

Tesis Doctoral

Fenomenología del quark top en la búsqueda de nueva física

Coluccio Leskow, Estefanía

2015-07-16

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:

Coluccio Leskow, Estefanía. (2015-07-16). Fenomenología del quark top en la búsqueda de nueva física. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Coluccio Leskow, Estefanía. "Fenomenología del quark top en la búsqueda de nueva física". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2015-07-16.

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

Fenomenología del quark top en la búsqueda de nueva física

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

Lic. Estefania Coluccio Leskow

Director de tesis: Dr. Ezequiel Álvarez

Consejero de Estudios: Dr. Fernando Lombardo

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

16 de Julio de 2015

Resumen

El quark top fue descubierto en 1995 en el colisionador Tevatron de $p\bar{p}$, en Fermilab. Es la partícula elemental más masiva que se conoce. El alto valor de su masa, significativamente por encima de la de los demás fermiones, y el de su acoplamiento al bosón de Higgs, sugieren que podría jugar un papel muy importante en el mecanismo de ruptura de simetría electrodébil. Sin embargo, su fenomenología no ha sido explorada completamente, dejando abierta la posibilidad de una potencial conexión con nueva física (NP del inglés *New Physics*).

Si bien el Modelo Estándar (SM, del inglés *Standard Model*) explica prácticamente todos los resultados experimentales de colisionadores de manera notablemente exitosa, no puede ser considerado una teoría completa. El SM no puede explicar, entre otras cosas, las observaciones que indican presencia de materia oscura, la asimetría materia-antimateria del universo actual y el mecanismo de generación de masa de los neutrinos. Además, el SM no incorpora la gravedad ya que no se ha descubierto aún la manera de hacerlo en el marco de la mecánica cuántica y presenta un problema de naturalidad relacionado con la escala de ruptura electrodébil y la escala de Planck. Esto ha motivado que en una gran cantidad de extensiones del SM se espere NP a partir de la escala del TeV. Muchas de estas extensiones incorporan interacciones con corrientes neutras de cambio de sabor (FCNCs del inglés *Flavour Changing Neutral Currents*), con materia oscura (DM, del inglés *Dark Matter*), y con nuevos quarks vectoriales pesados. En este trabajo investigamos la fenomenología del quark top en la búsqueda de nueva física, en escenarios más allá del SM que introducen este tipo de interacciones y las usamos para abarcar distintas anomalías experimentales y hacer predicciones para intentar trazar el camino hacia su resolución.

Uno de los resultados que están en desacuerdo con el SM es la asimetría *forward backward* medida en el Tevatron. La asimetría de carga por el contrario, medida en el Gran Colisionador Hadrónico, (LHC del inglés *Large Hadron Collider*), no presenta discrepancia con la predicción teórica. Motivados por conciliar el aparente conflicto entre ambas mediciones, proponemos un modelo con un bosón de gauge Z' que interactúa mediante FCNCs y estudiamos su fenomenología en ambos aceleradores de partículas.

El modelo Z' introducido arriba, predice la existencia de la señal de *monotop*, que consiste en un quark top en asociación con una cantidad considerable de energía transversa faltante. Esta señal es una característica de varios modelos de NP, mientras que en el SM se encuentra suprimida. La producción de monotop se puede investigar mediante dos modos no correlacionados dependiendo del decaimiento del quark top: el modo *hadrónico* y el *leptónico*. El modo hadrónico ha sido estudiado con anterioridad, en este trabajo exploramos el modo leptónico que goza de la ventaja de ser considerablemente más limpio que el hadrónico. Así, estudiamos la producción y detección de monotops leptónicos en el LHC no sólo en el modelo Z' , sino también en otros dos escenarios que también presentan FCNCs.

Por último, investigamos un modelo motivado por el problema de jerarquía del SM, en el cual el SM se extiende con operadores efectivos que parametrizan física a una escala de alta energía. Ampliamos el sector de Yukawa con un quark pesado de tipo vectorial, singlete del grupo de gauge de $SU(2)$, que se mezcla predominantemente con el quark top del SM, y el sector escalar con un triplete escalar real. Encontramos que en este modelo el quark vectorial pesado tiene nuevos modos de decaimiento que no han sido considerados previamente en la literatura, algunos de ellos conducen a señales con una alta multiplicidad de quarks top.

Palabras clave: Nueva Física, quark top, Tevatron, LHC.

Top Quark phenomenology in the search for New Physics

Abstract

The top quark was discovered in 1995 at the Tevatron $p\bar{p}$ collider, in Fermilab. It is the most massive known elementary particle. Its large mass, significantly above all of the other fermion masses, and its large coupling to the Higgs boson, suggest that it may play a very important role in the electroweak symmetry breaking mechanism. However, its phenomenology has not been explored to its entirety, thus, leaving opened the possibility of a potential connection to New Physics (NP).

The Standard Model (SM) explains successfully almost all the collider experimental results to date, yet it cannot be considered a complete theory. The SM cannot explain, among other things, observations that suggest the presence of dark matter (DM), the matter-antimatter asymmetry in the present-day universe and the mechanism for neutrino mass generation. Furthermore, the SM does not incorporate gravity, since a proper treatment within the framework of quantum field theory has not been discovered yet and presents a naturalness problem related to the electroweak symmetry breaking scale and the Planck scale. This is why within many extensions of the SM, NP is expected to arise at the TeV scale. Many of these extensions these days introduce interactions with flavor changing neutral currents (FCNCs), with DM, and with new vector like heavy quarks. In this work, we investigate the phenomenology of the top quark in the search for NP, within scenarios beyond the SM that incorporate these types of interactions and we use them to address various experimental anomalies and make predictions that would lay the path for future experimental works.

One of the experimental results that disagrees with the SM prediction, is the forward backward asymmetry measured at the Tevatron. The charge asymmetry on the contrary, measured at the Large Hadron Collider (LHC), does not present a discrepancy with the theoretical prediction. With the aim to conciliate this apparent conflict between the two measurements, we propose a model with a new Z' gauge boson that interacts via FCNCs, and study its phenomenology in both particle accelerators.

The Z' -model introduced above, predicts the existence of a *monotop* signal, that consists in a top quark in association with large amounts of missing transverse energy.

This signal is a feature of several NP models while it is suppressed in the SM. Monotop production can be probe in two independent modes depending on the top decay: the *hadronic* and *leptonic* modes. The hadronic mode has been previously studied, therefore in this work we explore the leptonic one which has the advantage of being considerably cleaner than the hadronic one. We study the production and detection of leptonic monotops at the LHC, not only in the Z' -model, but in two other scenarios that also predict FCNCs.

Last but not least, we investigate a model motivated by the hierarchy problem of the SM, where the SM is extended with effective operators that parametrize physics at a high energy scale. We enlarge the Yukawa sector with a heavy vector-like quark, singlet under the $SU(2)$ gauge group and mixing predominantly with the SM top quark, and the scalar sector with a real scalar triplet. We find within this model that the heavy vector-like quark has additional decay modes not considered previously in the literature, some which lead to signals with a large multiplicity of top quarks.

Key words: New Physics, top quark, Tevatron, LHC.

Agradecimientos

Gracias Sequi por todos estos años, desde la tesis de Licenciatura hasta acá, por haberme acompañado en mi crecimiento académico. Aprendí un montón y me divertí!, gracias!

Gracias Ale por estar conmigo en cada momento, cada detalle, y por enseñarme tanto!. Gracias mi amor!.

Gracias al grupo de altas energías, Daniel, Sequi, Javi, Neri, Yami, Cinthia, y los ex integrantes, Germán y Juani, por los hermosos momentos compartidos estos cuatros años.

Gracias a la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad de Buenos Aires por hacer posible el sueño de tantos de estudiar lo que nos gusta. Estoy más que orgullosa y agradecida de vivir en un país donde la educación es gratuita y de calidad. Gracias también al Departamento de Física y su gente, por brindar un ámbito de trabajo tan cálido.

Gracias a Martín Ruiz de Azúa, por ser mi Consejero de Estudios durante prácticamente todo mi doctorado, dedicándome su tiempo y su interés en mi carrera académica, con su buena onda de siempre, mate mediante.

Gracias a mis amigos por formar parte de mi vida y estar siempre.

Por último, gracias al cosmos por mantenernos tan entretenidos!

Le dedico esta tesis a toda mi familia: mi mamá, mi papá, mis hermanos, mis sobrinos y Ale.

Índice general

1. Introducción	1
2. El Modelo Estándar.	7
2.1. Introducción	7
2.2. Simetrías de gauge.	8
2.2.1. Invariancia de gauge no abeliana y QCD	9
2.2.2. Teoría electrodébil	10
2.3. Sector de Higgs.	14
2.3.1. Masas y el mecanismo de Higgs	14
2.4. El Lagrangiano del SM.	23
2.5. El problema de jerarquía del SM.	24
3. El quark top.	27
3.1. Introducción	27
3.2. Propiedades del quark top.	29
3.2.1. Sección eficaz	30
3.2.2. Asimetría forward-backward A_{FB}	33
3.2.3. Asimetría de carga A_C	34
3.3. Búsqueda de Nueva Física en el sector del quark top.	35
3.3.1. Búsqueda de Nueva física en la producción del quark top . . .	37

3.3.2.	Búsqueda de Nueva física en el decaimiento del quark top . . .	39
3.4.	Discusión	40
4.	Bosón Z' para explicar la aparente discrepancia entre A_C y A_{FB}.	41
4.1.	El Modelo.	43
4.2.	Fenomenología de las asimetrías en la producción de $t\bar{t}$ para el Tevatron y el LHC.	44
4.3.	Restricciones al modelo.	46
4.4.	Resultados numéricos.	47
4.5.	Restricciones y predicciones del modelo.	54
4.5.1.	Restricción directa	54
4.5.2.	Restricciones indirectas	55
4.5.3.	Características distintivas del modelo	56
5.	Modelos de nueva física que predicen producción de monotop.	61
5.1.	Modelo Z'	62
5.1.1.	Restricciones provenientes de producción de single top y monotop	62
5.2.	FCNCs con $\Delta T = 1$	66
5.2.1.	Restricciones existentes	68
5.3.	THDM tipo III con materia oscura escalar.	69
5.3.1.	Restricciones existentes	71
6.	Estrategia de búsqueda de nueva física: Monotops leptónicos en el LHC.	75
6.1.	Características de la señal y del background.	75
6.2.	Generación de Eventos y Selección.	80
6.3.	Alcance de la búsqueda.	84
6.3.1.	Modelo Z'	84
6.3.2.	FCNCs con $\Delta T = 1$	86

6.4. Resultados	91
7. Quarks vectoriales con sector escalar extendido.	95
7.1. Quarks Vectoriales.	96
7.1.1. Singlete T	97
7.2. Modelo de Juguete.	99
7.2.1. Triplete Escalar Real	99
7.2.2. Triplete Escalar Real con un quark vectorial singlete electrodébil.	102
7.3. Restricciones al Modelo.	107
7.3.1. Parámetros oblicuos	108
7.3.2. $Z \rightarrow b\bar{b}$	110
7.3.3. Unitariedad de la matriz CKM y FCNCs mediadas por el bosón de Higgs	114
7.3.4. Búsqueda de quarks vectoriales pesados en el LHC	115
7.4. Resultados.	119
8. Conclusiones	125
Bibliografía	131

Capítulo 1

Introducción

El reciente descubrimiento de un nuevo bosón tipo Higgs, realizado por las Colaboraciones ATLAS [1] y CMS [2] en el LHC, con una masa de aproximadamente 125 GeV, es un paso excepcional hacia la verificación del Modelo Estándar, que describe las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes. Este modelo fue desarrollado durante la segunda mitad del siglo XX y su actual formulación finalizó en la década de los 70 con la confirmación de la existencia de los quarks. Desde ese entonces, el descubrimiento del quark *bottom* (1977), del *top* (1995) [3, 4] y del neutrino tau (2000), entre otros, le ha dado crédito al modelo que hasta hoy explica una amplísima variedad de resultados experimentales.

Sin embargo, el SM no puede ser considerado como una teoría completa de las interacciones fundamentales ya que no incorpora la gravedad, así como tampoco resuelve el llamado ‘problema de jerarquía’, no explica el mecanismo de ruptura espontánea de simetría electrodébil (EWSB, del inglés *Electroweak Symmetry Breaking*), ni la naturaleza de la materia oscura, o la asimetría materia-antimateria del universo actual, entre otras cosas. Como consecuencia, se espera que haya física más allá del SM (BSM, del inglés *Beyond the Standard Model*) que resuelva estos problemas. Con este fin, se han construido modelos que incorporan nuevas partículas, dimensiones extras [5], e involucran simetrías extendidas, como es el caso de supersimetría (SUSY del inglés *Supersymmetry*) [6], entre otros. El LHC está intensamente dedicado a encontrar respuestas a estas preguntas y medir con precisión las propiedades del bosón

de Higgs para explorar la teoría subyacente de la cual emerge. Entender las interacciones y la naturaleza de esta nueva partícula podría ser una importante prueba de nueva física, en los próximos años.

Otra partícula que es sensible a NP es el quark top [7], no sólo porque su masa es cercana a la escala de ruptura electrodébil, sino también porque no ha sido muy explorada aún. Por esta razón, muchos de los fenómenos que el SM no puede explicar podrían estar relacionados con el quark top. Ésta es la principal motivación para explorar su fenomenología en modelos de nueva física.

Varios de estos modelos predicen la existencia de NP vinculada al quark top por medio de FCNCs. De acuerdo con el SM, los procesos con FCNCs están prohibidos a nivel árbol y en el caso del top, decaimientos que violan sabor están sumamente suprimidos a órdenes mayores, con respecto al dominante, $t \rightarrow Wb$, por el mecanismo de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) [8]. La observación de FCNCs en el decaimiento del top podría proveer una señal clara de NP. Los experimentos en Tevatron y en el LHC han puesto límites a estos decaimientos, sin encontrar evidencias de este tipo de corrientes. No obstante, el estudio de las mismas es actualmente muy activo. En modelos BSM en general, la supresión de GIM se puede relajar y diagramas de *loop* mediados por nuevos bosones podrían contribuir, dando como resultado acoplamientos efectivos considerablemente mayores a los del SM. Un ejemplo de este tipo de extensión son los modelos denominados Modelos de dos dobletes de Higgs, (THDM, del inglés *Two Higgs Doublet Model*) [9, 10].

Otra predicción de varios modelos BSM es la producción de una señal que se denomina *monotop* y que consiste en un estado final con un único quark top más energía faltante, $(t/\bar{t} + \cancel{E}_T)$ [11, 12]. Esta señal se predice principalmente en modelos que vinculan materia oscura cosmológica con dinámica de sabor [12]. Por un lado, el acuerdo entre la predicción del SM de la existencia de pequeñas FCNCs, con experimentos de precisión de sabor, requiere que cualquier NP a la escala del TeV tenga una estructura de sabor sumamente no trivial. Sólo una pequeña cantidad de violación de sabor está permitida fenomenológicamente. Por otro lado, debido a efectos de *loops* y de grupos de renormalización que involucran a los Yukawas del SM, cierta cantidad de violación de sabor en las interacciones entre DM y sectores del SM es esperable [13]. Resulta

que, en los modelos donde la DM se acopla a los quarks del SM vía interacciones escalares nuevas, la señal de monotop típicamente domina sobre otras señales de DM como los monojets [12].

En este trabajo estudiamos diferentes escenarios de NP que presentan FCNCs y la señal de monotop. El primer modelo que exploramos está motivado por la medición de la asimetría forward-backward (A_{FB}) en $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ en el Tevatron. Esta medición es probablemente uno de los resultados experimentales más sobresalientes que podrían darnos indicios de efectos de NP en el sector del quark top. Esta asimetría fue medida en forma inclusiva por las Colaboraciones CDF [14, 15] y DØ [16] en el Tevatron, y resultó ser significativamente mayor a lo predicho por el SM [17, 18]. Muchos modelos de NP surgieron a raíz de esta discrepancia, tratando de explicar el exceso medido en A_{FB} . Si este exceso se debiera a NP, entonces estos modelos podrían ser testeados en el LHC. No obstante, dado que este acelerador es un colisionador pp simétrico, la asimetría A_{FB} no puede ser medida y en vez se define lo que se conoce como asimetría de carga (A_C). Esta asimetría, contrariamente a A_{FB} , no presenta desacuerdo entre el valor experimental [19] y el teórico [20].

En este trabajo estudiamos un modelo fenomenológico que predice los valores medidos de las asimetrías A_{FB} y A_C y consiste en extender el SM con un bosón Z' , eléctricamente neutro, que no es su misma antipartícula, y que tiene acoplamientos a los quarks u y t , es decir que violan sabor. Para lograr resolver el aparente desacuerdo entre las asimetrías, es necesario que la nueva partícula tenga un ancho de decaimiento dominante a estados finales invisibles, no detectables. De esta manera, el modelo presenta la particularidad de poseer la señal de monotop mencionada antes.

Como ya hemos mencionado, las FCNCs en los decaimientos del quark top $t \rightarrow u(c)Z$, son actualmente objeto de un extenso programa experimental en el LHC [21, 22, 23]. Estas corrientes se predicen muy pequeñas en el SM [24], mientras que varios escenarios de NP predicen valores observables [25]. Si estuvieran mediadas por grados de libertad pesados, integrados por encima de la escala débil, la dinámica relevante podría estar parametrizada convenientemente en términos de operadores efectivos del SM, invariantes de gauge. Codificados de esta manera, los decaimientos raros $t \rightarrow u(c)Z$ pueden ser vinculados a varios otros procesos. En particular, la mayoría de

los operadores de menor dimensión están restringidos indirectamente por observables de física de precisión del mesón B [26]. En el LHC, sin embargo, uno puede relacionar el decaimiento $t \rightarrow u(c)Z$ con la producción asociada de tZ . Dado que $Br(Z \rightarrow \text{invisible}) = 0,2000(6)$ [27], una fracción significativa de este tipo de eventos producirá la señal de monotop.

La producción y detección de monotops ya ha sido estudiada en varios escenarios de NP [11, 28, 29, 30]. En la mayoría sólo se discute la señal de monotop *hadronica*. En este trabajo en cambio, estudiamos en detalle la señal de monotop en el modo *leptónico*, que sólo ha sido investigada anteriormente en el contexto de SUSY con violación de paridad R [31, 32] para escenarios de producción en el Tevatron. Aquí por otro lado, estudiamos la producción de monotops leptónicos en el LHC y desarrollamos estrategias de búsqueda de la señal con el fin de explorar su alcance para el descubrimiento/exclusión de tres escenarios: el modelo con un nuevo bosón Z' , la interacción utZ con FCNCs del SM y un THDM con candidato a materia oscura.

Para cada uno de los tres escenarios en consideración, derivamos primero límites en el espacio de parámetros usando análisis experimentales existentes de single top y monotop y presentamos luego las estrategias de búsqueda de monotops leptónicos y sus alcances para el LHC.

Finalmente, estudiamos un último escenario de NP que involucra al quark top del SM y a un quark top vectorial pesado. Este tipo de quarks en la escala del TeV está fuertemente motivado en modelos donde las partículas del SM se propagan en dimensiones extras [33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40]. Además, constituyen escenarios atractivos para abarcar el problema de jerarquía, ya que actúan cancelando las divergencias cuadráticas provenientes de *loops* del quark top. Esta implementación es común en modelos de Higgs compuestos [41, 42] y modelos de *Little Higgs* [43, 44].

La última investigación de este trabajo está precisamente motivada por el problema de jerarquía. Con el objeto de resolverlo, extendemos el SM en el sector del quark top, con la adición de un quark top vectorial pesado, y en el sector escalar, con un triplete escalar real. Lo hacemos mediante un modelo de juguete con un triplete escalar real y un quark vectorial singlete que interactúan mediante operadores efectivos parametrizados por una escala a la que se espera que surja NP. Este tipo de

modelo, permite la posibilidad de la existencia de nuevos modos de decaimiento del quark vectorial al triplete escalar real y a partículas del SM que no han sido considerados en las búsquedas existentes en el LHC que sólo se enfocan en los modos de decaimiento tZ , tH y bW . En este marco, discutimos la fenomenología que surge de la implementación de un quark top de tipo vectorial y estudiamos las restricciones que tiene el modelo provenientes de búsquedas directas de quarks vectoriales en el LHC [45, 46] y de mediciones de precisión electrodébil [47, 48].

El presente trabajo está organizado de la siguiente manera: los dos primeros capítulos son introductorios, en el Capítulo 2 presentamos el Modelo Estándar de Partículas y en el capítulo 3 discutimos algunas propiedades del quark top, enfocándonos en particular en aquéllas que se investigan en este trabajo. En el capítulo 4 presentamos el modelo Z' y desarrollamos su fenomenología. En el capítulo 5 discutimos los tres escenarios de NP que presentan una señal de monotop y en el capítulo 6 desarrollamos una estrategia de búsqueda de monotops leptónicos para cada escenario en particular. En el capítulo 7 presentamos el modelo caracterizado por la presencia de un quark top vectorial y un triplete escalar y en el último discutimos las conclusiones.

Capítulo 2

El Modelo Estándar.

2.1. Introducción

La materia conocida que compone el universo está formada por quarks y leptones (fermiones ambos), y bosones de gauge. Hasta ahora se conocen seis tipos (*sabores*) de quarks y leptones. Los primeros son llamados por razones históricas: *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *bottom* (b) y *top* (t) y los segundos se conocen como: electrón (e), muón (μ) y tau (τ), y sus correspondientes neutrinos. Como veremos más adelante pueden organizarse en dobletes y forman una estructura de tres familias:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

La carga eléctrica de los quarks u , c y t es $q = \frac{2}{3}e$, mientras que la de d , s , y b es $q = -\frac{1}{3}e$. Para los leptones en cambio, $q = -e$ para e , μ y τ y $q = 0$ para los neutrinos. Las partículas interactúan entre sí a través de bosones y dado que la teoría que nos permite estudiar estas interacciones es una teoría basada en simetrías de gauge, se llaman *bosones de gauge*. Éstos son los transmisores de las tres fuerzas fundamentales: la electromagnética, que actúa sobre todas las partículas con carga

eléctrica y es transmitida por un bosón de espín 1, no masivo, llamado fotón; la débil, que actúa sobre los quarks, leptones y los bosones de gauge W^\pm y Z , transmisores de la fuerza, de espín 1 y masivos; y la fuerza fuerte que actúa sobre las partículas con carga de color, quarks y gluones, siendo estos últimos los bosones de gauge no masivos, de espín 1, responsables de transmitir esta fuerza.

Es interesante remarcar que el universo visible está compuesto esencialmente por las partículas de la primera familia, mientras que las demás sólo se generan en aceleradores o colisiones de rayos cósmicos con tiempos de vida muy cortos ($< 10^{-6}$ seg.)

Sumado a los quarks, leptones y bosones de gauge, el SM predice la existencia de una partícula más, llamada *bosón de Higgs* cuya detección ha sido uno de los desafíos centrales en física de partículas en los últimos años. En el año 2012, las Colaboraciones ATLAS y CMS anunciaron su descubrimiento [1, 2] y actualmente aúnan esfuerzos para estudiar sus propiedades. Tener un conocimiento profundo de este bosón es fundamental para comprender el origen de las masas de las partículas, como veremos en la sección 2.3.

2.2. Simetrías de gauge.

Uno de los conceptos más notables en física teórica es que las interacciones están gobernadas por principios de simetría. El SM es una teoría basada en lo que se conoce como simetrías de gauge locales, en particular en la del grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ que describe las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas mediante el intercambio de los correspondientes bosones de gauge: ocho gluones y un fotón no masivos para las interacciones fuertes y electromagnéticas respectivamente y tres bosones masivos, W^\pm y Z , para las interacciones débiles.

Todas las partículas poseen leyes de transformación respecto de cada uno de los grupos de la simetría interna del Lagrangiano. A cada una de estas simetrías se le asocia distintos bosones de gauge. Existe una simetría frente al grupo $U(1)_Y$ y el bosón de gauge asociado se denomina B_μ , (su conexión con el campo del fotón A_μ la estudiamos más adelante). Existe otra simetría ante el grupo $SU(2)_L$, a la

que se asocian los llamados bosones W_i^μ donde $i = 1, 2, 3$. La tercera, es ante el conjunto de transformaciones del grupo $SU(3)_C$ y los bosones de gauge asociados son los denominados gluones G_a^μ donde $a = 1, 2, \dots, 8$, (en su representación adjunta). El número de bosones de gauge es igual a la cantidad de generadores del grupo. Así, el grupo $U(1)_Y$ aporta un bosón, $SU(2)_L$, tres y $SU(3)_C$ aporta ocho.

