ no introducen mejora alguna. Por otro lado, como también se había anticipado, se obtienen mejores $f_{q\bar{q}}$ para masas invariantes grandes cuando se combinan cortes en las tres variables cinemáticas. Más aún, para el bin 1600-1800 GeV bin, los valores máximos de $f_{q\bar{q}}$ para f_s fijo son alcanzados sin realizar cortes en β (Esto no puede observarse directamente de los gráficos). Esto también es consistente con los resultados anteriores, donde los cortes en β lograban un desempeño muy bajo en $f_{q\bar{q}}$ en relación con f_s . Así, utilizando cortes en θ en lugar de β en la región de masas invariantes altas, se puede obtener el mismo $f_{q\bar{q}}$ con menor penalización en f_s . Este es un resultado importante, dado que β es la variable cinemática usualmente pensada en los análisis fenomenológicos con el propósito de lograr la discriminación entre $q\bar{q}$ y gg .

Conforme los cortes se hacen más estrictos con el fin de aumentar $f_{q\bar{q}}$, el número de eventos en la muestra decrece. La menor estadística disponible en

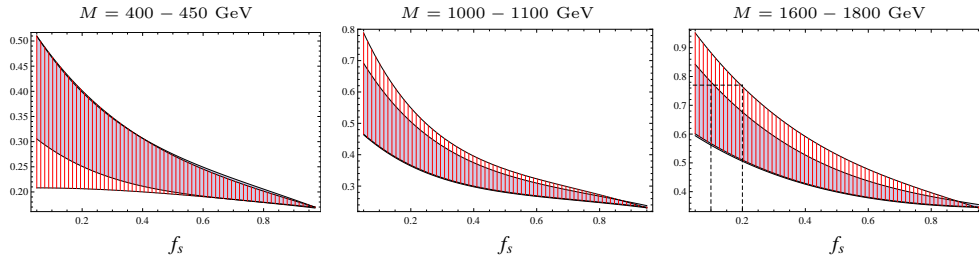


Figura 4.6: $f_{q\bar{q}}$ (eje vertical) vs. f_s para un escaneo de cortes en β , p_T y θ (región con líneas verticales), y en β y p_T (región sombreada) (ningún corte en θ) para los tres bins de masa invariante (400-450 GeV, 1000-1100 GeV y 1600-1800 GeV).

la muestra enriquecida con eventos $q\bar{q}$ resulta en un aumento en las incertezas estadísticas. Así, aún cuando $f_{q\bar{q}}$ sea grande, estas pueden arruinar la mejora en la sensibilidad a la Nueva Física [94]. Para búsquedas de resonancias que son iniciadas por $q\bar{q}$, no sólo es necesario mejorar $f_{q\bar{q}}$ sino también mantener bajo control las incertezas. La incerteza sistemática en el número de eventos en un dado bin de masa invariante puede parametrizarse como²:

$$\sigma^{sist}(N) = c_0 \oplus c_{1/2}\sqrt{N} \oplus c_1N, \quad (4.10)$$

donde c_0 es un término constante, $c_{1/2}\sqrt{N}$ es un término de origen estocástico y c_1N es el término de incerteza relativa constante y el que domina para N grande. La determinación de los parámetros de la Ec. (4.10) requiere de un análisis detallado que sólo puede ser realizado por los experimentos. Si bien esta información no se encuentra disponible para búsquedas en $t\bar{t}$, para muchas situaciones sólo el término proporcional c_1N está presente. Por ejemplo, en la Ref. [103] se informa una incerteza de aproximadamente 20% en mediciones del espectro de masa invariante $t\bar{t}$ ³. Aquí simplemente se supondrá que la incerteza relativa es constante para todo N . Es decir, $\sigma^{sist}(N) = c_1N$ con $c_1 = 0,2$. En la medida que la Ec. (4.10) sea completamente conocida, la discusión que sigue puede adaptarse fácilmente, no dependiendo las conclusiones generales de ello. Las incertezas estadísticas se modelarán de forma

² \oplus simboliza que es una suma donde cada término es independiente, entonces deben sumarse en cuadratura: $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.

³Se espera que este número, y la eficiencia en la selección, sean mejorados en la medida que técnicas de *top-tagging* mediante sub-estructura de jets empiecen a utilizarse en este tipo de análisis [104].

usual como $\sigma^{est}(N) = \sqrt{N}$ para $N > 10$.

En la Fig. 4.6 se puede ver que a medida que f_s es reducido existe siempre un conjunto de cortes que mejora $f_{q\bar{q}}$. Mientras se cumpla que la incerteza sistemática relativa es constante, y que esta domina sobre las estadísticas ($\sqrt{N} \ll c_1 N$), es fácil ver que cualquier corte que mejore $f_{q\bar{q}}$ siempre aumentará la significancia⁴:

$$S' = \frac{N'_S}{c_1 N'_B} = \frac{S}{1 - \Delta f_{gg}^B}, \quad \sqrt{N} \ll c_1 N \quad (4.11)$$

donde N_S y N_B son el número de eventos de señal y *background* respectivamente, las variables primadas son luego de los cortes, f_{gg}^B es la fracción inicial de eventos gg en el *background*, $\Delta = 1 - \epsilon_{gg}/\epsilon_{q\bar{q}}$, y S y S' son las significancias antes y después de los cortes respectivamente. Si luego del corte aumentó la fracción de eventos $q\bar{q}$, $\Delta > 0$ ($\epsilon_{gg} < \epsilon_{q\bar{q}}$) y $S' > S$. Evidentemente este resultado depende de la suposición que la incerteza sistemática relativa es constante. En el caso más general, la Ec. (4.11) es una aproximación cuando domina este término en la Ec. (4.10). Si N es chico y dominan las incertezas estadísticas la relación entre las significancias antes y después del corte es:

$$S' = \frac{N'_S}{\sqrt{N'_B}} = S \sqrt{\frac{\epsilon_{q\bar{q}}}{1 - \Delta f_{gg}^B}}, \quad \sqrt{N} \gg c_1 N \quad (4.12)$$

En este caso, $\Delta > 0$ no es suficiente para que $S' > S$. Es decir, no cualquier corte que descarte más eventos gg que $q\bar{q}$ mejora la sensibilidad. La condición $\epsilon_{q\bar{q}} > 1 - \Delta f_{gg}^B$ es ahora más restrictiva. La Fig. 4.7 muestra el $\epsilon_{q\bar{q}}$ mínimo necesario para un dado ϵ_{gg} para $f_{gg}^B = 0,75$ y $0,4$.

Como consecuencia de esto, cualquier método que aumente $f_{q\bar{q}}$ aumentará la significancia mientras se esté en un régimen donde dominan las incertezas sistemáticas. A medida que se busca un aumento más grande de $f_{q\bar{q}}$ se entra en un régimen donde las incertezas estadísticas y sistemáticas son del mismo orden y ya no es seguro que un aumento de $f_{q\bar{q}}$ proporcione un aumento de la significancia. Así, cualquier método que aumente $f_{q\bar{q}}$ aumentará la significancia como mínimo hasta el punto donde ambas incertezas empiezan a competir. Esto ocurre cuando $N \sim 1/c_1^2$.

Veamos como la discusión anterior se aplica a un ejemplo en particular. A 8 TeV con 30 fb^{-1} , la predicción del Modelo Estándar son 120 eventos

⁴Dado que puede existir interferencia importante entre la Nueva Física y el Modelo Estándar se define $N_S = N^{NP+ME} - N^{ME}$ y se supone $N_S > 0$.

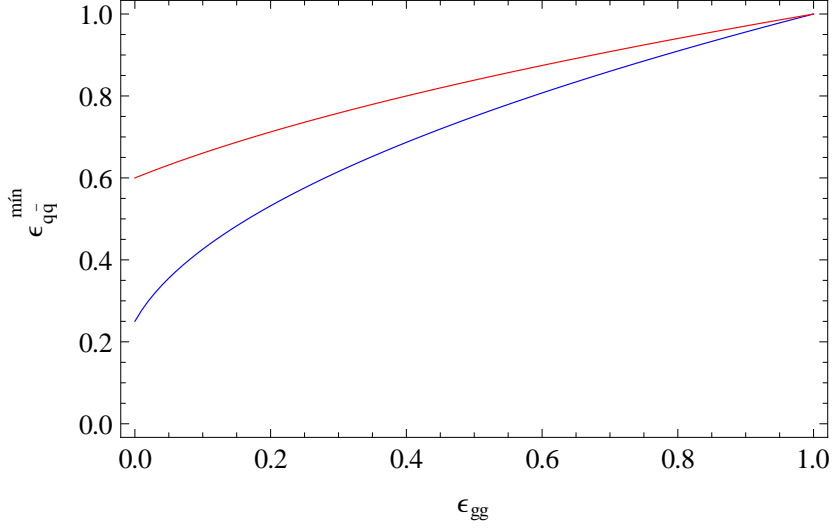


Figura 4.7: Eficiencia mínima $\epsilon_{q\bar{q}}^{\text{mín}}$ del corte necesaria para que $S' > S$ en función de la eficiencia ϵ_{gg} en el régimen de incertezas estadísticas. En azul considerando el total de eventos para $t\bar{t}$ en el LHC a 8 TeV ($f_{gg}^B = 0,75$), y en rojo considerando sólo los eventos en el bin 1600 – 1800 GeV ($f_{gg}^B = 0,4$, ver Tabla 4.1).

en el bin 1600 – 1800 GeV de masa invariante. En este caso, las incertezas estadísticas y sistemáticas serán comparables para $N \approx 25$, i.e. $f_s \approx 0,2$ (donde f_s es ahora la fracción de eventos que sobreviven luego de los cortes en ese bin). De la Fig. 4.6 se observa que para $f_s \approx 0,2$ existe un conjunto de cortes en β (que resulta ser innecesario ya que $\beta_c = 0$), $p_T^{t\bar{t}}$ y θ que alcanza $f_{q\bar{q}} \approx 0,75$. Mientras que con cortes sólo en β y p_T se necesitaría $f_s \approx 0,1$ para alcanzar el mismo $f_{q\bar{q}}$ (ver la línea punteada en la Fig. 4.6(c)). Así, este ejemplo muestra que la inclusión de θ como una variable para discriminar $q\bar{q}$ de gg es equivalente a doblar la luminosidad. Para este ejemplo, el conjunto de cortes es $\beta_c = 0$, $p_{Tc}^{t\bar{t}} = 24$ GeV y $\cos\theta_c = 0,89$ para el primer caso, y $\beta_c = 0,38$ y $p_{Tc}^{t\bar{t}} = 20$ GeV para el último.

4.4. Aplicación de los cortes estudiados a un ejemplo específico

En esta sección se ilustrará como cortes en β , p_T y θ pueden ser muy útiles en una búsqueda de resonancias en el espectro de masas invariantes de $t\bar{t}$, haciendo observables una resonancia que inicialmente no lo es. Se utilizará un ejemplo específico de Nueva Física resonante donde el Modelo Estándar se extiende con una resonancia gluónica G^* de 1,5 TeV. Este modelo es motivado por modelos de Higgs Compuesto como los discutidos en el Capítulo 3. La característica principal de estos modelos es que el gluón masivo interactúa en mayor medida con las partículas más pesadas del Modelo Estándar. Así, interactuará principalmente con el top quark y en mucha menor medida con los quarks de las primeras generaciones o quarks livianos. Debido a que la simetría $SU(3)_c$ no está rota el vértice ggG^* no existe y la resonancia G^* sólo puede ser creada a través de eventos $q\bar{q}$ ⁵. El Lagrangiano de interacción con las partículas del Modelo Estándar es:

$$\mathcal{L}_{G^*} = g_s \sum_{q_i} f_{q_i} \bar{q}_i G^* q_i \quad (4.13)$$

donde se suma sobre todos los quarks q del Modelo Estándar. Los acoplamientos utilizados son $f_{(u,d,s,c)_{L,R}} = 0,025$, $f_{t_R} = 4,6$ y todos los demás acoplamientos a cero. Con esta elección de los parámetros el ancho de decaimiento de G^* es $\Gamma_{G^*} = 290$ GeV. Los acoplamientos se eligieron de modo que la resonancia no sea visible sin cortes que aumenten la fracción $f_{q\bar{q}}$. Este modelo de juguete corresponde a un modelo de Higgs Compuesto donde t_R es totalmente compuesto y donde los restantes quarks de la tercera generación son prácticamente elementales. Así, t_R es el que más interactúa con G^* y por simplicidad los restantes acoplamientos de la tercera generación se hicieron nulos.

Se simularon eventos $pp \rightarrow t\bar{t}$ en un número equivalente a 30 fb^{-1} con las herramientas computacionales detalladas en la sección anterior. Se simularon eventos $pp \rightarrow g \rightarrow t\bar{t}$ correspondiente al Modelo Estándar y eventos $pp \rightarrow g/G^* \rightarrow t\bar{t}$ correspondientes al Modelo Estándar más el gluón masivo, incluyendo efectos de interferencia que son de importancia debido a que la

⁵Existe un vértice efectivo ggG^* proveniente principalmente de un *loop* de top quarks. Sin embargo, este es despreciable frente a $q\bar{q}G^*$

resonancia es ancha. Como se detalló en la sección anterior se supuso una eficiencia de selección de 6% [102].

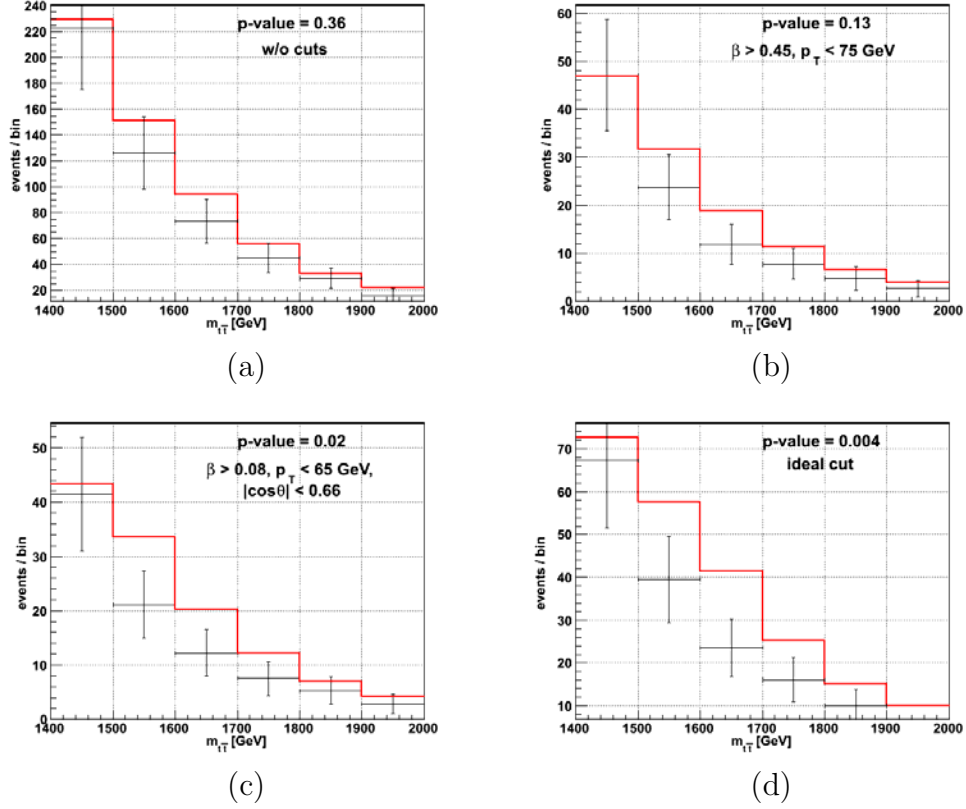


Figura 4.8: Espectro de masa invariante $t\bar{t}$ para 30 fb^{-1} en el LHC. En negro se muestra la predicción del Modelo Estándar con barras de error correspondientes a las incertezas sistemáticas más las estadísticas, y en rojo la predicción debida al Modelo Estándar extendido con el gluón masivo. En el panel (a) no se aplicó ningún corte, en (b) se aplicó el corte que alcanza la mejor sensibilidad usando sólo β y p_T como variables de cortes, en (c) se aplico el corte que alcanza la mejor sensibilidad usando β , p_T y θ , y finalmente (d) corresponde a un corte ideal, como se explica en el texto. En cada panel se determinó la significancia del apartamiento de la predicción del Modelo Estándar de acuerdo a un *test* χ^2 (ver texto).

En la Fig. 4.8 se muestra la comparación entre las distribuciones esperadas del espectro de $m_{t\bar{t}}$ para el Modelo Estándar y para el modelo con un gluón

masivo para: (a) ningún corte; (b) cortes en β y p_T ; (c) cortes en β , p_T y θ ; y (d) corte ideal, definido como el corte donde todos los eventos $q\bar{q}$ sobreviven y todos los gg son descartados. Las barras de error corresponden a la suma de las incertezas estadísticas y sistemáticas, como se discutió en la sección previa. Los cortes utilizados se encontraron mediante un escaneo al azar que buscó la máxima significancia de un *test* χ^2 para los 3 bins de ancho 100 GeV desde 1500 hasta 1800 GeV para los dos conjuntos de cortes (b) y (c). Para cuantificar la mejora gradual de los cortes resolviendo la resonancia

	cortes	f_s	$f_{q\bar{q}}$	valor- p	S'
(a)	sin cortes	1.00	0.41	0.36	0.4
(b)	$\beta > 0,45, p_T < 75$ GeV	0.20	0.63	0.13	1.1
(c)	$\beta > 0,08, p_T < 65, \cos \theta < 0,66$ GeV	0.22	0.75	0.02	2.1
(d)	corte ideal	0.41	1.00	0.004	2.7

Tabla 4.1: Conjunto de cortes usados para aumentar la sensibilidad a la Nueva Física en el espectro de $m_{t\bar{t}}$. Las primeras dos columnas indican el gráfico en la Fig. 4.8 y los cortes realizados, la tercer y cuarta columna muestran los efectos de los cortes (f_s y $f_{q\bar{q}}$), y las columnas siguientes cuantifican el aumento de la sensibilidad a la resonancia.

en la Fig. 4.8, en la Tabla 4.1 se muestran f_s , $f_{q\bar{q}}$, el valor- p del *test* χ^2 , y la significancia S' luego de los cortes. De estos resultados se observa que el corte en β no es muy útil a estas energías y luminosidades. Más aún, cuando se incluye el corte en θ , se ve que el corte en β es prácticamente reemplazado por éste. En este ejemplo se ve como el intercambio de cortes incrementa f_s en un $\sim 10\%$ a la vez que mejora $f_{q\bar{q}}$ en un $\sim 20\%$. Esto resulta en un incremento de la significancia de 1.1σ a 2.1σ .

4.5. Discusiones

El objetivo de esta sección es relacionar el análisis realizado con trabajos previos. Además de $p_T^{t\bar{t}}$ y β , la *rapidity* y^t del quark top y correlaciones de espín de los decaimientos del top han sido utilizados para discriminar entre eventos $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ de eventos $gg \rightarrow t\bar{t}$. En primer lugar, en esta sección se discutirán algunas diferencias entre el presente análisis que hace foco en θ como una variable adecuada y estudios previos donde la *rapidity* y es usada.

Finalmente, se discutirá brevemente la diferencia entre el uso de cortes en θ y correlaciones de espín para mejorar la fracción $f_{q\bar{q}}$.

La relación entre el ángulo θ medido en el sistema centro de masa y la *rapidity* en el sistema centro de masa, $\Delta y = y^t - y^{\bar{t}}$, es

$$\Delta y = \log \frac{1 + \beta_t \cos \theta}{1 - \beta_t \cos \theta}, \quad (4.14)$$

donde $\beta_t = \sqrt{1 - 4m_t^2/s}$. La energía partónica s que entra en esta relación diluye la correlación entre estas dos variables. Sólo cuando β_t toma un valor fijo, hay una correspondencia uno-a-uno entre θ y Δy . Sin embargo, en un bin de masa invariante β_t puede variar y disminuir la correlación entre ellas. Por ejemplo, si se considera el bin de $m_{t\bar{t}}$ entre 1600-1800 GeV, Δy varía hasta un 4 % cuando θ está fija. Entonces, para los bins de $m_{t\bar{t}}$ alta, cortes θ y Δy son aproximadamente equivalentes. Más aún, si se toman varios bins en la región de $m_{t\bar{t}}$ alta, para el mismo corte en θ , se tendrán diferentes (pero equivalentes) cortes en Δy en cada bin. Por otro lado, cerca del umbral de producción de $t\bar{t}$, β_t varía fuertemente y la correlación se diluye. Así, dentro del bin 400-425 GeV, Δy varía hasta un 20 % para un valor fijo de θ .

Cortes en $|\Delta y|$ han sido previamente considerados en la literatura [89, 90, 105]. Sin embargo, han sido aplicados a bajas energías y para cierta clase de modelos. Por ejemplo, en modelos con un Z' que viola sabor, los eventos $t\bar{t}$ son producidos a través del intercambio de un Z' en el canal t predominantemente en la región *forward*. Esta situación, que no corresponde a Nueva Física resonante, es opuesta a la del presente análisis. Para tales modelos, se ha mostrado que requiriendo eventos con $|\Delta y|$ que superando un valor mínimo aumenta la sensibilidad a la Nueva Física. Dado que esta física aparece a $m_{t\bar{t}}$ bajos, no hay un incremento considerable de eventos gg que puedan arruinar esta mejora en la sensibilidad. En los casos donde las contribuciones de Nueva Física son significativas a $m_{t\bar{t}}$ altas, este tipo de cortes en $|\Delta y|$ llevarán a un aumento de los eventos Nueva Física junto con un aumento de los eventos gg de *background*. En este caso, la conveniencia de un corte de este tipo dependerá del modelo de Nueva Física.

La *rapidity* ha sido utilizada también en el contexto de la asimetría de carga en producción de $t\bar{t}$ en el LHC [88, 91]. En estos casos, la idea principal es diferenciar entre eventos $q\bar{q}$ y gg requiriendo cortes en y^t y $y^{\bar{t}}$. La utilización de estas variables es comparable con el uso de β , ya que existe una correlación entre ellas. Sin embargo, el ángulo θ (o Δy) no tiene ningún rol en ese método.

Las correlaciones de espín en la producción y decaimiento de quarks top han sido extensamente analizadas [89, 106, 107]. El objetivo de esos estudios es comparar las predicciones hechas en el Modelo Estándar o sus extensiones con las distribuciones angulares de los productos de decaimientos del top medidas. En general, diferentes modelos dan lugar a distintas distribuciones angulares. Las mediciones en la correlación de espín proveen información adicional relevante de la estructura de las posibles nuevas interacciones. En el estado final, t y \bar{t} pueden poseer ambos la misma helicidad o helicidad opuesta. Las correlaciones de espín son maximizadas cuando la asimetría entre estas dos configuraciones de espín alcanza un valor máximo, es decir, cuando una configuración es más probable que la otra. Usualmente, para un dado eje desde el cual las proyecciones de espín están definidas, se busca realizar cortes cinemáticos para incrementar dicha asimetría. Así, las correlaciones de espín permiten discriminar entre $t\bar{t}$ producidos con la misma helicidad o con helicidad opuesta.

Recordando la discusión de la Sección 4.2, las distribuciones angulares de $q\bar{q}$ y gg son iguales y esencialmente planas cerca del umbral de producción. Entonces, un corte en θ no puede ser utilizado para mejorar $f_{q\bar{q}}$. Por el contrario, si existe una distinción basada en correlaciones de espín. Siendo las helicidades medidas en el centro de masa de la colisión L y R , a orden árbol las amplitudes polarizadas al cuadrado para el proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ son: [107]

$$\sum_{LL,RR} |\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})|^2 \sim (1 - \beta_t^2) \sin^2 \theta, \quad (4.15)$$

$$\sum_{LR,RL} |\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})|^2 \sim (1 + \cos^2 \theta). \quad (4.16)$$

Para el proceso $gg \rightarrow t\bar{t}$ las amplitudes polarizadas son: [107]

$$\sum_{LL,RR} |\mathcal{M}(gg \rightarrow t\bar{t})|^2 \sim \frac{7 + 9\beta_t^2 \cos^2 \theta}{(1 - \beta_t^2 \cos^2 \theta)^2} (1 - \beta_t^2)(1 + \beta_t^2 + \beta_t^2 \sin^4 \theta), \quad (4.17)$$

$$\sum_{LR,RL} |\mathcal{M}(gg \rightarrow t\bar{t})|^2 \sim \frac{7 + 9\beta_t^2 \cos^2 \theta}{(1 - \beta_t^2 \cos^2 \theta)^2} \beta_t^2 \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta). \quad (4.18)$$

De estas amplitudes se puede ver que cerca del umbral ($\beta_t \rightarrow 0$) la producción $gg \rightarrow t\bar{t}$ es posible sólo cuando los espines son iguales (LL , RR) mientras que para $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ están presentes ambas configuraciones de espín (LL , RR y LR , RL). Como las correlaciones de espín distinguen entre ambas

configuraciones, estas pueden utilizarse para discriminar entre eventos $q\bar{q}$ y gg en este límite. La situación es opuesta para masas invariantes $m_{t\bar{t}}$ altas ($\beta_t \rightarrow 1$). En este caso, sólo la configuración con helicidades opuestas (LR , RL) es posible para ambos mecanismos de producción $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ y $gg \rightarrow t\bar{t}$. Esto hace difícil que las correlaciones de espín puedan distinguir $q\bar{q}$ de gg en este límite, contrariamente a cortes en θ . De esta manera, estos dos enfoques son complementarios.