Para estudiar las invariancias de gauge de un Lagrangiano hacemos transformaciones internas de los campos. Cada transformación global (independiente de x^μ) que deja invariante al \mathcal{L} , se fuerza a ser local, lo que genera la aparición de bosones de gauge. Estudiamos con detalle a continuación las consecuencias de la existencia de simetrías internas: analizamos primero el Lagrangiano de QCD (del inglés *Quantum Chromodynamics*) y luego exploramos la teoría electrodébil.

2.2.1. Invariancia de gauge no abeliana y QCD

Inferimos la estructura de la cromodinámica cuántica a partir de una invariancia de gauge local. El Lagrangiano libre de QCD es

$$\mathcal{L} = \bar{q}_j (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q_j, \quad (2.2)$$

donde q_1, q_2, q_3 denotan los tres campos de color. Por simplicidad nos referimos a un solo sabor de quark. Analicemos las consecuencias de pedir invariancia de \mathcal{L} ante el grupo $SU(3)_C$, es decir, ante una transformación unitaria de determinante uno en los campos de color de los quarks del tipo $q(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)_a T_a} q(x)$. Está implícita la suma sobre el índice a donde $a = 1, \dots, 8$. T_a es un conjunto de matrices de 3×3 linealmente independientes de traza nula y $\alpha(x)_a$ son los parámetros de la transformación.

Para imponer la invariancia de gauge local $SU(3)$ consideramos la transformación infinitesimal

$$q(x) \rightarrow [1 + i\alpha_a(x) T_a] q(x). \quad (2.3)$$

Para que el Lagrangiano sea invariante ante esta transformación, es necesario intro-

ducir una derivada covariante,

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a. \quad (2.4)$$

donde los (ocho) campos de gauge G_μ^a , deben transformar como

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c, \quad (2.5)$$

con f_{abc} las constantes reales llamadas constantes de estructura del grupo, que aparecen ya que no todos los generadores T^a conmutan entre sí, lo que implica que el grupo es no abeliano.

Reemplazando en el Lagrangiano y agregando un término cinético para cada uno de los campos de gauge, obtenemos

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q} \gamma^\mu T_a q) G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

donde $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc} G_\mu^b G_\nu^c$.

Vemos entonces que los gluones deben ser no masivos. Ésta es una característica general de las teorías de gauge: la invariancia ante una transformación de gauge local requiere la introducción de bosones no masivos. Esto es aceptable para QCD, pero no para el caso de las interacciones débiles ya que están mediadas por campos de gauge con masas del orden de los 100 GeV. Es el mecanismo de Higgs el que entrará en juego para que estos bosones tengan masa sin romper explícitamente la invariancia de gauge y lo estudiamos en la sección 2.3.

2.2.2. Teoría electrodébil

Hemos visto el Lagrangiano de QCD, invariante ante $SU(3)_C$. Estudiamos ahora la teoría que describe las interacciones electrodébiles con un Lagrangiano que no se verá afectado por transformaciones del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Es a partir de esta invariancia que se obtiene el Lagrangiano del SM.

Se observa experimentalmente que los fermiones forman dobletes de isoespín *left*,

f_L y singletes *right*, f_R , donde $f_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5) f$. Por ejemplo, para los campos *left* tenemos (consideramos la primera familia de leptones y quarks)

$$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad (2.7)$$

Para las componentes *right*: $R = e_R$ y $Q_R = u_R, d_R$. A cada uno de estos campos se le asigna una hipercarga leptónica Y y una componente de isoespín T^3 de manera tal de satisfacer: $Q = T^3 + Y$. Sus valores se encuentran en la tabla (2,1).

Las tres familias fermiónicas de la Ec. (2.1) tienen idénticas interacciones de gauge, sólo difieren en sus masas y en sus números cuánticos de sabor.¹

Para un campo fermiónico perteneciente a una representación fundamental de $SU(2)$, con una carga $U(1)$ de hipercarga Y , la derivada covariante tiene la forma $D_\mu = i\partial_\mu - g_1 \frac{Y}{2} B_\mu - g_2 \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu$, donde $\vec{\sigma}$ son las matrices de Pauli.

Para la primera familia de leptones, tenemos que los términos de $U(1)$ son

$$-\mathcal{L}_{U(1)}^{lep} = \frac{g_1}{2} [Y_L (\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + Y_R \bar{e}_R \gamma^\mu e_R] B_\mu, \quad (2.8)$$

donde hemos introducido hipercargas arbitrarias Y_L, Y_R ya que Y puede tener distintos valores para diferentes fermiones.

Dado que $\sigma^i W^i$ es una matriz de 2×2 , el único término de $SU(2)$ leptónico del Lagrangiano distinto de cero es

$$-\mathcal{L}_{SU(2)}^{lep} = \bar{L} i \gamma^\mu (i g_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i) L, \quad (2.9)$$

¹Notemos que no hemos mencionado al neutrino *right* pero sí hemos incluido a los quarks *right*. Hay evidencia experimental consistente con esta distinción. El neutrino *right* podría ser muy pesado o tener una interacción lo suficientemente débil como para ser producido o detectado por ahora. Además, a pesar de que hay evidencia experimental que indica que los neutrinos son masivos, por simpleza y sin modificar los resultados de este trabajo, se considerará a estas partículas como no masivas. Cabe observar también que el hecho de que los fermiones se presenten en distintos multipletes implica una violación de paridad que el SM no puede explicar en un sentido fundamental.

que con un poco de álgebra y definiendo

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (2.10)$$

resulta

$$\mathcal{L}_{SU(2)}^{lep} = -\frac{g_2}{2}[\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^3 - \sqrt{2}\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^+ - \sqrt{2}\bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^- - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^3]. \quad (2.11)$$

Combinando las Ecs. (2.8) y (2.11) hallamos el término

$$\left(-\frac{g_1}{2}Y_L B_\mu - \frac{g_2}{2}W_\mu^3\right)\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L. \quad (2.12)$$

Debido a que los neutrinos no poseen carga eléctrica, el campo que resulta del término entre paréntesis en la Ec. (2.12) no puede ser el campo del fotón. Luego, si B_μ y W_μ^3 son campos ortogonales y normalizados, el coeficiente de $\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L$ al que llamamos Z_μ , será $Z_\mu \propto (g_1 Y_L B_\mu + g_2 W_\mu^3)$. Así, como sólo disponemos de B_μ y W_μ^3 , el campo electromagnético A_μ debe ser una combinación lineal de ellos, ortogonal a Z_μ , con lo cual $A_\mu \propto (g_2 B_\mu - g_1 Y_L W_\mu^3)$. Podemos normalizar A_μ y Z_μ ,

$$A_\mu = \frac{g_2 B_\mu - g_1 Y_L W_\mu^3}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}, \quad Z_\mu = \frac{g_1 Y_L B_\mu + g_2 W_\mu^3}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}. \quad (2.13)$$

Para los electrones, de las Ecs. (2.8) y (2.11) encontramos que

$$\bar{e}_L \gamma^\mu e_L \left[-\frac{g_1}{2}Y_L B_\mu - \frac{g_2}{2}W_\mu^3\right] + \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \left[-\frac{g_1}{2}Y_L B_\mu\right]. \quad (2.14)$$

Resolviendo las Ecs. (2.13) para B_μ y W_μ^3 , haciendo un poco de álgebra y definiendo:

$$s_w = \sin \theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}; \quad c_w = \cos \theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad (2.15)$$

se obtiene que

$$e = \frac{g_2 g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad g_2 = \frac{e}{\sin \theta_w}, \quad g_1 = \frac{e}{\cos \theta_w}, \quad (2.16)$$

donde θ_w es el ángulo de Weinberg, cuyo valor está dado por $\sin^2(\theta_w) \approx 0,23$.

Nos queda analizar los términos no diagonales del Lagrangiano que aparecen sólo en la parte correspondiente a $SU(2)$ del mismo. Estos términos llevan a transiciones $\nu_L \leftrightarrow e_L$, es decir vinculan fermiones de distintas cargas eléctricas,

$$\frac{g_2}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^+ + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^-). \quad (2.17)$$

En estos términos sólo e_L está involucrado. Esto es exclusivo de este tipo de interacciones y es lo que se denomina violación de paridad de las interacciones electrodébiles: ningún fermión *right* presenta interacciones con bosones cargados. Notemos que en esta teoría existen términos como $\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L = \frac{1}{2} \bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e$, que se conocen como corrientes cargadas *vectoriales-axiales*, ($V-A$).

Para el caso de los quarks, el Lagrangiano no varía ya que la estructura de $SU(2)$ (y de espín) de leptones y quarks es la misma. Por lo tanto todos los resultados anteriores se mantienen sin modificaciones para los quarks.

Escribimos entonces el Lagrangiano completo de las interacciones de los quarks y leptones con fotones, bosones de gauge W^\pm y Z , y gluones. La parte relevante del Lagrangiano de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, para la primera familia es

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_{f=\nu_e, e, u, d} e Q_f (\bar{f} \gamma^\mu f) A^\mu + \frac{g_2}{\cos \theta_w} \sum_{f=\nu_e, e, u, d} [\bar{f}_L \gamma^\mu f_L (T^3 - Q_f \sin^2 \theta_w) \\ & + \bar{f}_R \gamma^\mu f_R (-Q_f \sin^2 \theta_w)] Z_\mu + \frac{g_2}{\sqrt{2}} [(\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L) W_\mu^+ + \text{h.c.}] \\ & + \frac{g_3}{2} \sum_{q=u, d} \bar{q}_\alpha \gamma^\mu \lambda_{\alpha\beta}^a q_\beta G_\mu^a. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Las cargas Q , hipercargas Y , componentes de isoespín T^3 , y su relación, $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$, para cada campo se presentan en la Tabla 2.1.

Campo	T^3	$Y/2$	$Q = T^3 + Y/2$
$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1/6	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
u_R	0	2/3	2/3
d_R	0	-1/3	-1/3
$E_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1/2	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
e_R	0	-1	-1

Tabla 2.1: Cargas de los campos fermiónicos del SM.

2.3. Sector de Higgs.

2.3.1. Masas y el mecanismo de Higgs

Hemos estudiado hasta aquí los Lagrangianos en el contexto de QCD y la teoría electrodébil para campos sin masa. La presencia de términos de masa para los fermiones no ha sido conflictiva en el caso de QCD pero sí lo será al tener en cuenta las interacciones débiles. Como ya hemos mencionado en la sección 2.2, tampoco es posible agregar términos de masa para los bosones explícitamente ya que también romperían la invariancia de gauge. Lo que permite generarlos se conoce con el nombre de mecanismo de Higgs basado en la *ruptura espontánea* de una simetría local. Analizamos este mecanismo primero al aplicarlo al grupo abeliano $U(1)$ y luego lo extendemos al grupo $SU(2)$, no abeliano, para entender cómo opera en el SM.

Mecanismo de Higgs abeliano

Comenzamos con un ejemplo simple: una simetría de gauge $U(1)$. Trabajamos con un campo escalar complejo $\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$.

Consideremos entonces un Lagrangiano invariante ante una transformación de gauge $U(1)$ local. Esto requiere la introducción de un campo vectorial de gauge no masivo A_μ a través de la derivada covariante $D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu$. El campo de gauge transforma según $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha$.

El Lagrangiano que se propone es

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (2.19)$$

con un potencial $V = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$. El término con $(\phi^\dagger \phi)^2$ representa una interacción con un acoplamiento λ que debe ser mayor que cero para que el potencial esté acotado por debajo. Para estudiar este mecanismo debemos encontrar el mínimo del potencial con el fin de hallar el espectro de partículas y luego expandir los campos alrededor de ese valor para analizar las excitaciones.

Analicemos el parámetro de masa μ : si $\mu^2 > 0$, el mínimo del potencial se obtiene para $\langle 0|\phi|0 \rangle = \phi_0 = 0$. Luego, \mathcal{L} es simplemente el Lagrangiano que describe la interacción de una partícula escalar cargada de masa μ con un campo vectorial. Esto no aporta nada novedoso, pasemos entonces a investigar el caso $\mu^2 < 0$.

Notemos que este \mathcal{L} tiene cuatro grados de libertad independientes, los dos escalares reales, ϕ_1 y ϕ_2 y los dos estados de polarización transversales del vector A_μ . Escribiendo el potencial en función de los campos reales obtenemos

$$V = \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2. \quad (2.20)$$

El mínimo del potencial se obtiene pidiendo que $\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$. En el plano ϕ_1, ϕ_2 , (Fig. 2,1), el potencial es claramente mínimo en el origen si $\mu^2 > 0$ y para $\mu^2 < 0$ el mínimo está alrededor de un círculo de radio

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} = v^2, \quad (2.21)$$

donde v recibe el nombre de *valor de expectación en el vacío* de ϕ (*vev*).

Notemos que existen muchas maneras de satisfacer esta ecuación, podríamos elegir cualquier punto de este círculo de manera de romper la simetría de la solución. Esto es precisamente la ruptura espontánea de simetría que mencionamos al principio de la sección. Elegimos arbitrariamente el punto $\phi_1 = v$ y $\phi_2 = 0$, y expandimos \mathcal{L}

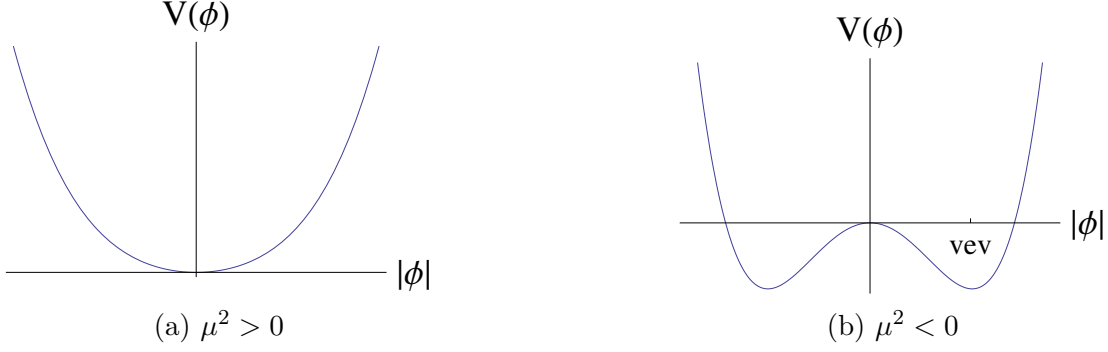


Figura 2.1: El potencial V del campo escalar ϕ en el caso $\mu^2 > 0$ a), y $\mu^2 < 0$ b)

alrededor del vacío en término de los campos η , ξ . Sustituyendo

$$\phi = \frac{(v + \eta(x) + i\xi(x))}{\sqrt{2}}, \quad (2.22)$$

en (2,19), obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2}g^2 v^2 A_\mu A^\mu - gv A_\mu \partial^\mu \xi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \text{términos de interacción.} \end{aligned} \quad (2.23)$$

El espectro de partículas del \mathcal{L} está dado por lo que se conoce como un ‘bosón de Goldstone’ no masivo ξ , un escalar η , y un vector A_μ , ambos con masa. De (2,23) tenemos que $m_\xi = 0$, $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2}$ y $m_A = gv$. Hemos generado un término de masa para el bosón de gauge, pero apareció un bosón de Goldstone. Al adquirir masa, el número de grados de libertad de polarización de A_μ aumenta, de dos a tres. Nada de lo hecho hasta ahora justifica este cambio, con lo cual no todos los campos del \mathcal{L} pueden ser físicos. Notemos que $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)) \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x)) e^{\frac{i\xi}{v}}$ al orden más bajo en ξ . Esto sugiere que debemos hacer la siguiente sustitución en (2,19): $\phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x)) e^{\frac{i\theta}{v}}$ y $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{gv} \partial_\mu \theta$. Esta es una elección de gauge particular donde $\theta(x)$ se elige de manera que h sea real. Veremos que además esta

variable desaparecerá de la teoría. Obtenemos luego

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2}((\partial^\mu + igA^\mu)(v+h))((\partial^\mu - igA^\mu)(v+h)) \\ &\quad - \frac{\mu^2}{2}(v+h) - \frac{\lambda}{4}(v+h)^4 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu},\end{aligned}\tag{2.24}$$

donde el bosón de Goldstone no está presente. Es decir, el grado de libertad aparentemente extra resulta espúreo, porque corresponde simplemente a la libertad de hacer una transformación de gauge. El Lagrangiano describe entonces dos partículas masivas interactuantes: un bosón de gauge vectorial A_μ y un escalar h que se denomina bosón de Higgs. El bosón de Goldstone se ha convertido en el estado de polarización longitudinal del bosón de gauge.

Esto ocurre sólo cuando la simetría de gauge es espontáneamente rota por el bosón de Higgs al obtener un valor de expectación del vacío. Una ruptura espontánea de simetría ocurre cuando el estado de menor energía no es invariante ante el grupo de transformación. El Lagrangiano es invariante de gauge, pero no lo es el estado de vacío por haber elegido una dirección particular en el plano ϕ_1, ϕ_2 para el mínimo del potencial. El bosón de Higgs también adquiere una masa que se desprende del segundo y tercer término del Lagrangiano de la Ec. (2.24)

$$\begin{aligned}-\frac{\mu^2}{2}(v+h)^2 - \frac{\lambda}{4}(v+h)^4 &= -\frac{\mu^2}{2}v^2 - \mu^2vh - \frac{\mu^2}{2}h^2 - \frac{\lambda}{4}v^4 - \frac{\lambda}{4}h^4 \\ &\quad - \lambda v^3h - \lambda vh^3 - \frac{3}{2}\lambda v^2h^2.\end{aligned}\tag{2.25}$$

Con un poco de álgebra y usando Ec. (2.21) resulta

$$\frac{\lambda v^2}{2}(v+h)^2 - \frac{\lambda}{4}(v+h)^4 = -\lambda v^2h^2 - \lambda vh^3 - \frac{\lambda}{4}h^4 + \frac{\lambda}{2}v^4,\tag{2.26}$$

de donde concluimos que $m_h = (2\lambda v^2)^{1/2}$.

El espectro se compone ahora por un bosón de Higgs h y un bosón de gauge A_μ . Como A_μ adquirió masa, tiene tres estados de polarización, sumando el Higgs, seguimos teniendo los cuatro grados de libertad independientes que había antes de la ruptura espontánea de simetría.

Mecanismo de Higgs no abeliano. Masas de los bosones de gauge.

Estudiamos ahora el mecanismo de Higgs para el caso no abeliano repitiendo el procedimiento anterior pero para el grupo $SU(2)$. De esta manera, se obtiene un modelo unificado de las interacciones débiles y electromagnéticas para los leptones basado en la ruptura espontánea de simetría de gauge.

Ya hemos visto cómo se agrupan las componentes *left handed* (LH) ($\ell_L = \frac{1-\gamma_5}{2}\ell$) de los leptones y sus neutrinos correspondientes (Ec. (2.7)), lo que sugiere la introducción de un grupo leptónico de isospín para el cual éstos son dobletes mientras que sus componentes *right handed* (RH) ($\ell_R = \frac{1+\gamma_5}{2}\ell$), son singletes. Construimos entonces una teoría de gauge con esta invariancia de grupo que involucra a tres bosones de gauge W_μ para $SU(2)$ con una carga g_2 y, con el objetivo de obtener luego un fotón, agregamos un campo B_μ para $U(1)$ con carga g_1 . Como queremos que un solo campo de gauge sea no masivo (el fotón) después de la ruptura espontánea, asignamos un doblete de campos complejos de $SU(2)$ al campo de Higgs:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\phi_1+i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{\phi_3+i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.27)$$

y consideramos el siguiente Lagrangiano para el campo Φ :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.28)$$

Notemos que

$$\Phi^\dagger \Phi = \begin{pmatrix} \phi^{+\dagger} & \phi^{0\dagger} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \phi^{+\dagger} \phi^+ + \phi^{0\dagger} \phi^0 = \frac{1}{2} \sum \phi_i^2, \quad (2.29)$$

donde en la última igualdad i se refiere a las componentes reales de ϕ . Procediendo como en el caso abeliano, el potencial tendrá un mínimo para $\mu^2 < 0$ en

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}. \quad (2.30)$$

Nuevamente debemos elegir una dirección, esta vez en el espacio de $SU(2)$ y expandir

alrededor del mínimo. Eligiendo $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$, $\phi_3 = v$, tenemos

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}. \quad (2.31)$$

Notemos que al elegir una dirección se rompen tres simetrías globales por lo que esta vez habrá tres bosones de Goldstone convirtiéndose en tres estados de polarización longitudinales que veremos serán los de W_{\pm} y Z .

Hagamos ahora el álgebra para ver cómo opera el mecanismo de Higgs. Para que el Lagrangiano sea invariante ante la transformación de gauge local

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi(x)' = e^{\frac{i\vec{\alpha}(x)\cdot\vec{\sigma}(x)}{2}} \Phi(x), \quad (2.32)$$

la derivada covariante será en este caso $D_{\mu} = i\partial_{\mu} - g_1 \frac{Y}{2} B_{\mu} - g_2 \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_{\mu}$ y \vec{W}_{μ} transforma como $\vec{W}_{\mu} \rightarrow \vec{W}_{\mu} + \frac{1}{g} \partial_{\mu} \vec{\alpha} + \vec{\alpha} \times \vec{W}_{\mu}$.

Como hicimos en el caso abeliano, las masas de los bosones de gauge se identifican sustituyendo Φ por su valor de expectación en el vacío en el Lagrangiano. Así aparece el término

$$\Phi^{\dagger} \left(g_1 \frac{Y}{2} B_{\mu} + g_2 \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_{\mu} \right)^{\dagger} \left(g_1 \frac{Y}{2} B_{\mu} + g_2 \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_{\mu} \right) \Phi. \quad (2.33)$$

Escribiendo las matrices de Pauli explícitamente resulta

$$\begin{aligned} & \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} g_1 B_{\mu} + g_2 W_{\mu}^3 & g_2 (W_{\mu}^1 - iW_{\mu}^2) \\ g_2 (W_{\mu}^1 + iW_{\mu}^2) & g_1 B_{\mu} - g_2 W_{\mu}^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{1}{8} v^2 g_2^2 [(W_{\mu}^1)^2 + (W_{\mu}^2)^2] + \\ & \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} W_{\mu}^3 & B_{\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{\mu}^3 \\ B_{\mu} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

El primer término puede escribirse como $(\frac{1}{2} v g_2)^2 W_{\mu}^+ W^{-\mu}$ usando Ec. (2.10).

Hemos obtenido un término de masa para el bosón de gauge cargado W_{μ} : $m_W = v g_2 / 2$. El segundo término es no diagonal en la base de A_{μ} y B_{μ} y se escribe como

$$\frac{1}{8} v^2 [g_2 W_{\mu}^3 - g_1 B_{\mu}]^2 + 0 [g_1 W_{\mu}^3 + g_2 B_{\mu}]^2. \quad (2.35)$$

Notar que los términos en corchetes son los campos físicos Z_μ y A_μ (no normalizados) que estudiamos en la sección 2.2.3 y que diagonalizan la matriz de masas de manera que (2,35) debe ser identificado con los términos de masa de los bosones vectoriales. Teniendo en cuenta la normalización de los campos (Ec. (2.13) con $Y_L = -1$) tenemos que $m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ y $m_A = 0$.

Podemos reexpresar las Ecs. (2.13) usando Ec. (2.15), de manera que

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

De las ecuaciones de las masas de los bosones de gauge W_μ y Z_μ se concluye que $\frac{m_W}{m_Z} = \cos(\theta_w)$. Este resultado es una predicción del SM. Para concluir, notemos que hemos logrado generar las masas de los bosones de gauge. Rompiendo espontáneamente la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, tres bosones de Goldstone han sido absorbidos por W y Z para formar sus componentes longitudinales y obtener sus masas. Como la simetría $U(1)_Q$ no ha sido rota, el fotón permanece no masivo como debe ser.

Escribimos finalmente el primer término del Lagrangiano de la Ec. (2.28),

$$\begin{aligned} (\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial^\mu \Phi) &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + [m_W^2 W^{\mu+} W_\mu^- + \frac{1}{2}m_Z^2 Z^\mu Z_\mu](1 + \frac{h}{v})^2 \\ &- \frac{1}{4}W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Notar que de aquí se obtienen los acoplamientos de los bosones de gauge al Higgs:

$$g_{hWW} = -2i\frac{m_W^2}{v}, \quad g_{hZZ} = -i\frac{m_Z^2}{v}. \quad (2.38)$$

Masas de los fermiones. Acoplamiento de Yukawa.