Capítulo 5

Fenomenología de una resonancia gluónica liviana en el Tevatron y el LHC

5.1. Introducción

Los experimentos en el Tevatron y el LHC han puesto especial foco en la física del quark top. Desde un punto de vista teórico muchas teorías más allá del Modelo Estándar predicen que la Nueva Física interactuará en mayor medida a las partículas más pesadas [108]. Un ejemplo de esta clase de teorías son los modelos de Higgs Compuesto como el que se estudió en el Capítulo 3. El quark top juega un papel preponderante en este tipo de modelos y es por eso que se espera que sea una ventana a nuevos descubrimientos más allá del Modelo Estándar. De hecho, CDF y DØ han publicado varios resultados [42, 43, 44] sobre la asimetría *forward-backward* (A_{FB}^t) en producción de $t\bar{t}$ donde se observan desviaciones entre lo medido y las predicciones del Modelo Estándar. Estas desviaciones han ido disminuyendo a medida que más estadística se ha ido incorporando. Sin embargo, cuando la asimetría es estudiada como función de la masa invariante del par $t\bar{t}$ se encuentra una desviación grande en los bins de masa invariante alta. Esto puede estar indicando presencia de Nueva Física a masas invariantes grandes y ha motivado gran cantidad de trabajos teóricos [45, 46, 47, 48, 49].

Recordemos los resultados de CDF [50] que se introdujeron en el Capítu-

lo 2. La asimetría medida en dos bins de masa invariante es:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{t,exp}(m_{t\bar{t}} < 450 \text{ GeV}) &= -0,116 \pm 0,153, \\ A_{FB}^{t,exp}(m_{t\bar{t}} > 450 \text{ GeV}) &= 0,475 \pm 0,114. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Por otro lado, la predicción teórica a NLO es:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{t,ME@NLO}(m_{t\bar{t}} < 450 \text{ GeV}) &= -0,040 \pm 0,006, \\ A_{FB}^{t,ME@NLO}(m_{t\bar{t}} > 450 \text{ GeV}) &= 0,088 \pm 0,013, \end{aligned} \quad (5.2)$$

calculada con MCFM [51]. El desacuerdo entre el experimento y la predicción teórica es evidente para $m_{t\bar{t}} > 450 \text{ GeV}$. Sin embargo, la sección eficaz y el espectro de masa invariante $m_{t\bar{t}}$ medidos están en acuerdo con las predicciones teóricas a NLO.

En este capítulo se estudiará la fenomenología de un modelo efectivo con un nuevo gluón masivo G^* . La presencia de esta resonancia introduce una corrección a nivel árbol en el proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ generando una asimetría observable. Los acoplamientos del gluón G^* al quark top y a los otros quark del Modelo Estándar son parámetros libres del modelo. El análisis de este capítulo determinará el espacio de parámetros favorecido por las mediciones experimentales y que acomodan tanto la asimetría A_{FB}^t como los resultados del espectro de $m_{t\bar{t}}$.

Este capítulo se organiza como sigue. En la Sección 5.2 se introduce el modelo efectivo utilizado en el análisis. En la Sección 5.3 se realiza un estudio analítico del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, prestando especial atención a los términos resonantes y de interferencia con el fin de determinar cuáles son las regiones del espacio de parámetros que muestran acuerdo con A_{FB}^t y el espectro de $m_{t\bar{t}}$. En la Sección 5.4 se presentan resultados de simulaciones de Monte-Carlo que confirman los resultados cualitativos de la Sección 5.3. Finalmente, en la Sección 5.5 se analizan los límites impuestos por el LHC en esta clase de modelos. Los resultados de este capítulo han sido publicados en la Ref. [109].

5.2. El modelo efectivo

A pesar que el Modelo Estándar predice una asimetría A_{FB}^t no nula a NLO, esta es insuficiente para explicar las desviaciones observadas en los experimentos CDF y DØ en el Tevatron. La mayor contribución a la producción de $t\bar{t}$ en el Tevatron proviene del canal $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ (85-90 % según la energía del

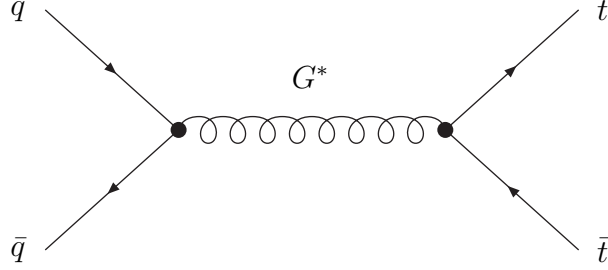


Figura 5.1: El proceso $q\bar{q} \rightarrow G^* \rightarrow t\bar{t}$, principal contribución de Nueva Física a la producción de $t\bar{t}$ en colisionadores hadrónicos.

centro de masa) y en menor medida del canal $gg \rightarrow t\bar{t}$ (10-15%). Pero este último es simétrico y no puede contribuir a la asimetría A_{FB}^t . Para producir la modificación requerida para explicar las observaciones se necesita Nueva Física que actúe en el canal $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$. Dada la magnitud de las desviaciones en las observaciones, la Nueva Física podría estar actuando aún a nivel árbol. Existen varias propuestas de este tipo que incluyen el intercambio de un Z' que cambia el sabor en el canal t [45], una resonancia gluónica masiva en el canal s [46, 47, 48], entre otras [49]. Para generar una asimetría apreciable la Nueva Física debe tener acoplamientos considerablemente axiales a las partículas del Modelo Estándar. En teorías de Higgs Compuesto la primera modificación a nivel árbol de $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ proviene del proceso $q\bar{q} \rightarrow G^* \rightarrow t\bar{t}$ como se observa en la Fig. 5.1. Los factores de color junto con la magnitud del acoplamiento hacen de este proceso la principal corrección a la producción de $t\bar{t}$ en colisionadores hadrónicos. Correcciones que involucran a los otros bosones de *gauge* masivos que aparecen en este tipo de teorías son sub-dominantes. En estos modelos los acoplamientos de los quarks a la resonancia masiva G^* no son universales sino que dependen de cada sabor y pueden ser muy diferentes entre generaciones. Todo esto motiva considerar el Modelo Estándar extendido sólo con esta nueva resonancia gluónica con una masa $M_{G^*} \sim \text{TeV}$. El Lagrangiano de interacción entre los quarks del Modelo Estándar y la resonancia gluónica se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_{int} \supset \sum_q g_s (f_{qL} \bar{q}_L \not{G}^* q_L + f_{qR} \bar{q}_R \not{G}^* q_R) , \quad (5.3)$$

donde $f_{q_{L,R}}$ son los acoplamientos quirales entre la resonancia G^* y los quarks, en unidades del acoplamiento fuerte de QCD, g_s . Por simplicidad se supuso que los quarks livianos tienen los mismos acoplamientos quirales:

$$f_{u_L} = f_{d_L} = f_{c_L} = f_{s_L} = f_{q_L}, \quad f_{u_R} = f_{d_R} = f_{c_R} = f_{s_R} = f_{q_R}, \quad (5.4)$$

y para la tercera generación:

$$f_{t_L} = f_{b_L}, \quad f_{t_R}, \quad f_{b_R}. \quad (5.5)$$

donde la igualdad es requerida para no romper explícitamente $SU(2)_L$.

La simplificación realizada en las Ecs. (5.4) quedará justificada en la siguiente sección cuando se realice un análisis de la fenomenología del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ en el contexto de los resultados en la asimetría A_{FB}^t en el Tevatron. Se verá que la parametrización de las Ecs. (5.4) es suficiente para entender las características generales que debe tener una resonancia gluónica para explicar los resultados experimentales. En particular, no es necesario considerar acoplamientos distintos entre la primera y la segunda generación, ya que en una primera aproximación la sección eficaz y la asimetría son insensibles a $f_{c,s}$. Esto puede entenderse de la siguiente forma: Dado que el contenido partónico del protón es mayormente u y d y que, como se verá en la sección siguiente, los resultados experimentales favorecen acoplamientos grandes sólo a la tercera generación de quarks, la sección eficaz dependerá fundamentalmente de los acoplamientos y el ancho de la resonancia en la forma $\sigma(u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow G^* \rightarrow t\bar{t}) \sim f_{u,d}^2 f_t^2 / \Gamma_{G^*}$. Por la misma razón, Γ_{G^*} no dependerá de los acoplamientos de las primeras generaciones.

En modelos de Higgs Compuesto la intensidad de los acoplamientos depende del grado de composición de los quarks. Mientras más compuesto sea un quark, mayor será la magnitud de su acoplamiento a la Nueva Física. Cuando el grado de composición de alguno de los quark es muy alto las predicciones de la teoría pueden entrar en conflicto con observables que están en acuerdo con lo predicho por el Modelo Estándar. Las variables más importantes a tener en cuenta son las masas de quark y las mediciones de precisión electrodébil en el LEP/SLC. Como resultado de esto, los acoplamientos en las Ecs. (5.4) no pueden tomar cualquier valor. Más aún, la considerable componente axial necesaria para generar una asimetría A_{FB}^t es difícil de lograr en esta clase de modelos (ver sección 3.5). En este capítulo se adoptará un punto de vista más fenomenológico y general donde los acoplamientos pueden tomar cualquier valor y no están limitados por ningún modelo en particular. Aún

así no se perderá de vista que el modelo es motivado por un modelo de Higgs Compuesto y se comentará sobre esa posibilidad para los valores de acoplamientos seleccionados por las observaciones experimentales que puedan ser reproducidos por esta clase de modelos.

Como se vio en el Capítulo 3, la anomalía en A_{FB}^b medida en LEP y SLC puede ser explicada si b_R es parcialmente compuesto, con acoplamientos para b_R más grandes que para las generaciones más livianas. Por esta razón, aquí se considerará f_{b_R} como un acoplamiento independiente y se permitirá que pueda tener valores más grandes que f_q [82, 110, 111, 47].

En la sección siguiente se verá como una resonancia ancha, que puede ser del orden de $\Gamma_{G^*}/M_{G^*} \sim 0,3 - 1$, es favorecida por las observaciones. En este caso la aproximación de ancho angosto (*narrow width approximation*) ya no es válida y es necesario el uso de un propagador de Breit-Wigner modificado que tenga en cuenta la dependencia del ancho de decaimiento con la energía del proceso \sqrt{s} . Esta dependencia puede ser obtenida de la parte imaginaria de la función de 2 puntos de G^* y resulta [47]:

$$\Gamma_{G^*}(s) = \frac{s}{M_{G^*}^2} \Gamma_{G^*}^{(0)}, \quad (5.6)$$

donde $\Gamma_{G^*}^{(0)}$ es el ancho de decaimiento total en la aproximación de ancho angosto calculado de la manera usual como la suma de todos los anchos de decaimiento parciales dados por:

$$\Gamma_{G^*}^{(0)} = g_s \frac{M_{G^*}}{48\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{M_{G^*}^2}} \left[(f_{qL}^2 + f_{qR}^2) \left(1 - \frac{m_q^2}{M_{G^*}^2} \right) + 6f_{qR}f_{qL} \frac{m_q^2}{M_{G^*}^2} \right]. \quad (5.7)$$

De esta forma, las amplitudes de probabilidad del proceso $q\bar{q} \rightarrow G^* \rightarrow t\bar{t}$ en el caso de una resonancia ancha se obtienen a partir de las amplitudes en la aproximación de ancho angosto mediante el siguiente reemplazo del propagador:

$$\frac{1}{s - M_{G^*}^2 + iM_{G^*}\Gamma_{G^*}^{(0)}} \rightarrow \frac{1}{s - M_{G^*}^2 + i(s/M_{G^*})\Gamma_{G^*}^{(0)}}. \quad (5.8)$$

5.3. Estudio analítico del proceso $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ en el Tevatron

Antes de determinar el valor de los parámetros del modelo efectivo que resuelven el problema de la asimetría, en esta sección se realizará un análisis

analítico a nivel partónico de A_{FB}^t y de la sección eficaz de la producción de $t\bar{t}$ en el Tevatron. El objetivo es entender cualitativamente las características principales que deben tener las interacciones entre una resonancia gluónica y los quarks del Modelo Estándar para resolver el problema de la anomalía en la asimetría A_{FB}^t . Para este fin se analizará la amplitud a nivel árbol en el centro de masa del sistema $t\bar{t}$. Se estudiará su dependencia en s , la cual determina los perfiles de las distribuciones en masa invariante de la sección eficaz $\sigma_{t\bar{t}}$ y de A_{FB}^t . Para obtener estas cantidades a partir de la amplitud al cuadrado, esta debe ser convolucionada con las p.d.f. A lo fines de la discusión de esta sección esto no será necesario y será suficiente considerar las amplitudes para los procesos $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ en el centro de masa $t\bar{t}$. Esto es suficiente para obtener una idea clara de la magnitud y las características de los acoplamientos a la resonancia gluónica. En la sección siguiente se realizarán simulaciones de Monte-Carlo con el objetivo de comparar el modelo y los resultados experimentales cuantitativamente. Los resultados de esta sección se usarán como punto de partida para dicho análisis.

Cuando se considera $t\bar{t}$ como el estado final, la sección eficaz diferencial angular en el sistema centro de masa de $t\bar{t}$ se puede escribir como:

$$\frac{d\sigma_{t\bar{t}}}{d\cos\theta} = \mathcal{A}^{\text{ME}} + \mathcal{A}^{\text{INT}} + \mathcal{A}^{\text{NF}}, \quad (5.9)$$

donde los términos corresponden a las contribuciones debidas al Modelo Estándar (ME), a la resonancia masiva G^* (NF) y a la interferencia entre ambas (INT). A nivel árbol, incluyendo solo las interacciones de QCD y de Nueva Física con los quarks, los tres términos anteriores son:

$$\mathcal{A}^{\text{ME}} = \frac{\pi\beta\alpha_s^2}{9s} (2 - \beta^2 + (\beta \cos\theta)^2), \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{\text{INT}} &= \frac{2\pi\beta\alpha_s^2}{9s} \frac{s(s - M_{G^*}^2)}{(s - M_{G^*}^2)^2 + M_{G^*}^2\Gamma_{G^*}^2(s)} v_q v_t \\ &\times \left\{ (2 - \beta^2) + 2 \frac{a_q a_t}{v_q v_t} \beta \cos\theta + (\beta \cos\theta)^2 \right\}, \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{G^*} &= \frac{\pi\beta\alpha_s^2}{9s} \frac{s^2}{(s - M_{G^*}^2)^2 + M_{G^*}^2\Gamma_{G^*}^2(s)} (v_q^2 + a_q^2)(v_t^2 + a_t^2) \\ &\times \left\{ 1 + \frac{v_t^2 - a_t^2}{v_t^2 + a_t^2} (1 - \beta^2) + 8 \frac{v_q a_q v_t a_t}{(v_q^2 + a_q^2)(v_t^2 + a_t^2)} \beta \cos\theta + (\beta \cos\theta)^2 \right\}. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Aquí, el ángulo θ es el comprendido entre la dirección de movimiento del quark top y la dirección del quark inicial en el centro de masa del sistema $t\bar{t}$, como se muestra en la Fig. 2.4. El coeficiente $v_q(a_q)$ denota el acoplamiento vectorial (axial) entre los quarks livianos y la resonancia G^* en unidades de g_s , mientras $v_t(a_t)$ denota lo análogo para los acoplamientos del top al G^* . Estos se definen como:

$$v_{q,t} = (f_{(q,t)_R} + f_{(q,t)_L})/2, \quad y \quad a_{q,t} = (f_{(q,t)_R} - f_{(q,t)_L})/2. \quad (5.13)$$

Finalmente M_{G^*} representa la masa de G^* , \sqrt{s} la energía en el centro de masa del sistema $t\bar{t}$ y $\beta = \sqrt{1 - 4m_t^2/s}$ es la velocidad del top en ese sistema.

La contribución debida al Modelo Estándar corresponde al diagrama con un gluón en el canal s (Ver Fig. 2.1 (b)), el término NF se obtiene reemplazando el gluón por un gluón masivo G^* en ese mismo diagrama (Ver Fig. 5.1) y el término INT es la interferencia entre estos dos procesos. En las Ecs. (5.11) y (5.12) se utilizó el propagador de Breit-Wigner modificado con el ancho de decaimiento $\Gamma_{G^*}(s)$ de la Ec. (5.8).

Recordemos que la definición de la asimetría en término de las secciones eficaces *forward* y *backward* es:

$$A_{FB}^t = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}. \quad (5.14)$$

donde estas se definen como:

$$\sigma_F \equiv \int_0^1 \frac{d\sigma_{t\bar{t}}}{d\cos\theta} d\cos\theta, \quad \sigma_B \equiv \int_{-1}^0 \frac{d\sigma_{t\bar{t}}}{d\cos\theta} d\cos\theta, \quad (5.15)$$

Las amplitudes de las Ecs. (5.10-5.12) contienen términos proporcionales a $\cos\theta$, a $\cos^2\theta$ e independientes de $\cos\theta$. Cada uno de estos términos contribuye de forma distinta a la asimetría y a la sección eficaz. Los términos pares en $\cos\theta$, es decir, los términos independientes y proporcionales a $\cos^2\theta$, contribuyen a la sección eficaz total $\sigma_{t\bar{t}} = \sigma_F + \sigma_B$ pero se cancelan en el numerador de la asimetría $\sigma_F - \sigma_B$. En cambio, el término proporcional a $\cos\theta$ solo contribuye a la asimetría a través de $\sigma_F - \sigma_B$ pero no a la sección eficaz ni al denominador de la asimetría.

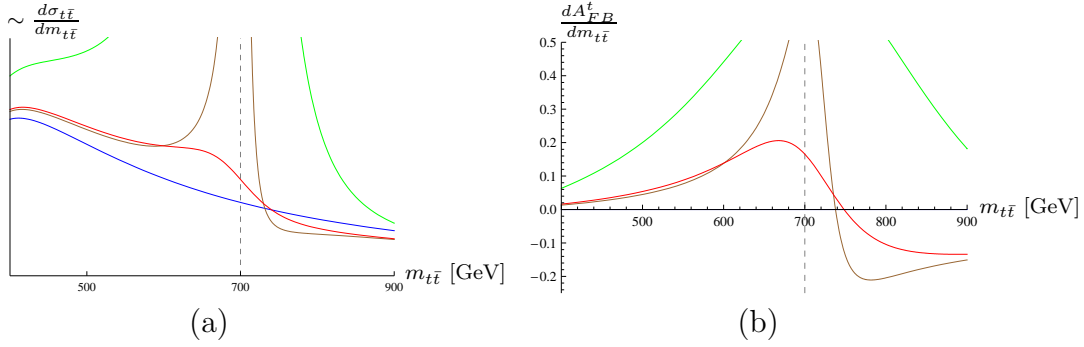
De las Ecs. (5.10-5.12) se pueden extraer condiciones generales que deben satisfacer los acoplamientos para generar una asimetría observable y que reproduzca su dependencia en la masa invariante observada en los resultados

experimentales. El objetivo, motivado por los datos *not-unfolded* de la asimetría A_{FB}^t (ver Fig. 2.5 en Capítulo 2), consiste en reproducir un pico en la asimetría alrededor de 650 GeV producto de una resonancia ancha G^* con $M_{G^*} \gtrsim 700$ GeV y, al mismo tiempo no producir correcciones significativas en la distribución de masa invariante de la sección eficaz de $t\bar{t}$ ya que las mediciones en este observable son compatibles con el Modelo Estándar.

Como primera observación, el factor $(s - M_{G^*}^2)$ en la Ec. (5.11) suprime la contribución de la interferencia INT cerca de la resonancia. Así, la contribución dominante de Nueva Física en $s \sim M_{G^*}^2$ proviene del término NF. Dado que la asimetría medida es positiva en esa región, para valores típicos de $\sqrt{s} \gtrsim 500$ GeV, la primera condición sobre los parámetros del modelo es que el coeficiente que acompaña al término lineal en $\cos\theta$ sea positivo, es decir $v_q a_q v_t a_t > 0$. Alrededor de la resonancia, en las regiones $s \lesssim (M_{G^*} - \Gamma_{G^*})^2$ y $s \gtrsim (M_{G^*} + \Gamma_{G^*})^2$, el término INT empieza a ser competitivo. El factor $(s - M_{G^*}^2)$ fuerza el cambio de signo de esa contribución cuando se cruza la resonancia, y así, el signo del coeficiente del término lineal en $\cos\theta$ determina de que lado de la resonancia se tiene una contribución positiva y de que lado una negativa. Dado que en los experimentos se observa una asimetría positiva pre-resonancia (A_{FB}^t para $m_{t\bar{t}} < 450$ GeV), se requiere como segunda condición sobre los parámetros que $a_q a_t < 0$. Estas dos condiciones implican que $v_q v_t < 0$, dando como resultado que la contribución del término INT a la sección eficaz (términos constante y cuadráticos en $\cos\theta$) sea positiva para la región $s \lesssim (M_{G^*} - \Gamma_{G^*})^2$ y negativa para $s \gtrsim (M_{G^*} + \Gamma_{G^*})^2$. Con el fin de evitar grandes desviaciones en el perfil de la distribución de masa invariante $m_{t\bar{t}}$ se requieren acoplamientos chicos de la resonancia a los quarks livianos¹. Por otro lado, se necesitan grandes acoplamientos quirales al quark top por dos razones: (i) para hacer los efectos de la resonancia G^* detectables y (ii) para explicar el perfil de A_{FB}^t en la masa invariante por medio de la presencia de una resonancia relativamente ancha –se verá más adelante que una resonancia angosta es excluida por los resultados experimentales. Además de esto, la contribución de NF a $\sigma_{t\bar{t}}$ es siempre positiva para cualquier elección de los acoplamientos como se puede observar en la Ec. (5.12). Así, se espera que la sección eficaz se incremente en la región resonante. Co-

¹Para la magnitud de acoplamientos requeridos aquí no se observan correcciones apreciables en la distribución de masa invariante de producción de di-jets, $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, en el Tevatron. En la Sección 5.5 se analizarán los posibles límites que imponen al modelo las mediciones del LHC, y en ese caso las búsquedas de Nueva Física en producción de di-jets son relevantes.

mo consecuencia, una delicada competencia entre la magnitud del ancho de G^* y sus acoplamientos a los quarks seleccionará las regiones favorables del espacio de parámetros que expliquen los resultados experimentales en A_{FB}^t sin introducir correcciones apreciables en $\sigma_{t\bar{t}}$. Cabe destacar que una señal clara de la presencia de una resonancia liviana sería detectar un exceso en los eventos en las distribuciones de masa invariante de A_{FB}^t y $\sigma_{t\bar{t}}$ para valores de s por debajo del pico de la resonancia y un defecto por encima.



Color	f_{q_R}	f_{t_R}	Γ_{G^*} [GeV]
Azul (ME)	0	0	-
Verde	-1	1	38
Marrón	-0.2	1	13
Rojo	-0.05	5	143

Figura 5.2: Sección eficaz diferencial en unidades arbitrarias (a) y la asimetría *forward-backward* (b) a nivel árbol, como función de la masa invariante $t\bar{t}$ para las componentes *right* de los diferentes quarks livianos (f_{q_R}) y el top (f_{t_R}) (todos los acoplamientos *left* son nulos y $f_{b_R} = 1$.) Las líneas discontinuas corresponden al valor de la masa de G^* ($M_{G^*} = 700$ GeV).