Para el caso de los fermiones un término de masa puesto explícitamente en el Lagrangiano como el siguiente

$$m\bar{\psi}\psi, \quad (2.39)$$

está prohibido por invariancias de gauge globales. Las componentes *left* y *right* pertenecen a distintas representaciones de $SU(2)$ y tienen distintas cargas de $U(1)$ y se violaría la invariancia de gauge. Veámoslo explícitamente:

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R) = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L), \quad (2.40)$$

donde usamos que:

$$\bar{\psi}_L = (P_L\psi)^\dagger\gamma^0 = \psi^\dagger P_L\gamma^0 = \bar{\psi}P_R = \bar{\psi}\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right), \quad (2.41)$$

$$\bar{\psi}_R = (P_R\psi)^\dagger\gamma^0 = \psi^\dagger P_R\gamma^0 = \bar{\psi}P_L = \bar{\psi}\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right). \quad (2.42)$$

Como ψ_L transforma como un doblete de $SU(2)_L$, pero ψ_R como un singlete de $SU(2)_L$, un término proporcional a $m\bar{\psi}\psi$ no puede ser invariante ante $SU(2)_L$, por lo tanto tampoco se puede tener explícitamente un término de masa para los fermiones en el Lagrangiano y preservar la invariancia de gauge.

Veamos entonces cómo obtener masas para los fermiones por medio del mecanismo de Higgs. Nos referiremos primero a los leptones y luego a los quarks.

Al ser el campo ϕ un doblete de $SU(2)$, se puede escribir en el Lagrangiano leptónico un acoplamiento invariante de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ que se conoce como acoplamiento de Yukawa:

$$-\lambda_e (\bar{E}_L \cdot \phi) e_R + \text{h.c.} . \quad (2.43)$$

Aquí los índices de $SU(2)$ de los dobletes E_L y ϕ están contraídos. El parámetro λ_e es una nueva constante de acoplamiento adimensional. Rompiendo espontáneamente la simetría y reemplazando ϕ por la Ec. (2.31), se obtiene

$$-\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e v \bar{e}_L e_R - \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e h \bar{e}_L e_R + \text{h.c.} . \quad (2.44)$$

El primer término es un término de masa para el electrón cuyo valor está dado por

el valor de expectación en el vacío de ϕ y la constante de acoplamiento λ_e ,

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e v, \quad (2.45)$$

λ_e es una constante de acoplamiento renormalizable, tiene que ser tratada como un parámetro de la teoría.

Del segundo término que involucra a h , vemos que el Higgs se acopla a los leptones proporcionalmente a su masa, dado que la constante de acoplamiento Higgs-leptón-leptón es simplemente λ_e , en total analogía con lo que ocurre para el caso de los bosones de gauge.

Para el caso de los quarks, podemos escribir también un acoplamiento de Yukawa de una manera similar:

$$-\lambda_d \bar{Q}_L \cdot \phi d_R - \lambda_u \epsilon^{ab} \bar{Q}_{La} \cdot \phi_b^\dagger u_R + \text{h.c.} , \quad (2.46)$$

donde ϵ^{ab} es el tensor de Levi-Civita necesario para generar las masas de las componentes up de los dobletes de quarks. Se puede demostrar a partir de propiedades de $SU(2)$ que el término que involucra a ϵ^{ab} también es invariante de $SU(2)_L$. Más aún, estos dos términos son los más generales invariantes ante $SU(2)$.

Reemplazando nuevamente la Ec. (2.31) resulta

$$-\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_d \bar{d}_L d_R (h + v) - \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_u \bar{u}_L u_R (h + v) + \text{h.c.} , \quad (2.47)$$

donde entonces en este caso tenemos las masas para los quarks up y $down$

$$m_u = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_u v, \quad m_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_d v. \quad (2.48)$$

Finalmente notemos que de manera general para los fermiones el Lagrangiano tiene la forma:

$$\mathcal{L}_f = -m_f \bar{f} f \left(1 + \frac{h}{v}\right). \quad (2.49)$$

Las masas de estas partículas entonces, también dependen de acoplamientos arbitra-

rios y por lo tanto no pueden ser predichas por la teoría.

Al igual que en el caso de los bosones, de la Ec. (2.49) se extrae el acoplamiento del Higgs a los fermiones, siendo éste:

$$g_{hf\bar{f}} = \frac{m_f}{v}. \quad (2.50)$$

El quark top es el único cuyo acoplamiento de Yukawa al bosón de Higgs es del orden de la unidad. Es ésta una de las razones por las que el top juega un rol especial en el SM y en muchas extensiones de NP. Conocer sus propiedades, como su masa, acoplamientos, secciones eficaces de producción, anchos de decaimiento, etc, puede brindar información clave sobre las interacciones fundamentales en la escala electrodébil y más allá de la misma.

2.4. El Lagrangiano del SM.

Hemos visto en la sección 2.2 los términos del Lagrangiano que describen la teoría electrodébil y QCD. La última sección, la 2.3, nos permite completar el Lagrangiano del SM, agregando el sector de Higgs. Escribimos a continuación de manera compacta el Lagrangiano completo del SM, luego de la ruptura espontánea de simetría,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (i\bar{\psi}\not{D}\psi + h.c.) + (\bar{\psi}_i y_{ij} \psi_j \Phi + h.c.) + (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (2.51)$$

siendo D_μ la derivada covariante correspondiente a $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$. El primer término contiene los términos cinéticos y las auto-interacciones de los campos de gauge donde,

$$F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = -B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} - G_{\mu\nu} \cdot G^{\mu\nu}. \quad (2.52)$$

El segundo término de la Ec. (2.51) contiene los términos cinéticos de los fermiones, sus interacciones electrodébiles y la de los quarks con los gluones. El tercer término corresponde al acoplamiento de Yukawa, del cual se obtienen los acoplamientos del bosón de Higgs a los fermiones y las masas de los mismos. Del cuarto y quinto término

se obtienen: el término cinético para el bosón de Higgs, sus acoplamientos a los bosones de gauge W^\pm, Z , las masas de estos últimos y la masa del Higgs.

Es importante remarcar que este Lagrangiano está expresado en la base de autoestados débiles. Cuando se hace un cambio de base y se pasa a la base de autoestados de masa, aparece una matriz unitaria denominada matriz CKM (*Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*) en los términos de corrientes cargadas. De esta transformación resulta también que la matriz y_{ij} se diagonaliza, siendo sus entradas las masas de los fermiones.

Dedicamos la última sección de este capítulo a describir el problema de jerarquía del SM.

2.5. El problema de jerarquía del SM.

El SM es una teoría de campos efectiva que provee una muy buena descripción de la física de partículas elementales y sus interacciones a energías de $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ y menores. Sin embargo, se sospecha que debe existir una escala de energía Λ a partir de la cual el SM deja de ser adecuado para describir la teoría y grados de libertad asociados a nueva física comienzan a ser relevantes. En particular, sabemos que a escalas de energía mayores a la de Planck (M_{PL}) de $\mathcal{O}(10^{19} \text{ GeV})$, los efectos gravitacionales se hacen importantes y el SM debe ser reemplazado por una teoría más fundamental que incorpore la gravedad. Por supuesto, es posible que exista nueva física en los 16 órdenes de magnitud de energía entre el territorio explorado hasta ahora cerca de la escala electrodébil $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ y la de Planck.

Un problema importante que presenta el SM está asociado a las correcciones radiativas de la masa del bosón de Higgs. Éstas resultan cuadráticamente divergentes y son inconvenientes ya que no existen en el modelo simetrías que permitan cancelarlas. Por lo tanto, no sería *natural* tener un bosón de Higgs relativamente liviano a menos que esta divergencia pueda ser controlada por la estructura de la teoría; esto es lo que se conoce como *problema de naturalidad*. El SM no provee un mecanismo para explicar esta situación. Cancelar las correcciones requeriría un extenso ajuste fino de 16 órdenes de magnitud de los parámetros. Esto se conoce como el *problema*

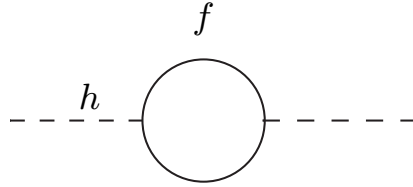


Figura 2.2: Diagrama de Feynman que representa correcciones a un *loop* al parámetro de masa del Higgs al cuadrado m_h^2 , debido a un fermión de Dirac f .

de jerarquía ya que está relacionado con las dos escalas de energía que mencionamos al principio presentes en la teoría. Veamos explícitamente en qué consiste.

La parte eléctricamente neutra del campo de Higgs del SM es un escalar complejo con el potencial,

$$V = m_h^2 |h|^2 + \lambda |h|^4. \quad (2.53)$$

Como sabemos experimentalmente que la *vev* es aproximadamente 246 GeV, por mediciones de las propiedades de las interacciones débiles debe ocurrir que m_h^2 sea $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})^2$. El problema es que m_h^2 recibe correcciones cuánticas muy importantes por los efectos virtuales de cada partícula que se acopla, directa o indirectamente, al bosón de Higgs. Por ejemplo, en la Figura 2.2 tenemos una corrección a m_h^2 debida a un *loop* que contiene un fermión de Dirac f con masa m_f . Si el campo de Higgs se acopla a f con un término en el Lagrangiano $\lambda_f h \bar{f} f$, entonces el diagrama de Feynman de la Figura 2.2, corresponde a una corrección,

$$\Delta m_h^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots \quad (2.54)$$

Λ_{UV} es un valor de corte de momento ultravioleta usado para regularizar la integral del *loop*; debe ser interpretado como la escala de energía para la cual nueva física entra en juego alterando el comportamiento de la teoría a altas energías. Los puntos suspensivos representan términos proporcionales a m_f^2 que crecen como máximo logarítmicamente con Λ_{UV} . f puede representar a cada leptón y quark del SM: para los quarks, la Ec. (2.54) debe multiplicarse por tres para tener en cuenta los colores. La mayor corrección proviene del quark top con $\lambda_f \sim 1$.

El problema es que si Λ_{UV} es del orden de M_{PL} , por ejemplo, entonces esta corrección cuántica a m_h^2 es unos 30 órdenes de magnitud mayor que el valor requerido de $m_h^2 \sim \mathcal{O}(100 \text{ GeV})^2$. Es decir, debería haber una cancelación muy precisa entre la masa del Higgs a nivel árbol y un término del orden de la escala de Planck para obtener una masa del Higgs corregida por efectos cuánticos que sea del orden de la escala de ruptura electrodébil. Éste es un problema directo para correcciones a la masa al cuadrado del bosón de Higgs y no para las correcciones cuánticas a las masas de fermiones y bosones de gauge que no tienen la sensibilidad cuadrática a Λ_{UV} que aparece en la Ec. (2.54). Sin embargo, los quarks, leptones y bosones de gauge electrodébiles del SM obtienen sus masas del valor de expectación del vacío de h , por lo tanto, el espectro completo del SM es directa o indirectamente sensible al valor de corte Λ_{UV} . Se podría pensar que la solución es simplemente elegir un Λ_{UV} pequeño, pero aún así se debería contar con nueva física a la escala de Λ_{UV} que no sólo altere los propagadores en el *loop*, sino que también sirva de valor de corte en la integral del *loop*. Existen teorías que resuelven el problema de jerarquía como SUSY y Dimensiones Extras, entre otros.

En este trabajo, el problema de jerarquía será la motivación para estudiar el modelo de nueva física de la sección 7.

En la próxima sección se describen algunas propiedades del quark top, la historia de su descubrimiento, y su posible rol en física BSM.

Capítulo 3

El quark top.

3.1. Introducción

El quark top fue descubierto en 1995 por los experimentos CDF y DØ en el Tevatron, colisionador de $p\bar{p}$ [49, 50]. Ya en 1975, la existencia de una tercera generación de fermiones fundamentales había sido revelada con el descubrimiento del leptón τ en SLAC-LBL [51]. En 1977, se descubre el quark *bottom* en Fermilab comprobando la existencia de una tercera generación también en el sector de los quarks. Este hallazgo inmediatamente planteó la pregunta acerca de la existencia del quark top como compañero de isospín débil del quark *bottom*, existencia requerida por el SM para ser consistente. En los años siguientes, se obtuvo evidencia indirecta de la existencia del top mediante límites impuestos a FCNCs del quark *b* y la ausencia de mezcla a nivel árbol en el sistema $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, lo que indicaba que el *b* debía ser miembro de un doblete de isospín. Además, su isospín débil $T^3 = -1/2$ medido por LEP y SLC, llevó a la conclusión de que su compañero debía tener $T^3 = +1/2$.

Desde que fue descubierto, el top ha permanecido en el foco de la investigación de física de partículas por varias razones. Una de las principales es que es el quark más masivo de todos los que se conocen hasta ahora, con una masa de $m_t = 173,21 \pm 0,51 \pm 0,71 \text{ GeV}/c^2$ [27]. El alto valor de su masa implica también que su acoplamiento al Higgs es grande, como ya fue mencionado en la sección 2.3.1, del orden de la unidad. Además, como su masa es alrededor de 40 veces mayor a la del quark *b* y más del

doble del bosón W , es el único quark que puede decaer a un estado final con un W real y un quark b (con un ancho de decaimiento de casi el 100 %) antes de hadronizar, ya que tiene un tiempo de vida corto ($\sim 10^{-25} s$) [52, 53]. Por estas razones, el quark top genera una gran incógnita acerca de su rol en el SM y en modelos de física BSM, en particular en la ruptura de simetría electrodébil.

El quark top aparece en diagramas de *loops* claves de la teoría electrodébil, lo que implica que m_t es un parámetro crucial en esta teoría. En particular, mediciones precisas de la masa del top, junto con otros parámetros de la teoría electrodébil, como la masa del bosón W , proveen límites indirectos a la masa del bosón de Higgs.

Como el quark top fue descubierto hace relativamente poco, sus propiedades e interacciones han sido estudiadas desde su descubrimiento en el Tevatron (que dejó de funcionar en el 2011 y llegó a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 1,96$ TeV) hasta el presente, con el acelerador hadrónico LHC, que comenzó a operar a fines del 2009 y ha llegado a energías de $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Gracias a la gran energía que ha alcanzado el LHC, así como la alta luminosidad instantánea, el quark top se produce en grandes cantidades, lo que permite estudiarlo en detalle y buscar nueva física que lo involucra. La medición de la producción de pares de tops, $t\bar{t}$, permite testear nuestro entendimiento de las interacciones fuertes y las predicciones de QCD perturbativo, mientras que el decaimiento del quark top y la producción de single top, nos permiten investigar las interacciones electrodébiles. Medir las propiedades del top, como su carga eléctrica, su masa, su fracción de decaimiento $Br(t \rightarrow Wb)$, etc, y compararlas con las predicciones del SM es una herramienta poderosa para buscar nueva física más allá del SM.

Además de tener un potencial rol en la ruptura espontánea de simetría, el quark top tiene un papel importante en muchos escenarios de nueva física. Esto constituye una de las principales motivaciones para estudiar a esta partícula en el colisionador hadrónico LHC. Varios modelos predicen la existencia de nuevas partículas que decaen predominantemente en un par de quarks tops, lo que hace atractivo buscar resonancias en la masa invariante del par. Además, nuevas partículas podrían producirse en decaimientos del top, como por ejemplo un bosón de Higgs cargado $t \rightarrow H^+b$, mientras que se cumpla que $m_H^+ < m_t - m_b$. Mediciones precisas de las propiedades

del quark top y sus interacciones, como por ejemplo mediciones de FCNCs en sus decaimientos o producción de pares de tops de igual carga, podrían revelar efectos de nueva física.

Las señales experimentales que involucran la producción del quark top, constituyen en muchos casos un importante background para varios escenarios de nueva física, como SUSY, entre otros. En particular, en el contexto de SUSY, los decaimientos de stops quarks generalmente constituyen señales que contienen quarks top o bottoms y energía transversa faltante proveniente de la partícula de SUSY más liviana, que puede resultar difícil de distinguir del quark top del SM. SUSY es uno de los escenarios que motivan el estudio de la producción del quark top en el LHC, pero existen muchos otros, como veremos a los largo de este trabajo.

En la siguiente sección discutimos algunas de las propiedades del top que han sido medidas tanto por el Tevatron como por el LHC y otras que han sido poco exploradas y podrían dar indicios de nueva física. Cabe aclarar que este capítulo no intentar de ninguna manera discutir el estado del arte de la física del quark top en forma completa. Hay una extensa variedad de mediciones y búsquedas experimentales, así como también de análisis teóricos alrededor del quark top; en este capítulo nos referimos sólo a algunos aspectos, los más relevantes para este trabajo.

3.2. Propiedades del quark top.

Desde que el quark top fue descubierto, se han llevado a cabo mediciones directas de la producción de $t\bar{t}$ a cuatro energías de centro de masa. Las primeras mediciones fueron realizadas en el *Run I* y *Run II* de Tevatron con $\sqrt{s} = 1,8$ TeV y $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, respectivamente. Finalmente, en el 2010 se realizaron mediciones en el LHC a $\sqrt{s} = 7$ TeV y $\sqrt{s} = 8$ TeV.

La producción de single tops mediante interacciones electrodébiles ha sido medida con buena precisión tanto en el Tevatron a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, como en el LHC a $\sqrt{s} = 7$ TeV y $\sqrt{s} = 8$ TeV. Estas mediciones permiten, entre otras cosas, extraer el elemento de matriz de CKM, V_{tb} . La masa del quark top por otra parte, es la que se ha medido con mejor precisión hasta hoy, a un nivel del 0,5%. Esta medición, junto

con la de la masa del bosón W y el bosón de Higgs descubierto hace pocos años, proveen una fuerte prueba del SM.

Las luminosidades alcanzadas por el Tevatron y el LHC hacen que muchas de las propiedades del quark top estén siendo medidas con precisión. Entre ellas se encuentran las relacionadas con mecanismos de producción como asimetrías *forward-backward* y de carga, secciones eficaces y propiedades relacionadas con el vértice tWb como la helicidad del bosón W proveniente del decaimiento del top.

Además, se están realizando muchas búsquedas de física más allá del SM con alcances cada vez más importantes tanto en canales de producción como de decaimiento.

En esta sección hacemos un breve resumen del estado de algunas de las mediciones de las características de quark top.

3.2.1. Sección eficaz

Producción del par $t\bar{t}$

En colisionadores hadrónicos, los quarks top se producen predominantemente en pares mediante los procesos $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ y $gg \rightarrow t\bar{t}$ (ver Figs. 3.1 y 3.2), a primer orden en QCD. En el Tevatron, aproximadamente el 85 % de la sección eficaz de producción proviene de la aniquilación de $q\bar{q}$, mientras que en el LHC, dada la simetría del estado inicial pp , éste no es el caso y predomina entonces la producción mediante la fusión de gluones, que es del $\sim 90\%$ para energías de $\sqrt{s} = 14$ TeV y $\sim 80\%$ para $\sqrt{s} = 7$ TeV. Cabe aclarar que de los diagramas de la Fig. 3.2, el del centro y el de la derecha dominan por sobre el de la izquierda.

Recientemente, los experimentos CDF y DØ en el Tevatron combinaron seis mediciones de la sección eficaz de producción inclusiva del par $t\bar{t}$ ($\sigma(t\bar{t})$), a una energía de $\sqrt{s} = 1,96$ TeV y luminosidades integradas de hasta 8.8 fb^{-1} [54]. La sección eficaz obtenida tiene un valor de $\sigma(t\bar{t}) = 7,60 \pm 0,41$ pb para una masa del top $m_t = 172,5$ GeV en concordancia con la predicción del SM de $\sigma(t\bar{t}) = 7,16_{-0,23}^{+0,20}$ pb a NNLO+NNLL, (del inglés, *next to next to leading order+ next to next to leading logarithmic order*) en QCD perturbativo.

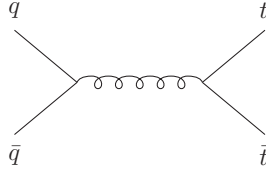


Figura 3.1: Producción de $t\bar{t}$ dominante en el Tevatron.

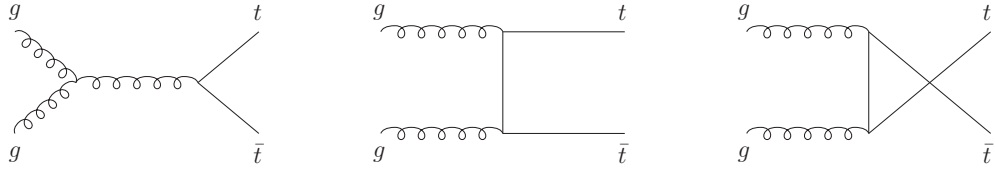


Figura 3.2: Producción de $t\bar{t}$ dominante en el LHC. El diagrama del centro y el de la derecha dominan por sobre el de la izquierda.

ATLAS y CMS por su parte, han realizado mediciones de sección eficaz, aunque en pocos canales debido a las dominantes incertezas sistemáticas. La última medición de ATLAS de la sección eficaz inclusiva ha sido medida a 8 TeV usando eventos de $t\bar{t}$ con pares de $e\mu$ de distinta carga en el estado final y el valor obtenido es de $\sigma(t\bar{t}) = 242,4 \pm 1,7$ (stad.) $\pm 5,5$ (sist.) $\pm 7,5$ (lumi.) $+ \pm 4,2$ (energía) pb [55]. La última medición de CMS ha arrojado un valor para la sección eficaz a 8 TeV de $\sigma(t\bar{t}) = 257 \pm 3$ (stad.) ± 24 (sist.) ± 7 (lumi.) pb, usando eventos con estados finales con un electrón o muón y un leptón tau decayendo hadrónicamente [56].

Estos resultados experimentales deben compararse con los cálculos teóricos; $\sigma(t\bar{t}) = 7,16_{-0,23}^{+0,20}$ pb para una masa del top de $m_t = 173,3$ GeV/ c^2 [57] a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, y $\sigma(t\bar{t}) = 245,8_{-10,6}^{+8,8}$ pb a $\sqrt{s} = 8$ TeV, en el LHC [57]. Las mediciones son consistentes con la predicción del SM.

Existen también otras mediciones de sección eficaz para $t\bar{t}$ +jets de sabor pesados y $t\bar{t}$ +jets [58, 59] y mediciones de secciones eficaces diferenciales, cruciales para testear QCD perturbativo como descripción del mecanismo de producción y aumentar la

sensibilidad a posibles contribuciones de nueva física [60, 61, 62, 63, 64, 65, 66].

Producción de single top

La producción de single top fue observada por primera vez por DØ [67] y CDF [68, 69] en el Tevatron en 2009. Los tres procesos de producción de single top se muestran en la Fig. 3.3.

La producción dominante en el Tevatron se da mediante el canal s y el intercambio de un bosón W en el canal t . La producción asociada con un bosón W (producción de Wt) tiene una sección eficaz muy pequeña para ser observada en el Tevatron. Los canales s y t pueden separarse cinemáticamente lo cual es de particular interés ya que procesos de física BSM como una cuarta generación de quarks, bosones W o Z pesados, FCNCs o Higgs cargados, podrían afectar a los dos canales de manera diferente [70]. La sección eficaz de producción de single top en el canal t medida es de $\sigma_t = 3,07^{+0,53}_{-0,49}$ pb [71] y en el canal s la última medición resulta en $\sigma_s = 1,29^{+0,26}_{-0,24}$ pb [72]. Ambas mediciones están en acuerdo con las predicciones del SM [73, 74].

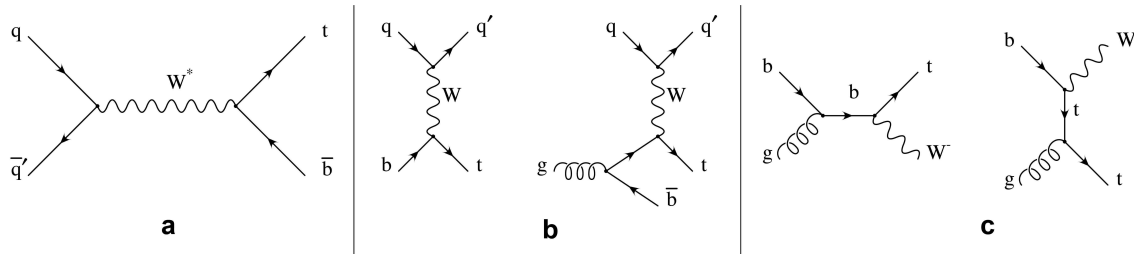


Figura 3.3: Canales de producción de single top. a) Canal s , b) Canal t y c) Producción de Wt .