La discusión previa es válida para una resonancia gluónica con $M_{G^*} \sim 0,5 - 2$ TeV y $\Gamma_{G^*}/M_{G^*} \sim 0.2-0.3$. Ahora, con el objetivo de ilustrar como se usarán estos argumentos como guía para la próxima sección, se utilizará una resonancia de $M_{G^*} = 700$ GeV como ejemplo y se determinarán las magnitudes y características que deben tener los acoplamientos para poder obtener los resultados de CDF en este modelo. Para simplificar el análisis se tomaron todos los acoplamientos *left* como nulos. En la Fig. 5.2, se muestran las predicciones analíticas para las distribuciones de $\sigma_{t\bar{t}}$ y A_{FB}^t a nivel partóni-

co. Para acoplamientos *right* nulos, obtenemos la distribución $\sigma_{t\bar{t}}$ del Modelo Estándar a nivel árbol (líneas azul) y una contribución nula a la asimetría. A partir de la condición $a_q a_t < 0$ y $f_{q_R} = f_{t_R} = 0$ se deduce que f_{q_R} y f_{t_R} deben ser opuestos. Además, la condición $v_q a_q v_t a_t = 1/16 f_{q_L}^2 f_{t_L}^2 > 0$ es automáticamente satisfecha. Eligiendo $f_{t_R} = -f_{q_R} = 1$, las desviaciones respecto al Modelo Estándar son muy grandes (líneas verde). Para producir un menor impacto en los observables se reduce el valor del acoplamiento *right* del quark liviano a $f_{q_R} = -0,2$. Sin embargo, esta elección resulta en una resonancia con un ancho angosto que aún genera largas desviaciones en la región de la resonancia (línea marrón). Una posible solución a esto es hacer la resonancia más ancha. Manteniendo un valor bajo para f_{q_R} pero incrementando f_{t_R} hasta 5, el ancho de decaimiento resulta en $\Gamma_{G^*} \sim 150$ GeV. Otra alternativa para resolver el problema de la resonancia angosta es proponer la existencia de nuevos canales como $G^* \rightarrow q\bar{Q}$ y $G^* \rightarrow Q\bar{q}$, donde Q es un nuevo quark pesado. Estos canales se abren a energías cercanas a la resonancia, haciendo crecer de esta forma el ancho de decaimiento Γ_{G^*} sin necesidad de aumentar el acoplamiento f_{q_R} [48].

El análisis anterior aporta los principales ingredientes que deben ser tomados en cuenta y anticipa acoplamientos de la resonancia a los quarks livianos $f_{q_R} \sim 0,1$ y al top quark $f_{t_R} \gtrsim 1$ para $M_{G^*} \sim 0,5 - 2$ TeV. Para masas G^* cercanas a $M_{G^*} \sim 2,5$ TeV, el término de interferencia INT domina en todo el rango de s , dando siempre contribuciones positivas a A_{FB}^t y $\sigma_{t\bar{t}}$. Con el fin de obtener un acuerdo entre el modelo y la asimetría A_{FB}^t observada en este caso, los acoplamientos a los quarks livianos tiene que ser ~ 1 debido a la insignificante contribución de NF en la región resonante. Finalmente, la dependencia es más suave en Γ_{G^*} conforme aumenta la masa de G^* .

De las Ecs. (5.11) y (5.12) se puede ver que las contribuciones de Nueva Física provenientes de los términos INT y NF están controlados por el producto entre los acoplamientos quarks livianos y el quark top. Por otro lado, el ancho de decaimiento de G^* está dado por la suma de los acoplamientos a los quarks livianos y al top quark al cuadrado (más una dependencia secundaria en la masa de los quarks, ver Ec. (5.7)). Así, cuando los acoplamientos son chicos para los quarks livianos y grandes para el quark top, las variaciones del ancho de decaimiento provienen principalmente de los cambios en el acoplamiento del quark top. Por otro lado, las variaciones en la magnitud de los términos INT y NF son igualmente sensibles tanto a cambios en los acoplamientos a los quarks livianos como al quark top. En consecuencia, en una primera aproximación, si se necesita modificar la magnitud de las

contribuciones de INT y NF sin producir grandes correcciones en el ancho de decaimiento de G^* , sólo se deben variar los acoplamientos a los quarks livianos; por el otro lado, si se necesita modificar el ancho de decaimiento se deben variar los acoplamientos del quark top. Esta discusión será de ayuda para el análisis que se realizará en la próxima sección.

5.4. Escaneo numérico del espacio de parámetros del modelo

En esta sección se discutirán los resultados del escaneo numérico en la región del espacio de parámetros que fue motivada en la sección anterior. El escaneo numérico tiene por objetivo determinar si el modelo ajusta o no a los datos experimentales para cada punto del espacio de parámetros. Cada uno de estos puntos es una selección de acoplamientos entre los quarks y G^* que es generada aleatoriamente pero satisfaciendo las condiciones de las Ecs. (5.4) y (5.5). Para cada selección de los acoplamientos se simuló eventos $pp \rightarrow g/G^* \rightarrow t\bar{t}$ de los que se obtuvieron predicciones sobre A_{FB}^t y $\sigma_{t\bar{t}}$. La asimetría A_{FB}^t predicha por el modelo fue comparada con los resultados experimentales *unfolded*² de A_{FB}^t para los dos bins de masa invariante, ver Ec. (5.1) y la Fig. 2.6. En cambio, los resultados en la distribución de $\sigma_{t\bar{t}}$ no pudieron ser comparados directamente con los resultados del experimento dado que estos no son *unfolded*. Sin embargo, dado que los resultados de $\sigma_{t\bar{t}}$ están en acuerdo con la predicción del Modelo Estándar, la estrategia que se adoptó en este caso fue comparar la distribución de $\sigma_{t\bar{t}}$ para $pp \rightarrow g/G^* \rightarrow t\bar{t}$ con una distribución simulada de la producción de $t\bar{t}$ en el Modelo Estándar. Al hacer esto, se evita comparar las simulaciones directamente con los resultados, para lo cual se tendrían que considerar los *backgrounds* debidos al Modelo Estándar que requerirían un análisis más detallado. Las simulaciones de $pp \rightarrow g/G^* \rightarrow t\bar{t}$ se realizaron mediante Madgraph/Madevent [33] a nivel árbol utilizando las distribuciones de partones CTEQ6L [112]. Se simuló 100,000 eventos para el Modelo Estándar y para cada selección de los acoplamientos para evitar fluctuaciones estadísticas). A los eventos generados no se les aplicó ningún proceso de selección dado que los resultados *unfolded*

²Los resultados experimentales *unfolded* son los corregidos por los experimentos para poder compararlos directamente con las predicciones de simulaciones de Monte-Carlo a nivel partónico.

están corregidos en aceptación. Para todas las simulaciones se usó $m_t = 172,5$ GeV y escalas de renormalización y factorización variables.

En término de las contribuciones debidas al Modelo Estándar y a la Nueva Física la asimetría es:

$$A_{FB}^t = \frac{\sigma_F^{ME} + \sigma_F^{NF} - \sigma_B^{ME} - \sigma_B^{NF}}{\sigma_F^{ME} + \sigma_F^{NF} + \sigma_B^{ME} + \sigma_B^{NF}}. \quad (5.16)$$

donde σ^{NF} contiene tanto las contribuciones NF como las INT. Para calcular la asimetría a partir de las simulaciones se utilizó la siguiente aproximación:

$$A_{FB}^t \approx A_{FB}^{t,ME} + A_{FB}^{t,NF}, \quad (5.17)$$

donde,

$$A_{FB}^{t,ME} = \frac{\sigma_F^{ME} - \sigma_B^{ME}}{\sigma_F^{ME} + \sigma_B^{ME}} \quad (5.18)$$

$$A_{FB}^{t,NF} = \frac{\sigma_F^{NF} - \sigma_B^{NF}}{\sigma_F^{ME} + \sigma_B^{ME} + \sigma_F^{NF} + \sigma_B^{NF}}. \quad (5.19)$$

En el denominador de la Ec. (5.18) se usó $\sigma^{ME} \gg \sigma^{NF}$, dado que la contribución de la Nueva Física a la sección eficaz tiene que ser chica. Se verificó que esta condición se cumple en las simulaciones realizadas. Notar $A_{FB}^{t,ME}$ es la asimetría del Modelo Estándar sin presencia de Nueva Física mientras que $A_{FB}^{t,NF}$ sería la asimetría total si la contribución del Modelo Estándar fuese nula. Así, la asimetría total A_{FB}^t se puede calcular utilizando el resultado NLO del Modelo Estándar en $A_{FB}^{t,ME}$ mientras que $A_{FB}^{t,NF}$ se obtiene directamente de las simulaciones que incluyen ambos procesos $pp \rightarrow g/G^* \rightarrow t\bar{t}$ como:

$$A_{FB}^{t,NF} = \frac{N(y_t > y_{t\bar{t}}) - N(y_t < y_{t\bar{t}})}{N(y_t > y_{t\bar{t}}) + N(y_t < y_{t\bar{t}})}, \quad (5.20)$$

donde $N(y_t > y_{t\bar{t}})$ y $N(y_t < y_{t\bar{t}})$ son el número de eventos *forward* y *backward* respectivamente. Dado que la asimetría a LO es nula en el Modelo Estándar, el proceso $pp \rightarrow g \rightarrow t\bar{t}$ no contribuye al numerador pero si al denominador de la Ec. (5.20), compatible con la definición de $A_{FB}^{t,NF}$ en la Ec. (5.19).

Los resultados experimentales en la dependencia en $m_{t\bar{t}}$ de la asimetría de CDF [50] fueron presentados en dos bins ($m_{t\bar{t}}(1)$ y $m_{t\bar{t}}(2)$). La asimetría para cada bin se define como:

$$A_{FB}^t(m_{t\bar{t}}(i)) = \frac{N(y_t > y_{t\bar{t}}, m_{t\bar{t}}(i)) - N(y_t < y_{t\bar{t}}, m_{t\bar{t}}(i))}{N(y_t > y_{t\bar{t}}, m_{t\bar{t}}(i)) + N(y_t < y_{t\bar{t}}, m_{t\bar{t}}(i))}, \quad (5.21)$$

donde $m_{t\bar{t}}(i)$ indica que el número de eventos es calculado en ese bin de masa invariante. Observar que con esta definición la suma de las asimetrías en cada bin no es la asimetría total. Para obtener la asimetría total se debe pesar cada $A_{FB}(m_{t\bar{t}}(i))$ en la suma por $\sigma(m_{t\bar{t}}(i))/\sigma_{t\bar{t}}$.

Para cuantificar la comparación entre los resultados experimentales y el modelo se realizó el siguiente *test* χ^2 :

$$\chi_{A_{FB}}^2 = \left(\frac{\Delta A_{FB}^t(m_{t\bar{t}}(1))}{\sigma_{A_{FB}^t,exp}(m_{t\bar{t}}(1))} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{FB}^t(m_{t\bar{t}}(2))}{\sigma_{A_{FB}^t,exp}(m_{t\bar{t}}(2))} \right)^2, \quad (5.22)$$

donde ΔA_{FB}^t se define utilizando la aproximación de la Ec. (5.17) en cada bin como:

$$\Delta A_{FB}^t(m_{t\bar{t}}(i)) = A_{FB}^{t,exp}(m_{t\bar{t}}(i)) - A_{FB}^{t,NF}(m_{t\bar{t}}(i)) - A_{FB}^{t,ME}(m_{t\bar{t}}(i)), \quad (5.23)$$

y se utilizó la incerteza experimental $\sigma_{A_{FB}^t,exp}(m_{t\bar{t}}(i))$ dado que esta es la mayor contribución a la incerteza total de ΔA_{FB}^t . $A_{FB}^{t,ME}(m_{t\bar{t}}(i))$ se obtiene de los cálculos teóricos a NLO de la Ec. (5.2) mientras que $A_{FB}^{t,NF}(m_{t\bar{t}}(i))$ se obtuvo de las simulaciones.

Los resultados de $\sigma_{t\bar{t}}$ en función de $m_{t\bar{t}}$ fueron presentados por CDF [50] en bins de 15 GeV de ancho para una luminosidad de $5,3 \text{ fb}^{-1}$. Con el fin de que el *test* sea válido se requirieron más de 5 eventos por bin. Para asegurar eso se realizó un re-bineado de los resultados experimentales. Los datos se utilizaron en su forma original hasta $m_{t\bar{t}} = 700 \text{ GeV}$ y a partir de allí se dividió en los tres bins $[700, 740] \text{ GeV}$, $[740, 800] \text{ GeV}$ y $[800, +\infty) \text{ GeV}$. Para el espectro de masa invariante $m_{t\bar{t}}$ se realizó el siguiente *test* χ^2 :

$$\chi_{m_{t\bar{t}}}^2 = \sum_i \left(\frac{\sigma_{t\bar{t}}(m_{t\bar{t}}(i))}{\sigma_{\sigma_{t\bar{t}}}(m_{t\bar{t}}(i))} \right)^2, \quad (5.24)$$

donde $\sigma_{t\bar{t}}(m_{t\bar{t}}(i))$ es la sección eficaz en ese bin de masa invariante y $\sigma_{\sigma_{t\bar{t}}}(m_{t\bar{t}}(i))$ es la incerteza estadística esperada para una luminosidad de $5,3 \text{ fb}^{-1}$.

En cada *test* χ^2 se requerirá un valor- $p > 0,05$ como criterio para establecer un acuerdo entre el modelo y el observable correspondiente. Al separar la comparación entre el modelo y el experimento en estos dos *test* independientes se busca poder discriminar qué observable está fallando en ajustar el modelo. Se realizó un escaneo al azar en dos regiones diferentes del espacio de parámetros. En el primer caso, con el fin de obtener resultados más fácilmente interpretables, se eligieron todos los acoplamientos de los quarks *left*

a G^* nulos, obteniendo resultados que son sólo función de los acoplamientos *right* a los quarks livianos y al quark top. La motivación de esta elección para el top quark es la simplicidad y la existencia de mediciones de precisión en mesones B que restringen los acoplamientos del doblete (t_L, b_L) a la Nueva Física [113]. En este escenario los acoplamientos axiales y vectoriales son iguales, y así la asimetría en la resonancia es positiva (ver Ec. (5.12)). Para obtener una asimetría positiva pre-resonancia los acoplamientos a las generaciones livianas deben tener signo opuesto a los acoplamientos del quark top (ver análisis de la sección anterior). En el segundo caso se realizó un escaneo al azar de todos los acoplamientos con el fin de ver las regiones que ajustan mejor A_{FB}^t y $m_{t\bar{t}}$. En este caso la única restricción a los valores que puede tomar cada acoplamiento son las Ecs. (5.4) y (5.5).

En las Figs. 5.3 se muestran los resultados para el primer caso, donde todos los acoplamiento *left* son cero. Se realizó un escaneo al azar con una densidad uniforme en esta región y se usaron cruces negras para simbolizar que no hay acuerdo en A_{FB}^t ni en $m_{t\bar{t}}$, cuadrados magenta en el caso donde sólo hay un buen ajuste en A_{FB}^t , triángulos azules en el caso donde sólo hay un buen ajuste en $m_{t\bar{t}}$ y puntos rojos cuando el modelo ajusta ambos observables. Luego de un primer escaneo se dobló la densidad de puntos cerca de la región donde hubo acuerdo en ambos observables.

Las Figs. 5.3 se interpretan como sigue. Primero, observar que el Modelo Estándar, es decir el punto $f_{qR} = f_{tR} = 0$ en el origen, no ajusta A_{FB}^t . Luego, con el aumento del valor absoluto de los acoplamientos, sólo se ajusta $m_{t\bar{t}}$ (triángulos azules). Para acoplamiento más grandes este ajuste se pierde. Por otro lado, en la región superior e izquierda de las figuras hay –como era esperado de la sección anterior– acuerdo con A_{FB}^t (cuadrados magenta) (en la Fig. 5.3 (a) puntos cercanos a la esquina superior izquierda no ajustan ninguno de los observables, dado que la resonancia de $M_{G^*} = 700$ GeV es muy liviana y genera una asimetría muy grande que sobrepasa a la observada). Una vez más, con la disminución en el valor absoluto de los acoplamientos este ajuste se pierde. En el sector donde estas dos regiones se superponen puede haber acuerdo con los dos observables (puntos rojos) o también puede suceder que las regiones se junten en un sector donde se pierde el ajuste en ambos observables (cruces negras).

En las Figs. 5.3 se observa que existe una banda de puntos (rojos) favorables para una resonancia liviana comenzando en $M_{G^*} \gtrsim 700$ GeV. Aún cuando en todos los casos esta región es relativamente delgada, el acuerdo es más convincente para M_{G^*} más grandes. Es interesante observar que en este

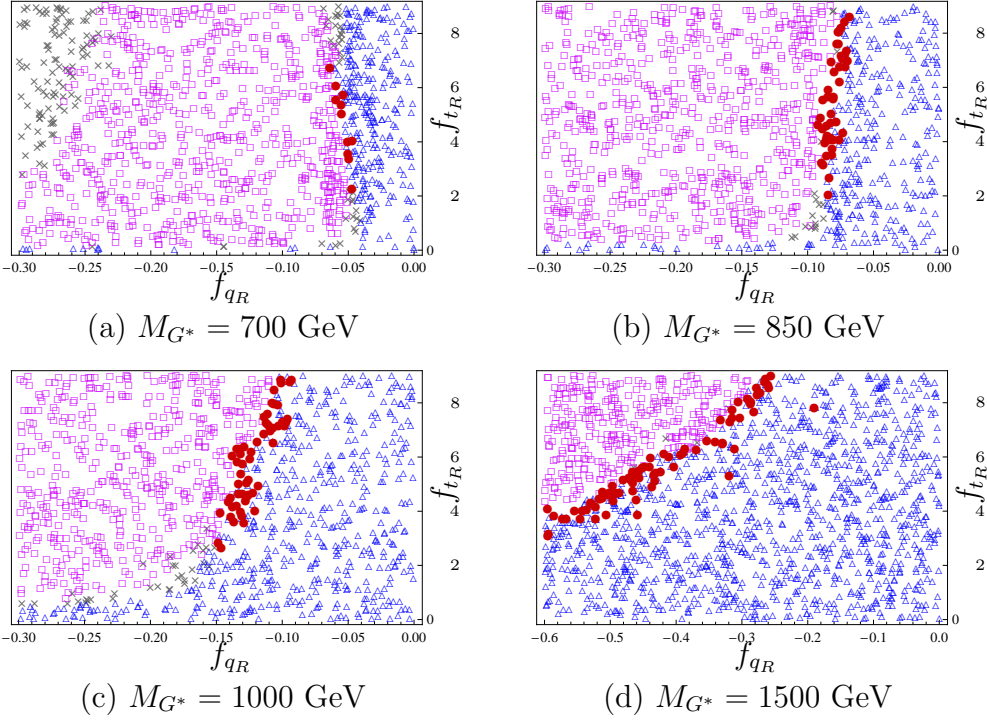


Figura 5.3: Resultado del escaneo numérico donde se comprueba el acuerdo el entre modelo y observaciones experimentales para A_{FB}^t y el espectro de $m_{t\bar{t}}$ al nivel valor- $p \leq 0,05$ para diferentes masas del gluón masivo. f_{qR} corresponde al acoplamiento *right* para todos los quarks livianos (u , d , c , s y b), y f_{tR} es el acoplamiento para el quark top *right* (todos los acoplamientos en unidades de g_s); todos los acoplamientos *left* son nulos en este escaneo. Las cruces negras se utilizaron para simbolizar que no hay acuerdo en A_{FB}^t ni en $m_{t\bar{t}}$, cuadrados magenta en el caso donde sólo hay un buen ajuste en A_{FB}^t , triángulos azules en el caso donde sólo hay un buen ajuste en $m_{t\bar{t}}$ y los puntos rojos cuando el modelo ajusta ambos observables. En todas las figuras la densidad de puntos es uniforme, excepto en la región de puntos rojos, donde fue doblada para obtener mejor contraste. Notar que se utilizó una escala diferente en la figura (d).

caso la región favorecida por las observaciones experimentales apunta a un modelo de Higgs Compuesto, con el t_R compuesto y así con acoplamientos grandes a la Nueva Física. Como se mencionó anteriormente, una posibilidad para agrandar la banda de puntos rojos es considerar la presencia de nuevos fermiones Q que abren nuevos canales de decaimiento ensanchando el ancho de decaimiento de la resonancia [48]. Sin embargo, en este caso se hace necesaria una indagación más profunda de los límites impuestos por los colisionadores, dado que si Q es lo suficientemente liviano podría contradecir experimentos existentes.

En este punto es también interesante entender los patrones en los que aparecen los puntos rojos en la Figs. 5.3 con ayuda de las Ecs. (5.11) y (5.12) del análisis a nivel partónico de la sección anterior. El caso fuera de la región resonante (M_{G^*} grande) es fácil de entender, dado que la contribución dominante a la producción de $t\bar{t}$ en este caso proviene del término INT (Ec. (5.11)). Como se discutió previamente, el efecto del ancho de la resonancia en este término se desprecia en una primera aproximación y, entonces, la dependencia en los acoplamiento es sólo función del producto $f_{q_R}f_{t_R}$. Así, las regiones donde el producto se mantiene constante tendrá, en forma aproximada, el mismo resultado para A_{FB} y $m_{t\bar{t}}$. De hecho, esto es fácilmente verificable para $M_{G^*} = 1500$ GeV en la Fig. 5.3 (d), donde la banda de puntos rojos se encuentra a lo largo de una línea $f_{q_R}f_{t_R} \simeq$ constante.

Por otro lado, en la región resonante (M_{G^*} chico) es el término NF (Ec. (5.12)), el que domina, al menos cerca de la resonancia. En este caso el ancho de decaimiento si es importante y debe ser tenido en cuenta. De la Ec. (5.12) se observa que, para el caso donde f_{t_R} es grande y f_{q_R} chico, el término NF cerca de la resonancia depende esencialmente de $f_{q_R}^2 f_{t_R}^2 / f_{t_R}^4$. Así, un aumento en $|f_{t_R}|$ tendrá el efecto de disminuir y ensanchar el pico de la resonancia en $m_{t\bar{t}}$ y A_{FB}^t . Dado que la resolución en A_{FB}^t es de sólo dos bins, el cambio será menor en ese observable. Así, se puede esperar que si sólo se aumenta $|f_{t_R}|$ a partir de un punto en la región favorable del espacio de parámetros, el acuerdo entre el modelo y las observaciones se mantendrá. Por otro lado, si sólo se modifica f_{q_R} , el ancho de decaimiento permanecerá sin cambios y se moverá hacia regiones desfavorables. De hecho, si $|f_{q_R}|$ disminuye, el pico en A_{FB}^t también disminuye pero no se ensancha y así se pierde el acuerdo entre el modelo y A_{FB}^t . Si $|f_{q_R}|$ aumenta, el pico en $m_{t\bar{t}}$ también aumenta y se pierde el acuerdo en este observable. Estas observaciones son más evidentes en las Figs. 5.3 (a) y 5.3 (b) para $M_{G^*} = 700$ y 850 GeV, donde los puntos rojos se encuentran a lo largo de una banda vertical.

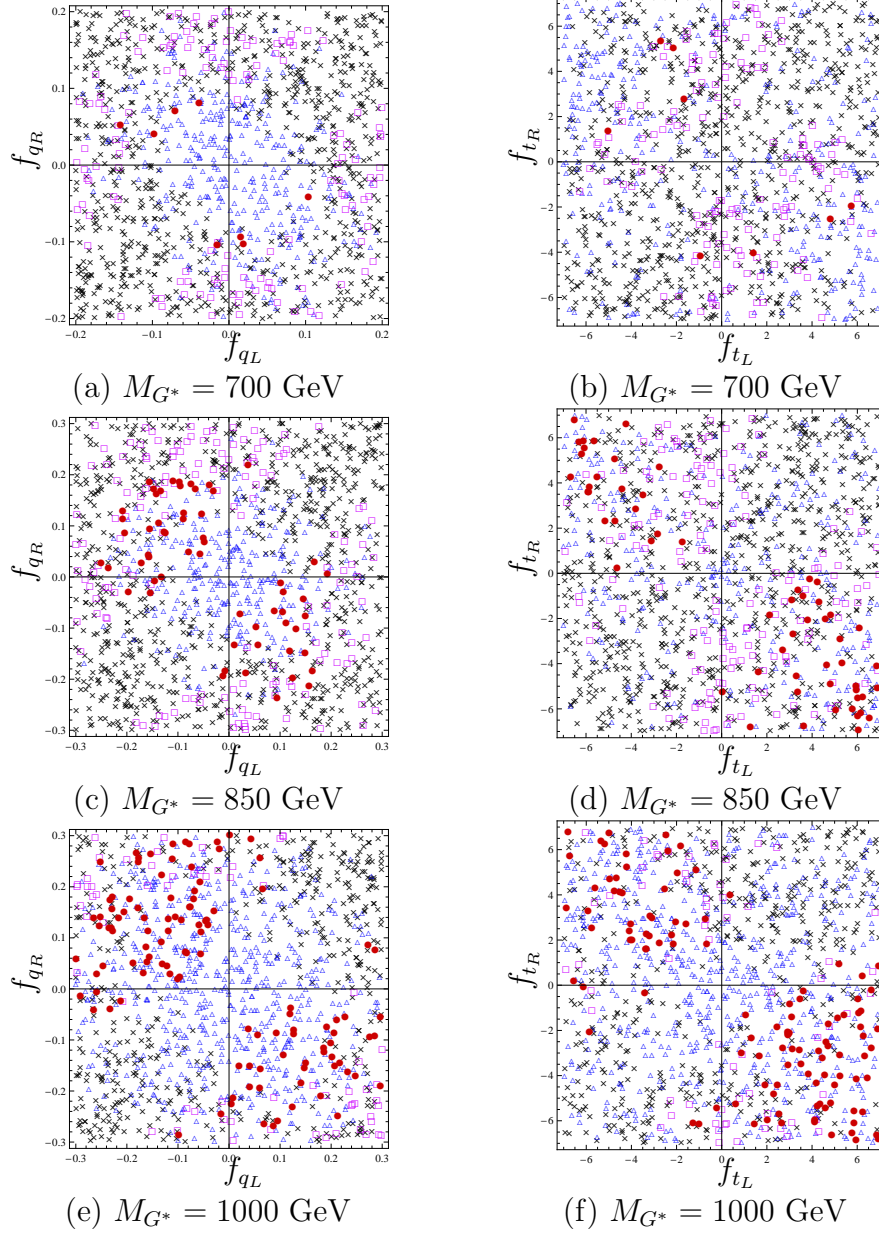


Figura 5.4: Resultado del escaneo numérico donde se comprueba el acuerdo entre modelo y observaciones experimentales para A_{FB}^t y el espectro de $m_{t\bar{t}}$ al nivel valor- $p \leq 0,05$ para diferentes masas del gluón masivo. Los acoplamientos y símbolos tienen el mismo significado que en la Fig. 5.3. En este caso todos los acoplamientos independientes varían y f_{b_R} (que no es graficado) toma valores entre -2 y $+2$.

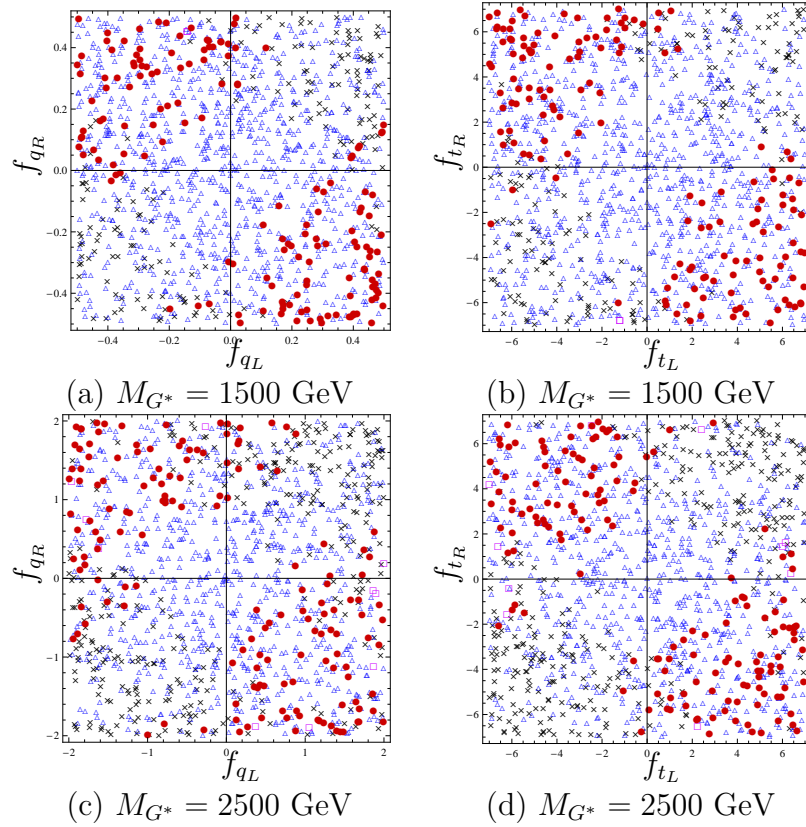


Figura 5.5: El análisis es el mismo que en la Fig. 5.4, pero para masas más grandes que no producirían efectos resonantes en el Tevatron. Los acoplamientos y símbolos tienen el mismo significado que en la Fig. 5.3.

Finalmente, se realizó el escaneo al azar relajando las restricciones en los acoplamientos *left*. Los resultados se presentan en término de las masas $M_{G^*} = 700, 850$ y 1000 GeV en la Fig. 5.4, y para masas $M_{G^*} = 1500$ y 2500 GeV en la Fig. 5.5. En todos los casos se han variado al azar $f_{q_L}, f_{q_R}, f_{t_L} = f_{b_L}, f_{t_R}$ y f_{b_R} . La variación de f_{b_R} , entre -2 y $+2$ (en unidades de g_s) modifica ligeramente el ancho de G^* y no cambia apreciablemente los resultados de las simulaciones. La diferencia con el caso previo es que ahora en cada una de las figuras hay tres acoplamientos que varían al azar y que no están siendo graficados. Por ello no hay bordes claros entre las diferentes regiones. Una característica general de todas las figuras es que los puntos favorables muestran una preferencia a tener acoplamientos axiales para los quark livianos y también para el quark top. Más aún, se encontró que, como se anticipó en el análisis de la sección anterior, estos acoplamientos axiales son de signo opuesto (este resultado no puede observarse directamente de las figuras). También se puede observar que, como era esperado, cuando M_{G^*} aumenta también los acoplamientos requeridos para satisfacer las observaciones de CDF aumentan (en valor absoluto). Por último, observar que la densidad de puntos rojos aumenta considerablemente cuando M_{G^*} aumenta, que podría significar que una solución al problema de la asimetría con M_{G^*} grande es favorecida. Sin embargo, en la sección siguiente se verá que esta región entra en tensión con mediciones del LHC.

Como se discutió en la sección anterior, cuando la masa de la resonancia G^* aumenta, el término NF se vuelve importante y así el requerimiento de que G^* tenga un ancho de decaimiento grande para preservar el acuerdo entre el modelo y el experimento con $m_{t\bar{t}}$ puede ser relajado. Esto puede verse en las Figs. 5.4 y 5.5 observando que la densidad de cuadrados magenta disminuye (cuando A_{FB}^t está de acuerdo, pero $m_{t\bar{t}}$ no) y la densidad de puntos rojos aumenta (A_{FB}^t y $m_{t\bar{t}}$ están ambos en acuerdo), cuando M_{G^*} aumenta de 700 GeV a 2500 GeV.

5.5. Fenomenología en el LHC

El análisis anterior muestra que una resonancia gluónica liviana con una masa $M_{G^*} \gtrsim 700$ GeV puede explicar los resultados de CDF en la producción de $t\bar{t}$. Sin embargo, existen resultados del LHC que son compatibles con las mediciones del Modelo Estándar y que podrían llegar a excluir este tipo de resonancias. En el momento de este análisis, las restricciones más importan-

tes para estas resonancias eran las búsquedas en la producción de $t\bar{t}$ de las Refs. [114, 115] y búsquedas en estado final de di-jets de las Refs. [116, 117] en el LHC a 7 TeV. En esta sección se analizará cuáles de estas restricciones alcanzan a los puntos del espacio de parámetros favorecidos por las mediciones del Tevatron. También se mostrarán las principales predicciones del modelo para el LHC.

Dado que la asimetría A_{FB}^t en el Tevatron requiere acoplamientos muy grandes entre el quark top y la resonancia G^* , es decir $f_t \gtrsim 1$, es de esperar que las búsquedas de resonancias en el estado final $t\bar{t}$ sean el mejor canal para poner límites a esta clase de resonancias. Las Refs. [114] muestran que la sección eficaz para la producción $t\bar{t}$ está de acuerdo con el Modelo Estándar para una luminosidad acumulada de 35 pb^{-1} , mientras que el análisis de la Ref. [115] establece límites a la producción de resonancias con una luminosidad acumulada de 200 pb^{-1} . En la Ref. [115] se excluye una resonancia gluónica masiva con $M_{G^*} \lesssim 650 \text{ GeV}$ para la siguiente elección de acoplamientos: $f_{q_L} = f_{q_R} = f_{b_R} = -0,2$, $f_{t_L} = f_{b_L} = 1$ y $f_{t_R} = 4$. Notar que, como se mostró en las secciones previas, las mediciones en el Tevatron desfavorecen este tipo de acoplamientos vectoriales para los quarks de las primeras generaciones, dado que estos generan muy poca A_{FB}^t .

Con el fin de comparar el modelo con los resultados del LHC se realizaron simulaciones de producción de la resonancia G^* decayendo a $t\bar{t}$ a LO a nivel partónico con `MadGraph/MadEvent` para los puntos del espacio de parámetros favorecidos por el Tevatron. En la Ref. [115] los límites para este tipo de resonancias se presentan como un límite superior a la sección eficaz de producción de $t\bar{t}$ a través de G^* . Más precisamente, el análisis realizado por ATLAS asegura que la sección eficaz de producción $pp \rightarrow G^* \rightarrow t\bar{t}$ está por debajo de cierta sección eficaz que depende de la masa M_{G^*} con un nivel de confianza del 95%. Los resultados se presentan en un gráfico análogo al de la Fig. 2.3(b). Así, estos límites se pueden comparar directamente con la sección eficaz de producción $pp \rightarrow G^* \rightarrow t\bar{t}$ simulada. Se encontró que la sección eficaz es en todos los casos $\sigma \lesssim 2,5 \text{ pb}$. Dado que el análisis de la Ref. [115] provee sólo cotas superiores para $M_{G^*} \lesssim 1,6 \text{ TeV}$, no se pueden comprobar los límites en el caso $M_{G^*} = 2,5 \text{ TeV}$. Para una resonancia liviana de $M_{G^*} \lesssim 1 \text{ TeV}$ los límites establecidos en la Ref. [115] están muy por encima de los resultados de este modelo, principalmente porque los resultados del Tevatron puede ser obtenidos con acoplamientos más chicos para los quarks livianos, suprimiendo la producción de $t\bar{t}$ a través de la resonancia G^* en el LHC.

Una resonancia gluónica liviana puede contribuir considerablemente al estado final de dos jets a través del proceso $pp \rightarrow G^* \rightarrow q\bar{q}$. En la Ref. [116] la colaboración ATLAS reportó resultados para las búsquedas de nuevas resonancias en el estado final de di-jets para 36 pb^{-1} . Una actualización posterior de este análisis con 163 pb^{-1} provee límites más fuertes en la búsqueda de nuevas resonancia y extiende el análisis a masas más grandes [117]. En primer lugar notar que, dado que los eventos analizados por ATLAS incluyen b -jets (no existe b -tagging), la producción de di-jets a través de G^* es controlada por dos términos, uno incluyendo sólo los jets livianos proporcional a f_q^4 y otro incluyendo b -jets proporcional a $f_q^2 \times f_b^2$. Para $M_{G^*} = \{700, 850, 1000, 1500\} \text{ GeV}$, se encontró que existe acuerdo con las mediciones del Tevatron para las regiones del espacio de parámetros con $f_q \lesssim \{0,1, 0,2, 0,3, 0,4\}$ y $f_b \sim 1$. Estos acoplamientos proveen un factor de supresión $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ para jets livianos, y un factor de supresión de $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ para b -jets, con una dispersión que depende del valor preciso de f_b . Por otro lado, para $M = 2,5 \text{ TeV}$, f_q más grandes son requeridos para reproducir los resultados del Tevatron para $t\bar{t}$, $f_q \sim 0,5 - 2$, que es similar al rango para f_{b_R} , pero más chico que el rango para $f_{b_L} = f_{t_L}$. Así, en este caso, aunque hay una supresión muy grande a la producción de di-jets a través de G^* debido a M_{G^*} , los acoplamientos grandes inducen una considerable contribución que puede ser verificada con las mediciones de la Ref. [117]. Con este objetivo, se simuló a LO la producción de di-jets para el modelo con MadGraph/MadEvent [33] y Pythia [97] para la hadronización y el showering. En este caso, no se puede hacer una comparación directa con la sección eficaz a nivel partónico porque los límites estimados en la Ref. [117] dependen los cortes de selección implementados. Así, para poder utilizar estos resultados se reprodujeron los siguientes cortes cinemáticos utilizados en la Ref. [117]: $|\eta_j| < 2,5$, $|\Delta\eta_{jj}| < 1,3$, $p_T^{j1} > 180 \text{ GeV}$, $p_T^{j2} > 30 \text{ GeV}$ y $M_{jj} > 700 \text{ GeV}$. Aunque no se realizó una simulación detallada de los detectores ni se computaron correcciones a NLO, se espera que las predicciones a LO puedan dar un orden de magnitud correcto, principalmente en las cotas superiores. Los resultados muestran que, para $M_{G^*} \lesssim 1,5 \text{ TeV}$, los límites de di-jets en la sección eficaz están más allá de la sensibilidad en la Ref. [117]. Para $M_{G^*} = 2,5 \text{ TeV}$ el análisis de ATLAS pone condiciones muy fuertes en el espacio de parámetros. Para un 95% de nivel de confianza en la cota superior de la Ref. [117], se obtuvo que una gran región del espacio de parámetros debe ser descartada.

Es también interesante hacer algún comentario sobre la proporción de jets livianos y b -jets. Para $M_{G^*} = 700$ y 850 GeV se encontró que el *ratio* de

eventos con b -jets es entre 95 – 99 % para los diferentes puntos del espacio de parámetros, para $M_{G^*} = 1000$ GeV es 90 – 99 % y para $M_{G^*} = 1500$ GeV es 40 – 99 %. La dispersión en la frecuencia de b -jets es debido a los diferentes valores de f_q y f_b para cada punto del espacio de parámetros con una masa fija. Por otro lado, para $M_{G^*} = 2,5$ TeV, se encontraron puntos del espacio de parámetros donde el *ratio* de b -jets es sólo 1 %, y también otros puntos donde este *ratio* es del 99 %, dependiendo de la región del espacio de parámetros que se considere. Como era de esperarse, también se encontró que, para todas las masas consideradas, los puntos del espacio de parámetros que tiene un *ratio* más chico de eventos con b -jets corresponden a valores más chicos de f_{b_L} . Por esto, sería interesante tener datos experimentales sobre búsquedas de resonancias con b -jet identificados (*tagging b-jet*) y di-jets, que podrían ayudar a determinar las regiones favorables del espacio de parámetros.

Las predicciones y límites provistos por las búsquedas de resonancias en los estados finales jj y $t\bar{t}$ en el LHC se resumen en la Fig. 5.6 (a). Los diferentes colores simbolizan los diferentes valores de M_{G^*} : rojo para $M_{G^*} = 700$ GeV, naranja para $M_{G^*} = 850$ GeV, marrón para $M_{G^*} = 1$ TeV, verde para $M_{G^*} = 1,5$ TeV, y azul para $M_{G^*} = 2,5$ TeV. También se muestran los límites superiores para cada masa mediante líneas en color para un 95 % de nivel de confianza, como resulta de la Fig. 2 de [117] y de la Fig. 6 de [115]. No hay un límite superior en la producción de $t\bar{t}$ para $M_{G^*} = 2,5$ TeV porque la Ref. [115] sólo provee límites hasta $M = 1,6$ TeV. Para $M_{G^*} \lesssim 1,5$ TeV las restricciones impuestas por di-jets están muy por arriba de las predicciones del modelo, mientras que para $M_{G^*} = 2,5$ TeV aproximadamente 88 % de los puntos son excluidos por estas búsquedas. En este caso sólo los puntos con $f_q \lesssim 1$ son permitidos, y así la inexistencia de una resonancia en el estado final jj selecciona los acoplamientos más bajos.

En el momento que este análisis fue publicado (2011), la colaboración CMS había reportado las primeras mediciones de la asimetría de carga en la producción de $t\bar{t}$ en el LHC, con una luminosidad integrada de 36 pb^{-1} a 7 TeV. La asimetría medida $A_C = 0,060 \pm 0,134(\text{estad.}) \pm 0,026(\text{sist.})$, siendo todavía dominada por las incertezas estadísticas [118], era consistente con la predicción del Modelo Estándar, $A_C = 0,0130 \pm 0,0011$. La asimetría de carga en el LHC no es independiente de la asimetría A_{FB}^t en el Tevatron. Existe una correlación entre ambas que es modelo dependiente y que puede ayudar a discriminar entre distintos modelos de Nueva Física.

La asimetría de carga medida por CMS se define como:

$$A_C = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}, \quad (5.25)$$

con N^\pm siendo el número de eventos con valores positivos y negativos de $|\eta_t| - |\eta_{\bar{t}}|$, y donde η es la pseudo-*rapidity* en el sistema laboratorio, $\eta = -\log \tan \theta/2$.

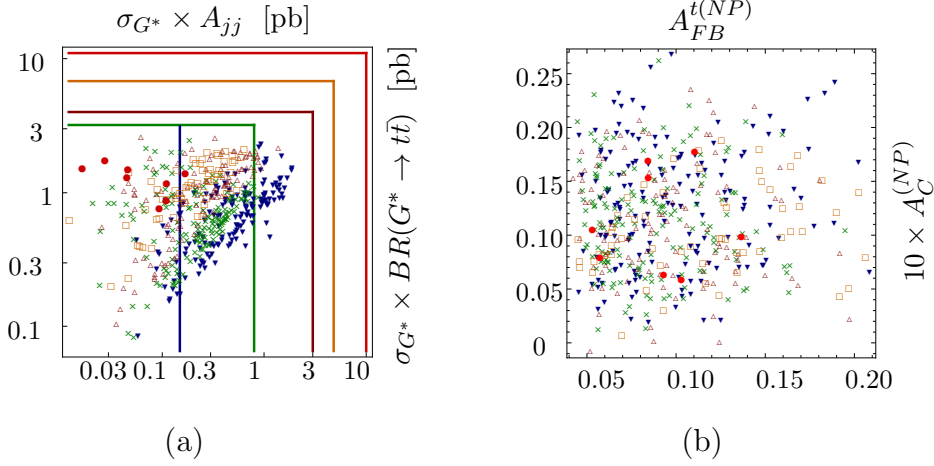


Figura 5.6: Predicciones para el LHC a 7 TeV para todos los puntos del espacio de parámetros que reproduce las mediciones del Tevatron. La Fig. (a) muestra la sección eficaz de producción $pp \rightarrow G^* \rightarrow jj$ y $pp \rightarrow G^* \rightarrow t\bar{t}$. En el eje y se muestra la sección eficaz de G^* decayendo a dos jets, sin *b-tagging*, después de aplicar los cortes de selección de la Ref. [117] (ver texto). En el eje x se muestra $\sigma_{G^*} \times BR(G^* \rightarrow t\bar{t})$ a LO a nivel partónico. La Fig. (b) muestra la asimetría $A_{FB}^{t(NP)}$ en el Tevatron vs. la asimetría A_C LHC a 7 TeV. Los colores indican los puntos favorecidos por las mediciones del Tevatron para diferentes valores para la masa de la resonancia: rojo para $M_{G^*} = 700$ GeV, naranja para $M_{G^*} = 850$ GeV, marrón para $M_{G^*} = 1$ TeV, verde para $M_{G^*} = 1,5$ TeV, y azul para $M_{G^*} = 2,5$ TeV. Las líneas indican los límites superiores para 95 % de nivel de confianza para di-jets [117] y $t\bar{t}$ [115] para cada una de estas masas utilizando el mismo código de colores. La ausencia de una línea horizontal azul se debe a que no hay límites experimentales para $M_{G^*} = 2,5$ TeV en $t\bar{t}$ en la Ref. [115].

Se simuló la producción de $t\bar{t}$ en el LHC a 7 TeV de forma análoga a lo realizado para el Tevatron. A partir de estas simulaciones se computo la

asimetría de carga A_C . La contribución de Nueva Física a la asimetría de carga total es positiva y se obtuvo que es del orden de $A_C = 0,01 - 0,03$ para los puntos del espacio de parámetros favorecidos por el Tevatron como se muestra en la Fig. 5.6 (b). Como se puede ver, la asimetría de carga predicha por el modelo está por debajo de la sensibilidad experimental lograda en la Ref. [118].

Capítulo 6

Producción simple de un quark exótico de carga $Q = -4/3$

6.1. Introducción

Las posibles señales de descubrimiento de quarks pesados de carga $Q = 2/3$ ($T_{2/3}$) en el LHC han sido estudiados en el contexto de teorías con Higgs Compuesto, por ejemplo, en las Refs. [70, 71]. Quarks pesados de carga $Q = -1/3$ ($B_{-1/3}$) y quarks exóticos de carga $Q = 5/3$ ($X_{5/3}$) han sido también ampliamente discutidos [69]. Estas búsquedas suponen producción doble de quarks pesados a través de la interacción fuerte (QCD). La producción doble es independiente del modelo y la parte dependiente de este sólo modifica el peso de cada canal de decaimiento. Recientemente, los autores de la Ref. [119] han re-evaluado los límites anteriores para el caso en que el Higgs es un pseudo- Bosón de Goldstone, mostrando que en algunos casos se pueden excluir compañeros del top hasta masas de 1,5 TeV. Para estas masas, la producción simple de estos quarks pesados, a pesar de ser electrodébil, empieza a ser competitiva con la producción doble de QCD [120]. Casi todas estas búsquedas han sido restringidas a compañeros del top, suponiendo que los compañeros del bottom son más pesados ¹.

En este capítulo se explorará otra posibilidad motivada por la anomalía en los resultados de A_{FB}^b en el LEP y SLC. Dentro del marco teórico de

¹Sin embargo en las Refs. [85, 121] se ha considerado también una lista extendida de compañeros de la tercera generación de quarks en diferentes representaciones de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

los modelos con Higgs Compuestos, la desviación en el acoplamiento $Zb_R\bar{b}_R$ necesaria para resolver esta anomalía requiere que b_R se mezcle fuertemente con el sector compuesto. Así, *partial compositeness* lleva a compañeros del bottom con masas paramétricamente más livianas que la escala compuesta (ver Capítulo 3, Ec. (3.24)). En este capítulo se estudiará la posibilidad de producir y detectar en el LHC una nueva resonancia masiva exótica de carga $-4/3$ ($V_{-4/3}^2$) compañera del bottom. Como se describió en la Sección 3.4, esta partícula es una predicción de una teoría efectiva de Higgs Compuesto que resuelve la anomalía del bottom en el LEP y SLC y acomoda el espectro de masas de la tercera generación de quarks [82] (ver también [47]).

En el modelo mínimo de Higgs Compuesto con simetría custodial los compañeros compuestos del bottom *right* incluyen resonancias de carga $1/3$, $2/3$ así como resonancias de carga $-4/3$ y $-7/3$ ($S_{-7/3}$). Debido a que el b_R está muy mezclado con la Nueva Física, las resonancias más liviana son $V_{-4/3}$ y $S_{-7/3}$. Estas pueden ser producida a través de producción doble de QCD o producción simple electrodébil. La resonancia $V_{-4/3}$, teniendo una carga de $-4/3$ y suponiendo que no se mezcla apreciablemente con las otras generaciones decae como $V_{-4/3} \rightarrow bW^-$. Así, mientras la carga del b -jet no sea medida, la señal de producción doble o simple de esta partícula será igual a $T_{2/3}$ si esta decae exclusivamente a través del canal bW . Así, el límite de exclusión para producción de pares de $T_{2/3}$, cuando este decae exclusivamente a ese canal es aplicable, siendo $m_{V_{-4/3}} > 740$ GeV a 95 % de nivel de confianza [60].