En el LHC a 8 TeV, la sección eficaz de producción de single top en el canal t se espera que sea más de tres veces mayor que aquella del canal s y de producción de Wt . Combinando las mediciones de ATLAS y CMS, la sección eficaz en este canal resulta $\sigma_t = 85 \pm 4$ (stad.) ± 11 (sist.) ± 3 (lumi.) pb [75]. En tanto al canal s , la última medición de ATLAS es de $\sigma_s = 5,0 \pm 1,7$ (stad.) $\pm 4,0$ (sist.) pb [76]. Por su parte, ATLAS y CMS realizaron una medición combinada de la sección eficaz del proceso

Wt cuyo resultado es $\sigma_{Wt} = 25,0 \pm 1,4$ (stad.) $\pm 4,4$ (sist.) $\pm 0,7$ (lumi.) pb [77], también en acuerdo con las predicciones del SM [78].

3.2.2. Asimetría forward-backward A_{FB} .

La asimetría forward backward A_{FB} en la producción de $t\bar{t}$ surge de la interferencia entre los diagramas de *Born* y *box* (diagramas a un *loop*), y entre los diagramas con radiación de gluones de estado inicial y final. La asimetría se define como

$$A_{FB} = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)}, \quad (3.1)$$

donde $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}}$ es la diferencia en la rapidez de los quarks top y antitop a lo largo de la dirección del momento del protón.

En los últimos siete años aproximadamente, los experimentos CDF y DØ en el Tevatron midieron una asimetría positiva en la producción de pares de quarks top y antitops, en colisiones de protón-antiprotón [16, 79, 80, 81, 82]. Los valores reportados estaban consistentemente por encima de las predicciones del SM [17, 18]. En particular, la Colaboración CDF observaba un importante aumento en la asimetría dependiente de la masa invariante del par top-antitop, $m_{t\bar{t}}$, en particular un exceso de 3σ era observado para $m_{t\bar{t}} > 450$ GeV [81]. Por su parte, DØ medía una dependencia de la asimetría con $m_{t\bar{t}}$, estadísticamente compatible con los resultados de CDF y con la predicción del SM.

Hasta el año 2014 el resultado del experimento DØ con $5,4 \text{ fb}^{-1}$ de luminosidad, era de $(19,6 \pm 6,5)\%$ [16], mientras que CDF, con una luminosidad de $9,4 \text{ fb}^{-1}$, encontró una asimetría de $(16,4 \pm 4,7)\%$ [82]. La dependencia con la masa invariante del par $t\bar{t}$ continuaba siendo reportada por CDF, con evidencia de que la asimetría era mayor a mayor $m_{t\bar{t}}$ y una dependencia aproximadamente lineal en $m_{t\bar{t}}$. CDF también midió una A_{FB} diferencial en *bins* de Δy que análogamente mostraba una dependencia aproximadamente lineal con pendiente positiva. La predicción del SM corresponde asimismo a una dependencia lineal con pendiente positiva, pero estos estudios evidenciaban que el exceso ocurría principalmente a valores altos de estos parámetros.

Este desacuerdo entre la teoría y el experimento provocó la aparición de muchos escenarios de nueva física que intentaron explicarlo. Por su parte, los experimentos de Tevatron continúan su labor de mejorar los análisis de los datos y las predicciones teóricas de la asimetría continúan siendo un área activa de trabajo.

La medición más reciente de A_{FB} fue publicada por DØ en mayo de 2014 [83]. Corrigiendo la aceptación del detector y efectos de resolución, la asimetría resulta $A_{FB} = (10,6 \pm 3,0) \%$. Por otro lado, los últimos resultados teóricos de las correcciones a primer orden de la asimetría predicen valores de A_{FB} en un rango de 5.0% a 8.8% una vez que se incluyen correcciones electromagnéticas y electrodébiles [84]. La incerteza dominante en estas predicciones proviene de las escalas de renormalización y factorización, y se estima que son del 2.0%. De esta manera, los resultados experimentales se acercan a las predicciones del SM, aunque aún persisten algunas anomalías que no pueden clarificarse y los errores tanto experimentales como teóricos son considerables. El acuerdo no se debe no obstante a modificaciones en la predicción teórica; ésta no se ha visto significativamente alterada desde los primeros cálculos [85].

3.2.3. Asimetría de carga A_C

En el Tevatron, la asimetría de carga es equivalente a la asimetría *forward backward* como consecuencia de la simetría de conjugación de carga, y surge de la colisión de quarks y antiquarks de valencia de momento similar. Así, los quarks top se emiten preferentemente en la dirección de los protones entrantes. El LHC es una máquina pp simétrica y entonces A_{FB} no puede medirse en el LHC ya que para el mecanismo de producción sub-dominante $q\bar{q}$, la colisión simétrica protón-protón no define una dirección *forward-backward*. En vez, se define la asimetría de carga A_C ,

$$A_C = \frac{N(\Delta|y| > 0) - N(\Delta|y| < 0)}{N(\Delta|y| > 0) + N(\Delta|y| < 0)}, \quad (3.2)$$

que surge de la pequeña muestra de $t\bar{t}$ producida por la aniquilación de quarks de valencia y antiquarks del mar [86]. La Figura 3.4 muestra cualitativamente las distribuciones de rapidez de los quarks top y antitop en el Tevatron y el LHC. Dado que los quarks de valencia llevan en promedio más momento que los quarks del mar, la

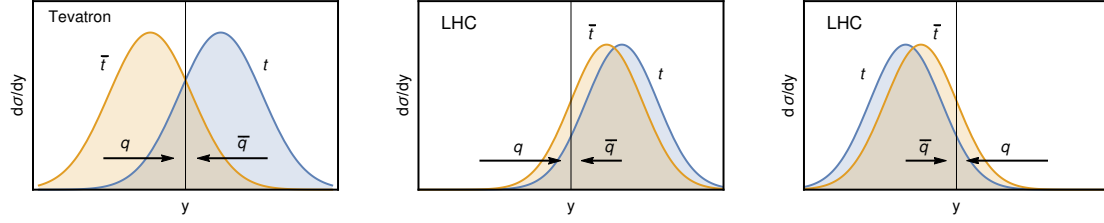


Figura 3.4: Distribuciones partónicas de los quarks top y antitop en el Tevatron (izquierda) y en el LHC (centro y derecha). Las figuras no están en escala.

producción de quarks top con mayor rapidez domina en el SM, y los quarks antitop se producen más frecuentemente con menores rapidezces. Tanto CMS como ATLAS han medido esta asimetría en el LHC. La última medición de ATLAS a $\sqrt{s} = 7$ TeV con una luminosidad de $4,6 \text{ fb}^{-1}$, resulta en $A_C = (2,1 \pm 2,5 \text{ (stad.)} \pm 1,7 \text{ (sist.)}) \%$ [87]. CMS midió, con una luminosidad de $5,0 \text{ (19,7)} \text{ fb}^{-1}$ y una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 7 \text{ (8)} \text{ TeV}$, $A_C = (0,4 \pm 1,5) \%$ ($A_C = 0,005 \pm 0,007 \text{ (stad.)} \pm 0,006 \text{ (sist.)} \%$) [88, 89]. Ambas Colaboraciones también han realizado una combinación de mediciones a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [19]. El resultado obtenido es $A_C = 0,005 \pm 0,007 \pm 0,006$, en concordancia con la predicción del SM de $0,0115 \pm 0,0006$ [20].

Si bien las mediciones actuales de las asimetrías A_C y A_{FB} dejan una pequeña ventana para física BSM, la existencia de estas irregularidades han permitido un mejor entendimiento de las propiedades del quark top, tanto para la construcción de modelos como para la física de precisión. Existe de todas maneras un considerable espacio para más análisis de las asimetrías del quark top (y otros fermiones) en el LHC. Las asimetrías son sensibles a física BSM y todavía complementarias a otros observables para búsquedas de nueva física.

3.3. Búsqueda de Nueva Física en el sector del quark top.

El quark top juega un rol especial en el SM, como ya hemos mencionado. Es el único quark que tiene un acoplamiento al Higgs de orden uno, contribuyendo de

manera importante a las correcciones radiativas cuadráticas a la masa del Higgs, suscitando el interrogante sobre la naturalidad del SM. Es común entonces, en modelos que abordan el problema de naturalidad, extender el SM con nueva física asociada al quark top. Ejemplos de este tipo de modelos son SUSY y los modelos de *Little Higgs*. En el primer caso, la naturalidad de la teoría predice que los compañeros escalares del quark top son los más livianos entre los squarks y accesibles a las energías del LHC. En el segundo caso, la naturalidad predice la existencia de compañeros del quark top denominados ‘quarks vectoriales’, con el mismo espín y color, pero diferentes acoplamientos electrodébiles. Se espera que tanto los stops como los quarks vectoriales tengan fracciones de decaimiento a los quarks tops considerables.

La búsqueda de nueva física en eventos de quarks top en colisionadores hadrónicos están o bien orientadas al descubrimiento de modelos específicos o bien son modelo-independiente y se las puede dividir en dos clases. En la primera, se buscan nuevas resonancias mediante procesos de decaimiento que involucran a los quarks top, como por ejemplo resonancias bosónicas en estados finales de $t\bar{t}$, o de producción directa de stops o quarks vectoriales o de Higgs cargados en el canal $H^+ \rightarrow \bar{t}b$. En la segunda, si los nuevos estados son muy masivos para ser producidos directamente, podrían generar desviaciones de las predicciones del SM. En esta segunda categoría se encuentran los esfuerzos por restringir el acoplamiento $W - t - b$ y buscar corrientes neutras de cambio de sabor que involucren al quark top. Para esto, se necesitan predicciones y mediciones precisas y sistematizar de manera eficiente los resultados en el marco de una teoría de campo efectiva [90, 91].

Discutimos a continuación sólo algunas de las búsquedas actuales de NP que involucran al quark top, y que nos interesan en particular en este trabajo. Abarcamos escenarios en los que nuevas partículas decaen al par $t\bar{t}$, en los que existen FCNCs en la producción y decaimiento del quark top, producción de pares de tops de igual signo y la potencial existencia de un quark vectorial pesado.

3.3.1. Búsqueda de Nueva física en la producción del quark top

Muchas extensiones del SM predicen nuevas interacciones que resultan en nuevas partículas que decaen predominantemente al par $t\bar{t}$. Dependiendo de sus anchos de decaimiento, estas partículas pueden aparecer como resonancias en la distribución de la masa invariante del par de quarks top $m_{t\bar{t}}$. La búsqueda de estas resonancias requiere de esfuerzos tanto teóricos [92, 93, 94] como experimentales; comentamos a continuación sólo algunas de las tantas búsquedas que se han llevado a cabo en los últimos años y sobre las cuales se continúa estudiando actualmente.

Las nuevas partículas que se acoplan predominantemente al quark top podrían encontrarse en distintos contextos teóricos [95]. Podrían ser escalares con espín 0 o pseudo escalares, como en SUSY o THDM. También podrían ser partículas vectoriales de espín 1, como son los bosones topcolor Z' leptofóbicos, los gluones de Kaluza-Klein (KK) o los axigluones. También se han propuesto modelos con gravitones de espín 2. Las búsquedas en el Tevatron y el LHC generalmente usan el modelo Z' [96] para resonancias angostas ($\Gamma_{Z'}/m'_{Z'} \sim 1 - 3\%$) y los gluones de KK para resonancias más anchas ($\Gamma_{Z'}/m'_{Z'} \sim 10\%$) [97].

En el Tevatron, los experimentos CDF y DØ no han hallado evidencia de resonancias en la producción de pares $t\bar{t}$ [98, 99, 100]. Por otro lado, ATLAS y CMS en el LHC no han encontrado desviaciones significativas en el background del SM. Estas búsquedas han puesto cotas inferiores a las masas de bosones de gauge pesados Z' , y lo mismo ha ocurrido con búsquedas de bosones cargados pesados W^+ , H^+ , en estados finales de $t\bar{b}$ [101, 102, 103]. Otras resonancias también se buscan en estados finales de tZ , tj , tH , tW , bW [104, 105].

El número de generaciones de fermiones en el SM no está limitado a tres, en principio. LEP y Tevatron han buscado una cuarta generación de fermiones, sin resultados positivos. Sin embargo, todavía hay un gran interés en la búsqueda de una cuarta generación ya que podría resolver alguno de los problemas con los que se enfrenta el SM. Podrían proveer la suficiente violación de CP [106] para generar la asimetría bariónica del universo a la escala electrodébil, un neutrino pesado como candidato a materia oscura, evitar la necesidad de un bosón de Higgs liviano si el quark pesado

tiene una masa alta y relajar algunas tensiones en resultados de física de sabor.

Además, las Colaboraciones CMS y ATLAS han realizado búsquedas de producción de pares de tops pesados vectoriales. La última de estas búsquedas realizada por CMS a 8 TeV se enfocó en un quark top pesado T tipo vectorial con carga $2/3$, producido con su antipartícula. Se asume que el quark T decae a bW, tZ y tH [45]. No se observaron desviaciones con respecto al SM y se establecieron límites inferiores en la masa del nuevo quark, para todos los posibles valores de las fracciones de decaimiento en los tres estados finales asumiendo producción fuerte.

ATLAS ha conducido también una búsqueda de producción en pares de quarks T y \bar{T} con carga $2/3$ que decaen vía $T \rightarrow tZ, T \rightarrow Ht$ y $t \rightarrow Wb$ a $\sqrt{s} = 8$ TeV [46, 107, 108]. No se encuentran excesos significativos por encima del background del SM y se derivaron límites en las masas y las fracciones de decaimiento para quarks de tipo vectorial.

Otra búsqueda de NP en la producción del quark top, se da en escenarios donde el par de tops producido tiene el mismo signo. Muchos modelos que intentan explicar el exceso en la A_{FB} por sobre la predicción del SM (ver Sección 3.2.2), invocan FCNCs en el sector del top mediadas por un bosón masivo Z' que se intercambia en el canal t . Esta nueva interacción, produce también un estado final con un par de tops de igual signo. En el caso de producción de tt en el LHC, la sección eficaz se vería incrementada debido a la gran contribución de quarks u de valencia en el protón.

CMS y ATLAS han realizado búsquedas de producción de pares de tops de igual signo, y han puesto límites a la sección eficaz como función de la masa de Z' y del acoplamiento en el vértice utZ' [137, 138]. La región del espacio de parámetros consistente con las mediciones de A_{FB} se ve excluida por estas búsquedas.

Otro ejemplo importante en la búsqueda de NP en la producción del quark top, son las corrientes neutras de cambio de sabor. Estas corrientes están sumamente suprimidas en el SM pero no son nulas sólo debido a la gran jerarquía de masas entre el quark top y los demás quarks. Estos acoplamientos están siendo testeados y restringidos actualmente mediante observables accesibles en los colisionadores.

CMS ha realizado un estudio de acoplamientos del quark top mediante la búsqueda de un quark top producido en asociación con un bosón Z a $\sqrt{s} = 7$ TeV. Los límites

superiores en los acoplamientos se pueden traducir en límites superiores en las correspondientes fracciones de decaimiento $Br(t \rightarrow gu) \leq 0,56\%$, $Br(t \rightarrow gc) \leq 7,10\%$, $Br(t \rightarrow Zu) \leq 0,51\%$, $Br(t \rightarrow Zc) \leq 11\%$ [109]. ATLAS por su parte ha presentado resultados en la búsqueda de producción de single top vía FCNCs en interacciones fuertes en las que un quark liviano (u o c) interactúa con un gluon para producir un top con o sin la producción asociada de otro quark liviano o gluon. Los resultados obtenidos a 95 % C.L. son $Br(t \rightarrow gu) < 3,10 \cdot 10^{-5}\%$ y $Br(t \rightarrow gc) < 1,60 \cdot 10^{-4}\%$ [110].

3.3.2. Búsqueda de Nueva física en el decaimiento del quark top

La alta producción de quarks top en el Tevatron y el LHC permite medir y restringir de manera rigurosa las fracciones de decaimientos raros del quark top. Por ejemplo, la existencia de un Higgs H^+ liviano se puede restringir observando el decaimiento $t \rightarrow H^+b$.

Una primera clase de búsqueda de NP se enfoca en la estructura del vértice Wtb . DØ ha medido los factores de forma del acoplamiento Wtb combinando información de la helicidad del bosón W en decaimientos del quark top en eventos de $t\bar{t}$ y producción de single top, permitiendo poner límites a los acoplamientos vectoriales y tensoriales LH y RH [111, 112, 113].

Más recientemente, ATLAS ha publicado resultados de la búsqueda de violación de CP en el decaimiento de single tops producidos en el canal t donde se predice que los tops están altamente polarizados. En el SM los acoplamientos en el vértice Wtb son sólo LH. Los resultados estuvieron en acuerdo con el SM [114].

Una segunda clase de búsqueda de NP se enfoca en decaimientos del top con FCNCs. Tanto CDF como DØ han provisto los primeros límites para estas corrientes. Los resultados más recientes de CDF dan $Br(t \rightarrow qZ) < 3,7\%$ y $Br(t \rightarrow q\gamma) < 3,2\%$ a 95 % C.L. [115], mientras que los de DØ resultan, $Br(t \rightarrow qZ) < 3,2\%$, ($q = u, c$), $Br(t \rightarrow gu) < 2,0 \cdot 10^{-4}\%$, y $Br(t \rightarrow gc) < 3,9 \cdot 10^{-3}\%$ a 95 % C.L. [116, 117].

En el LHC, CMS a $\sqrt{s} = 8$ TeV y con una luminosidad de $19,7 \text{ fb}^{-1}$ ha realizado una búsqueda de FCNCs en el decaimiento $t \rightarrow Zq$. No se encontró desviación con

respecto a la predicción del SM, es decir que no se encontró evidencia de FCNCs en decaimientos del quark top. Una combinación con una búsqueda anterior a $\sqrt{s} = 7$ TeV excluye una fracción de decaimiento mayor a 0,05 % a 95 % C.L. [118].

También ATLAS ha buscado este tipo de procesos con una luminosidad de $2,1 \text{ fb}^{-1}$ en eventos de $t\bar{t}$, con un top decayendo mediante FCNCs, $t \rightarrow qZ$, y el otro mediante el modo dominante del SM, $t \rightarrow Wb$. Tampoco se encontró evidencia de una señal de FCNCs y se puso un límite superior $Br(t \rightarrow qZ) < 0,73\%$ a 95 % C.L. [119].

3.4. Discusión

La física del top en colisionadores hadrónicos ha devenido en física de precisión, gracias a que el LHC está llegando o ha llegado ya a la precisión del Tevatron. Varias cantidades físicas que dependen de \sqrt{s} , como la sección eficaz de producción, han sido medidas a distintas energías en el Tevatron y el LHC. Hasta el momento todas las mediciones son consistentes con las predicciones del SM y permiten testear de manera rigurosa los mecanismos de producción subyacentes mediante las interacciones fuertes y débiles.

Asimismo, muchos modelos de nueva física que involucran al quark top están siendo restringidos. La segunda etapa de funcionamiento del LHC, el *Run II*, tendrá el doble de energía de centro de masa y una luminosidad significativamente más alta, lo que podría permitir que la física del quark top ayude a responder muchas de las preguntas que aún permanecen abiertas en física a la escala del TeV.

En los próximos capítulos de este trabajo, estudiamos diversos modelos de nueva física en los que el quark top tiene un papel fundamental. Muchas de las mediciones de las propiedades del top descritas en este capítulo son las que nos permiten poner límites a los parámetros de los nuevos escenarios y marcan el camino a seguir en la búsqueda de nueva física en el sector del quark top.

Capítulo 4

Bosón Z' para explicar la aparente discrepancia entre A_C y A_{FB} .

Entre los resultados experimentales que pueden dar indicios de nueva física en el sector del quark top, probablemente uno de los más notables es el de la asimetría A_{FB} presente en el proceso $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ medida en el Tevatron. Como se menciona en la Sección 3.2.1, resultados combinados de mediciones de las Colaboraciones CDF y DØ resultan en una sección eficaz $\sigma_{t\bar{t}}$ que está en concordancia con la predicción del SM. Sin embargo, existe una discrepancia entre la teoría y los resultados experimentales para el caso de la A_{FB} . Esta asimetría permite el estudio del mecanismo de producción del par $t\bar{t}$ y usualmente se la define como en la Ec. 3.1.

Mientras que la predicción del SM para A_{FB} a NLO en QCD es $0,087 \pm 0,01$ [20], resultados de CDF y DØ reportan un exceso en las mediciones de la asimetría ya desde sus primeras publicaciones en 2008 [79, 80]. Hacia el año 2012, cuando se publicó la investigación que presentamos en este capítulo (Ref. [129]), la medición de CDF arrojaba un valor de la asimetría inclusiva a nivel partónica de $A_{FB} = 0,164 \pm 0,045$ [82], en acuerdo con una medición independiente de DØ de $A_{FB} = 0,196 \pm 0,065$ [16]. El mayor desacuerdo con la predicción del SM se daba en mediciones diferenciables de $A_{FB}(M_{t\bar{t}})$ y $A_{FB}(|y_t - y_{\bar{t}}|)$ [82]. Los ajustes de estos resultados tienen un valor p de $p = 0,006$ y $p = 0,008$, respectivamente.

Este desacuerdo entre la teoría y las mediciones experimentales de A_{FB} , promovió

la aparición de muchos modelos de NP. Como ya hemos mencionado, esta asimetría no puede medirse en el LHC, de manera tal que para investigar si el exceso está generado por NP, se define la asimetría de carga A_C de la Ec. 3.2.

El valor experimental actual para A_C está dado por una combinación de mediciones en eventos de $t\bar{t}$ realizadas por las Colaboraciones ATLAS y CMS en el LHC a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 7$ TeV [19]. El resultado obtenido es $A_C = 0,005 \pm 0,007 \pm 0,006$, en concordancia con la predicción del SM de $0,0115 \pm 0,0006$ [20]. La gran mayoría de los modelos que han tratado de explicar la tensión existente entre las mediciones experimentales de A_{FB} y su predicción teórica, predicen un valor alto no sólo para A_{FB} , sino también para A_C y como resultado han sido descartados.

Estos modelos se pueden dividir en dos grupos: uno en los que existen nuevos procesos en el *canal s*, y el otro con un nuevo mediador en el *canal t*. Llamaremos a estos modelos ‘modelos de canal *s*’ y ‘modelos de canal *t*’, respectivamente. Muchos de estos escenarios ya han sido descartados no sólo a causa de las asimetrías, sino también debido a otras mediciones de precisión en el LHC. Por ejemplo, observables de pares de jets [120, 121], han excluido varios modelos de canal *s*, mientras que los modelos de canal *t*, como modelos con FCNCs mediados por un bosón Z' [122, 124, 125, 126], han sido descartados por la producción de pares de tops de igual carga [127, 128]. Para evitar este límite, han surgido varios modelos con una partícula Z' cargada [129] y/o un W' [130, 131, 132].¹ Un ejemplo de este tipo de modelos, que involucra una simetría de gauge horizontal con dos bosones neutros donde uno interactúa conservando sabor y el otro no [133], ha sido descartado por observables de violación de paridad atómica (APV del inglés *Atomic Parity Violation*) [132].

En esta sección se estudia un modelo fenomenológico que puede explicar la tensión entre A_{FB} y A_C con un bosón Z' cargado con acoples a los quarks u y t que violan sabor. Esta partícula es eléctricamente neutra, su masa es mayor a la masa del top y no existe en el espectro un compañero proveniente de invariancia de gauge [132, 133]. Existen dos razones para estudiar este modelo: (*i*) no existen límites provenientes de decaimientos del top con FCNCs y producción de pares de tops de igual carga, y

¹A lo largo de este trabajo, llamamos Z' a un bosón eléctricamente neutro y W' a uno con carga eléctrica.

además los límites provenientes de APV se relajan ampliamente; por otro lado (ii) aparece una cancelación en A_C que no está presente en A_{FB} , lo que permite explicar el aparente desacuerdo entre estos dos observables.

Este modelo podría resolver la aparente discrepancia entre A_{FB} y A_C de una manera innovadora. La mayoría de los modelos que intentan predecir el alto valor de A_{FB} , también predicen altos valores de A_C , de manera que la concordancia se halla balanceando los valores de ambos observables; buscando que el valor del primero no sea demasiado alto, mientras que el del segundo no sea demasiado bajo. En este modelo en cambio, el acuerdo en una región del espacio de parámetros ocurre cuando los valores de A_{FB} son altos mientras los de A_C no son demasiado negativos.