El alcance de descubrimiento con 5σ actual para un quark pesado $V_{-4/3}$ a través de producción doble de QCD es estimado en 820 GeV para el LHC II temprano de 14 TeV y luminosidad de 100 fb^{-1} [121]. A medida que el alcance de descubrimiento del LHC para quarks pesados alcance masas cercanas al TeV, la producción doble empezará a perder terreno como canal de descubrimiento frente a la producción simple debido a la supresión del espacio de fases. El objetivo de este capítulo es diseñar una estrategia de búsqueda en el rango de masas donde la producción simple de quarks pesados domina sobre la producción doble. Esta estrategia de búsqueda es adecuada tanto para quarks $V_{-4/3}$ como para $T_{2/3}$, siempre que este decaiga exclusivamente como $T_{2/3} \rightarrow Wb$ ³, aunque el estudio está motivado por el primer caso. Un modelo que contiene una nueva resonancia liviana $T_{2/3}$ decayendo predomi-

²Otras notaciones comunes para estas partículas exóticas de carga $-4/3$ son χ [55, 122] y Y [85, 121].

³En otro caso, la estrategia de búsqueda que se discutirá sigue siendo aplicable pero

nantemente a través del vértice $T_{2/3}Wb$ es difícil de justificar, dado que en este caso existen otros canales de decaimiento como $T_{2/3} \rightarrow Zt$ y $T_{2/3} \rightarrow Ht$ que son aún más importantes que $T_{2/3} \rightarrow Wb$. En cambio, la exclusividad del decaimiento $V_{-4/3} \rightarrow Wb$ está garantizada dado que la carga del $V_{-4/3}$ es $-4/3$ y el único vértice electrodébil que puede existir es $V_{-4/3}Wb$. Por otro lado, la resonancia $S_{-7/3}$ es mucho menos relevante en el LHC dado que su diagrama de producción simple contiene una partícula $V_{-4/3}$ virtual que suprime su sección eficaz y por eso este capítulo sólo se concentrará en las búsqueda de $V_{-4/3}$.

Como fue analizado en Ref. [119] las búsquedas experimentales actuales de quarks pesados no son sensibles a la producción simple de compañeros de la tercera generación de quarks. Tampoco las búsquedas de una cuarta generación de quarks son sensibles a la producción simple de estas nuevas resonancias. En estas búsquedas usualmente se supone que b' y t' son prácticamente degenerados ($|m_{t'} - m_{b'}| < m_W$) y con masas por debajo de 1 TeV, como es requerido por *tests* de precisión electrodébil y perturbatividad. Aún cuando estas búsquedas son inclusivas tanto en producción simple como doble de t' y/o b' , los canales con mayor número de W y/o b -jets tienen mayores perspectivas, y estos son en los que están enfocados estas búsquedas [123]. Simplemente extender estas búsquedas más allá del TeV no las hace sensibles a la producción de $V_{-4/3}$ o $T_{2/3}$.

La producción simple y doble de compañeros del bottom fue estudiada primero en Ref. [122], donde los autores consideran solamente un valor particular para el acoplamiento y muestran sus resultados para un fermión exótico de 500 GeV. En la Ref. [85] también se analizó la sección eficaz de producción simple permitida en el LHC. La región del espacio de parámetros y la estrategia de búsqueda que se discutirá aquí es diferente de esos estudios. Se discutirá una estrategia de búsqueda que se basa en las principales características de la producción simple electrodébil de $V_{-4/3}$, i.e un b -jet de alto p_T y un jet liviano *forward*. Trabajos previos en esta dirección pueden encontrarse en las Refs. [71]. Aquí se estudiará un nuevo canal con un sólo b -jet identificado como tal, un leptón, energía faltante y un jet liviano *forward* que mejora la sensibilidad del LHC II a esta clase de nuevas resonancias. Contrariamente a la producción doble, la producción simple electrodébil de estas resonancias depende no sólo de la masa de la resonancia, sino también

debe ser re-interpretada en función de la sección eficaz efectiva del canal Wb y será útil siempre y cuando este sea el canal predominante.

del acoplamiento al W y al b . Así en una visión reducida, los parámetros relevantes son la masa y el acoplamiento electrodébil de la resonancia. Uno de los objetivos principales de este capítulo es determinar la región de este espacio de parámetros donde el LHC podría descubrir al compañero del bottom quark. Encontraremos que esta estrategia de búsqueda complementaria extiende el alcance de descubrimiento de 5σ (2σ) para $V_{-4/3}$ desde 820 GeV a aproximadamente 1.7 TeV (2.4 TeV) para acoplamientos $\mathcal{O}(g/10)$.

La estructura de este capítulo es como sigue: En la Sección 6.2 se discutirán los mecanismos de producción y decaimiento de la nueva resonancia $V_{-4/3}$ predicha por el modelo de la Sección 3.4. En la Sección 6.3 se describirán las características de la cinemática de la señal y los principales *backgrounds* para la producción simple de $V_{-4/3}$. Posteriormente, se diseñará una estrategia de búsqueda basada en cortes en los observables para la señal. Finalmente se presentará el alcance de esta búsqueda para el LHC II de 14 TeV y los límites esperados para 300 y 500 fb⁻¹. En la Sección 6.4 se finaliza con una discusión sobre posibles modificaciones a la estrategia de búsqueda presentada. Los resultados de este capítulo han sido publicados en la Ref. [124].

6.2. Producción simple y decaimiento de V

El modelo descrito en la Sección 3.4 predice muchas partículas nuevas y, por lo tanto, muchas posibles señales de Nueva Física que podrían ser detectadas en el LHC. A pesar de que las masas y acoplamientos efectivos del modelo pueden variar dentro de un rango considerable, la representación de los fermiones predice que las partículas de menor masa deben ser los quarks exóticos $V_{-4/3}$ y $S_{-7/3}$. En esta sección se estudiarán los mecanismos de producción y decaimiento para $V_{-4/3}$; V_1 en el Capítulo 3 y V a partir de ahora. La partícula $S_{-7/3}$, como ya se justificó, no es tan relevante en el LHC.

Siendo V una partícula con carga de color no trivial, su acoplamiento a los gluones es independiente del modelo y la producción de pares $gg \rightarrow V\bar{V}$ domina en el régimen de masas pequeñas. Para masas de V cercanas a 1 TeV y superiores, el espacio de fases de producción de pares en el LHC a 14 TeV se ve reducido y la producción simple de V debe ser considerada. Sin embargo, la producción simple depende del acoplamiento WVb el cuál es modelo dependiente. Dado que la interacción de V con un W y un b es similar al caso del top quark en el Modelo Estándar, es natural esperar diagramas de producción similares a los de producción simple de top quark (similar y

no igual porque en el caso de V la interacción es principalmente *right*). De hecho, la producción simple de V puede ser a través de un canal t , un canal s o producción asociada con W (ver Fig. 6.1). Como es de esperar, el canal t domina sobre las otras posibilidades. La razón de esto es que el canal t no tiene una supresión tan grande debido al propagador como en los otros casos (mismo argumento que en el caso de producción simple de top quark). Más aún, para el canal t la producción de V en las direcciones cercanas al *beam* se encuentra fuertemente intensificada por el propagador (en la sección siguiente se utilizará este hecho como una señal para discriminar la producción de V del fondo debido al Modelo Estándar). En la Fig. 6.2 se observa la sección eficaz para los diferentes mecanismos de producción simple así como también para la producción de pares como función de la masa y de los acoplamientos. Como puede observarse, se puede esperar al menos un orden de magnitud de diferencia entre las producciones simple y de pares para acoplamientos $\sim 0,065$ y masas por arriba de $\sim 1,4$ TeV.

El decaimiento de V involucra el mismo vértice de interacción, decayendo a un W y a un b , que supondremos es su único canal de decaimiento. La partícula V también podría decaer como $V \rightarrow WD$, pero este canal se encuentra suprimido por las mezclas de d . Anchos de decaimiento típicos para estas partículas son del orden de $1 - 100$ GeV para masas en el rango de $1,3 - 2,5$ TeV y acoplamiento de $0,01 - 0,06$. Estos anchos de decaimiento corresponden a una vida media máxima de 10^{-24} segundos. En el caso que W decae leptónicamente, y suponiendo producción a través del canal t , el estado final consistirá en un jet de alto impulso transversal, un leptón de alto impulso transversal, energía faltante (\cancel{E}) debida al neutrino, un jet liviano (que corresponden a quarks de la primera y segunda generación) *forward* y un b -jet *forward* proveniente del *splitting* de un gluón,

$$pp \rightarrow V b j \rightarrow W b b j \rightarrow \ell \cancel{E} b b j.$$

Para un W decayendo hadrónicamente la señal sería $b b j j j$, la cuál tiene como *background* irreducible la producción multi-jet de QCD. Dado que la simulación de multi-jet tiene grandes incertezas, controlar este *background* requeriría técnicas de *data-driven* que están más allá de este análisis.

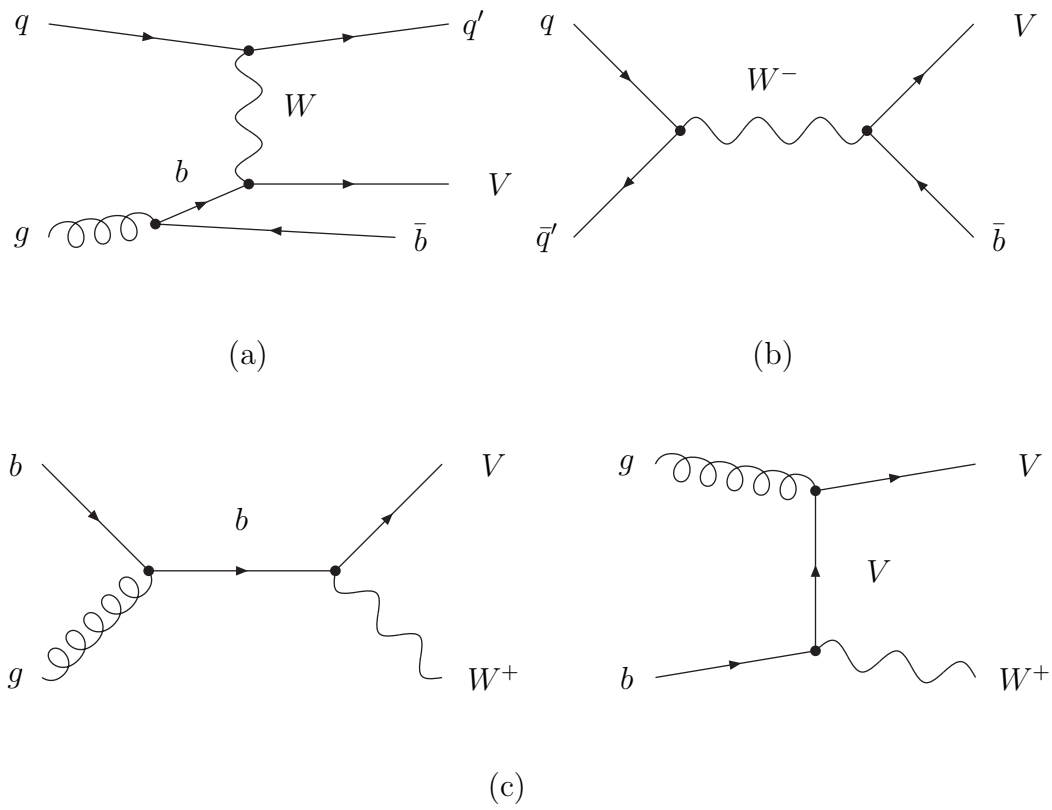


Figura 6.1: Diagramas de Feynman de producción simple de V : (a) canal t , (b) canal s y (c) producción asociada WV .

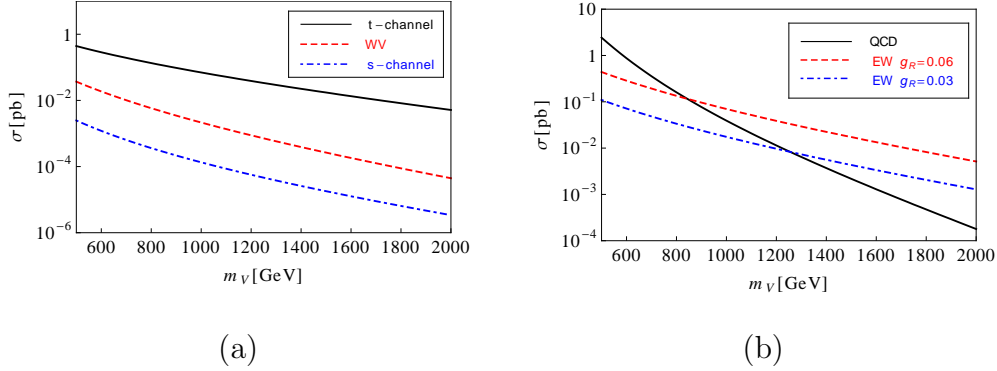


Figura 6.2: (a): Sección eficaz para los diferentes mecanismos de producción simple para $g_R = 0,06$. (b): Sección eficaz para producción simple a través del canal t versus producción de pares como función de la masa para distintos acoplamientos WVb . Dado que en el modelo $g_R \gg g_L$, en ambas figuras $g_L = 0$.

6.3. Análisis y estrategia de búsqueda de producción simple de V en el LHC.

6.3.1. Características de la señal y el background

La producción simple del quark V depende sólo de su masa y de los acoplamientos *left* y *right* al W . En general, la sección eficaz de producción es función de g_R^2 , g_L^2 y $g_R g_L$. Dado que $g_R \gg g_L$ (ver Sección 3.4), se pueden despreciar los efectos de g_L y la sección eficaz escala con el acoplamiento *right* como g_R^2 . Esto es así también para las correcciones NLO de la sección eficaz, es decir:

$$\frac{\sigma^{NLO}(pp \rightarrow Q\bar{b})}{g_{EW}^2 V_{Qb}^2} = \frac{\sigma^{NLO}(pp \rightarrow V\bar{b})}{g_R^2}, \quad (6.1)$$

donde Q es un quark de una cuarta generación y V_{Qb} es el coeficiente CKM entre Q y b . Esto permite el uso de los resultados de la Ref. [125] donde el factor K de la producción simple de un quark pesado entre 1,3 TeV y 2,5 TeV se encuentra en el rango 1,26 – 1,49. Como consecuencia se obtiene para $pp \rightarrow V\bar{b}$ una sección eficaz en el rango 1 – 10 fb que corresponde a 100-1000 eventos de producción simple en los primeros 100 fb⁻¹ del LHC colisionando a 14 TeV en el centro de masa (LHC II).

Siendo V un quark pesado, será producido en el LHC II con bajo p_T . Por la misma razón, el W y el b productos de su decaimiento estarán *boosteados* y por lo tanto aproximadamente *back-to-back*. Por lo tanto, las características principales de la señal son la presencia de un b -jet y un W ambos de alto p_T . Así, se espera que el b -jet sea la partícula con más alto p_T , y el leptón y la energía faltante del decaimiento del W tengan alto p_T . Observar que la producción simple de V a través del canal t produce un jet *forward*. Esto es así aún con un W en el canal t debido a que es comparativamente no masivo en comparación con la energía del proceso.

En este análisis se considerará una gran región del espacio de parámetros de masas y acoplamientos posibles para V , con $g_R \leq 0,065$ y $1,3 \text{ TeV} \leq m_V \leq 2,5 \text{ TeV}$. Sin embargo, a partir de ahora se tomarán dos casos particulares con el fin de simplificar la discusión: Punto de referencia 1 con acoplamiento $g_R = 0,035$ y $m_V = 1,3 \text{ TeV}$ y el punto de referencia 2 con $g_R = 0,046$ y $m_V = 1,8 \text{ TeV}$. La elección de estos quedará justificada en la Sección 6.3.3.

Por orden de importancia los *backgrounds* para esta señal son:

1. Producción de $W + \text{jets}$, $pp \rightarrow W + \text{jets} \rightarrow \ell\nu + \text{jets}$:

Este proceso es *background* cuando el W decae leptónicamente y uno de los jets livianos con alto p_T es identificado erróneamente como un b -jet. A pesar del hecho de que el b -tag tiene una contaminación muy baja debido a un jet liviano mal identificado, la sección eficaz de este *background* es tan grande que termina siendo el principal *background* de la señal. Es importante señalar que la topología de un evento de este *background* posee las mismas características que la señal. Esto es así ya que el W y el jet que es mal identificado como un b -jet tienen que ser aproximadamente *back-to-back* debido al balance de momento transversal.

2. Producción de pares $t\bar{t}$, $pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets} \rightarrow \ell\nu b\bar{b} + \text{jets}$: En segundo lugar, $t\bar{t}$ cuando sólo un quark top decae leptónicamente y uno de los b -jet no es reconocido como tal es el otro *background* principal de esta señal.
3. Producción simple de t , $pp \rightarrow t + \text{jets}$: En este caso el estado final es exactamente el mismo que la señal en el caso donde el top quark decae leptónicamente, excepto por el signo de la carga del leptón relativo al del b -jet, que no es fácil de medir. Sin embargo, aún cuando es irreducible, no es tan importante como los dos anteriores. Aún cuando la

producción de pares posee una sección eficaz mayor que la producción simple de quarks top, esto no es suficiente para explicar por qué es mucho mayor. Esto es así debido a que un alto $p_T(b)$ está más suprimido en el caso de producción simple en comparación con la producción en pares. La producción simple de quarks top es principalmente a través de un W intercambiado en el canal t , mientras que la producción de $t\bar{t}$ ocurre a través de un quark top intercambiado en el canal t o un canal s . A masas invariantes altas el canal t es la contribución más importante a cualquier proceso y produce partículas en la región *forward*. La tendencia a producir partículas en esta región aumenta conforme la masa de la partícula intercambiada es menor. Por la diferencia entre las masas de W y el top, se espera que el b proveniente del decaimiento del quark top en la producción simple sea más *forward*, resultando en eventos con menor $p_T(b)$.

4. Producción QCD de multi-jets, $pp \rightarrow \text{jets}$, $pp \rightarrow b\bar{b} + \text{jets}$: Debido a su enorme sección eficaz la producción QCD de multi-jets es un *background* importante para esta señal, aún cuando la probabilidad de que uno de los jets con alto p_T sea mal identificado como un b -jet al mismo tiempo que otro jet es mal identificado como un leptón. La energía faltante la puede aportar un desbalance en la energía debido a una pobre determinación del momento de los jets. Cuanto mayor es el impulso transversal de un jet, mayor es la incerteza en su determinación, y en consecuencia, mayor la probabilidad de obtener energía faltante por este mecanismo. A p_T grandes (del orden de los cientos de GeV), el momento medido del jet se encuentra dentro del 5% del momento verdadero a 1σ [126]. Para evitar este *background* se requerirá una \cancel{E}_T mínima de al menos el 20% del p_T del jet mal identificado como b -jet. Asumiendo una distribución normal para el momento transversal medido y teniendo en cuenta que la probabilidad de que un jet sea mal identificado como un leptón es del orden de 0,001 y la de un jet liviano (u, d, s) mal identificado como b -jet de 1/100, la contribución de $pp \rightarrow \text{jets}$ al *background* total resulta en menos de 1 evento a 100 fb^{-1} para $p_T(b) > 600 \text{ GeV}$. Esta estimación es suficiente para considerar este *background* despreciable cuando se cumple la condición en la \cancel{E}_T .
5. Otros: $pp \rightarrow Wb$, $W + b\bar{b}$, $W + c$, $W + c\bar{c}$, $Z + b$, $Z + b\bar{b}$: La producción de W en asociación con quarks pesados son *backgrounds*

N_{lep}	$N_{b\text{-jet}}$	N_{jet}	$\sigma(tt)$ (pb)	$\sigma(W + \text{jets})$ (pb)	$\sigma(S_1)$ (pb)	$\sigma(S_2)$ (pb)
1	-	-	148	7400	3.4×10^{-3}	1.8×10^{-3}
1	1	-	57.3	42.1	1.3×10^{-3}	0.65×10^{-3}
1	1	1 or 2	15.4	18.9	0.84×10^{-3}	0.42×10^{-3}

Tabla 6.1: Sección eficaz de la producción simple de V para los dos puntos de referencia y para los principales *backgrounds* en el canal con un leptón, un jet identificado como b y después de cortes en el número de jet adicionales.

cuando un quark pesado (b o c) es identificado como b por el algoritmo de *b-tagging*, mientras que los quarks pesados adicionales se pierden. La producción asociada de Z cuando esta decae a leptones cargados será *background* cuando además uno de los leptones del decaimiento del Z no es detectado.

En el régimen de masas de V mayores a un 1 TeV los *backgrounds* principales son $t\bar{t}$ y $W + \text{jets}$. En lo que sigue sólo se considerarán estos *backgrounds*. Los *backgrounds* restantes son despreciables en este régimen. En la Tabla 6.1 se muestra la sección eficaz total a NLO para los dos puntos de referencia del modelo y los principales *backgrounds*. La señal y el *background* se simuló para el LHC II con `MadGraph/MadEvent 5` [99]. Los eventos resultantes de estas simulaciones fueron pasados a `Pythia 6` [97] mediante la interfase incluida en el `MadGraph/MadEvent 5` para generar la actividad adicional debida a radiación (*showering*) y a la hadronización. Luego, se pasó a `PGS` [127] para simular los efectos de los detectores. Para la reconstrucción de los jets fue utilizado el algoritmo anti- k_T con $R = 0,4$ provisto por `PGS`. En particular, la señal $pp \rightarrow Vb$ se generó con hasta un jet *hard* adicional en el estado final, $pp \rightarrow W$ se generó con hasta dos jets *hard* en el estado final y $pp \rightarrow t\bar{t}$ se generó hasta con un jet *hard* adicional. Para evitar el doble conteo entre los jets generados a nivel del `MadGraph/MadEvent` y los generados por `Pythia` se utilizó el esquema de *matching* MLM [100]. Los resultados y distribuciones fueron normalizados a NLO con los factores K correspondientes calculados en Ref. [125] para la señal y en Ref. [128, 129] para los *backgrounds*.

Previo al análisis se aplicaron cortes de pre-selección compatibles con las limitaciones de los detectores y los *triggers* utilizados por el LHC. Para los leptones cargados se requirió $p_T(\ell) > 25$ GeV y $\eta(\ell) < 2,5$. Para los jets

reconstruidos se impuso $p_T(j) > 25$ GeV y $\eta(j) < 4$. Finalmente, para la energía faltante se requirió $\cancel{E}_T > 25$ GeV. Se utilizó el algoritmo de identificación de b -jets (b -tagging) como se encuentra implementado originalmente en PGS. En el régimen de alto p_T este posee una eficiencia del 40 % y contaminación por mala identificación de un jet liviano como b -jet del 0.5 %. Como referencia, en la Ref. [130] el experimento CMS ha reportado para $p_T > 500$ GeV una eficiencia del 55 % y una contaminación del 3 % para jets livianos, lo cual es consistente con el punto de trabajo utilizado aquí. El algoritmo de identificación de b -jets se aplica sólo para jets dentro de $|\eta(j)| < 2,5$. Los jets fuera de esta región son considerados automáticamente como jets livianos. En primer lugar se estudiarán las variables que definen el

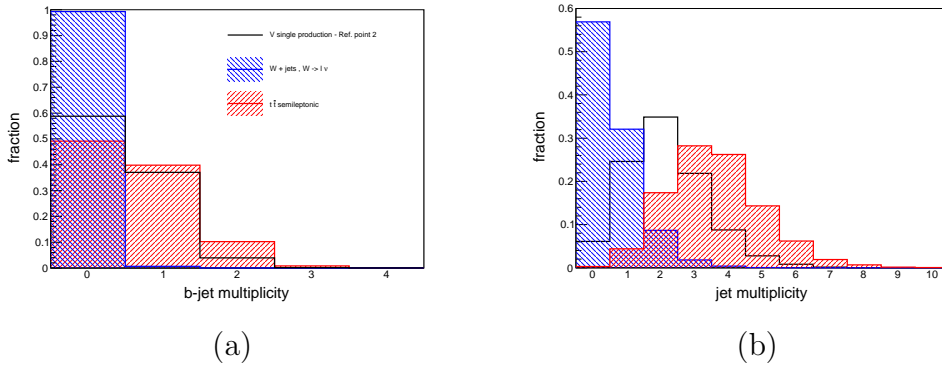


Figura 6.3: (a) Multiplicidad de b -jets y (b) jets livianos para el puntos de referencia $m_V = 1,8$ TeV y $g_R = 0,046$ y los $backgrounds$ principales. La señal para $m_V = 1,3$ TeV es similar para el caso 1,8 TeV. La multiplicidad de jets livianos es mostrada habiendo requerido previamente $N_{b\text{-jet}} = 1$.

estado final como el número de b -jets y jets livianos presentes. Posteriormente se discutirán las variables cinemáticas que pueden ser importantes para discriminar entre señal y $background$.

En la Fig. 6.3 (a) se muestra la multiplicidad de b -jets para la señal y los $backgrounds$ principales. Como se esperaba, exigir que el estado final posea por lo menos un b -jet excluye la mayor parte del $background$ $W + jet$.

El quark b inicial de la señal proviene necesariamente del $splitting$ de un gluón. Entonces, junto con el quark b producto del decaimiento del V debe haber un quark b proveniente del estado inicial. Así, a pesar de que tanto la señal como $t\bar{t}$ tienen dos b -jets, notar que la probabilidad de que un segundo b -jet no sea detectado es más alta en el caso de la señal dado que el b -jet

proveniente del estado inicial es *forward* y queda fuera de la región donde se aplica el *b-tagging*. Sin embargo, en la práctica se observó que la diferencia entre exigir exactamente un *b*-jet o requerir al menos un *b*-jet es muy leve. Se eligió la primer opción. En la Tabla 6.1 se muestra la sección eficaz para la señal y los *backgrounds* luego de seleccionar eventos con exactamente un *b*-jet en el estado final.

La segunda diferencia que se puede notar entre señal y *background* es en el número de jets reconstruidos como se observa en la Fig. 6.3 (b) habiendo requerido previamente $N_{b\text{-jet}} = 1$. El *background* $W + \text{jets}$ tiene la mayor contribución para multiplicidades bajas, esto es ningún jet o sólo uno. Entonces, para reducir el *background* $W + \text{jets}$ se debe requerir al menos 1 jet. Por otro lado, el *background* $t\bar{t}$ contiene mayormente entre 2 y 4 jets, debido al top que decae hadrónicamente. Para reducir este *background* se debe requerir 2 jets como máximo. En la Tabla 6.1 se muestra la sección eficaz para los dos puntos de referencia de la señal y los principales *backgrounds* después de demandar eventos con sólo 1 o 2 jets.

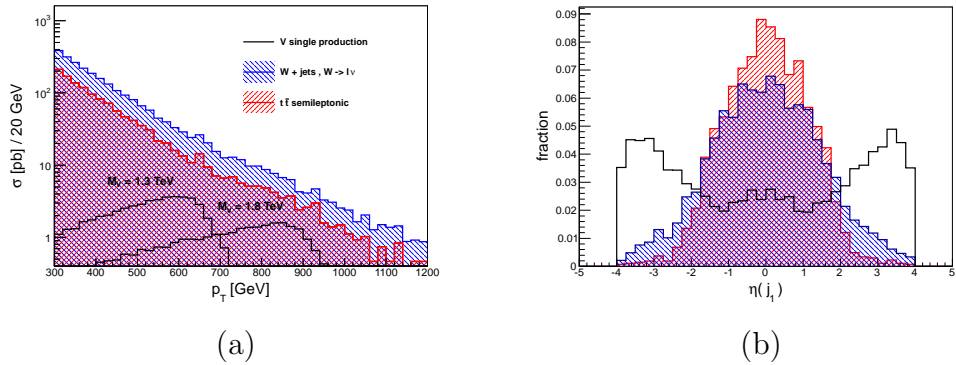


Figura 6.4: (a) Sección eficaz diferencial de $p_T(b)$ para los dos puntos de referencia de la señal y principales *backgrounds* después de los cortes en la multiplicidades de *b*-jets y jets. (b) Distribución de $\eta(j_1)$ para la señal de $m_V = 1,8 \text{ TeV}$ y $g_R = 0,046$ y principales *backgrounds* después de los cortes previos y $p_T(b) > 500 \text{ GeV}$. La señal de $m_V = 1,3 \text{ TeV}$ es similar al caso de 1.8 TeV .

Como se discutió anteriormente, otra variable conveniente para discriminar entre señal y *background* es $p_T(b)$. Esta variable es muy eficiente para ello, como se observa en la Fig. 6.4 (a). Allí se muestran los principales *backgrounds* y los dos puntos de referencia de la señal después de los cortes previos

en $N_{b\text{-jet}}$ y N_{jet} . El b -jet es el objeto con el p_T más alto en un evento de producción simple de V llevándose la mitad de la energía disponible. Es decir, $p_T(b)$ tiene un pico en $m_V/2$.

En la Fig. 6.4(b) se observa la distribución de *pseudorapidity* del jet con más alto p_T , $\eta(j_1)$, para el punto de referencia de señal con $m_V = 1,8$ TeV y los principales *backgrounds* después de aplicar los cortes previos en $N_{b\text{-jet}}$ y N_{jet} y para $p_T(b) > 500$ GeV. Sólo después de estos cortes se puede notar una acumulación de los eventos en la region *forward*. La razón es la siguiente: en el caso de la señal, el propagador del bosón W en el canal t produce un pico en la sección eficaz más pronunciado a medida que la energía de los partones finales aumenta. Por otro lado, el *background* $t\bar{t}$ estará *boosteado* después de los cortes y uno de los quarks top estará dentro de la región central del detector debido a la restricción en η del algoritmo de *b-tag*. Entonces, debido al balance de momento transversal del evento el jet con más alto p_T vendrá del decaimiento del otro top y deberá estar en la región central del detector. Lo mismo sucede en el caso del *background* $W + \text{jet}$. Requiriendo un b de alto p_T y central, es más probable encontrar al jet con más alto p_T en la región central debido al balance del momento transversal.

Otra variable cinemática útil podría ser la masa invariante del sistema (ℓ, ν, b) ,

$$M(\ell, \nu, b) = \sqrt{(E(\ell) + E(\nu) + E(b))^2 - (\vec{p}(\ell) + \vec{p}(\nu) + \vec{p}(b))^2} \quad (6.2)$$

para cuyo cálculo es necesario reconstruir el cuadri-momento del neutrino $(E(\nu), \vec{p}(\nu))$. La masa invariante $M(\ell, \nu, b)$ tendrá un pico en en la masa de la partícula V en el caso de la señal. La masa del bosón W , el cuadri-momento del leptón más el impulso transversal del neutrino permiten determinar su momento longitudinal mediante la ecuación:

$$M(W)^2 = (E(\ell) + E(\nu))^2 - (\vec{p}_T(\ell) + \vec{p}_T(\nu))^2 - (p_z(\ell) + p_z(\nu))^2 \quad (6.3)$$

Cuando el determinante de la ecuación cuadrática es positivo hay dos soluciones reales y se toma la que posee el menor valor absoluto para el momento longitudinal. Si el discriminante es negativo hay dos soluciones imaginarias. En este caso no se usa ninguna de las soluciones y se toma $\eta(\nu) = \eta(\ell)$. Esta aproximación resulta mejor cuanto más energético es el evento. El *background* $W + \text{jets}$ puede dar $M(\ell, \nu, b)$ grande cuando el W y

el jet que es mal identificado como un b -jet son producidos *back-to-back* y con alto p_T . En el caso de producción de $t\bar{t}$, la contribución principal a $M(\ell, \nu, b)$ grandes es cuando el jet reconocido como b -jet es el que proviene del top que decae hadrónicamente, porque si proviniera del top que decae leptónicamente reconstruiría la masa del top quark. Esto anticipa un método para discriminar entre la señal y el *background* $t\bar{t}$, como se discutirá en la Sección 6.4. No se utilizó $M(\ell, \nu, b)$ como variable de corte debido a las posibles incertezas sistemáticas en la determinación del momento longitudinal del neutrino. El control de estas incertezas requiere un análisis cuidadoso que esta más allá de este análisis. Sin embargo, en varias etapas de este análisis se mostrarán las distribuciones de $M(\ell, \nu, b)$ para dar una idea de los efectos de los cortes y si la estrategia de búsqueda permite determinar la masa de la partícula.

6.3.2. Cortes óptimos

En la sección anterior se discutió por qué el canal con mayor perspectiva para encontrar una señal de producción simple de un quark pesado que decae como $V \rightarrow Wb$ (cualquiera sea el signo relativo de la carga de W y el b -jet) es pedir en el estado final 1 leptón, 1 b -jet, energía faltante y 1 o 2 jets livianos, con el jet que tiene el p_T más alto en la región *forward*. En esta sección se mostrará cómo se utilizaron cortes en las variables cinemáticas de estos objetos para optimizar la estrategia de búsqueda en este estado final y poder discriminar la señal del *background*. La optimización de los cortes depende de la masa de la nueva resonancia. A pesar de que la significancia se reduce con acoplamientos más chicos, la optimización de los cortes no depende del acoplamiento debido a que la sección eficaz de la señal escala con g_R^2 para $g_R \gg g_L$. Como éste es un factor constante (no depende de las variables cinemáticas), la forma de las distribuciones cinemáticas no se ven afectadas y los cortes que son óptimos para una dada masa y acoplamiento, serán óptimos también para la misma masa y otro acoplamiento⁴. Un acoplamiento muy bajo podría hacer que la significancia no sea suficiente para distinguir la señal del *background*, pero los cortes óptimos que maximizan esta significancia serán los mismos. En esta sección se discutirá como se optimizaron los cortes para los dos puntos de referencia de la señal. Luego, en la sección siguiente,

⁴Las distribuciones cinemáticas de los estados finales podrían depender del ancho de decaimiento de la resonancia V , que depende de los acoplamientos. Sin embargo, para los acoplamientos considerados el ancho es muy angosto y no afecta las distribuciones.

se mostrará como las dos estrategias de búsqueda optimizadas para estos puntos de referencia son útiles en un rango amplio de masas de V .

La señal y los principales *backgrounds* se generaron como se detalló en la sección anterior. Sin embargo, el número de eventos de *backgrounds* necesarios en este caso es mucho mayor dado que la sección eficaz luego de los cortes es muy baja (ver Tablas 6.2 y 6.3). Para mejorar el tiempo de generación de la estadística necesaria se implementaron cortes a nivel partónico (al nivel de generación en `MadGraph/MadEvent 5`) para reducir el espacio de fases generado. El *background* $W + \text{jets}$ se generó con al menos un jet con $p_T > 200$ GeV (el que sería mal identificado como un b -jet). Para $t\bar{t}$, no se puede saber *a priori* cual de los dos b -jets será el que no pudo ser identificado como tal o cayó fuera de la región activa del algoritmo de b -tag. Entonces, no se puede requerir al menos un jet de alto p_T sin perder eventos. Para reducir la cantidad de eventos generados en este caso se requirió $p_T(\ell) > 100$ GeV. El número de eventos generados para cada uno de estos procesos fue equivalente a 1000 fb^{-1} de luminosidad a pesar de que los resultados son normalizados para representar una etapa temprana del LHC II con 100 fb^{-1} de luminosidad integrada. Esto se hizo para reducir las fluctuaciones estadísticas de las simulaciones.

Para encontrar los cortes óptimos en las variables cinemáticas $p_T(b)$, $\eta(j_1)$, \cancel{E}_T y $p_T(\ell)$ se realizó un escaneo al azar sobre estas para los dos puntos de referencia de la señal. Para cada conjunto de cortes generados al azar se calculó la significancia suponiendo que los eventos de señal y *background* siguen distribuciones de Poisson. El valor- p , i.e., la probabilidad de obtener al menos N_S eventos de señal con un *background* esperado N_B es:

$$p = \sum_{n=N_S+N_B}^{\infty} \frac{N_B^n e^{-N_B}}{n!}. \quad (6.4)$$

La significancia S se obtiene a partir del valor- p y se define como:

$$\int_S^{\infty} N(x; 0, 1) dx = p \quad (6.5)$$

donde $N(x; 0, 1)$ es la distribución normal estándar con valor esperado $\mu = 0$ y desviación estándar σ . Un p -value chico o de S grande significa que el número de eventos de señal N_S obtenido es una fluctuación del *background* poco probable de ocurrir. Así, un valor S grande para cierta medición se interpreta como evidencia de que alguna explicación alternativa debe existir.

$p_T(b)$	\cancel{E}_T	$\eta(j_1)$	$\sigma(tt)$ (fb)	$\sigma(W + \text{jets})$ (fb)	$\sigma(S_1)$ (fb)	significance 100 fb $^{-1}$
300 GeV	-	-	12.79	11.52	0.5	1
500 GeV	-	-	2.47	2.4	0.31	1.4
500 GeV	100 GeV	-	2.17	1.84	0.29	1.42
500 GeV	100 GeV	2.5	0.05	0.19	0.15	2.72

Tabla 6.2: Cortes optimizados para el punto de referencia 1 con $m_V = 1,3$ TeV y $g_R = 0,035$ a 100 fb^{-1} . La energía faltante \cancel{E}_T es como mínimo un 20 % del corte en $p_T(b)$ para para suprimir el *backgrounds* de QCD. Después de todos los cortes los eventos de *background* son 24 y los de señal 15. Se sobreentiende un corte de $p_T(\ell) > 100$ GeV en todos estos resultados (ver texto).

Entonces, el conjunto de cortes óptimos es el que arroja el mayor valor para S . Las únicas restricciones sobre el rango en el que se permite a las variables variar al azar proviene de los cortes implementados al nivel de la generación y del requerimiento para suprimir el *background* de multi-jet donde la energía faltante \cancel{E}_T debe ser al menos 20 % del corte en $p_T(b)$. En el caso de $p_T(b)$, de la sección anterior se sabe que el corte óptimo estará muy lejos del límite de 200 GeV (restricción en $W + \text{jets}$) introducido en la generación. En el caso de $p_T(\ell)$ la generación no permite ir por debajo de 100 GeV (restricción en $t\bar{t}$), pero no se espera una mejora apreciable de significancia en esa región.

En las Tablas 6.2 y 6.3 se muestran los cortes optimizados para los puntos de referencia 1 y 2 de la señal respectivamente. Para entender el rol de cada corte se muestra como la señal y los *backgrounds* se reducen a medida que se aplica cada corte. El corte $p_T(\ell) > 100$ GeV ha sido aplicado a todos los resultados para ambos puntos de referencia. Ningún incremento de la significancia ha sido observado para cortes más fuertes en $p_T(\ell)$. Como era esperado, el corte $p_T(b)$ reduce fuertemente los *backgrounds*. Notar en la Tabla 6.2 (6.3) como el corte óptimo en $p_T(b)$ reduce los *backgrounds* por un factor 5(20) mientras la señal es sólo levemente reducida aún después del fuerte corte en la generación. El corte en \cancel{E}_T resulta en una leve mejora de la significancia en los dos casos pero reduce fuertemente el *background* de producción de multijet de QCD, como se discutió en la sección anterior. En este punto, si no se requiriese que el corte en \cancel{E}_T fuera al menos dos

$p_T(b)$	\cancel{E}_T	$\eta(j_1)$	$\sigma(tt)$ (fb)	$\sigma(W + \text{jets})$ (fb)	$\sigma(S_2)$ (fb)	significancia 100 fb ⁻¹
300 GeV	-	-	12.79	11.52	0.29	0.59
700 GeV	-	-	0.67	0.62	0.17	1.41
700 GeV	150 GeV	-	0.55	0.42	0.15	1.46
700 GeV	150 GeV	2.5	0.013	0.047	0.078	2.63

Tabla 6.3: Cortes optimizados para el punto de referencia 1 con $m_V = 1,8$ TeV y $g_R = 0,046$ a 100 fb^{-1} . La energía faltante \cancel{E}_T es como mínimo un 20 % del corte en $p_T(b)$ para suprimir el *backgrounds* de QCD. Después de todos los cortes los eventos de *backgrounds* son 6 y los de señal 8. Se sobreentiende un corte de $p_T(\ell) > 100$ GeV en todos estos resultados (ver texto).

veces el corte en $p_T(b)$ el corte óptimo sería $\cancel{E}_T > 70$ GeV (85 GeV) y este incrementaría la significancia en 1 unidad. La Fig. 6.5 ilustra el efecto de estos cortes en la distribución de masa invariante $M(\ell, \nu, b)$.

La elección de las variables incluidas en el scan ($p_T(b)$, $\eta(j_1)$, \cancel{E}_T y $p_T(\ell)$) agota todas las posibilidades. Se podría haber incluido $M(\ell, \nu, b)$ en lugar de $p_T(b)$, ya que ambas están correlacionadas. En este caso se puede alcanzar una significancia estadística levemente más alta, en valor esperado. Sin embargo, como se discutió anteriormente, un tratamiento realista de las incertezas asociadas a esta variable requiere un análisis más detallado.

El observable clave en la búsqueda de la producción simple de estas nueva resonancia fermiónica es $p_T(b)$. Esta ayuda a aislar la señal en un amplio rango del espacio de parámetros posibles del modelo como se mostrará en la próxima sección. Por esta razón se eligió conservar a $p_T(b)$ como variable de corte en lugar de la suma escalar del momento transverso de los objetos finales H_T ⁵, variable más usual en búsquedas de cuarta generación o nuevas resonancias fermiónicas vectoriales. Sin embargo los resultados aquí mostrados se pueden traducir a una búsqueda basada en H_T ya que con $p_T(\ell) > 100$ GeV y $\cancel{E}_T > p_T(b)/5$ fijos, un corte en $p_T(b)$ es equivalente a requerir $H_T > 6/5 p_T(b) + 100$ GeV.

Adicionalmente, se aseguró que otras variables típicas que pudieron haberse incluido en el escaneo no mejoran apreciablemente los resultados de este. Este es el caso de *veto*s en el p_T de jets adicionales. Dado que una

⁵ $H_T = |p_T(b)| + |p_T(\ell)| + |\cancel{E}_T|$

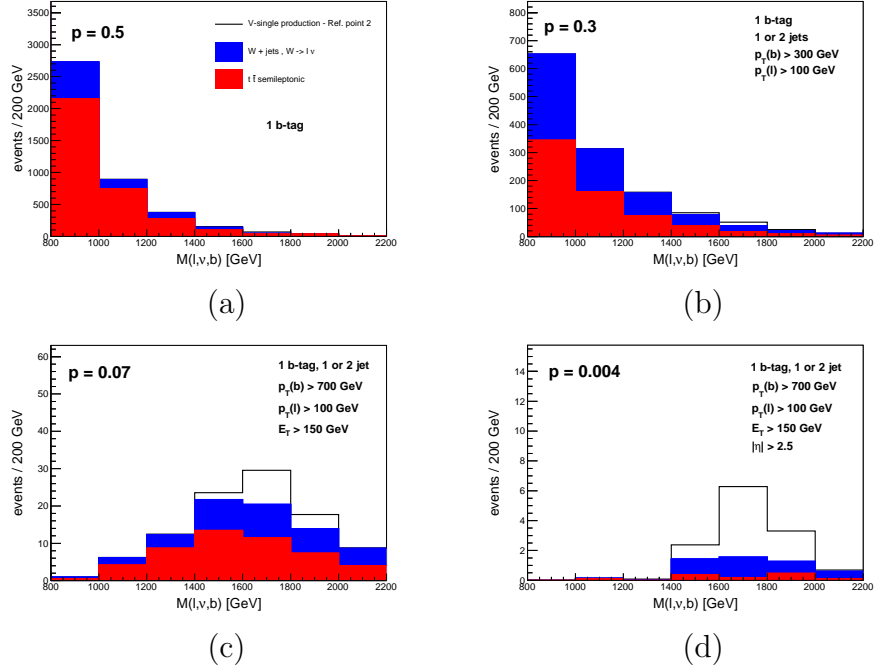


Figura 6.5: Masa invariante $M(\ell, \nu, b)$ después de los cortes para los puntos de referencia 2 ($m_V = 1,8 \text{ TeV}$ y $g_R = 0,046$).

partícula pesada es creada se puede esperar que la señal tenga una emisión de radiación con p_T más bajo que en el caso de los *backgrounds*, los cuales tienen más energía disponible. Sin embargo, dado que se requiere un $p_T(b)$ alto, este ya no es el caso. Así, los *veto*s en jets adicionales son inútiles en este caso.

6.3.3. Alcance de descubrimiento de la estrategia de búsqueda

En la sección anterior se discutió la optimización de los cortes en las variables cinemáticas $p_T(b)$, $\eta(j_1)$, \cancel{E}_T y $p_T(\ell)$ para dos puntos de referencia de la señal. El objetivo de esta sección es mostrar que la utilidad de esos cortes óptimos no se reduce únicamente a esos casos particulares. De hecho, se mostrará como la aplicación de esos cortes distingue a la señal por sobre el *background* para un amplio rango de masas m_V y acoplamientos g_R para

100 fb^{-1} . También se analizará la evolución del alcance de esta estrategia de búsqueda para mayores luminosidades.

Para analizar el alcance de esta estrategia de búsqueda se aplicaron los cortes optimizados para los dos puntos de referencia de la sección anterior a diferentes masas en un rango entre 1,3 y 2,5 GeV. Para ello, se simularon eventos de señal para ese rango de masas y acoplamiento $g_R = 0,065$. Los resultados para distintos g_R se encontraron a partir de estas simulaciones re-escalando con g_R^2 el número de eventos, como se discutió en la sección anterior. Los detalles de las simulaciones se pueden encontrar en las secciones previas. Para el *background* se utilizaron las simulaciones de la sección anterior.

En las Fig. 6.6 (a) y (b) se muestra la significancia en el plano m_V vs. g_R utilizando los cortes óptimos para los puntos de referencia 1 y 2 respectivamente y para 100 fb^{-1} . De la Fig. 6.6 (a) se ve que utilizando los cortes óptimos para el punto de referencia 1 se puede declarar evidencia de Nueva Física con 2σ hasta 2.2 TeV para $g_R = 0,065$. También, con esos cortes se pueden alcanzar acoplamientos tan chicos como $g_R = 0,035$ para masas hasta 1,6 TeV y 0,03 para 1,3 TeV. Para los cortes optimizados asociados al punto de referencia 2 se alcanzan masas hasta 2,4 TeV para $g_R = 0,065$, además de acoplamientos de $g_R = 0,04$ para 1,7 TeV. Notar que los eventos de *background* solo dependen de los cortes y estos son 24(6) para los cortes optimizados para el punto de referencia 1(2). Así, el número de eventos de señal para una evidencia de descubrimiento de 2σ es 11(6). Esto asegura que después de aplicar los cortes el mínimo número de eventos es mayor a 5 para toda la región de masas y acoplamientos de interés.

La línea punteada blanca en las Fig. 6.6 (a) y (b) es donde la sección eficaz de producción doble y simple de V se equiparan. Por debajo de esa línea las búsquedas usuales de producción de pares de quarks pesados poseen mejores perspectivas dado que la sección eficaz de producción doble es mayor. Aún así una determinación precisa de cuál es la mejor búsqueda requiere una comparación de las eficiencias de estas. En cualquier caso, la línea punteada blanca provee una estimación de como esta estrategia de búsqueda es complementaria a una de producción doble. Se puede ver de la Fig. 6.6 que una considerable región del espacio de parámetros permanece inaccesible entre el alcance de la estrategia de búsqueda propuesta y la línea punteada blanca para 100 fb^{-1} de luminosidad. Esta región puede ser alcanzada por la búsqueda con más luminosidad. Para ver esto, se muestran en la Fig. 6.6 dos líneas magenta que corresponden a las líneas de contorno de 2σ para 300 y

500 fb⁻¹.

Estos resultados justifican *a posteriori* la elección de los puntos de referencia 1 y 2 como casos particulares para el análisis. Como se puede ver, los cortes optimizados para 1,8 TeV son útiles para declarar evidencia con 2σ para todo el rango de masas entre 1,4 y 2,4 TeV cuando $g_R = 0,065$. Pero para la región por debajo de 1,5-1,6 y para acceder a todos los acoplamientos en el rango de 1,3-1,4 TeV, es necesario el conjunto de cortes asociado al punto de referencia 1.

El paso siguiente después de encontrar un exceso sobre el valor predicho por el Modelo Estándar, será determinar las propiedades de la nueva partícula. Estas son: su carga, su masa, su espín. En la Fig. 6.7 se muestra la masa invariante $M(\ell, \nu, b)$ con el fin de estimar su calidad como una aproximación a la masa de la nueva partícula después de los fuertes cortes necesarios. Esto muestra como dos señales diferentes se comportan después de aplicar los mismos cortes. En cada fila de gráficos, se pueden ver los efectos del mismo corte para dos señales de masas distintas. Es importante notar que aún después de los fuertes cortes aplicados no hay un apreciable bias y los eventos se distribuyen alrededor de la masa de la resonancia.