Estudiamos entonces la fenomenología del modelo, tanto en el Tevatron como en el LHC y verificamos que efectivamente existe una cancelación de las asimetrías, lo que hace posible no sólo explicar simultáneamente los valores experimentales de A_{FB} y A_C sino también resultados de CDF, la APV y la sección eficaz en el LHC y el Tevatron (ver sec. 4.4), a un 95 % C.L.. No obstante, el modelo es sensible a búsquedas de resonancias de $tj/\bar{t}j$ y predice un exceso en el estado final $t\bar{t}j$. Esta dificultad se puede evitar aumentando el ancho de decaimiento de Z' bajo la suposición de que esta partícula decae, una fracción de las veces, a otras que no son detectables, y que podrían ser DM o neutrinos estériles, por ejemplo. Esta característica del modelo predice la producción de *monotops*, que estudiamos en la sección 6.

4.1. El Modelo.

Consideramos un modelo que contiene una partícula cargada, de espín uno, sin carga de color ni eléctrica y con interacciones que violan sabor, que llamamos Z' . Asumimos que esta partícula se acopla sólo a quarks u y t RH [122, 123], dado que el acoplamiento a quarks LH está restringido por física del mesón B [134, 135]. Asumimos también que su masa es mayor a la masa del top, evitando de esta manera decaimientos del top que intercambien sabor [136]. La parte de interacción del La-

grangiano de NP está dada por:

$$\mathcal{L}_{NP} = g_{utZ'} \bar{u} \gamma^\mu P_R t Z'_\mu + g_{utZ'} \bar{t} \gamma^\mu P_R u Z'_\mu, \quad (4.1)$$

donde $P_R = \frac{(1+\gamma^5)}{2}$ y $g_{utZ'}$ es el acoplamiento RH.

Es importante tener en cuenta que estamos considerando un bosón cargado, de manera que Z'_μ no es la misma partícula que su compañera conjugada Z'^\dagger_μ . De esta manera, la producción de tops del mismo signo está prohibida. Existen modelos en los que, por el contrario, estas dos partículas son la misma, es decir, modelos con bosones Z' *neutros* en los cuales existe producción de tops con igual signo y como consecuencia han sido excluidos [137].

4.2. Fenomenología de las asimetrías en la producción de $t\bar{t}$ para el Tevatron y el LHC.

Los diagramas de Feynman para $pp, p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}(u)$ que involucran a un bosón Z' en el modelo descrito en la sección anterior se muestran en la Fig. 6.1. Llamamos t_1 al diagrama en donde esta partícula se intercambia por medio de un canal t , y s_1 y s_2 a los diagramas en los que lo hace por medio de un canal s . En el primer caso, Z' contribuye al estado final $t\bar{t}$, mientras que en el segundo, a la producción de $t\bar{t}u$. Dado que $Z' \neq Z'^\dagger$, los diagramas de los procesos s_1 y s_2 conjugados, \bar{s}_1 y \bar{s}_2 , son distintos a los de s_1 y s_2 . En el Tevatron, debido a la simetría en $p \leftrightarrow \bar{p}$, los procesos representados por los diagramas conjugados son igualmente probables que aquéllos representados por s_1 y s_2 . Por el contrario, en el LHC $\sigma(\bar{s}_1, \bar{s}_2) \ll \sigma(s_1, s_2)$.

El pilar de nuestro análisis es la observación de que en el LHC existe una cancelación de la asimetría de carga proveniente de las contribuciones de los procesos de canales t y s , lo que explica el valor cercano a cero de la asimetría medida por este experimento, (valor que es compatible con ser negativo). Esta cancelación no está presente en el Tevatron donde, de hecho, se ha medido una A_{FB} mayor a lo predicho por el SM. Veremos a continuación cómo el diagrama de canal t contribuye positivamente a las asimetrías, mientras que en el LHC, los de canal s tienen una contribución

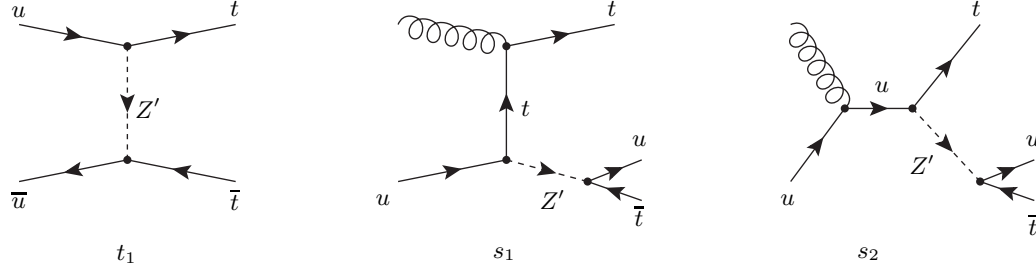


Figura 4.1: Diagramas de Feynman para $pp, p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}(u)$ que involucran a Z' : En t_1 , Z' se intercambia mediante un canal t mientras que en s_1 y s_2 , lo hace por medio de un canal s . s_1 cancela la contribución a la simetría de carga de t_1 en el LHC.

negativa.

Para entender esta cancelación es importante aclarar dos puntos. Primero, debemos entender por qué el canal t contribuye positivamente tanto a A_C como a A_{FB} , mientras que la contribución del canal s es negativa y sólo notable en el LHC. Segundo, es necesario comprender por qué el proceso de canal t está privilegiado en el Tevatron mientras que aquéllos de canal s se “activan” en el LHC.

Para estudiar el primer punto, notar que el proceso s_2 está suprimido con respecto a s_1 y t_1 ya que el propagador del quark up lleva toda la energía del proceso. Podemos entonces comparar t_1 y s_1 (que es un diagrama de canal t si se considera a tZ' como estado final).

En un proceso general de canal t , $1, 2 \rightarrow 1', 2'$, donde el mismo número indica un vértice compartido, el factor relevante en el propagador de una partícula intercambiada X , tiene la forma,

$$\frac{1}{(p_1 - p_{1'})^2 - m_X^2} = \frac{1}{m_1^2 + m_{1'}^2 - 2E_1 E_{1'} + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_{1'} - m_X^2}. \quad (4.2)$$

En general, m_1 puede despreciarse. Para el caso $m_{1'} < m_X$, (t_1 en Fig. 6,1), los eventos con mayores secciones eficaces son aquéllos donde $\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_{1'} > 0$. Por simplicidad, nos referimos a esta condición como aquélla en la cual 1 y 1' tienen la misma dirección y $\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_{1'} < 0$ se refiere al caso contrario, en el que la dirección es opuesta. El mismo

razonamiento vale si $m_{1'} > m_X$ (s_1 en Fig. 6.1). Notar que existen también contribuciones provenientes de la estructura de Lorentz de los vértices, no obstante sólo analizar la dinámica de la Ec. (4.2), resulta una buena aproximación para comparar los diagramas t_1 y s_1 .

A partir de este argumento, se observa que en el diagrama t_1 de la Fig. 6.1, es más probable que el quark top tenga la misma dirección que el quark up entrante, contribuyendo a una asimetría *positiva*. Siguiendo la misma lógica, en el diagrama s_1 de la Fig. 6.1, el bosón Z' es el que tiende a tener la misma dirección que el quark up entrante, y se la transmite a sus productos de decaimiento \bar{t} y u . Esto resulta en una contribución *negativa* a la asimetría. Es interesante notar también que en el Tevatron s_1 y su conjugado contribuyen igual, sin embargo, en el LHC, s_1 domina sobre \bar{s}_1 y como resultado la contribución neta de estos dos diagramas a la asimetría de carga es negativa y esta es la razón por la cual el canal s efectivamente contribuye a la asimetría *sólo* en este experimento.

El segundo punto a analizar involucra dos preguntas: por qué el canal s se activa en el LHC y por qué el proceso de canal t domina en el Tevatron. La primera tiene que ver con las energías de los aceleradores: dado que en el LHC el espacio de fase es mayor que en el Tevatron, el canal s , que tiene un Z' *on shell*, se activa en este acelerador, resultando en una cancelación de la asimetría de carga cuando todos los procesos son considerados. La segunda pregunta concierne la naturaleza de las colisiones en el Tevatron: el proceso de canal t está privilegiado en esta máquina porque involucra antiquarks, presentes en los antiprotones que colisionan, de manera tal que su contribución positiva se ve realizada en la A_{FB} medida en este acelerador.

Resumiendo, es importante remarcar que el canal s , que contribuye negativamente a la asimetría, es crucial para la cancelación de la asimetría de carga y por lo tanto para la explicación simultánea de las mediciones de A_{FB} y A_C .

4.3. Restricciones al modelo.

En esta sección nos referimos, de manera cualitativa, a las restricciones que se espera que tenga el modelo. Se estudian con más profundidad en las secciones 4.4 y

4.5.

Una limitación directa que presenta el modelo, proviene de búsquedas de resonancias de $tj/\bar{t}j$. Además de este modelo, varios otros modelos de NP [139, 140, 141] predicen una resonancia en el sistema $tj/\bar{t}j$ cuyo estado final es $t\bar{t}j$. En la sección 4.5, se analizan las restricciones experimentales provenientes de estas búsquedas de resonancias y con el objeto de evitarlas, se proponen nuevos decaimientos para la partícula Z' , como puede ser materia oscura o neutrinos estériles. Estos nuevos decaimientos implican un incremento del ancho de decaimiento de la Z' que sólo afecta al proceso de canal s ; el proceso t_1 no se ve alterado dado que el acoplamiento $g_{utZ'}$ no se modifica y la Z' no está *on shell* en este canal. Además, de esta manera otro límite indirecto del modelo, proveniente de la producción de $t\bar{t}j$, también se ve relajado como consecuencia del aumento del ancho de decaimiento.

Resulta interesante notar que el incremento en el ancho de decaimiento de la Z' causado por los nuevos decaimientos a invisible, da lugar a una topología de producción de single tops. Cuando Z' decae a invisible, el estado final está dado por un top, energía faltante y ningún b -jet.

Otra restricción indirecta proviene de APV. El vértice $Z'tu$ genera correcciones a un *loop* al acoplamiento efectivo Zuu que afectan mediciones de precisión de baja energía de observables que violan paridad [132, 142]. Los límites más fuertes provienen de mediciones de APV en cesio [143]. Investigamos las transiciones atómicas que violan paridad y que son sensibles a la carga débil nuclear en el contexto de este modelo y mostramos los resultados en las secciones 4.4 y 4.5.

4.4. Resultados numéricos.

El análisis de la sección 4.2 nos permitió entender el mecanismo de cancelación de la asimetría de carga, que hace posible la explicación simultánea de los resultados experimentales de las asimetrías A_{FB} y A_C en el Tevatron y el LHC, respectivamente. En esta sección buscamos numéricamente la cancelación e investigamos el espacio de parámetros permitido del modelo confrontándolo con varios observables relevantes y con los límites discutidos en la sección anterior. El espacio de parámetros considerado

corresponde a masas de Z' y acoplamientos $g_{utZ'}$ en los rangos $200 \text{ GeV} < M_{Z'} < 500 \text{ GeV}$ y $0,5 < g_{utZ'} < 1,2$ respectivamente.

Usando MADGRAPH5 [144], simulamos la producción de $t\bar{t}(u)$ en el Tevatron y en el LHC a energías de 7 TeV en el contexto del modelo Z' a nivel partónico de acuerdo con los diagramas de la Fig. 6,1 y sus conjugados, además de la contribución de $t\bar{t}$ a LO en el SM. Dado que en el SM estos procesos no generan una asimetría de carga, la A_C computada con las colisiones simuladas sólo contiene contribuciones de NP. De esta manera, para calcular las predicciones del modelo, es necesario incluir la contribución a A_C a NLO.

Si la contribución a la sección eficaz de la NP es pequeña, $\sigma_{SM} \gg \sigma_{NP}$ (donde σ_{NP} contiene términos de interferencia SM-NP y términos con NP al cuadrado), podemos aproximar la asimetría por [145],

$$A_C \approx A_C^{NP+SM@LO} + A_C^{SM@NLO}. \quad (4.3)$$

Estudiamos el modelo Z' en el espacio de parámetros previamente mencionado confrontándolo con las últimas mediciones ² de CDF de A_{FB} [82] y $\sigma_{t\bar{t}}$ [146] a nivel partónico, y $\sigma_{t\bar{t}}$ [147] y A_C [148] medidas por CMS. Usamos los resultados de CDF porque la discrepancia con el SM tiene una significancia estadística mayor que aquéllos de DØ [16], y el propósito de este modelo es conciliar dos mediciones, (A_{FB} y A_C), que parecen estar en desacuerdo entre ellas. Por otro lado, usamos las mediciones de CMS ya que arrojan los resultados más precisos. Realizamos un test de χ^2 con todos los observables medidos en CDF y confrontamos el modelo con cada uno de los demás en forma separada. Analizamos cada uno de estos límites en los siguientes párrafos.

La última medición de A_{FB} publicada por CDF [82] muestra A_{FB} en función tanto de la masa invariante $m_{t\bar{t}}$ como de la diferencia de rapideces del par $t\bar{t}$, Δy . Los rangos de los *bins* usados en ese análisis, y en nuestro test estadístico son: $[0 - 450; 450 - 550; 550 - 650; 650 - \infty]$ GeV para $m_{t\bar{t}}$ y $[0 - 0,5; 0,5 - 1; 1 - 1,5; 1,5 - \infty]$ para Δy . Pidiendo que el valor p sea mayor a 0.05, seleccionamos los puntos en el espacio de parámetros que están en acuerdo con los resultados de CDF en un 95 %

²A lo largo de todo el capítulo, “últimas mediciones” se refiere a las últimas mediciones en el momento en el que se publicó este trabajo.

C.L.. La región en el plano $M_{Z'}$ vs. $g_{utZ'}$ consistente con las mediciones de Tevatron está delimitada por las líneas de rayas verdes presentes en todas las figuras de esta sección.

Para confrontar al modelo con las mediciones de la sección eficaz inclusiva en el LHC, hacemos lo siguiente: tomamos como valor experimental para la sección eficaz inclusiva de $t\bar{t}$ en el LHC a 7 TeV, la combinación de CMS que resulta en $165,8 \pm 13,3$ pb [147]; mientras que para el valor teórico usamos el resultado obtenido con HATHOR, que es de 164^{+11}_{-16} pb [149]. Dado que sus valores centrales concuerdan, consideramos un error de 16 pb para este último cálculo y sumamos en cuadratura con el error experimental, para obtener un error total que representa el 13 % de la sección eficaz. Así, testeamos la sección eficaz en las simulaciones de nuestro modelo con una simulación similar donde no hay NP y el error es del 13 %. Dado que nuestro estado final de NP está dado por $t\bar{t}j$, realizamos la simulación del SM correspondiente y usamos Pythia para incluir radiación de estado inicial y final (ISR y FSR son las siglas en inglés respectivamente) y el esquema MLM [150] de *matching* para evitar el doble conteo.

Analizamos primero las contribuciones positivas y negativas a la asimetría de carga discutidas en la sección anterior, en forma separada, con el único propósito de observar cada una de ellas explícitamente. Definimos las asimetrías de carga de canal t y s , A_{C_t} y A_{C_s} respectivamente, como,

$$A_{C_t} = \frac{N^+(t, SM) - N^-(t, SM)}{N^+(t, SM) + N^-(t, SM) + N^+(s) + N^-(s)}, \quad (4.4)$$

$$A_{C_s} = \frac{N^+(s) - N^-(s)}{N^+(t, SM) + N^-(t, SM) + N^+(s) + N^-(s)}, \quad (4.5)$$

donde $N^{+(-)}(t, SM)$ es el número de eventos con $\Delta|y| > 0$ ($\Delta|y| < 0$) cuando se consideran el canal t y los procesos del SM a nivel árbol, mientras que $N^{+(-)}(s)$ denota la misma cantidad excepto que en este caso sólo se tiene en cuenta los procesos de

canal s . Con estas definiciones, la asimetría de carga de NP+SM@LO está dada por,

$$A_C^{NP+SM@LO} = A_{C_t} + A_{C_s}. \quad (4.6)$$

En las Fig. 4,2 y Fig. 4,3 mostramos las contribuciones de canal t y s a la asimetría de carga, respectivamente. Para una mejor visualización, los colores de fondo en las figuras indican el signo de la contribución para cada punto en el espacio de parámetros; rojo (azul) representa signo positivo (negativo). El tono de los colores se refiere al valor absoluto de la contribución; cuanto más intenso el tono, mayor el valor absoluto. Notar que estas figuras exhiben claramente la cancelación de la asimetría de carga en la región definida por los límites de Tevatron. En la Fig. 4,2, la contribución de NP es mayoritariamente positiva mientras que en la Fig. 4,3, es negativa, lo que resulta en la cancelación esperada de la asimetría, discutida en la sección anterior.

En la Fig. 4,4 mostramos las contribuciones de ambas asimetrías, A_{C_t} y A_{C_s} , usando la misma convención de las dos figuras anteriores para los colores y tonos, con la distinción de que ahora, en cada celda, hay dos números. El de arriba es la diferencia entre $A_{C_t} + A_{C_s} + A_C^{SM@NLO}$ y el valor medido de la asimetría de carga, en unidades del error experimental. El de abajo es la diferencia entre la sección eficaz inclusiva de $t\bar{t}$ predicha por el modelo y la medida, en unidades del error, como se explicó anteriormente. El área delimitada por el triángulo contiene la región consistente con los límites de Tevatron en los cuales estos dos observables difieren en menos de 2 de sus correspondientes valores experimentales en unidades del error experimental. Las líneas con puntos y rayas limitan la región excluida por búsquedas de resonancias en $tj/\bar{t}j$ en CDF, mientras que la región por encima de la línea sólida corresponde a la misma búsqueda, en ATLAS. Para evitar esta última restricción, proponemos incrementar el ancho de decaimiento de la partícula Z' , lo cual discutimos más adelante. Por último, el espacio de parámetros encima de la línea punteada muestra la región excluida por APV. Todos estos límites se discuten en la siguiente sección.

Los resultados de la Fig. 4.4 muestran que el ancho de decaimiento de Z' debería ser incrementado para evitar las restricciones provenientes de las búsquedas de resonancias de $tj/\bar{t}j$. Este aumento podría ser también requerido para evitar posibles límites provenientes de la sección eficaz de producción de $t\bar{t}j$. Hemos repetido las

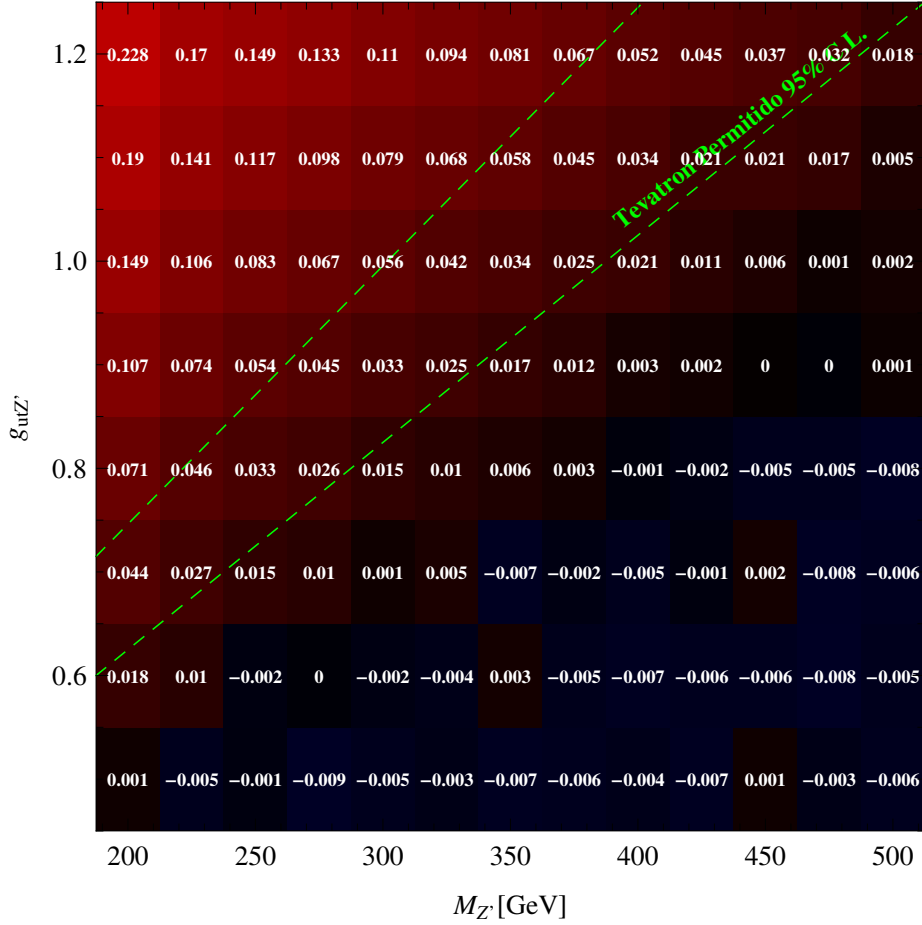


Figura 4.2: Contribución a la asimetría de carga del canal t como función de $M_{Z'}$ y $g_{utZ'}$. Si ésta fuera la única contribución a A_C , entonces debería ser menor a 0,023 para ser consistente con los resultados experimentales [148] a un 95% C.L. y con la predicción teórica [20]. Graficamos en rojo (azul) las contribuciones positivas (negativas) a la asimetría. El tono de los colores indica el valor absoluto de la contribución. Como se predice, hay una dominación de contribuciones positivas, que está por encima del 95% C.L. permitido en la mayoría de los puntos.

simulaciones para valores del ancho de Z' incrementado en tres factores distintos y hemos buscado el espacio de parámetros permitido en estos tres casos. Mostramos en la Fig. 4,5, las regiones permitidas para los casos en los que el ancho de decaimiento $\Gamma(Z' \rightarrow u\bar{t}) = \Gamma_0$, ha sido aumentado en un factor tres (trazado naranja punteado),

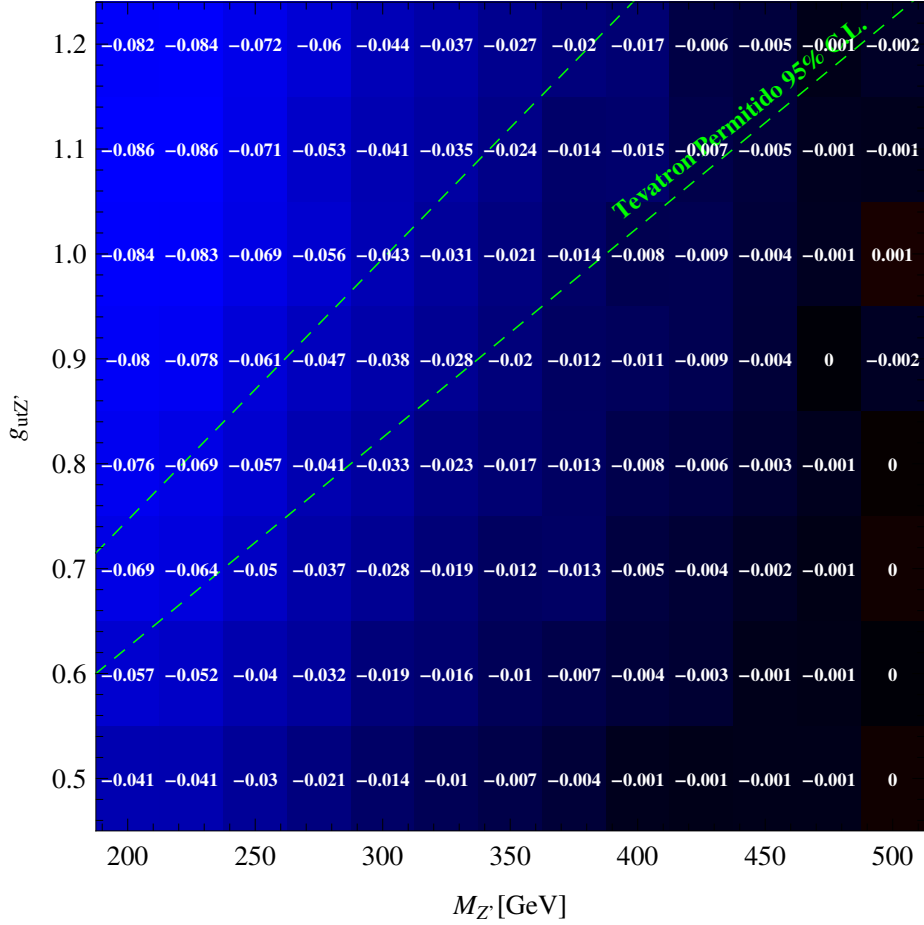


Figura 4.3: Lo mismo que en la figura anterior pero en este caso para la contribución del canal s . Si ésta fuera la única contribución a A_C , entonces debería ser mayor a $-0,037$ para ser consistente con los resultados experimentales [148] a un 95% C.L. y con la predicción teórica [20].

cinco (trazado azul a rayas y puntos), y siete (trazado magenta a rayas). También mostramos en esta figura el triángulo amarillo de la Fig. 4,4 que corresponde al caso en que el ancho de la partícula Z' es Γ_0 , es decir, no hay incremento del ancho de decaimiento. Con el mismo estilo que los triángulos, graficamos las líneas por encima de las cuales el espacio de parámetros está descartado por los resultados de búsquedas de resonancias de $tj/\bar{t}j$. Hemos chequeado que la aproximación de ancho de decaimiento angosto es válida para todos los valores del ancho considerados.

Como puede verse en la Fig. 4,5, los resultados de Tevatron no se ven afectados por el incremento de $\Gamma_{Z'}$, mientras que el espacio de parámetros permitido, sí sufre modificaciones. Analizamos a continuación este último punto; comenzamos investigando por qué la región permitida definida por el triángulo amarillo de líneas sólidas en la Fig. 4,4, (también se muestra en la Fig. 4,5) queda excluida cuando se consideran mayores $\Gamma_{Z'}$.

Cuando se incrementa $\Gamma_{Z'}$, las áreas permitidas del espacio de parámetros aparecen desplazadas hacia abajo en la Fig. 4,5, hacia valores menores de $M_{Z'}$ y $g_{utZ'}$, relativos al triángulo amarillo. Esto se puede entender con la Fig. 4,4. Los números en las celdas dentro del triángulo que corresponden a valores de $M_{Z'}$ y $g_{utZ'}$ mayores, son aquéllos en los que el valor predicho para A_C es más cercano al límite permitido con el 95 % C.L.. En consecuencia, estos puntos son más sensibles a ser excluidos por un cambio en el modelo que implique un incremento en A_C . De hecho éste es el caso: al aumentar el valor de $\Gamma_{Z'}$, la proporción de procesos en el canal s decrece y por lo tanto, la contribución negativa a A_C proveniente de A_{C_s} , se vuelve menor en valor absoluto. Esto se traduce en un incremento de A_C que genera una desviación más allá del 95 % C.L. en la zona superior del triángulo. Como resultado, esos puntos quedan excluidos cuando $\Gamma_{Z'}$ se incrementa.

Con un argumento similar, pero esta vez concerniente a $\sigma_{t\bar{t}}$, se puede explicar por qué partes de la región excluida en la Fig. 4,4 se vuelven permitidas en la Fig. 4,5. En este caso, el observable sensible es $\sigma_{t\bar{t}}$, que decrece a medida que $\Gamma_{Z'}$ crece. Los puntos dentro del triángulo naranja (trazado punteado), azul (trazado con puntos y rayas) y magenta (trazado a rayas) en la Fig. 4,5 son aquéllos en los que las diferencias de $\sigma_{t\bar{t}}$ y el valor medido en unidades del error experimental son mayores a 2 en la Fig. 4,4 y es por eso que están excluidos en esta figura. Sin embargo, esos puntos se vuelven permitidos cuando se incrementa $\Gamma_{Z'}$, ya que esto implica que $\sigma_{t\bar{t}}$ decrece.

En conclusión, en una región permitida dada, ya sea en Fig. 4.4 o Fig. 4.5, A_C es el observable más sensible en el sector de $M_{Z'}$ y $g_{utZ'}$ grandes, mientras que $\sigma_{t\bar{t}}$ lo es para $M_{Z'}$ y $g_{utZ'}$ pequeños.

Finalmente, notamos que los triángulos de la Fig. 4,5 se vuelven más pequeños a medida que $\Gamma_{Z'}$ aumenta, lo que sugiere que no puede ser incrementado arbitrariamente.

te ya que el efecto de este aumento tanto en A_C como en $\sigma_{t\bar{t}}$ (o ambas), eventualmente se vuelve lo suficientemente importante como para excluir la mayor parte del espacio de parámetros.

En la próxima sección, discutimos las restricciones más fuertes que posee el modelo, así como también sus características distintivas.

4.5. Restricciones y predicciones del modelo.

Hemos estudiado un modelo que explica simultáneamente los valores experimentales, aparentemente incompatibles, de A_{FB} y A_C . En esta sección discutimos las restricciones del modelo, sus posibles inconvenientes y rasgos distintivos de cara a resultados experimentales futuros.

4.5.1. Restricción directa

Estudiamos a continuación una restricción directa al modelo que proviene de búsquedas de resonancias de $tj/\bar{t}j$ en estados finales de $t\bar{t}j$. Los experimentos Tevatron y LHC han buscado estas resonancias como una posible explicación de las mediciones de la asimetría A_{FB} .

La primera búsqueda directa de una partícula X que podría dar una resonancia $tj/\bar{t}j$ en eventos de $t\bar{t}j$, fue hecha por CDF en Ref. [151]. En este trabajo le han puesto límites a 95 % C.L. a la producción de $t\bar{t}j$ mediante una nueva resonancia X , como función de la masa de la resonancia para acoplamientos $g_L = 0$ y $g_R = 1$. La Fig. 4.4 muestra la región del espacio de parámetros excluida por esta búsqueda de CDF.

La Colaboración CMS también realizó una búsqueda de un bosón W' mediante el proceso $dg \rightarrow tW', W' \rightarrow \bar{t}d$ [152]. Los resultados no muestran una desviación significativa con respecto a la predicción del SM y el modelo W' con $g_L = 0$ y $g_R = 2$ ha sido excluido para un bosón W' con masa por debajo de 840 GeV en los canales combinados ej y μj .

ATLAS por su parte ha presentado una búsqueda de un nuevo bosón W' producido

en asociación con un quark t/\bar{t} [153]. Los resultados son consistentes con la predicción del SM y excluyen a una partícula con masa por debajo de 350 GeV a 95 % C.L., asumiendo un acoplamiento RH igual a la unidad y uno LH nulo. Hemos adaptado estos resultados al modelo Z' asumiendo la misma aceptación y ajustando la sección eficaz de producción de la nueva partícula, encontrando restricciones relevantes para el modelo. En la Fig 4.4 mostramos que el análisis experimental de ATLAS descarta el modelo si el ancho de decaimiento del bosón Z' no se modifica. Si éste se incrementa, entonces la sección eficaz de $tj/\bar{t}j$, decrece. Así, si el ancho es aproximadamente tres veces mayor que el original $\Gamma_0 = \Gamma(Z' \rightarrow u\bar{t})$, el modelo no queda excluido por ningún observable, (ver Fig. 4.5).

4.5.2. Restricciones indirectas

Hemos mencionado anteriormente las restricciones indirectas al modelo: APV, $t\bar{t}j$ y producción de single top. Analizamos a continuación las dos primeras, dejando la producción de single top para el próximo capítulo. Allí estudiamos también los límites que impone la producción de monotops a este modelo.

El modelo Z' podría estar en conflicto con observables de APV. La Ref. [132], estudia los límites dados por APV en un modelo con un mediador vectorial acoplado a u_R y t_R y un bosón que conserva sabor. Cuando se adaptan sus límites al modelo Z' , se encuentra la región compatible con APV para este modelo. Estos límites están dados por la línea de puntos blancos en la Fig. 4,4 para un valor de corte $\Lambda = 1000$ GeV. Hay dos rasgos del modelo que cuando se contrastan con Ref. [132], relajan los límites provenientes de APV: en el modelo Z' , la masa de la nueva partícula es mayor a la del top y además no existe un bosón liviano que conserva sabor. De todas maneras, cabe mencionar que las correcciones al cálculo de la violación de paridad en cesio están actualmente en discusión [142].

Otra dificultad con la que se enfrenta el modelo y que también hemos mencionado con anterioridad, es la producción de $t\bar{t}j$ por parte de los procesos de canal s . Para evitar esta restricción, hemos propuesto incrementar $\Gamma_{Z'}$ con el argumento de que la Z' posee decaimientos invisibles, no detectables. Al no disponer de límites experimentales en $t\bar{t}j$ que pudieran ser adaptados al modelo en estudio, hemos usado los resultados

de producción de $W'td$ de la Ref. [154] como una estimación de la producción de $t\bar{t}j$ en el LHC, en el modelo Z' . Hemos constatado que los límites de $t\bar{t}j$ de este análisis con $0,7fb^{-1}$ no excluirían el modelo Z' si el ancho del bosón fuera incrementado en un factor tres.

Por último, cabe señalar que dado que el estado final $t\bar{t}$ no se crea mediante la partícula Z' en un canal resonante en ninguno de los diagramas de NP, el modelo no debería estar restringido por las búsquedas usuales de resonancias en $t\bar{t}$. Además, este modelo predice una modificación en la forma de la ‘cola’ del espectro de $m_{t\bar{t}}$ ($m_{t\bar{t}} \gtrsim 1 - 1,5 \text{ TeV}$), que se espera que sea más difícil de medir que un efecto resonante [155].

4.5.3. Características distintivas del modelo

La característica más importante de este modelo es la predicción de valores de A_{FB} y A_C consistentes con los resultados experimentales de Tevatron y el LHC en una región del espacio de parámetros del modelo.

Investigamos ahora, otras propiedades del modelo que podrían ser útiles para testearlo, como son algunos cortes en la asimetría de carga.

En el SM, uno espera que A_C crezca a menor $p_T(t\bar{t})$, momento transversal del par $t\bar{t}$, y viceversa [156]. En este modelo la dependencia de A_C con $p_T(t\bar{t})$ presenta una particularidad a causa de las diferentes contribuciones de los canales s y t a A_C , lo que resulta en distintas contribuciones a $p_T(t\bar{t})$. Los procesos de canal s involucran a un jet en el estado final que provee al par $t\bar{t}$ una fuente extra de $p_T(t\bar{t})$ a parte de aquélla proveniente de ISR. Éste no es el caso en cambio con los procesos de canal t , donde el estado final es $t\bar{t}$ y no existen fuentes adicionales de p_T además de ISR. Como resultado, uno espera que el canal s sea dominante para valores altos de $p_T(t\bar{t})$. Dado que este canal contribuye de manera negativa a A_C , el modelo entonces predice un exceso en la contribución negativa a este observable cuando se consideran eventos con alto $p_T(t\bar{t})$. Por el contrario, para valores bajos de momento transversal, el canal t domina y uno espera una contribución negativa más pequeña proveniente de A_C a la simetría de carga, es decir, un exceso en las contribuciones positivas a A_C provenientes de los procesos de canal t . La primera medición de la dependencia de A_C con $p_T(t\bar{t})$ para tres bins de $p_T(t\bar{t})$ se presenta en Ref. [148].

Cabe aclarar que el modelado de ISR con simulaciones de Monte Carlo tiene un error importante para A_C en regiones de bajo $p_T(t\bar{t})$. Por el contrario, para valores suficientemente altos de esta variable, la asimetría de carga se vuelve más independiente del modelado de ISR. Esto se debe a que los eventos que pasan estos cortes en $p_T(t\bar{t})$ están dominados por eventos de fusión de gluones, que no generan asimetría de carga. Sólo una pequeña asimetría de carga negativa es predicha por los pocos eventos de fusión de quarks que pasan los cortes de alto $p_T(t\bar{t})$ [20, 157]. Así, la predicción de un exceso negativo en A_C para valores altos de $p_T(t\bar{t})$ no se ve afectada por las importantes incertezas en el modelado de ISR. Ésta es una predicción de nuestro modelo.

Existe otro interesante corte en la asimetría de carga que podría mejorar una búsqueda de NP. En este modelo, el canal esencial es el canal s , el cual implica una colisión qg y un estado final $t\bar{t}j$. En este tipo de procesos, debido a la presencia del jet, es probable que el par $t\bar{t}$ tenga una fuente extra de p_T además de la importante contribución de ISR proveniente del gluon entrante. Por otro lado, también es probable que el quark entrante tenga un momento considerablemente mayor al del gluon, de manera tal que los eventos qg sean ‘*boosted*’ en la dirección z , lo que se traduce en que el par $t\bar{t}$ tenga también un alto p_z . Como resultado, se podría mejorar la estrategia de búsqueda, en virtud de las PDFs del protón, pidiendo que el par $t\bar{t}$ tenga simultáneamente alto p_T y alto p_z .

Existen otras variables que podrían contribuir al descubrimiento de modelos de NP en el LHC similares al estudiado. Por ejemplo, la Ref. [141] investiga modelos donde nuevos mediadores X generan una señal asimétrica en carga en la producción de tX , lo que conduce a nuevas variables en eventos de $t\bar{t}j$ asimétricas en carga. Éstas pueden ser: A_C como función de la masa invariante y la masa transversa de varios objetos del estado final.

En este capítulo hemos estudiado en detalle el modelo Z' y hemos encontrado el espacio de parámetros consistente con todos los observables que hemos discutido, excepto con la producción de single top y monotop, que analizamos en el siguiente capítulo. En él presentamos también otros dos modelos de nueva física que predicen producción de monotop.

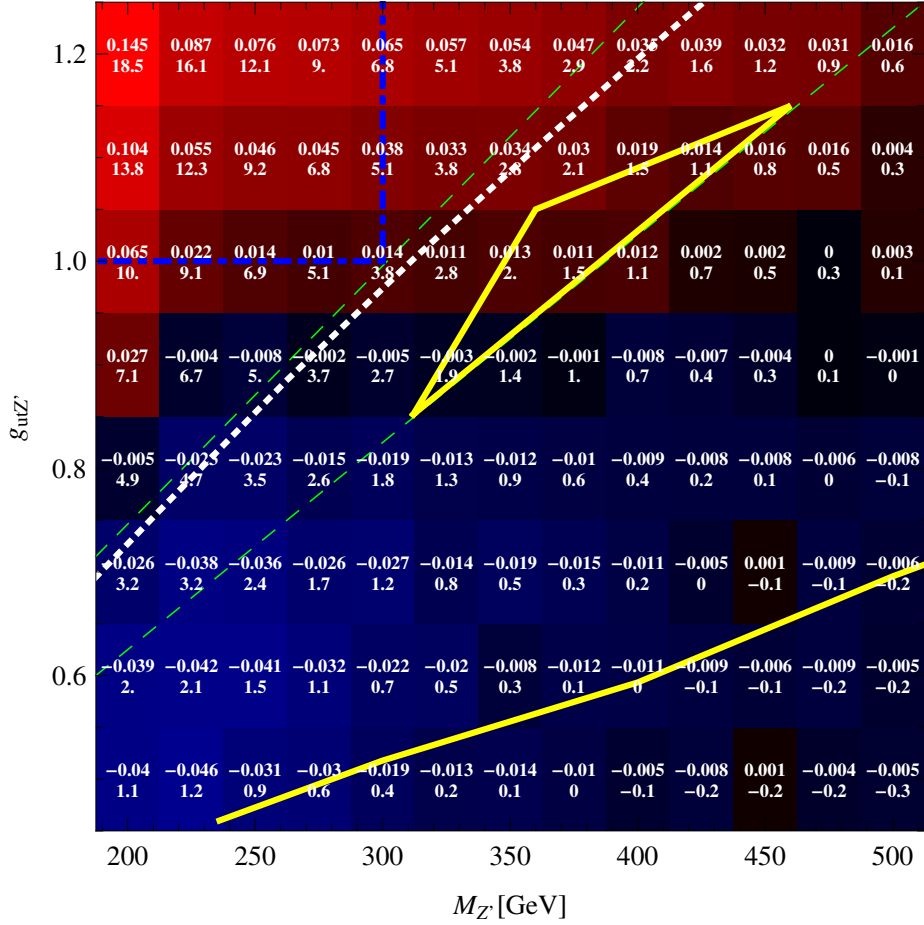


Figura 4.4: Contribuciones de los canales t y s a la asimetría de carga. En cada celda, el número de arriba indica la contribución total de la NP a la asimetría de carga, que debería estar entre los valores $-0,037$ y $0,023$ para ser consistente en un 95 %C.L. con los resultados experimentales [148] y la teoría [20]. El número de abajo es la diferencia entre $\sigma_{t\bar{t}}^{SM+NP}$ y la correspondiente sección eficaz inclusiva medida en el LHC, $\sigma_{t\bar{t}}$, en unidades de la desviación estándar, como se discute en el texto. El área delimitada por el triángulo amarillo de líneas sólidas contiene la región consistente con los límites de Tevatron en la que estos dos observables difieren en menos de dos desviaciones estándar de los valores predichos por el modelo. Los límites de Tevatron están definidos por las líneas verdes (con trazado a rayas) y APV excluye la región por encima de la línea blanca (punteada). La línea azul (con trazado a rayas y puntos) limita la región excluida por las búsquedas de resonancias de $tj/\bar{t}j$ en CDF mientras que el área por encima de la línea amarilla (sólida) corresponde a la misma búsqueda realizada por ATLAS. Dado que esta última restricción descartaría el espacio de parámetros permitido, proponemos un incremento del ancho de decaimiento de la Z' , para evitarla. Estas restricciones se discuten en la sección 4.5.

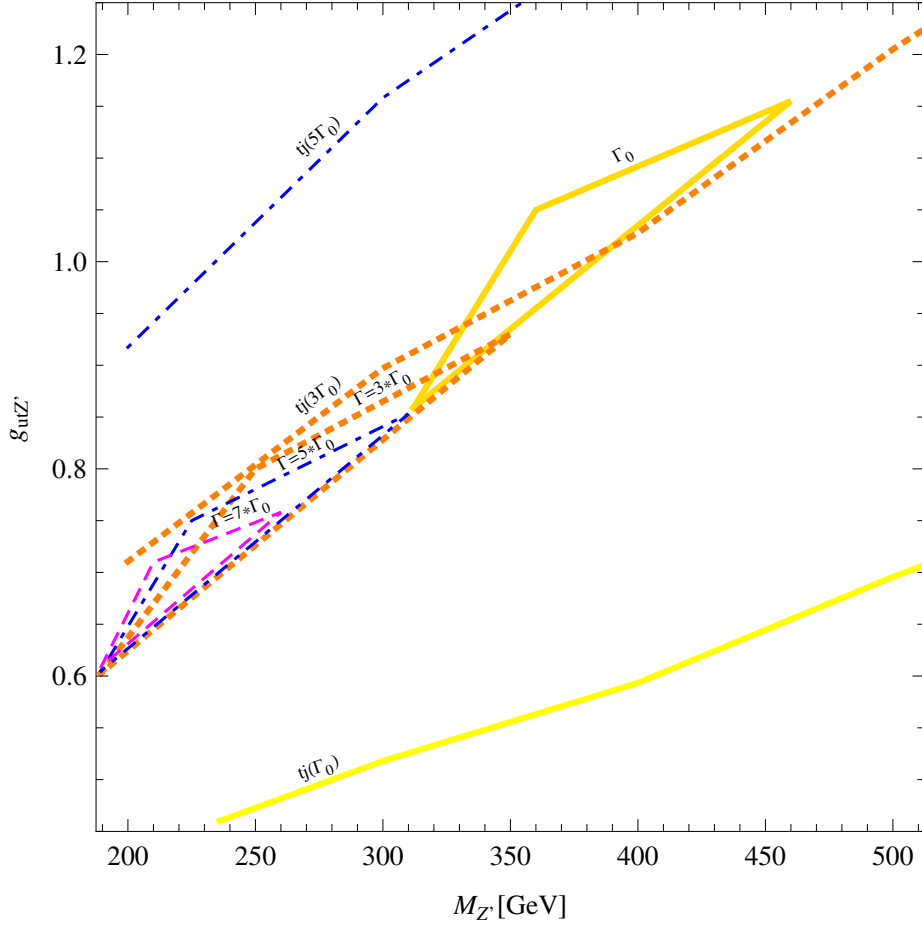


Figura 4.5: Los triángulos indican las regiones en el espacio de parámetros compatibles con todos los observables excepto con la búsqueda de resonancias en $t\bar{j}/\bar{t}j$, para distintos valores del ancho de decaimiento de Z' . El triángulo amarillo (de trazado sólido) corresponde a Z' con su ancho original (Γ_0), cuando el decaimiento es únicamente a u y \bar{t} . El naranja (de trazado punteado), azul (de trazado a rayas y puntos), y magenta (de trazado a rayas), corresponden a una Z' con su ancho de decaimiento aumentado en un factor 3, 5 y 7, respectivamente. Con el mismo estilo que los triángulos, graficamos las líneas por encima de las cuales el espacio de parámetros está descartado por los resultados de búsquedas de resonancias de $t\bar{j}/\bar{t}j$. Encontramos que un incremento del ancho original en un factor de tres, aproximadamente, es suficiente para explicar todos los observables.

Capítulo 5

Modelos de nueva física que predicen producción de monotop.

Existen, en varios modelos de NP, interacciones cuyo estado final está dado por $t(\bar{t}) + \cancel{E}_T$: un quark top (antitop) y energía transversa faltante. Esta señal se conoce con el nombre de monotop.

La señal de monotop se clasifica de acuerdo a los dos canales más importantes de decaimiento del quark top,

$$pp \rightarrow t + X \rightarrow bW + \cancel{E}_T \rightarrow (bjj + \cancel{E}_T \quad \text{o} \quad b\ell + \cancel{E}_T), \quad (5.1)$$

donde X representa la partícula invisible, usualmente asociada a la nueva física; j y b denotan c -jets o jets livianos y b -jets respectivamente, ℓ es un leptón cargado, y \cancel{E}_T , es energía transversa faltante. En el primer caso se dice que la señal es hadrónica y en el segundo, leptónica. Como ya hemos discutido, si bien esta señal ha sido investigada anteriormente [11, 28, 29, 30, 31, 32], aún queda mucho por explorar en la era del LHC y por lo tanto su estudio resulta de gran interés.

En este capítulo, estudiamos tres escenarios distintos que presentan señal de monotop: el modelo Z' estudiado en la sección anterior, la corriente neutra de cambio de sabor (FCNC) en el vértice $u(c)tZ$ del SM, y por último un modelo THDM, acoplado a un escalar neutro, candidato a materia oscura, que llamamos THDMIII+DM. Este

capítulo está basado en un trabajo publicado, que se encuentra en la Ref. [158].

5.1. Modelo Z' .

En el capítulo anterior, hemos estudiado un modelo de nueva física con un bosón Z' cuya contribución a la producción de $t\bar{t}$ en el Tevatron y el LHC puede explicar simultáneamente las mediciones de A_{FB} y A_C de ambos experimentos. Hemos observado que para que esto sea posible, se debe dar preferentemente la condición $Br(Z' \rightarrow u\bar{t}) \sim (1/3 - 1/4)$. El ancho de decaimiento total de la nueva partícula debe estar dominado entonces por otros estados finales. Una posibilidad interesante es que la Z' se acople predominantemente a un sector escondido dando como resultado un $\Gamma(Z' \rightarrow \text{invisible})$ significativo. En este caso, la supresión de A_C (y la contribución a $t\bar{t}j$), puede estar directamente correlacionada con la aparición de la señal dada por $t/\bar{t} + \cancel{E}_T$, es decir, la señal de monotop [11, 12].

Además, el incremento de $\Gamma_{Z'}$ trae con él un exceso en la producción de single top. Esta producción ocurre mediante tres procesos en el SM: un canal t de la forma $qb \rightarrow qt$ mediante el intercambio de un bosón tipo W [159], la producción asociada de Wt [160] y un proceso de canal s [161]. El proceso de canal t es dominante tanto en el Tevatron como en el LHC. En el modelo Z' la topología de la producción de single top está dada por un top reconstruido y energía faltante, sin ningún quark b extra; diferente a los tres procesos mencionados. Sin embargo, a pesar de que el estado final del proceso de canal t y la producción asociada de Wt a LO no tengan energía faltante, son los únicos procesos que no tienen un extra quark b y podrían entonces imponer importantes límites al modelo Z' .

5.1.1. Restricciones provenientes de producción de single top y monotop

Extendemos ahora el análisis del modelo Z' incluyendo los límites provenientes de la medición de la producción de single tops en el canal t realizada por ATLAS [162], y aquéllos dados por la búsqueda de monotops de CDF [163].