6.4. Discusión

Se han presentado los resultados hasta aquí bajo la hipótesis de que las incertezas son estadísticas y modeladas por una distribución de Poisson. Consideremos ahora el impacto de las incertezas sistemáticas en estos resultados. Empecemos suponiendo que se conoce N_B en la Eq. (6.4) con una incerteza del 20%, como es usual en búsquedas de nuevo fermiones [131]. Esta información se puede incluir a través de un prior Bayesiano Gaussiano de valor medio N_B y desviación estándar $\sigma_B = 0,2N_B$. Es decir que la probabilidad de obtener $N_S + N_B$ como fluctuación a partir del *background* estimado N_B es ahora:

$$p = \sum_{n=N_S+N_B}^{\infty} \int_0^{+\infty} d\nu \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\nu-N_B}{\sigma_B}\right)^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma_B \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{N_B}{\sqrt{2}\sigma_B}\right)\right]} \frac{\nu^n e^{-\nu}}{n!}. \quad (6.6)$$

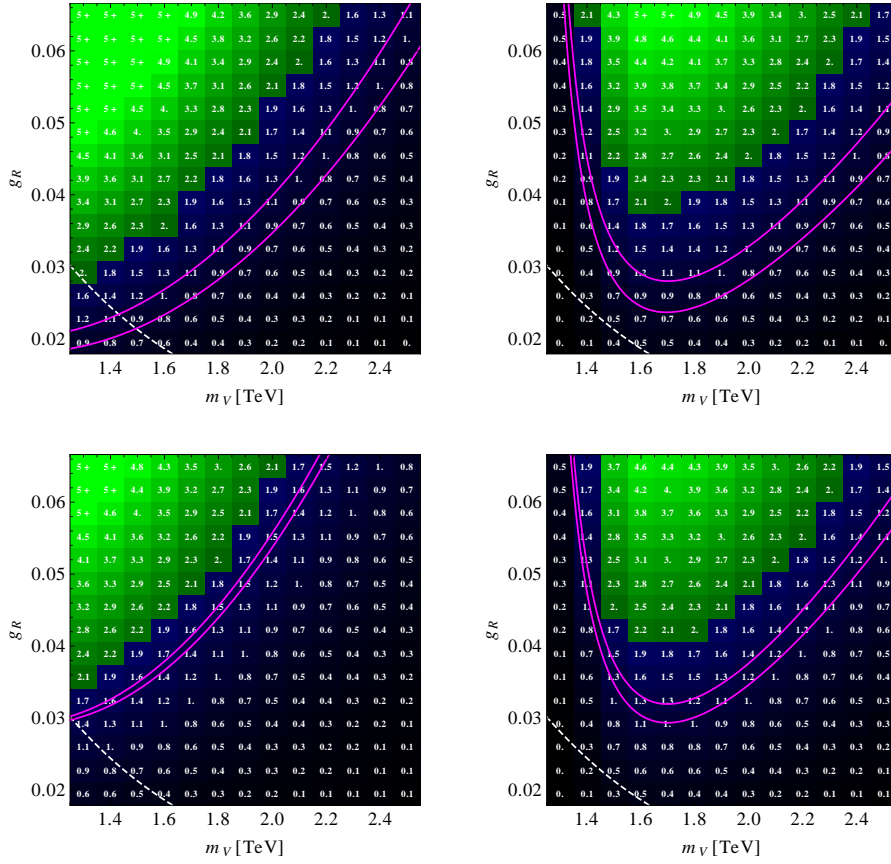


Figura 6.6: Fila superior: Significancia estadística a 100 fb^{-1} para diferentes parámetros m_V y g_R del modelo para los cortes optimizados para los puntos de referencia 1 (a) y 2 (b). Fila inferior: Significancia estadística y sistemática a 100 fb^{-1} para los mismos puntos de referencia, donde las incertezas sistemáticas son de un 20%. Las regiones en verde corresponden a una significancia > 2 y las azules a significancias < 2 . Debajo de la línea punteada blanca esta la región donde la sección eficaz para producción doble de V es mayor que la producción simple. Las líneas magenta son las curvas de contorno de 2σ para 300 y 500 fb^{-1} .

donde se supuso $\nu > 0$ para la normalización de la función Gaussiana. Esto se puede simplificar en una integral más sencilla para $N_S + N_B > 0$ [132]:

$$p = \int_0^{+\infty} du \frac{1 + \text{erf}\left(\frac{N_B - u}{\sqrt{2}\sigma_B}\right)}{1 + \text{erf}\left(\frac{N_B}{\sqrt{2}\sigma_B}\right)} \frac{u^{N_B-1} e^{-u}}{(N_B - 1)!}. \quad (6.7)$$

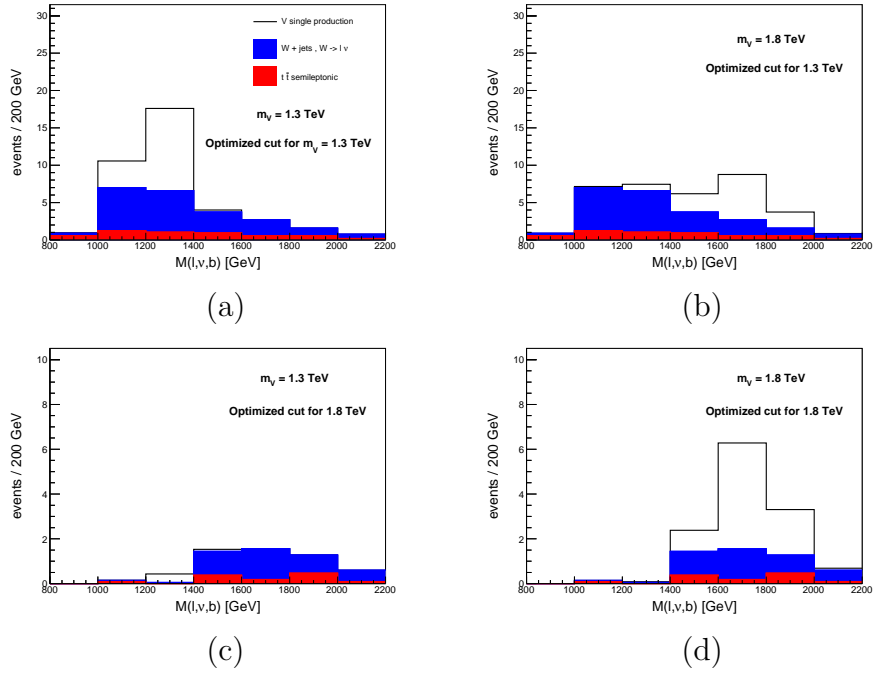


Figura 6.7: Masa invariante $M(\ell, \nu, b)$ para diferentes señales y cortes para ilustrar la posibilidad de obtener la masa de la partícula después de los fuertes cortes. En (a) y (d) se puede ver que, a pesar de los fuerte cortes aplicados el pico en la señal corresponde a la masa de la partícula. En (b) y (c) se observa la necesidad de los dos conjuntos de cortes.

En las Fig. 6.6 (c) y (d) se muestra la significancia incluyendo las incertezas sistemáticas calculada a partir del valor- p de la Ec. (6.7) en el plano g_R vs. m_ν . Con este modelo simplificado de las incertezas se encontró que el alcance de la estrategia de búsqueda es levemente reducido para los dos puntos de referencia. La razón de esto es que, debido a la baja sección eficaz, el escaneo con la hipótesis de que sólo las incertezas estadísticas son importantes elige cortes de selección finales que dejan pocos eventos de *background* (ver Tablas 6.2 y 6.3). Entonces, una incerteza sistemática del 20% no produce un efecto importante en la magnitud total de las incertezas. Más aún, en el caso del punto de referencia 1 las incertezas estadísticas y sistemáticas son aproximadamente iguales en magnitud y, entonces, un aumento de la luminosidad no tiene efecto en el alcance de la estrategia de búsqueda, como

puede observarse en las Fig. 6.6(a) y (c). Para este caso, un nuevo escaneo incluyendo las incertezas sistemáticas mejoraría el alcance de la estrategia de búsqueda. Sin embargo, este es un modelo simplificado y sólo se intenta mostrar que la inclusión de las incertezas sistemáticas por parte de un análisis experimental detallado no debería arruinar las conclusiones aquí mostradas. Por eso, el escaneo incluyendo incertezas sistemáticas no aportaría más de lo ya discutido.

Los resultados cuantitativos de este análisis dependen del algoritmo de b -tag para alto p_T . Más precisamente, el resultado del escaneo muestra que cualquier variable que suprime aún más el *background* de $t\bar{t}$ es en general inútil para aumentar la significancia. La razón de esto es que como el *background* principal es $W + \text{jets}$ el escaneo elige reducir este *background* aún cuando puede alcanzar una supresión mayor de $t\bar{t}$. En el caso en que $W + \text{jets}$ pierda importancia, ya sea por un mejor rechazo de los jets livianos por parte del algoritmo de b -tag o por otra razón, $t\bar{t}$ dominará. En el próximo párrafo se discutirá que otras variables pueden aprovecharse en este caso.

En la sección 6.3.1 se ha observado que los eventos *boostados* de $t\bar{t}$ solo pueden obtenerse cuando el b -jet identificado como tal es el que proviene del quark que decae hadrónicamente. Esto significa que el b -jet es parte de un jet más grande o *fat-jet* que incluye todos los decaimientos del top quark. Entonces, se puede utilizar algoritmos de identificación de tops (*top-taggers*) para rechazar eventos cuando estos contienen un jet identificado como un quark top. Aún sin entrar en detalles de un algoritmo para identificar quarks top en particular, se pueden encontrar variables que exponen las diferencias en la estructura de los jets entre señal y *background*. Por ejemplo, reconstruyendo jets con el algoritmo anti- k_T pero con el parámetro $R = 0,6$ para eventos *boostados* con $M(\ell, \nu, b) > 1,5$ TeV se puede ver que una gran parte de los productos de decaimiento del quark top están dentro del *fat-jet* identificado como b -jet. Esto se puede ver en la Fig. 6.8 (a) donde el b -jet del *background* reconstruye la masa del quark top. Por otro lado, en la Fig. 6.8 (b) se muestra que el número de trazas es mayor en el caso de $t\bar{t}$ debido a la alta actividad hadrónica que posee el *fat-jet*.

Luego del eventual descubrimiento de una nueva resonancia fermiónica, como para cualquier otra partícula, sus propiedades deben ser determinadas. Se ha mostrado que la masa de la partícula puede ser investigada aún luego de los fuertes cortes propuestos en este análisis para una primera evidencia. La determinación de la carga de la nueva partícula dependerá de la habilidad de los experimentos del LHC para medir la carga del b -jet. Midiendo el signo

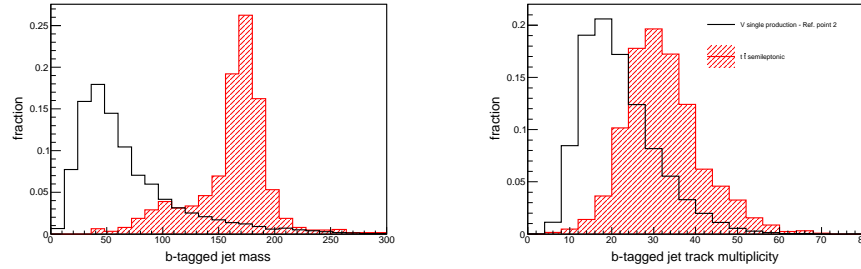


Figura 6.8: (Izquierda) La masa reconstruida del jet identificado como b -jet para el punto de referencia 2 y el $background\ t\bar{t}$. (Derecha) El número de trazas para el jet identificado como b -jet para el punto de referencia 2 y el $background\ t\bar{t}$. Los gráficos corresponden a eventos $boosteados$ con $M(\ell, \nu, b) > 1,5\text{ TeV}$ y para la reconstrucción se utilizó el algoritmo anti- k_T con $R = 0,6$.

de la carga del b -jet relativo al signo del W puede ser establecido si el nuevo fermión tiene carga $2/3$ o $-4/3$. Por otro lado, notar que la producción de V y W cumplen $\sigma_{\bar{\nu}}/\sigma_V \sim \sigma_{W^+}/\sigma_{W^-} \sim 2$ debido a la composición del protón. Así, dado que W +jets es el $background$ más importante, la carga del leptón no puede ser utilizada como una buena variable para discriminar señal y $background$.

Finalmente, el acoplamiento VWb puede ser determinado con mediciones de la sección eficaz como es usual. La estructura V-A del acoplamiento puede ser probada mediante la polarización del W . Esta puede ser extraída de la distribución angular entre el leptón y el b -jet en el sistema en reposo del W . En mediciones del quark top, debido a la naturaleza $left$ del acoplamiento electrodébil la polarización $right$ del W esta ausente (sólo aparece débilmente a NLO). Al contrario, en este modelo estudiado el acoplamiento es principalmente $right$ y la polarización $left$ estará ausente. Como se puede deducir fácilmente de la conservación del momento angular, en el caso del modelo estudiado la distribución angular estará fuertemente concentrada alrededor de la dirección de movimiento del W .

Capítulo 7

Conclusiones

Los resultados experimentales presentados en el Capítulo 2 así como los argumentos teóricos discutidos en el Capítulo 3 justifican el punto de vista donde la tercera generación de quarks, bottom y top, constituye una ventana al descubrimiento de posible física más allá del Modelo Estándar. En esta tesis se estudiaron en profundidad distintos aspectos de la fenomenología de búsquedas de Nueva Física en la tercera generación de quarks poniendo especial énfasis en los resultados y observables de los experimentos en los colisionadores LHC y Tevatron. La tesis es resultado de tres publicaciones [95, 109, 124], que componen los Capítulos 4, 5 y 6, respectivamente.

A lo largo de la tesis se propusieron modelos fenomenológicos de Nueva Física que interactúa con la tercera generación de quarks y que fueron motivados a partir de resultados experimentales. También, para estos modelos y para otros en general, se propusieron búsquedas con nuevos observables que permitan a los experimentos detectar la Nueva Física postulada. Estas búsquedas fueron optimizadas aprovechando las características cinemáticas de los procesos de producción y decaimiento de las nuevas partículas así como la enorme cantidades de datos que serán obtenidos en el LHC.

En el Capítulo 4 se analizó la fenomenología de la búsqueda de nuevas resonancias en la producción de $t\bar{t}$ más allá del TeV en el LHC. En particular, se estudió la fenomenología de nuevas resonancias que son producidas a través de la aniquilación de pares $q\bar{q} \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$ para las cuales la producción de $t\bar{t}$ a través del canal de fusión de gluones, $gg \rightarrow t\bar{t}$, es *background*. Se encontró que el ángulo en el centro de masa θ de la colisión es un observable clave para discernir entre los dos canales de producción. La Fig. 4.4 es uno de los resultados más importantes de esta rama de investigación; en particular

la figura inferior derecha muestra la gran capacidad de diferenciación entre los modos de producción dentro de las predicciones del Modelo Estándar. También se analizaron los momentos longitudinal β (ver Ec. 4.2) y transversal $p_T^{t\bar{t}}$ del par $t\bar{t}$ como observables sensibles a esta clase de Nueva Física que interactúa sólo con los quarks. Se utilizaron cortes en estos tres observables con el fin de optimizar el alcance de la búsqueda de Nueva Física en producción de $t\bar{t}$. En la Fig. 4.8 se muestra un ejemplo para un modelo específico, donde una resonancia gluónica masiva G^* , inobservable en el LHC con 7 TeV y 30 f^{-1} de luminosidad integrada, es resuelta después de los cortes en estos observables.

En el Capítulo 5 se estudió la fenomenología de una resonancia gluónica G^* en el Tevatron y el LHC. Motivado por el exceso medido en la asimetría *forward-backward* en el Tevatron, se realizó un estudio analítico de las posibles contribuciones de Nueva Física a la sección eficaz y a la asimetría como función de la masa invariante. Este análisis muestra las regiones del espacio de parámetros del modelo que permiten explicar la desviación medida en la asimetría a la vez que mantiene las correcciones a la sección eficaz por debajo de la sensibilidad de los experimentos, necesario para explicar las mediciones del Tevatron. El resultado principal es la necesidad de que los acoplamientos a la Nueva Física sean axiales. En una segunda parte del trabajo se simuló las predicciones de este modelo para la producción de $t\bar{t}$ y se compararon con los resultados experimentales del Tevatron con el fin de explorar el espacio de parámetros del modelo que explican las desviaciones encontradas con mayor detalle. Así, se determinó que una resonancia gluónica G^* con una masa $M = 0.7\text{-}2.5 \text{ TeV}$ y acoplamientos quirales a la Nueva Física puede reproducir las mediciones en la producción de $t\bar{t}$. Para masas $M = 0.7\text{-}1.5 \text{ TeV}$ los acoplamientos a la Nueva Física deben ser chicos y axiales para no introducir correcciones observables en la sección eficaz de producción de $t\bar{t}$ (ver Fig. 5.3). Para masas mayores los acoplamientos se ven incrementados para continuar explicando las mediciones (ver Fig. 5.5). Este trabajo motivó muchas búsquedas experimentales y desarrollos teóricos [133].

En el Capítulo 6 se propuso una búsqueda para un nuevo quark exótico, compañero del quark bottom, que es complementaria a las búsquedas actuales de compañeros del quark top en el LHC. En el Capítulo 3 se mostró como un modelo de Higgs Compuesto que resuelve el problema de la asimetría *forward-backward* en los experimentos LEP/SLC predice una nueva resonancia compañera del bottom con carga $-4/3$. Más aún, esta partícula es el grado de libertad más liviano de la Nueva Física (a excepción del Higgs). Para ma-

sas mayores a ~ 1 TeV y acoplamientos del orden de $\sim g/10$ la producción doble de estas partículas esta suprimida respecto a la producción simple en el LHC II. Se encontró que el canal con mayor perspectivas para observar la producción simple de esta nueva resonancia es: un b -jet, energía faltante y 1 a 2 jets en el estado final. Para esta señal los principales *backgrounds* son $W + \text{jets}$ y producción de $t\bar{t}$. Los observables más sensibles a esta señal son el impulso transversal del b -jet $p_T(b)$ y la *pseudorapidity* del jet con mayor p_T , $\eta(j_1)$. Se diseñó una estrategia de búsqueda basada principalmente en las características de estos observables: b -jet con un alto $p_T(b)$ y donde el jet con mayor p_T es *forward*. El resultado principal de este trabajo es el alcance de descubrimiento de la estrategia de búsqueda propuesta y se muestra en la Fig. 6.6. Se discutió también como variables de sub-estructura de jet como la multiplicidad de trazas o la masa de b -jet puede ser utilizadas para discriminar entre la señal y el *background* debido a $t\bar{t}$. Esto podría ser de utilidad en el caso de una mejora en el algoritmo de identificación de b -jets que suprima $W + \text{jet}$ y así la producción de $t\bar{t}$ pase a ser el principal *background*. Finalmente, el hecho de que la resonancia de carga $-4/3$ sólo decae a través del canal Wb restringe su búsqueda y la hace diferente a otras búsquedas basadas en producción simple de nuevas resonancias tipo T (de carga $2/3$) que posee otros canales de decaimiento como Zt y Ht . Sin embargo, los resultados de este trabajo son también relevantes para este tipo de resonancias, siempre y cuando esta decaiga principalmente a través del proceso $T \rightarrow Wb$.

De las líneas de investigación mencionadas en los párrafos anteriores, cabe destacar que los resultados de los Capítulos 4 y 6 no sólo no han perdido vigencia, sino que más bien son relevantes a la hora de decidir los análisis a realizarse en el LHC II durante éste y los próximos años. Por otro lado, la vertiginosa velocidad con la que los experimentos realizan nuevas mediciones, han hecho que los resultados del Capítulo 5 deban ser modificados para poder explicar los nuevos resultados. Aunque los recientes análisis experimentales de la asimetría de carga [134] y de búsqueda de resonancias en $t\bar{t}$ [38] no descartarían el modelo propuesto, hay que tener en cuenta que las búsquedas de di-jets han alcanzado un nivel de precisión sin precedentes y descartarían la parte del espacio de parámetros de masas mayores a 1 TeV aproximadamente [135].

Se estima que los observables y modelos propuestos en esta tesis podrían tener relevancia en las próximas búsquedas de Nueva Física relacionadas con la tercer generación de quarks. En los próximos años el LHC explorará un rango de energías sin precedentes, lo cual permitirá descartar o confirmar

teorías e hipótesis motivadas en resultados experimentales y teóricos de las últimas décadas. No cabe dudas de que la Nueva Física existe, aunque no se sabe a qué energías podría ser descubierta. La pregunta más inquietante es si nuestro próximo descubrimiento consistirá en nuevas partículas e interacciones dentro del marco conocido, o si será un cambio completo de paradigma y de nuestro entendimiento del Universo como tal.

Apéndice A

Matrices de masas y acoplamientos

En este apéndice se muestran las matrices de masas de los fermiones y ejemplo numéricos para ilustrar el espectro de masas y la magnitud de los acoplamientos esperados. Cada multiplete de fermiones compuestos y bosones de *gauge* tienen una masa compuesta $m_{\phi^{cp}}$ del orden del TeV generada por la dinámica del sector compuesto. m_2 y m_b son las masas de q_2^{cp} y b^{cp} respectivamente. Asociado a cada resonancia fermiónica hay una matriz de masas $\Delta_{\phi^{cp}}$. Finalmente, existen dos acoplamientos de Yukawa compuestos, y_{cp}^t y y_{cp}^b , para el top y el bottom respectivamente. Se definen las siguientes bases, para los fermiones tipo *up*: $T_{2/3}$: $(t^{el}, U_1^{cp}, U_1'^{cp}, U_t^{cp}, U_2^{cp})$, para los fermiones tipo *down* $B_{-1/3}$: $(b^{el}, D_2^{cp}, D_2'^{cp}, D_b^{cp}, D_1^{cp})$, y para los tipo $V_{-4/3}$: $(V_2'^{cp}, V_2''^{cp}, V_b'^{cp})$, mientras que hay un sólo fermión exótico $X_{5/3}$ y un $S_{-7/3}$. Las correspondientes matrices de masa son:

$$M_T = \begin{pmatrix} 0 & -\Delta_1 & 0 & 0 & -\Delta_2 \\ 0 & m_1 & 0 & y_{cp}^u \frac{v}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 & m_1 & y_{cp}^u \frac{v}{\sqrt{2}} & 0 \\ -\Delta_t & y_{cp}^u \frac{v}{\sqrt{2}} & y_{cp}^u \frac{v}{\sqrt{2}} & m_t & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & m_2 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

$$M_B = \begin{pmatrix} 0 & -\Delta_2 & 0 & 0 & -\Delta_1 \\ 0 & m_2 & 0 & \sqrt{\frac{2}{3}}y_{cp}^b v & 0 \\ 0 & 0 & m_2 & \sqrt{\frac{1}{3}}y_{cp}^b v & 0 \\ -\Delta_d & \sqrt{\frac{2}{3}}y_{cp}^b v & \sqrt{\frac{1}{3}}y_{cp}^b v & m_b & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & m_1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

$$m_V = \begin{pmatrix} m_2 & 0 & -\sqrt{\frac{1}{3}}y_{cp}^b v \\ 0 & m_2 & -\sqrt{\frac{2}{3}}y_{cp}^b v \\ -\sqrt{\frac{1}{3}}y_{cp}^b v & -\sqrt{\frac{2}{3}}y_{cp}^b v & m_b \end{pmatrix}, \quad (\text{A.3})$$

$$M_X = m_1, \quad M_S = m_2. \quad (\text{A.4})$$

Como ejemplo, se muestran en la Ec. (A.5) los acoplamientos y masas para un punto del espacio de parámetros que resuelve la anomalía de A_{FB}^b sin introducir una discrepancia con R_b , así como también genera el espectro de masas correcto para la tercer generación de quarks. Los parámetros se eligieron como: mezclas $\sin \theta_1 = 0,61$, $\sin \theta_t = 0,58$, $\sin \theta_2 = 0,045$, $\sin \theta_b = 0,8$, escala compuesta $M = 2$ TeV, acoplamientos de Yukawa compuestos $y_{cp}^t = 3$, $y_{cp}^b = 1$, $g_{cp}/g_{el} = 8$. Así, el espectro que resulta es:

$$\begin{aligned} m_{V_i} &= \{1,16; 2,00; 2,04\} \text{ TeV}, & m_S &= 2,00 \text{ TeV}, & m_X &= 1,58 \text{ TeV}, \\ m_{D_i} &= \{0,0045; 1,85; 1,98; 2,01; 2,16\} \text{ TeV}, & & & & \\ m_{U_i} &= \{0,150; 1,34; 1,84; 2,00; 2,44\} \text{ TeV}. & & & & \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Los acoplamientos $Wb\bar{V}_1$ son: $g_R \simeq 0,04$, $g_L \simeq 2 \times 10^{-4}$.