Con este fin, estudiamos el caso particular en el que $Br(Z' \rightarrow \text{invisible}) = 3/4$, es decir, elegimos trabajar con un ancho de decaimiento de la Z' aumentado en un factor 4. Comenzamos en primer lugar por analizar la región del espacio de parámetros permitida en este caso, realizando un test de χ^2 similar al propuesto en la sección 4.4. Los observables analizados en este caso son: la asimetría A_{FB} inclusiva, medida por Tevatron, para la cual utilizamos un promedio entre las mediciones de CDF [15, 82] y DØ [16]; la A_{FB} diferencial desdoblada a nivel partónico $A_{FB}^{\text{baja,alta}} = A_{FB}(m_{t\bar{t}} \leq 450 \text{ GeV})$ provista por CDF [15]; la sección eficaz inclusiva $t\bar{t}$ medida en Tevatron [164]; la asimetría A_C inclusiva y la sección eficaz de $t\bar{t}$ en el LHC donde se usa un promedio de mediciones de ATLAS [165, 166] y CMS [148, 167]. Finalmente, agregamos al test la medición de la sección eficaz diferencial en el *bin* con mayor masa invariante del par $t\bar{t}$, $m_{t\bar{t}}$, reportado por ATLAS [168]. Los resultados se muestran en la Fig. 5.1. El punto negro es aquel que mejor ajusta los observables estudiados mientras que las regiones rojas corresponden a las regiones permitidas en el espacio de parámetros $(m_{Z'}, g_{utZ'})$, a 1σ (rojo intenso) y 2σ (rojo claro). La curva negra sólida muestra la región compatible con los límites de ATLAS en las búsquedas de resonancias en $tj/\bar{t}j$ [153]. Las escalas de factorización y renormalización usadas se fijan en $\mu = m_t$ ¹. Las predicciones teóricas se comparan con mediciones experimentales luego de combinar contribuciones de NP a LO con las últimas predicciones del SM disponibles a (N)NLO [169]. Las secciones eficaces totales se expresan como

$$\sigma = \sigma^{t\bar{t},Z'} + \sigma^{Z't} \times Br(Z' \rightarrow t\bar{u}) + \sigma^{\text{SM}}, \quad (5.2)$$

donde $\sigma^{t\bar{t},Z'}$ denota contribuciones del canal t , incluyendo interferencia con la amplitud del SM a LO, y $\sigma^{Z't}$ denota la suma de las secciones eficaces para la producción de $Z't$ y $Z'\dagger\bar{t}$.

Notamos que la sección eficaz diferencial como función de $m_{t\bar{t}}$ representa una prueba severa para los modelos con canales t que abordan la discrepancia entre A_{FB} y A_C , y si se lo considera independientemente de los demás observables, desfavorece al modelo Z' con respecto al SM. Sin embargo, el desacuerdo en A_{FB} en el SM es más significativo aún. Por lo tanto, un test que incluye a ambos observables (lo que

¹Los detalles del cálculo numérico se encuentran en la sección 6.2.

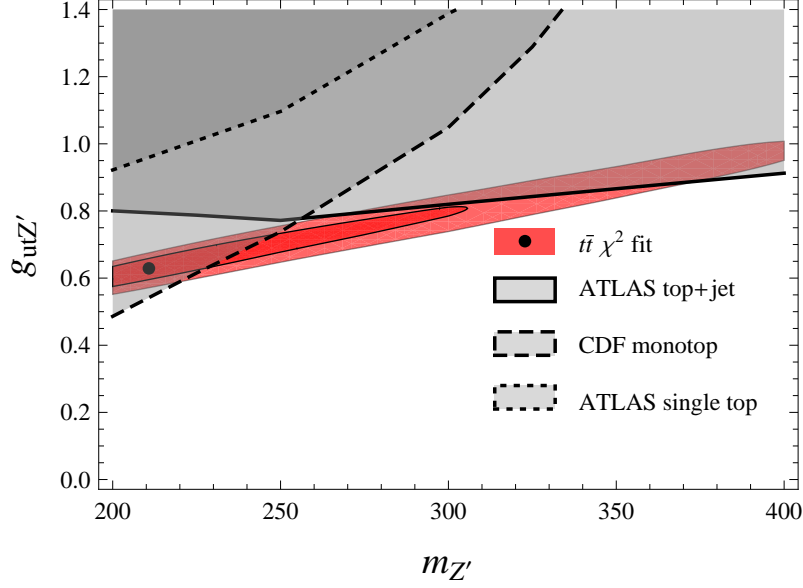


Figura 5.1: Restricciones en el espacio de parámetros del modelo Z' con escalas de renormalización y factorización fijadas en $\mu = m_t$ y $Br(Z' \rightarrow \text{invisible}) = 3/4$. El punto negro es aquel que mejor ajusta los observables estudiados (ver texto para detalles) mientras que las regiones rojas corresponden a las regiones permitidas por estos observables en el espacio de parámetros $(m_{Z'}, g_{utZ'})$, a 1σ (rojo intenso) y 2σ (rojo claro). Las regiones grises representan el espacio de parámetros excluido a 95 % C.L. por búsqueda de resonancias de ATLAS en top+jet [153] (contorno sólido), búsqueda de monotop de CDF [163] (contorno a rayas) y mediciones de producción de single top en canal t por ATLAS [162] (contorno punteado).

parecería incompatible desde ambos puntos de vista, el del modelo Z' y el del SM), beneficia al modelo Z' por sobre el SM en las regiones marcadas por las elipses en la Fig. 5.1.

Discutimos a continuación las restricciones provenientes de la producción de single top y monotop.

Estudiamos primero los límites que impone la medición de la sección eficaz de producción de single top en el canal t , realizada por ATLAS usando una luminosidad de 1.04 fb^{-1} con $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [162]. Hemos simulado la señal del modelo Z' , $pp \rightarrow tZ', Z' \rightarrow \cancel{E}_T$, usando MADGRAPH5 & MADEVENT [144] (MGME), con escalas de

renormalización y factorización fijadas en $\mu = m_t$ y $Br(Z' \rightarrow \text{invisible}) = 3/4$, para masas de Z' y $g_{utZ'}$ en los mismos rangos que los de la Fig. 5.1 y hemos repetido la selección de eventos de la Ref. [162] para nuestra señal. La selección consiste en cuatro muestras: eventos que poseen un electrón y dos o tres jets, y eventos con un muón y dos o tres jets, con exactamente uno de ellos identificado como originado de un quark b , más energía transversa faltante en los cuatro casos. Realizando un test de χ^2 con estos cuatro observables (que aparecen en la Tabla 1 de la Ref. [162]), requiriendo que el valor p sea mayor a 0.05, hemos seleccionado los puntos en el espacio de parámetros que están en acuerdo con los resultados de ATLAS a 95 % C.L.. Los límites de exclusión basados en este análisis en el plano $m_{Z'}$ vs. $g_{utZ'}$ se muestran en la Fig. 5.1 (contorno punteado).

La búsqueda de monotops permite derivar restricciones más competitivas. La primera búsqueda fue hecha por CDF mediante la producción de un candidato a materia oscura (D) en asociación con un quark top, usando una luminosidad de $7,7 \text{ fb}^{-1}$ en colisiones de $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ [163]. El análisis considera exclusivamente el modo de decaimiento hadrónico del top, con lo cual el estado final en estudio se compone de tres jets con energía transversa faltante. Se encontraron resultados consistentes con el background del SM y límites superiores en la sección eficaz de $p\bar{p} \rightarrow D + t$ en el rango de masas $0 - 150 \text{ GeV}$ de D, a un 95 % C.L..

Para estimar los límites que esta búsqueda impone al modelo Z' , procedemos de la misma manera que hemos descrito antes, simulando la señal del modelo Z' , esta vez para $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$. Reteniendo los eventos que pasan los cortes del análisis de CDF y usando el método de máxima probabilidad [27], seleccionamos los puntos del espacio de parámetros que son consistentes con los resultados de CDF a un 95 % C.L.. Los límites de exclusión basados en esta búsqueda también se muestran en la Fig. 5.1 (contorno a rayas).

Comparando las regiones excluidas por sendos análisis, notamos que el análisis de single top de ATLAS no limita el espacio de parámetros permitido por los observables de $t\bar{t}$ a 2σ en la Fig. 5.1, mientras que la búsqueda de monotops de CDF pone una restricción significativa en el modelo, descartando una importante parte de esta región. Esto se debe principalmente a que la señal estudiada por el análisis de CDF es similar

a la investigada en el modelo Z' , contrariamente al caso de ATLAS que se enfoca en la producción de single top en el SM. De esta manera, el alcance de la búsqueda de CDF es mucho mayor a pesar de que el análisis de ATLAS está basado en colisiones de pp a una energía de colisión considerablemente mayor, lo que resulta en más cantidad de eventos de single top y monotop.

5.2. FCNCs con $\Delta T = 1$.

En la sección anterior describimos un modelo con un bosón vectorial nuevo, masivo y mediador de FCNCs, Z' . En esta sección estudiamos un escenario donde no hay nuevas partículas en juego, sino que el bosón Z del SM adquiere acoplamientos con el top que violan sabor.

En el SM no existen FCNCs a nivel árbol y están sumamente suprimidas a nivel de *loops* por el mecanismo de GIM. No obstante, en varios modelos de NP se predicen importantes. Al tener señales limpias, estas corrientes resultan interesantes para explorar física BSM.

La física de sabor que involucra a las dos primeras generaciones de quarks está altamente restringida, mientras que la tercera generación aún puede ser significativamente afectada. Podría ocurrir que la supresión sea tan alta que no pueda observarse en el LHC. Sin embargo, dado que se espera que la estabilización de la masa del Higgs involucre nueva física, resulta natural esperar algún cambio en la estructura de sabor que podría aparecer en los acoplamientos del top con otros campos del SM. De esta manera, la física de sabor podría estar relacionada con la escala electrodébil y por lo tanto sería una consecuencia natural que existieran efectos que involucran cambios de sabor.

Contrariamente a las transiciones entre las dos primeras generaciones de quarks, procesos con $\Delta T = 1$ no pueden ser estudiados directamente mediante experimentos de precisión de baja energía. Si la escala de NP Λ , está lo suficientemente por encima de v , escala que se investiga actualmente en el LHC, se puede expandir el Lagrangiano en v/Λ y los nuevos efectos pueden ser eficientemente parametrizados en términos de algunos operadores efectivos (\mathcal{Q}_i), que involucran solamente campos del SM. Así, el

Lagrangiano puede expresarse como,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{C_i}{\Lambda^{(d-4)}} \mathcal{Q}_i, \quad (5.3)$$

donde $d \equiv \dim(\mathcal{Q}_i)$ es la dimensión del operador, Λ es la escala del valor de corte de la teoría efectiva y C_i son coeficientes que acompañan a los operadores. De esta manera, las restricciones experimentales son independientes de los detalles del modelo de NP.

Con este abordaje tipo teoría de campo efectiva, la dinámica en la escala débil debería describirse en una manera invariante ante $SU(2)_L$ [170], lo que llevaría a importantes correlaciones y restricciones a las FCNCs que involucran al quark top, en particular provenientes de física del B [26]. Por ejemplo, entre los operadores de menor dimensión ($d = 6$) que describen $\Delta T = 1$ FCNCs, sólo tres permanecen sin recibir restricciones experimentales y podrían contribuir significativamente a decaimientos del quark top con FCNCs en el LHC [25]. En este trabajo estamos interesados en la interacción tZu^i descrita por uno de ellos,

$$\mathcal{Q}_{RR}^{u,i} = i\bar{t}_R \gamma^\mu u_R^i H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H, \quad (5.4)$$

donde $i = 1, 2$, $H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H \equiv H^\dagger \overleftarrow{D}^\mu H - H^\dagger \overrightarrow{D}^\mu H$, $u_R^1 \equiv u_R$ y $u_R^2 \equiv c_R$.

Su contribución puede ser descrita por el Lagrangiano efectivo,

$$\mathcal{L}_{RR}^{u,i} = g_{tZu^i} \bar{t} \not{Z} P_R u^i + \text{h.c.} + \dots, \quad (5.5)$$

donde $g_{tZu^i} \equiv C_{RR}^{u,i} g v^2 / \cos \theta_W \Lambda^2$ mientras que los puntos indican términos adicionales que involucran al bosón de Higgs físico.

En el LHC, las mismas interacciones también llevan a la producción asociada de tZ mediante el *scattering* de gu^i . Luego, el ancho de decaimiento de Z a invisible, produce la señal de monotop. Estudiamos en el próximo capítulo la sensibilidad de la búsqueda de monotops para restringir $\Delta T = 1$ FCNCs mediadas por la interacción de la Ec. (5.5).

A continuación exploramos las restricciones que imponen ciertas búsquedas en el Tevatron y el LHC a estas corrientes.

5.2.1. Restricciones existentes

Los aceleradores Tevatron y LHC han realizado búsquedas de decaimientos del quark top con FCNCs mediados por el bosón Z . La última búsqueda, en la que se estudió el decaimiento $t \rightarrow Zq$ con una topología compatible con la cadena $t\bar{t} \rightarrow Wb + Zq \rightarrow \ell\nu b + \ell\ell q$, fue llevada a cabo por CMS. Con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 8$ TeV y una luminosidad integrada de 19.5 fb^{-1} , se encontró un límite en el ancho de decaimiento de $t \rightarrow Zq$ dado por $Br(t \rightarrow Zq) < 0,07\%$ a 95% C.L. [23].

Este límite se puede traducir en restricciones para los acoplamientos tZu y tZc en la Ec. (5.5). Por simplicidad asumimos que $Br(t \rightarrow Wb) + \sum_{u^i=u,c} Br(t \rightarrow Zu^i) = 1$, es decir, consideramos que cualquier otro canal de decaimiento del quark top es despreciable, y también que $|V_{CKM}^{tb}| \simeq 1$, como indican los ajustes globales de CKM [27]. Definiendo,

$$\rho_{WZ} \equiv \frac{(2m_W^2 + m_t^2) \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2}{(2m_Z^2 + m_t^2) \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_t^2}\right)^2} \simeq 1,08, \quad (5.6)$$

que tiene en cuenta la diferencia de espacio de fase dominante en los decaimientos $t \rightarrow Wb$ y $t \rightarrow Zq$, despreciando las masas de b y de quarks más livianos, podemos escribir,

$$Br(t \rightarrow Zq) = \left(1 + \frac{m_Z^2}{v_{EW}^2} \frac{\rho_{WZ}}{\sum_{u^i=u,c} |g_{tZu^i}|^2}\right)^{-1}. \quad (5.7)$$

Numéricamente, el límite en el ancho de decaimiento de la búsqueda de CMS resulta en restricciones a los acoplamientos tZu^i dadas por $g_{tZu^i} < 0,014$ a 95% C.L. .

Comparamos ahora, como hicimos en la subsección 5.1.1, este límite con los que imponen las búsquedas de single top y monotop. Accidentalmente, la interacción tZu en la Ec. (5.5) coincide con las interacciones del modelo Z' en la Ec. (4.1). Luego, podemos emplear los resultados de la búsqueda de monotops de CDF de la subsección 5.1.1 directamente, eligiendo la masa de Z' apropiada ($m_{Z'} = m_Z$). De este modo, obtenemos un límite de $g_{tZu} < 0,3$ a 95% C.L. (el análisis de single top de ATLAS arroja nuevamente un límite aún menor). Por otra parte, el límite en g_{tZc} es todavía peor debido a que la PDF del quark charm en el protón está suprimida.

Observamos entonces que en el caso de $\Delta T = 1$ FCNCs mediadas por Z , la búsqueda de monotops en el Tevatron no resulta competitiva con los últimos análisis del LHC en el decaimiento $t \rightarrow Zq$.

5.3. THDM tipo III con materia oscura escalar.

El último ejemplo a estudiar está basado en un modelo de dos dobletes de Higgs (THDM), con un escalar mediador de FCNCs en las que participa el top, y con un campo escalar singlete adicional. Los THDM son extensiones del SM en las que la simetría electrodébil se rompe mediante dos dobletes escalares de Higgs que transforman ante $SU(2) \times U(1)$, en vez de uno. Existen tres tipos de THDM. En el modelo THDMI, sólo una combinación lineal de H_1 y H_2 provee la masa de los quarks *up* y *down*. En el modelo THDMII, H_1 provee masas a los quarks *down* y a los leptones cargados, mientras que H_2 le da masa a los quarks *up*. Finalmente, en el modelo THDMIII, ambos bosones, H_1 y H_2 proveen masas a todos los quarks y a los leptones cargados. En los dos primeros modelos, los efectos de FCNCs son generados a un *loop* y así la tasa de decaimiento del quark top en FCNCs es significativamente pequeña y por lo tanto difícil de detectar en un colisionador hadrónico, aún siendo considerablemente mayor a la predicha por el SM. Por el contrario, los modelos THDMIII ofrecen la posibilidad de una tasa mayor, detectable, debido a la presencia de FCNCs a nivel árbol.

El contenido de partículas del modelo que estudiamos² consiste en fermiones del SM, dos dobletes de Higgs H_1 y H_2 , y un escalar real, S . El singlete S se asume impar ante Z_2 y es identificado como el candidato a materia oscura. Sin pérdida de generalidad, se puede elegir una base donde sólo uno de los dobletes de Higgs (H_1), obtiene un valor de expectación de vacío $v_{EW} \simeq 246$ GeV. En el límite en que la mezcla $H_1 - H_2$ es despreciable, podemos identificar al escalar de masa 125 GeV descubierto por el LHC [1, 2] con la componente neutra, par ante CP, de H_1 , donde sus acoplamientos a los bosones de gauge electrodébiles y a los fermiones son como los del Higgs del SM. De esta manera, después de la ruptura EW, las interacciones que

²El detalle de la estructura del modelo puede encontrarse en [171].

involucran FCNCs entre partículas del SM y DM son mediadas principalmente por el segundo escalar del modelo, más pesado y par ante CP (h_2), y pueden ser descritas por el siguiente Lagrangiano efectivo [12],

$$\mathcal{L}_{h_2}^{\tilde{y}} = \sum_{ij} \left(\tilde{y}_u^{ij} \bar{u}^i P_R u^j h_2 + \tilde{y}_d^{ij} \bar{d}^i P_R d^j h_2 \right) + \text{h.c.} + v_{\text{EW}} \lambda h_2 S S, \quad (5.8)$$

donde el último término surge de $H_1^\dagger H_2 S^2$. En el límite en que la mezcla $H_1 - H_2$ es despreciable, h_2 no se acopla a ZZ ni a pares W^+W^- . Dependiendo de las masas de h_2 y S y los valores relativos de \tilde{y} y λ , el ancho de decaimiento de h_2 obtiene las mayores contribuciones de los decaimientos a SS o pares $q_i \bar{q}_j$. Dado que los acoplamientos efectivos en los autoestados de masa de los quarks \tilde{y}_q^{ij} aparecen después de diagonalizar la matriz de masa de los quarks (y los acoplamientos a h_1), la naturaleza de la jerarquía de las masas de los quarks del SM implicaría $|\tilde{y}_q^{ij}| \lesssim \sqrt{m_i m_j} / v_{\text{EW}}$ [172]. Notamos, sin embargo, que en principio valores más altos también son posibles. De hecho, en modelos de sabor estos límites pueden saturarse para algunos acoplamientos. Como un ejemplo, consideremos la estructura de los acoplamientos de Yukawa debido a la ruptura espontánea de simetrías horizontales [173]. Los campos de los quarks llevan carga horizontal $H(u_R^i), H(d_R^i), H(Q_L^i)$ (mientras que $H_{1,2}$ y S no lo hacen) de manera que los Yukawas de H_1 están dados por, $y_u^{ij} \sim \lambda^{|H(Q_L^i) - H(u_R^j)|}$, $y_d^{ij} \sim \lambda^{|H(Q_L^i) - H(d_R^j)|}$, con el parámetro de expansión $\lambda \simeq \sin \theta_C = 0,23$ siendo el seno del ángulo de Cabibbo. Luego de la ruptura de simetría EW, las matrices de masa de los quarks están dadas por $m_{d,u}^{ij} = v_{\text{EW}} y_{d,u}^{ij}$. Una asignación de cargas horizontales que lleva a masas de los quarks fenomenológicamente satisfactorias y a la matriz de CKM es, $H(\{Q_L^1, Q_L^2, Q_L^3; u_R^1, u_R^2, u_R^3; d_R^1, d_R^2, d_R^3\}) = \{3, 2, 0; -3, -1, 0; -3, -2, -2\}$ [174]. Las simetrías horizontales luego fijan los valores de $\tilde{y}_{u,d}^{ij}$,

$$\tilde{y}_u \sim \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^4 & \lambda^3 \\ \lambda^5 & \lambda^3 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda & 1 \end{pmatrix}, \quad \tilde{y}_d \sim \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^5 & \lambda^5 \\ \lambda^5 & \lambda^4 & \lambda^4 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & \lambda^2 \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

En particular, el elemento de mayor valor fuera de la diagonal está en el sector de los quarks top y charm, $|\tilde{y}_u^{tc}| \sim 0,2$.

Para masas de h_2 en la escala débil, las entradas fuera de la diagonal de \tilde{y}_d^{ij} (y \tilde{y}_u^{uc} , \tilde{y}_u^{cu}) también están severamente restringidas experimentalmente por mediciones de oscilaciones de mesones neutros [175]. Por otro lado, límites indirectos en \tilde{y}_u^{ut} , \tilde{y}_u^{tu} , \tilde{y}_u^{ct} y \tilde{y}_u^{tc} provenientes de oscilaciones de D^0 , son débiles,

$$\begin{aligned} |\tilde{y}_u^{ut}\tilde{y}_u^{ct}|, |\tilde{y}_u^{tu}\tilde{y}_u^{tc}| &< 0,030 \times \left(\frac{m_{h_2}}{250\text{GeV}}\right)^2, \\ |\tilde{y}_u^{tu}\tilde{y}_u^{ct}|, |\tilde{y}_u^{ut}\tilde{y}_u^{tc}| &< 0,0088 \times \left(\frac{m_{h_2}}{250\text{GeV}}\right)^2, \\ \sqrt{|\tilde{y}_u^{ut}\tilde{y}_u^{tu}\tilde{y}_u^{ct}\tilde{y}_u^{tc}|} &< 0,0036 \times \left(\frac{m_{h_2}}{250\text{GeV}}\right)^2. \end{aligned} \quad (5.10)$$

En cualquier caso, dadas estas estimaciones para las masas de h_2 por encima del umbral de SS y debajo del de $t\bar{t}$ ($2m_S < m_{h_2} \lesssim 2m_t$), y para $\lambda = \mathcal{O}(1)$ (consistente con obtener la correcta *relic abundance* de DM [171, 176]), el ancho de h_2 sería naturalmente saturado por decaimientos $h_2 \rightarrow SS$. Para $m_{h_2} < m_t$, el decaimiento del top en FCNCs $t \rightarrow c(u)SS$ podría aportar restricciones competitivas en el modelo [171]. Sin embargo, este modo se vuelve rápidamente inefectivo para escalares h_2 muy masivos. A continuación, estudiamos los límites existentes y en el próximo capítulo, las potenciales futuras restricciones al modelo usando producción asociada de th_2 en el LHC, para masas $m_{h_2} \gtrsim 150$ GeV y asumiendo $Br(h_2 \rightarrow SS) \simeq 1$.³

5.3.1. Restricciones existentes

La sección eficaz de producción de monotop en el modelo THDMIII+DM puede estar mediada por cualquiera de los acoplamientos $\tilde{y}_u^{tc}, \tilde{y}_u^{ct}$ (a través de los procesos partónicos $cg \rightarrow t(h_2 \rightarrow SS)$ y sus conjugados en carga) y $\tilde{y}_u^{tu}, \tilde{y}_u^{ut}$ (a través de $ug \rightarrow t(h_2 \rightarrow SS)$ y sus conjugados en carga). De forma compacta, se puede escribir como,

$$\sigma_{\text{monotop}} \simeq \sigma(t + h_2) + \sigma(\bar{t} + h_2) \simeq (|\tilde{y}_u^{tc}|^2 + |\tilde{y}_u^{ct}|^2)\sigma_{cg} + (|\tilde{y}_u^{tu}|^2 + |\tilde{y}_u^{ut}|^2)\sigma_{ug}, \quad (5.11)$$

³De todas maneras, los resultados pueden ser fácilmente re-escalados para cualquier valor de $Br(h_2 \rightarrow SS)$.

donde en la primera igualdad hemos asumido $Br(h_2 \rightarrow SS) \simeq 1$. La jerarquía entre los valores de \tilde{y}_u^{ij} implica que los procesos de fusión de cg , suprimidos por las PDFs, podrían dominar fácilmente sobre los procesos de fusión ug . Para estimar la sensibilidad a estas interacciones de las búsquedas de single top y monotop existentes, graficamos en la Fig. 5.2 la sección eficaz de producción de monotops normalizada (σ_{cg} y σ_{ug}) en el Tevatron y en el LHC a 8 TeV (calculada usando MGME, con PDFs CTEQ6L [177] y escalas de factorización y renormalización fijadas en la masa del top) como función de la masa de h_2 .