Bibliografía

- [1] T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956); C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [4] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [5] A. Salam “Elementary Particle Theory”, Almqvist & Wiksell (1968).
- [6] P.W. Higgs, Phys. Letters **12**, 132 (1964), Phys. Rev. Letters **13**, 508 (1964), and Phys. Rev. **145**, 1156 (1966); F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Letters **13**, 321 (1964); G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Letters **13**, 585 (1964).
- [7] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **33** (1971) 173.
- [8] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [9] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [10] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970).
- [11] J. J. Aubert *et al.* [E598 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974); J. E. Augustin *et al.* [SLAC-SP-017 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406 [Adv. Exp. Phys. **5** (1976) 141].
- [12] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

- [13] H. Harari, Phys. Lett. B **57**, 265 (1975).
- [14] M. L. Perl, G. S. Abrams, A. Boyarski, M. Breidenbach, D. Briggs, F. Bulos, W. Chinowsky and J. T. Dakin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975).
- [15] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], Phys. Lett. B **126**, 398 (1983); G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], Phys. Lett. B **129**, 273 (1983); P. Bagnaia *et al.* [UA2 Collaboration], Phys. Lett. B **129**, 130 (1983).
- [16] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632 [hep-ex/9503003]; F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626 [hep-ex/9503002].
- [17] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 30 (2012) [arXiv:1207.7235 [hep-ex]]; G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 1 (2012) [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [18] J. Wess and B. Zumino, Phys. Lett. B **49**, 52 (1974); S. P. Martin, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010) [hep-ph/9709356].
- [19] L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999) [hep-ph/9905221]. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 4690 (1999) [hep-th/9906064]; R. Contino, T. Kramer, M. Son and R. Sundrum, JHEP **0705**, 074 (2007) [hep-ph/0612180].
- [20] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995) [hep-ex/9503003].
- [21] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995) [hep-ex/9503002].
- [22] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 092001 (2009) [arXiv:0903.0850 [hep-ex]].
- [23] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 092002 (2009) [arXiv:0903.0885 [hep-ex]].
- [24] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B **682**, 363 (2010) [arXiv:0907.4259 [hep-ex]].

- [25] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **82**, 112005 (2010) [arXiv:1004.1181 [hep-ex]].
- [26] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 091802 (2011) [arXiv:1106.3052 [hep-ex]].
- [27] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **717**, 330 (2012) [arXiv:1205.3130 [hep-ex]].
- [28] T. A. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], Phys. Rev. Lett. **112**, 231803 (2014) [arXiv:1402.5126 [hep-ex]].
- [29] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, no. 23, 231802 (2014) [arXiv:1401.2942 [hep-ex]].
- [30] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [31] U. Langenfeld, S. Moch and P. Uwer, arXiv:0907.2527 [hep-ph].
- [32] S. Moch and P. Uwer, Phys. Rev. D **78**, 034003 (2008) [arXiv:0804.1476 [hep-ph]].
- [33] J. Alwall, P. Demin, S. de Visscher, R. Frederix, M. Herquet, F. Maltoni, T. Plehn, D. L. Rainwater *et al.*, JHEP **0709** (2007) 028, [arXiv:0706.2334 [hep-ph]].
- [34] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **84**, 072004 (2011) [arXiv:1107.5063 [hep-ex]].
- [35] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **84**, 072003 (2011) [arXiv:1108.4755 [hep-ex]].
- [36] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, no. 12, 121802 (2013) [arXiv:1211.5363 [hep-ex]].
- [37] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **85**, 051101 (2012) [arXiv:1111.1271 [hep-ex]].
- [38] The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2013-052, ATLAS-COM-CONF-2013-052.

- [39] [CMS Collaboration], CMS-PAS-B2G-12-006.
CITA1
- [40] J. H. Kuhn and G. Rodrigo, JHEP **1201**, 063 (2012) [arXiv:1109.6830 [hep-ph]].
- [41] F. Halzen and A. D. Martin, New York, Usa: Wiley (1984) 396p
- [42] CDF Public Note: http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2010/tprop/Afb/cdfnote_10224_public_v02_for_10185_ttbarAfbDeltay.pdf
- [43] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 202001 (2008) [arXiv:0806.2472 [hep-ex]].
- [44] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 142002 (2008) [arXiv:0712.0851 [hep-ex]].
- [45] S. Jung, H. Murayama, A. Pierce and J. D. Wells, Phys. Rev. D **81**, 015004 (2010) [arXiv:0907.4112 [hep-ph]];
Q. H. Cao, D. McKeen, J. L. Rosner, G. Shaughnessy and C. E. M. Wagner, Phys. Rev. D **81**, 114004 (2010) [arXiv:1003.3461 [hep-ph]];
V. Barger, W. Y. Keung and C. T. Yu, Phys. Lett. B **698**, 243 (2011) [arXiv:1102.0279 [hep-ph]];
M. Duraisamy, A. Rashed and A. Datta, [arXiv:1106.5982 [hep-ph]];
J. Shu, K. Wang and G. Zhu, Phys. Rev. D **85**, 034008 (2012) [arXiv:1104.0083 [hep-ph]];
E. Alvarez and E. C. Leskow, Phys. Rev. D **86**, 114034 (2012) [arXiv:1209.4354 [hep-ph]].
- [46] J. A. Aguilar-Saavedra and M. Perez-Victoria, Phys. Rev. D **84**, 115013 (2011) [arXiv:1105.4606 [hep-ph]].
- [47] A. Djouadi, G. Moreau and F. Richard, arXiv:1105.3158 [hep-ph].
- [48] R. Barcelo, A. Carmona, M. Masip, J. Santiago, [arXiv:1106.4054 [hep-ph]].

- [49] E. Gabrielli, M. Raidal, [arXiv:1106.4553 [hep-ph]]; Y. Cui, Z. Han, M. D. Schwartz, [arXiv:1106.3086 [hep-ph]]; K. S. Babu, M. Frank, S. K. Rai, [arXiv:1104.4782 [hep-ph]]; D.-W. Jung, P. Ko, J. S. Lee, [arXiv:1104.4443 [hep-ph]]; S. Jung, A. Pierce, J. D. Wells, [arXiv:1104.3139 [hep-ph]]; C. Degrande, J.-M. Gerard, C. Grojean, F. Maltoni, G. Servant, [arXiv:1104.1798 [hep-ph]]; X.-P. Wang, Y.-K. Wang, B. Xiao, J. Xu, S.-h. Zhu, PHRVA,D83,115010. 2011 **D83** (2011) 115010. [arXiv:1104.1917 [hep-ph]]; A. E. Nelson, T. Okui, T. S. Roy, [arXiv:1104.2030 [hep-ph]]; J. A. Aguilar-Saavedra, M. Perez-Victoria, PHLTA,B701,93-100. 2011 **B701** (2011) 93-100. [arXiv:1104.1385 [hep-ph]]; J. Shu, K. Wang, G. Zhu, [arXiv:1104.0083 [hep-ph]]; S. Jung, A. Pierce, J. D. Wells, [arXiv:1103.4835 [hep-ph]]; M. I. Gresham, I.-W. Kim, K. M. Zurek, [arXiv:1103.3501 [hep-ph]]; Z. Ligeti, M. Schmaltz, G. M. Tavares, JHEPA,1106,109. 2011 **1106** (2011) 109. [arXiv:1103.2757 [hep-ph]]; C. Grojean, E. Salvioni, R. Torre, [arXiv:1103.2761 [hep-ph]]; J. A. Aguilar-Saavedra, M. Perez-Victoria, JHEP **1105** (2011) 034. [arXiv:1103.2765 [hep-ph]]; C. Delaunay, O. Gedalia, Y. Hochberg, G. Perez, Y. Soreq, [arXiv:1103.2297 [hep-ph]]; R. Foot, Phys. Rev. **D83** (2011) 114013. [arXiv:1103.1940 [hep-ph]]; N. Craig, C. Kilic, M. J. Strassler, [arXiv:1103.2127 [hep-ph]]; E. R. Barreto, Y. A. Coutinho, J. Sa Borges, Phys. Rev. **D83** (2011) 054006. [arXiv:1103.1266 [hep-ph]]; A. R. Zerwekh, [arXiv:1103.0956 [hep-ph]]; G. Isidori, J. F. Kamenik, Phys. Lett. **B700** (2011) 145-149. [arXiv:1103.0016 [hep-ph]]; K. M. Patel, P. Sharma, JHEP **1104** (2011) 085. [arXiv:1102.4736 [hep-ph]]; B. Grinstein, A. L. Kagan, M. Trott, J. Zupan, PRLTA,107,012002. 2011 **107** (2011) 012002. [arXiv:1102.3374 [hep-ph]]; V. Barger, W.-Y. Keung, C.-T. Yu, Phys. Lett. **B698** (2011) 243-250. [arXiv:1102.0279 [hep-ph]]; M. I. Gresham, I.-W. Kim, K. M. Zurek, [arXiv:1102.0018 [hep-ph]]; Y. Bai, J. L. Hewett, J. Kaplan, T. G. Rizzo, JHEP **1103** (2011) 003. [arXiv:1101.5203 [hep-ph]]; K. Cheung, T.-C. Yuan, Phys. Rev. **D83** (2011) 074006. [arXiv:1101.1445 [hep-ph]].
- [50] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], [arXiv:1101.0034 [hep-ex]].
- [51] [CMS Collaboration], CMS-PAS-TOP-12-007. J. M. Campbell and R. K. Ellis, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **205-206**, 10 (2010) [arXiv:1007.3492 [hep-ph]].
- [52] LEP Electroweak Working Group, LEPEWWG/2001-01.

- [53] S. Frixione and B. R. Webber, JHEP **0206**, 029 (2002) [hep-ph/0204244].
- [54] G. Altarelli and M. W. Grunewald, Phys. Rept. **403-404**, 189 (2004) [hep-ph/0404165].
- [55] D. Choudhury, T. M. P. Tait and C. E. M. Wagner, Phys. Rev. D **65**, 053002 (2002) [hep-ph/0109097].
- [56] N. Craig, arXiv:1309.0528 [hep-ph].
- [57] “CMS Collaboration”, CMS-PAS-B2G-12-015.
- [58] “CMS Collaboration”, CMS-PAS-B2G-12-019.
- [59] “CMS Collaboration”, CMS-PAS-B2G-12-012.
- [60] “ATLAS Collaboration”, ATLAS-CONF-2013-060.
- [61] “ATLAS Collaboration”, ATLAS-CONF-2013-051.
- [62] “ATLAS Collaboration”, ATLAS-CONF-2012-130.
- [63] S. Weinberg, Phys. Rev. D **13**, 974 (1976);
L. Susskind, Phys. Rev. D **20**, 2619 (1979);
S. Weinberg, Phys. Rev. D **19**, 1277 (1979).
- [64] K. Agashe, R. Contino and A. Pomarol, Nucl. Phys. B **719**, 165 (2005) [hep-ph/0412089].
- [65] R. Contino, T. Kramer, M. Son and R. Sundrum, JHEP **0705**, 074 (2007) [hep-ph/0612180].
- [66] J. M. Maldacena, Int. J. Theor. Phys. **38**, 1113 (1999) [Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998)] [hep-th/9711200]; R. Contino, Y. Nomura and A. Pomarol, Nucl. Phys. B **671**, 148 (2003) [hep-ph/0306259]; R. Contino and A. Pomarol, JHEP **0411**, 058 (2004) [hep-th/0406257];
- [67] A. Falkowski, Phys. Rev. D **77**, 055018 (2008) [arXiv:0711.0828 [hep-ph]];
I. Low, R. Rattazzi and A. Vichi, JHEP **1004**, 126 (2010) [arXiv:0907.5413 [hep-ph]];

- M. Montull, F. Riva, E. Salvioni and R. Torre, Phys. Rev. D **88**, 095006 (2013) [arXiv:1308.0559 [hep-ph]];
- M. Carena, L. Da Rold and E. Pontón, JHEP **1406**, 159 (2014) [arXiv:1402.2987 [hep-ph]].
- [68] K. Agashe, A. Belyaev, T. Krupovnickas, G. Perez and J. Virzi, Phys. Rev. D **77**, 015003 (2008) [hep-ph/0612015]; B. Lillie, L. Randall and L. T. Wang, JHEP **0709**, 074 (2007) [hep-ph/0701166].
- [69] R. Contino and G. Servant, JHEP **0806**, 026 (2008) [arXiv:0801.1679 [hep-ph]];
- J. Mrazek and A. Wulzer, Phys. Rev. D **81**, 075006 (2010) [arXiv:0909.3977 [hep-ph]];
- G. Dissertori, E. Furlan, F. Moortgat and P. Nef, JHEP **1009**, 019 (2010) [arXiv:1005.4414 [hep-ph]].
- [70] M. Carena, A. D. Medina, B. Panes, N. R. Shah and C. E. M. Wagner, Phys. Rev. D **77**, 076003 (2008) [arXiv:0712.0095 [hep-ph]].
- [71] N. Vignaroli, Phys. Rev. D **86**, 075017 (2012) [arXiv:1207.0830 [hep-ph]].
- [72] R. Barbieri and A. Strumia, hep-ph/0007265.
- [73] C. Csaki, A. Falkowski and A. Weiler, JHEP **0809**, 008 (2008) [arXiv:0804.1954 [hep-ph]].
- [74] H. Davoudiasl, J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Lett. B **473**, 43 (2000) [hep-ph/9911262].
- [75] K. Agashe, A. Delgado, M. J. May and R. Sundrum, JHEP **0308**, 050 (2003) [hep-ph/0308036].
- [76] P. Sikivie, L. Susskind, M. B. Voloshin and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **173**, 189 (1980).
- [77] R. Contino, Y. Nomura and A. Pomarol, Nucl. Phys. B **671**, 148 (2003) [hep-ph/0306259].
- [78] C. Csaki, C. Grojean and H. Murayama, Phys. Rev. D **67**, 085012 (2003) [hep-ph/0210133].

- [79] L. Da Rold, C. Delaunay, C. Grojean and G. Perez, JHEP **1302**, 149 (2013) [arXiv:1208.1499 [hep-ph]].
- [80] R. Contino, L. Da Rold and A. Pomarol, Phys. Rev. D **75**, 055014 (2007) [hep-ph/0612048];
- [81] O. Matsedonskyi, G. Panico and A. Wulzer, JHEP **1301**, 164 (2013) [arXiv:1204.6333 [hep-ph]].
- [82] L. Da Rold, JHEP **1102**, 034 (2011) [arXiv:1009.2392 [hep-ph]].
- [83] K. Agashe, R. Contino, L. Da Rold, A. Pomarol, Phys. Lett. **B641** (2006) 62-66, [arXiv:hep-ph/0605341].
- [84] C. Bouchart, G. Moreau, Nucl. Phys. **B810** (2009) 66-96. [arXiv:0807.4461 [hep-ph]].
- [85] J. A. Aguilar-Saavedra, R. Benbrik, S. Heinemeyer and M. Perez-Victoria, arXiv:1306.0572 [hep-ph].
- [86] J. M. Cornwall, D. N. Levin and G. Tiktopoulos, Phys. Rev. D **10**, 1145 (1974) [Erratum-ibid. D **11**, 972 (1975)]; C. E. Vayonakis, Lett. Nuovo Cim. **17**, 383 (1976); M. S. Chanowitz and M. K. Gaillard, Nucl. Phys. B **261**, 379 (1985); B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, Phys. Rev. D **16**, 1519 (1977).
- [87] Y.-k. Wang, B. Xiao and S.-h. Zhu, Phys. Rev. D **82**, 094011 (2010) [arXiv:1008.2685 [hep-ph]]; Y.-k. Wang, B. Xiao and S.-h. Zhu, Phys. Rev. D **83**, 015002 (2011) [arXiv:1011.1428 [hep-ph]]; B. Xiao, Y.-K. Wang, Z.-Q. Zhou and S.-h. Zhu, Phys. Rev. D **83**, 057503 (2011) [arXiv:1101.2507 [hep-ph]]; J.-F. Arguin, M. Freytsis and Z. Ligeti, Phys. Rev. D **84**, 071504 (2011) [arXiv:1107.4090 [hep-ph]].
- [88] J. L. Hewett, J. Shelton, M. Spannowsky, T. M. P. Tait and M. Takeuchi, Phys. Rev. D **84**, 054005 (2011) [arXiv:1103.4618 [hep-ph]].
- [89] Y. Bai and Z. Han, JHEP **1202**, 135 (2012) [arXiv:1106.5071 [hep-ph]].
- [90] J. A. Aguilar-Saavedra, A. Juste and F. Rubbo, Phys. Lett. B **707**, 92 (2012) [arXiv:1109.3710 [hep-ph]].

- [91] J. H. Kuhn and G. Rodrigo, JHEP **1201**, 063 (2012) [arXiv:1109.6830 [hep-ph]].
- [92] E. Alvarez, Phys. Rev. D **85**, 094026 (2012) [arXiv:1202.6622 [hep-ph]].
- [93] K. Agashe, A. Belyaev, T. Krupovnickas, G. Perez and J. Virzi, Phys. Rev. D **77**, 015003 (2008) [hep-ph/0612015].
- [94] E. Alvarez, Phys. Rev. D **86**, 037501 (2012) [arXiv:1205.5267 [hep-ph]].
- [95] E. Alvarez, J. I. S. Vietto and A. Szykman, Phys. Rev. D **87**, no. 5, 054015 (2013) [arXiv:1212.5606 [hep-ph]].
- [96] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1402**, 107 (2014) [arXiv:1311.6724 [hep-ex]].
- [97] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, JHEP **0605** (2006) 026 [arXiv:hep-ph/0603175].
- [98] M. Jacob and G. C. Wick, Annals Phys. **7**, 404 (1959) [Annals Phys. **281**, 774 (2000)].
- [99] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer and T. Stelzer, JHEP **1106**, 128 (2011) [arXiv:1106.0522 [hep-ph]].
- [100] J. Alwall, S. Hoche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lonnblad, F. Maltoni, M. L. Mangano and M. Moretti *et al.*, Eur. Phys. J. C **53**, 473 (2008) [arXiv:0706.2569 [hep-ph]].
- [101] J. Alwall, S. de Visscher and F. Maltoni, JHEP **0902**, 017 (2009) [arXiv:0810.5350 [hep-ph]].
- [102] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **717**, 129 (2012) [arXiv:1207.0065 [hep-ex]].
- [103] CMS Collaboration [CMS Collaboration], CMS-PAS-TOP-11-009.
- [104] M. Backovic and J. Juknevich, arXiv:1212.2978 [hep-ph]; J. Gallicchio and M. D. Schwartz, arXiv:1211.7038 [hep-ph], and reference therein.
- [105] S. Berge and S. Westhoff, arXiv:1208.4104 [hep-ph].

- [106] G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Lett. B **411**, 173 (1997) [hep-ph/9706304]; T. Stelzer and S. Willenbrock, Phys. Lett. B **374**, 169 (1996) [hep-ph/9512292]; and many others.
- [107] G. Mahlon and S. J. Parke, decay at hadron colliders,” Phys. Rev. D **53**, 4886 (1996) [hep-ph/9512264].
- [108] C. T. Hill, S. J. Parke, Phys. Rev. **D49** (1994) 4454-4462. [arXiv:hep-ph/9312324 [hep-ph]]; C. T. Hill, E. H. Simmons, Phys. Rept. **381** (2003) 235-402. [hep-ph/0203079]; K. Agashe, R. Contino, R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 171804. [hep-ph/0502222].
- [109] E. Alvarez, L. Da Rold, J. I. S. Vietto and A. Szykman, JHEP **1109**, 007 (2011) [arXiv:1107.1473 [hep-ph]].
- [110] E. Alvarez, L. Da Rold and A. Szykman, JHEP **1105** (2011) 070 [arXiv:1011.6557 [hep-ph]].
- [111] A. Djouadi, G. Moreau and F. Richard, Nucl. Phys. B **773** (2007) 43 [arXiv:hep-ph/0610173].
- [112] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. M. Nadolsky and W. K. Tung, JHEP **0207** (2002) 012 [arXiv:hep-ph/0201195].
- [113] S. Chang, C. S. Kim, J. Song, JHEP **0702** (2007) 087. [hep-ph/0607313]; C. Csaki, D. Curtin, Phys. Rev. **D80** (2009) 015027. [arXiv:0904.2137 [hep-ph]].
- [114] ATLAS-CONF-2011-023, the Single Lepton+Jets Channel without b-tagging” [ATLAS collaboration]; ATLAS-CONF-2011-034, cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in dilepton final states” [ATLAS collaboration]; ATLAS-CONF-2011-035, cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the single-lepton channel using b-tagging” [ATLAS collaboration]; ATLAS-CONF-2011-040, production cross section using dilepton and single-lepton final states” [ATLAS collaboration]; ATLAS-CONF-2011-066, all-hadronic channel in ATLAS with $\sqrt{s} = 7$ TeV data” [ATLAS collaboration].
- [115] ATLAS-CONF-2011-087, “A Search for $t\bar{t}$ Resonances in the Lepton Plus Jets Channel using 200 pb⁻¹ of pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV”, [ATLAS collaboration].

- [116] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], New J. Phys. **13** (2011) 053044. [arXiv:1103.3864 [hep-ex]].
- [117] ATLAS-CONF-2011-081, “Update of the Search for New Physics in the Dijet Mass Distribution in 163 pb^{-1} of pp Collisions at $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ Measured with the ATLAS Detector,” [ATLAS collaboration].
- [118] CMS-PAS-TOP-10-010, “Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production, with the CMS experiment”.
- [119] A. De Simone, O. Matsedonskyi, R. Rattazzi and A. Wulzer, JHEP **1304** (2013) 004 [arXiv:1211.5663 [hep-ph]].
- [120] S. S. D. Willenbrock and D. A. Dicus, Phys. Rev. D **34** (1986) 155.
- [121] J. A. Aguilar-Saavedra, JHEP **0911**, 030 (2009) [arXiv:0907.3155 [hep-ph]].
- [122] K. Kumar, W. Shepherd, T. M. P. Tait and R. Vega-Morales, JHEP **1008** (2010) 052 [arXiv:1004.4895 [hep-ph]].
- [123] CMS Collaboration [CMS Collaboration], CMS-PAS-EXO-11-098.
- [124] E. Álvarez, L. Da Rold and J. I. Sanchez Vietto, JHEP **1402**, 010 (2014) [arXiv:1311.2077 [hep-ph]].
- [125] J. M. Campbell, R. Frederix, F. Maltoni and F. Tramontano, JHEP **0910**, 042 (2009) [arXiv:0907.3933 [hep-ph]].
- [126] [ATLAS Collaboration], ATLAS-CONF-2013-004.
- [127] <http://www.physics.ucdavis.edu/~conway/research/software/pgs/pgs4-general.htm>
- [128] J. Huston, PoS RADCOR **2009**, 079 (2010) [arXiv:1001.2581 [hep-ph]].
- [129] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, JHEP **0809**, 127 (2008) [arXiv:0804.2800 [hep-ph]].
- [130] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JINST **8**, P04013 (2013) [arXiv:1211.4462 [hep-ex]].

- [131] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1110**, 132 (2011) [arXiv:1107.4789 [hep-ex]];
- [132] L. Demortier, “P Values: What they are and How to Use Them,” CDF/MEMO/STATISTICS/PUBLIC/8662, June 13, 2007
- [133] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **87**, no. 1, 011103 (2013) [arXiv:1207.0364 [hep-ex]];
- S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1212**, 015 (2012) [arXiv:1209.4397 [hep-ex]];
- J. A. Aguilar-Saavedra and M. Perez-Victoria, JHEP **1109**, 097 (2011) [arXiv:1107.0841 [hep-ph]];
- H. Wang, Y. k. Wang, B. Xiao and S. h. Zhu, Phys. Rev. D **84**, 094019 (2011) [arXiv:1107.5769 [hep-ph]].
- [134] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **717**, 129 (2012) [arXiv:1207.0065 [hep-ex]];
- G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], arXiv:1501.07383 [hep-ex].
- [135] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. D **91**, no. 5, 052007 (2015) [arXiv:1407.1376 [hep-ex]].