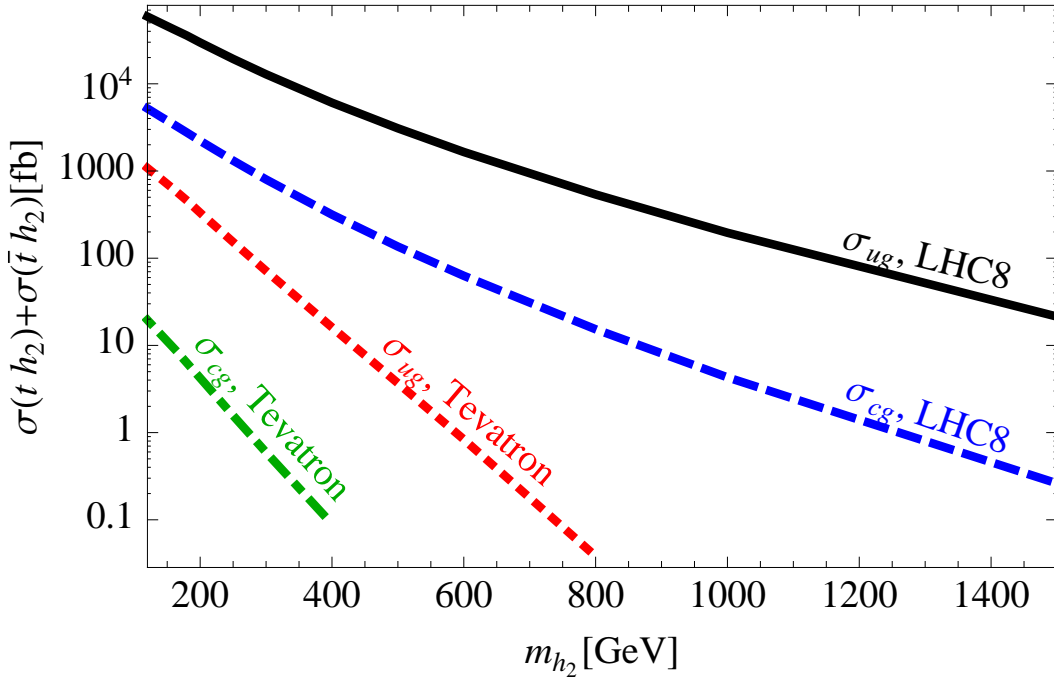


Figura 5.2: Sección eficaz partónica de monotop en el modelo THDMIII+DM en el Tevatron y el LHC, normalizadas a la fracción de decaimiento de h_2 a invisible, y sus acoplamientos relevantes \tilde{y}_u^{ij} , como función de la masa de h_2 (ver el texto para más detalles). Para Tevatron, las contribuciones inducidas por las fusiones de cg y ug se muestran en las curvas a puntos y rayas (verde) y punteada (rojo), respectivamente. Para el LHC a 8 TeV, estas mismas contribuciones se muestran en las líneas rayada (azul) y sólida (negro), respectivamente.

Observamos claramente que para valores naturales de $\tilde{y}_u^{tc}, \tilde{y}_u^{ct}$ ($\tilde{y}_u^{tu}, \tilde{y}_u^{ut}$) y $m_{h_2} \gtrsim 150$ GeV, como se discutió en la sección 5.3, el número esperado de eventos de monotops en el *Run II* de Tevatron está por debajo de uno. Luego, la búsqueda de monotop de CDF no puede testear la región interesante del espacio de parámetros del modelo. Por otro lado, las secciones eficaces relevantes en el LHC a 8 TeV son más de dos órdenes de magnitud mayores, con el proceso de fusión partónico de cg aún más pronunciado. Así, las mediciones del LHC existentes podrían exhibir potencialmente una sensibilidad a \tilde{y}_u^{tc} (y \tilde{y}_u^{ct}) significativa. Estudiamos esta posibilidad en detalle en el siguiente capítulo.

Capítulo 6

Estrategia de búsqueda de nueva física: Monotops leptónicos en el LHC.

Hemos discutido en el capítulo anterior tres escenarios que presentan la señal de monotop. En el presente capítulo, estudiamos el modo leptónico de esta señal, analizando en detalle sus propiedades así como también la del background, con el fin de desarrollar una estrategia de búsqueda de monotops leptónicos. Estudiando el alcance de la misma, exploramos los límites que la producción de esta señal impone a cada uno de los tres escenarios en estudio. Los resultados de este capítulo también son parte del trabajo publicado, que se encuentra en la Ref. [158].

6.1. Características de la señal y del background.

Como ya hemos descrito en el capítulo anterior, los dos canales más importantes de decaimiento del quark top establecen las características principales de la señal de monotop, y se clasifican de acuerdo a,

$$pp \rightarrow t + X \rightarrow bW + \cancel{E}_T \rightarrow (bjj + \cancel{E}_T \quad \text{o} \quad bl + \cancel{E}_T), \quad (6.1)$$

donde X representa la partícula invisible asociada a la nueva física; j y b denotan c -jets o jets livianos y b -jets respectivamente, ℓ es un leptón cargado, y \cancel{E}_T , es energía transversa faltante.

Como hemos mencionado en la Introducción, la producción y detección de monotops ha sido estudiada en distintos escenarios de NP [11, 28, 29, 30]. El modo hadrónico se ha explorado en profundidad ya que tiene el beneficio de tener una señal simple, un b -jet y dos jets livianos, y una importante estadística. No obstante, la información sobre la carga del top se pierde y además, y más importante aún, el background de QCD es abundante y posee dificultades sistemáticas. El modo leptónico en cambio, sólo ha sido investigado en el contexto de SUSY con violación de paridad R [31, 32], en el marco de los experimentos realizados por Tevatron, y no por el LHC. Este modo cuenta con la ventaja de tener un background limpio, en particular no posee el inevitable background de multijets de QCD, que resulta muy difícil de controlar ya que sus incertezas teóricas son importantes y su dominio requiere de métodos de *data driven*. Varios modelos de NP predicen una importante producción asimétrica en carga debido al estado inicial antisimétrico ug (versus $\bar{u}g$) del LHC, con lo cual el estudio del modo leptónico de la señal de monotop resulta muy provechoso ya que permite conservar la información sobre la carga del top. En consecuencia, a continuación nos enfocamos en la señal con el quark top decayendo leptónicamente.

La topología de la señal buscada, en todos los modelos, consiste en un b -jet, un leptón, energía transversa faltante asociada al decaimiento invisible de la partícula X y al neutrino proveniente del decaimiento leptónico del top, y eventualmente jets livianos¹ de ISR y FSR. La Fig. 6.1 muestra los diagramas de Feynman a LO para los procesos $pp \rightarrow t + X \rightarrow \ell b + \cancel{E}_T$. Notar que, debido a las PDFs, las secciones eficaces asociadas con los diagramas conjugados, están suprimidas en el LHC comparadas con aquéllas en la Fig. 6.1 si el quark entrante es un quark u . Éste no es el caso si el partón inicial es un quark c , ya que las PDFs de c y \bar{c} , coinciden.

Una característica distintiva de la señal de monotop leptónico es el exceso de \cancel{E}_T en la producción de un solo top. No obstante, la variable discriminatoria principal está relacionada con la masa transversa del sistema formado por el leptón y la energía

¹A lo largo de este capítulo, usamos el término ‘jet liviano’ para denotar a todos los jets que no son rotulados como b jets.



Figura 6.1: Diagramas de Feynman a LO para la señal: $pp \rightarrow t + X \rightarrow b\ell + \cancel{E}_T$. X representa al bosón Z' o al bosón Z del SM, ambos con acoplamientos a u y t , o al escalar h_2 con acoplamiento a c y t . Notar que \cancel{E}_T proviene del decaimiento de la partícula X y del neutrino producto del decaimiento leptónico del quark top.

faltante, (de ahora en más nos referiremos a la misma como M_T). Esta variable se define como

$$M_T^2 = (E_T(\ell) + \cancel{E}_T)^2 - (p_x(\ell) + \cancel{E}_x)^2 - (p_y(\ell) + \cancel{E}_y)^2. \quad (6.2)$$

Cuando ℓ y \cancel{E}_T son los productos de decaimiento de una partícula de masa M , el espectro de M_T tiene un punto final en $M_T^{max} = M$ [27]. Todos los backgrounds principales exhiben esta característica. Por otra parte, éste no es el caso para la señal, ya que hay dos fuentes de energía faltante. Como discutimos en detalle a continuación, ésta es la razón por la cual M_T resulta ser la variable clave para distinguir la señal del background.

Los backgrounds dominantes (luego de los cortes que discutimos más adelante), en orden de importancia, son $t\bar{t}$, single top, Wj (donde j puede ser un jet liviano o un jet de sabor pesado), y producción de dos bosones, (VV). Examinamos a continuación cada uno de ellos por separado enfatizando el rol de M_T en su reducción:

- $t\bar{t}$: El background más importante proviene de la producción de $t\bar{t}$ del SM. Notar que éste no es el caso para los estudios de monotops leptónicos en el Tevatron, de las Refs. [31, 32], donde el background dominante es Wj , debido a que la sección eficaz de $t\bar{t}$ crece más rápidamente con la energía de colisión que aquélla de Wj . Uno espera que el espectro de M_T en el modo semileptónico

tenga un punto final en $M_T^{max} = m_W$. Sin embargo, esto no ocurre si hay energía faltante proveniente de jets reconstruidos erróneamente, en este caso M_T no está restringida. Además, en el modo dileptónico, si uno de los leptones se pierde, el proceso tiene una M_T que podría exceder los 80 GeV.

- *single top*: Se podría esperar que este background fuera el principal porque es irreducible, a menos de un jet que podría provenir de ISR. Sin embargo, el único proceso con un sólo top que puede producir una masa transversa M_T alta es la producción asociada de tW , i.e, $pp \rightarrow tW \rightarrow b\ell\ell\nu\nu$. Si se pierde un electrón, M_T no queda restringida por m_W , y este proceso puede entonces contribuir al background. Por otra parte, la sección eficaz es baja lo que también impide que sea el background principal.

- Wj : Para este background estudiamos procesos con tres jets en el estado final como máximo e incluimos la producción de W en asociación con jets de sabor pesados. Estos backgrounds son importantes principalmente por su gran sección eficaz, pero tienen una aceptación muy baja luego de los cortes de selección que discutimos en la siguiente sección, lo que lo lleva al tercer lugar de importancia.

La mayor contribución a la sección eficaz inclusiva proviene de la producción de W con jets livianos. Sin embargo, estos procesos necesitan un jet rotulado como b ‘falso’ para contribuir al background. Dado que la tasa actual de rótulo erróneo de b (*b mistag*) de los análisis de ATLAS y CMS son del orden de 1/100 y 1/1000, dependiendo del punto de trabajo del algoritmo de rótulo de b , (*b-tagging*), esta contribución al background puede controlarse. Asimismo, la producción de W más jets de sabor pesados no contribuye de manera importante al background tampoco: la producción de Wb , aún siendo irreducible, tiene una sección eficaz pequeña, mientras que Wc requiere un rótulo erróneo de $c - b$, que usualmente es del orden de $\sim 1/20$, lo que suprime este background suficientemente.

- VV : Este background está suprimido comparado a los descritos arriba debido a la dificultad de obtener un estado final $b\ell\cancel{E}_T$ ‘falso’. El proceso con la mayor sección eficaz, W^+W^- , sólo puede contribuir si uno de los W decae leptónicamente y el otro lo hace en el modo hadrónico. Además, un jet b sólo puede

provenir de un rótulo erróneo en uno de los decaimientos de W . Similarmente, para contribuir al background, la producción de WZ también necesita un decaimiento leptónico de W y, o bien un jet mal rotulado (y otro perdido), o un jet b perdido proveniente del decaimiento $Z \rightarrow b\bar{b}$. Finalmente, el proceso con menor sección eficaz, ZZ , debería tener uno de los bosones decayendo leptónicamente y el otro hadrónicamente para poder pasar los cortes de selección. En este caso, uno de los leptones debería perderse y nuevamente, debería haber un jet rotulado erróneamente o un b jet perdido proveniente del decaimiento hadrónico de Z . De cualquier forma, es poco probable producir valores de $M_T > m_W$ y como resultado este background resulta prácticamente despreciable.

- *multijets de QCD*: Como ya hemos mencionado, podemos despreciar el background proveniente de la producción de multijets de QCD ya que en estos procesos los leptones reconstruidos sólo pueden provenir de jets mal identificados. Por otro lado, una cantidad importante de energía transversa faltante sólo puede deberse a jets con alto p_T reconstruidos de manera errónea. Dadas las características de la señal, vetar jets con alto p_T , lo que suprime la energía faltante de QCD proveniente de estos jets reconstruidos equivocadamente, resulta una manera muy efectiva de suprimir este background. Los detalles de este veto se discuten en la sección siguiente.
- Finalmente, despreciamos también el background proveniente de la producción de $Zt/Z\bar{t}$ del SM. A pesar de que cuando $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, se obtiene un estado final de monotop, la sección eficaz inclusiva del SM es baja, ($\sim 0,24$ pb [178]) y luego de imponer los cortes de selección, resulta despreciable cuando se lo compara con el resto de los backgrounds.

En la siguiente sección estudiamos las características más importantes de la señal y los backgrounds principales mediante simulaciones de Monte Carlo, y analizamos las variables que resultan útiles para discriminar entre uno y otro. Esto nos permite realizar una selección de eventos que optimiza, como se discute en la sección 6.3, el alcance de la búsqueda en cada modelo.

6.2. Generación de Eventos y Selección.

La señal y el background en estudio están modelados usando MGME y PYTHIA [179, 180] para radiación de estado inicial y final, lluvia partónica y hadronización, así como también PGS [181] para la simulación del detector. Simulamos colisiones producidas en el LHC, para una luminosidad integrada de $21,7 \text{ fb}^{-1}$ y una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Nos referimos a estas colisiones como la ‘data 2012’. Dado que en todos los casos los procesos de producción simulados son inclusivos, implementamos el esquema de *matching* MLM [150] para evitar el conteo doble. Todas las simulaciones utilizan las PDFs CTEQ6L [177], con escalas de renormalización y factorización fijas en la masa del quark top. Para obtener estimaciones precisas de todos los backgrounds, simulamos, para cada uno, diez veces la data 2012 esperada, excepto para Wj para el cual la simulación corresponde al doble de esta data.

Todas las secciones eficaces inclusivas, calculadas por simulación, son normalizadas a los valores más precisos actuales. En particular, la sección eficaz de $t\bar{t}$ está normalizada al valor teórico inclusivo a NNLO [182]; en el caso de single top, la sección eficaz es la suma de las predicciones a NLO de los canales t , s y tW [183] con $W \rightarrow jj$ para el último canal, mientras que la producción de tW , $W \rightarrow l\nu$ está calculada a LO. La sección eficaz de Wj está normalizada a su valor experimental [184], mientras que, por último, la sección eficaz de VV corresponde a la predicción teórica a NLO [185].

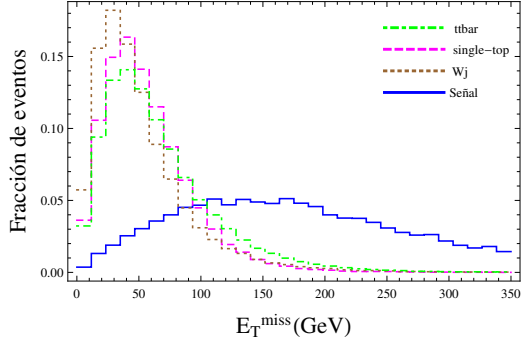
Comenzamos la selección de eventos reteniendo aquéllos que poseen exactamente un jet rotulado como b con $p_T > 25 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2,5$ y un leptón (electrón o muón) con $p_T > 20 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 2,5$. Los leptones deben estar separados de los jets por un cono de radio $\Delta R = 0,4$, de otra manera se los considera perdidos. Los jets se reconstruyen usando el algoritmo de anti-kt con un parámetro de radio de 0.4. Esta selección es común a los eventos de los tres modelos en estudio. En la siguiente sección analizamos cómo se realiza la selección final de eventos para cada uno de los tres casos en particular.

Con el fin de encontrar cortes adicionales que permitan distinguir la señal del background, estudiamos a continuación el espectro de \cancel{E}_T , M_T , y las multiplicidades de los jets b y de los jets livianos. Por simplicidad, presentamos resultados que corresponden a la señal del modelo Z' con $m_{Z'} = 325 \text{ GeV}$ y $g_{utZ'} = 0,7$, (si bien nos

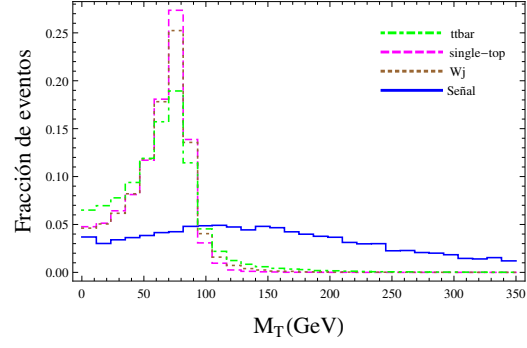
referiremos a la partícula de NP como X de ahora en más), ya que las distribuciones en los tres modelos son similares.

En la Fig. 6.2 presentamos el espectro de las cuatro variables recién mencionadas para los tres backgrounds principales, $t\bar{t}$, single top y Wj , y la señal:

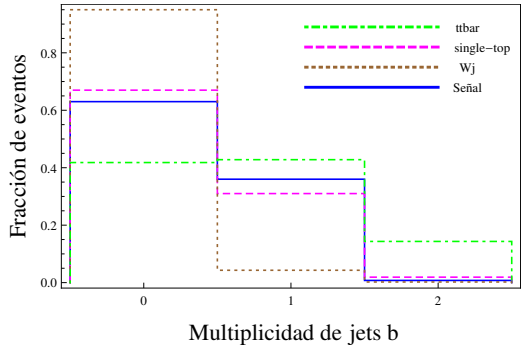
- La Fig. 6.2 (a) muestra el espectro de energía transversa faltante. Como puede verse, la señal y el background pueden distinguirse claramente. La mayoría del background se concentra en la región $\cancel{E}_T \lesssim (100 - 150)$ GeV, mientras que para valores mayores de esta variable hay una importante contribución de la señal.
- La Fig. 6.2 (b) muestra la distribución de M_T de la señal y el background. Como se mencionó en la sección 6.1, esta variable es muy interesante y útil para distinguir la señal del background ya que una vez que la pre-selección se lleva a cabo, todos los backgrounds contienen un bosón W y una única fuente de energía faltante, el neutrino, proveniente de su decaimiento. El caso de la señal es diferente ya que si bien también contiene un sólo W , el espectro está desplazado hacia valores de M_T mayores debido a la contribución adicional de energía transversa faltante proveniente de la producción de la partícula X . Como resultado, se observa en la Fig. 6.2 (b), que un corte en $M_T \geq 80$ GeV reduce el background considerablemente, conservando la mayor parte de la señal. Resulta interesante aclarar que los cortes en M_T no tienen prácticamente correlación con aquéllos en \cancel{E}_T , como quedará claro en las tablas de flujo de cortes que mostramos en la siguiente sección.
- La Figure 6.2 (c) muestra la multiplicidad de los jets b . En este caso sólo requerimos eventos que contienen exactamente un leptón. Se puede ver en la figura que, como se espera, seleccionar eventos con un solo jet b disminuye significativamente el background de Wj ($\sim 10^{-2}$).
- Finalmente, las multiplicidades de jets livianos de la señal y el background se muestran en la Fig. 6.2 (d). Como puede observarse, uno puede deshacerse de una importante fracción del background de $t\bar{t}$ imponiendo un veto en eventos con dos o más jets livianos. De hecho, uno espera que la mayoría de los eventos de $t\bar{t}$ semileptónicos contengan dos jets livianos y dos jets b .



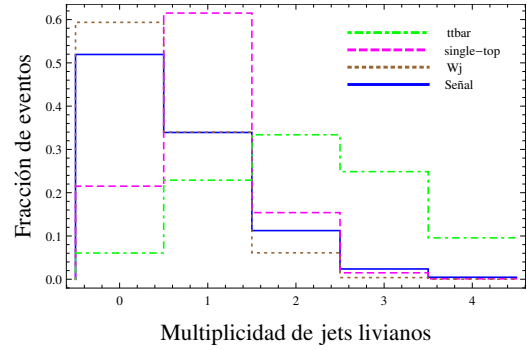
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 6.2: Distribuciones de las siguientes variables luego de la selección de eventos descrita en el texto para la señal y el background: (a) Energía transversa faltante, \cancel{E}_T , (b) Masa transversa del sistema leptón+energía faltante, M_T , (c) Multiplicidad de jets b , (d) Multiplicidad de jets livianos. La señal corresponde a la producción de monotops leptónicos (t o \bar{t}) en el LHC@8TeV en el modelo Z' con $m_{Z'} = 325$ GeV y $g_{utZ'} = 0,7$. Las distribuciones para las demás señales son similares y por simplicidad no se muestran.

Habiendo caracterizado la señal y el background, describimos ahora los cortes que imponemos sobre ellos con el fin de optimizar la significancia del descubrimiento/exclusión de cada modelo.

Siguiendo el análisis anterior, suplementamos la pre-selección de eventos (un leptón (electrón o muón) con $p_T > 20$ GeV y $|\eta| < 2,5$, un jet rotulado como b con $p_T > 25$ GeV y $|\eta| < 2,5$), con un requerimiento adicional: que los eventos contengan como máximo un jet con $25 \text{ GeV} < p_T < 120 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 4,5$. En el caso del modelo de la Z' y del vértice utZ también retenemos los eventos con un leptón *positivo* ya que de esta manera se pierde la mitad del background más importante ($t\bar{t}$), que es simétrico en carga. Por el contrario, la mayoría de la señal queda intacta debido a que los eventos con leptones negativos en el estado final provienen de procesos de fusión de $\bar{u}g$ con secciones eficaces suprimidas por la PDF del quark \bar{u} . Este corte no es eficiente para estudiar los procesos cg ($\bar{c}g$) que dominan en el THDMIII+DM, ya que éstos son simétricos en carga en el LHC. Luego, en este caso conservamos eventos que tienen leptones tanto positivos como negativos. Finalmente, como el background de multijets de QCD sólo puede producir valores importantes de energía transversa faltante proveniente de jets reconstruidos erróneamente con alto p_T , podemos suprimir este background controlando el número y la energía de los jets. Por esta razón, incluimos un corte adicional en el p_T de jets livianos extras, tal que $p_T < 120$ GeV.

Con esta última pre-selección, realizamos un escaneo de cortes en las siguientes variables: \cancel{E}_T , M_T , la masa reconstruida del quark top ($M_{b\ell\cancel{E}}$) [186], y dos variables de subestructura de jets: el número de *tracks* en el jet b , y la masa del jet b . Encontramos que para todos los modelos, las variables de subestructura de jets son de poca utilidad para discriminar la señal del background. Uno espera que sean más convenientes en los casos en los que los tops están *boosted* de manera que puedan ser mal rotulados como jets b gordos. Esto no sucede en nuestro caso ya que exploramos una región de señal ($m_X \lesssim 400$ GeV), en la que los tops típicamente no son muy energéticos. Por otro lado, hemos encontrado que la masa reconstruida apenas contribuye a incrementar la significancia de la señal; esto se debe a que hay una alta correlación entre esta variable y M_T , siendo esta última más sensible.

Analizamos a continuación los diferentes cortes que surgen del escaneo de cortes

al maximizar la significancia de la señal para cada modelo en particular.

6.3. Alcance de la búsqueda.

6.3.1. Modelo Z'

Proponemos una estrategia de búsqueda del bosón Z' e investigamos el alcance de la misma para descubrir/excluir el modelo en el caso particular en el que $Br(Z' \rightarrow \text{invisible}) = 3/4$, $m_{Z'} = 325$ GeV y $g_{utZ'} = 0,7$, que es un punto representativo en el espacio de parámetros permitido (ver Fig. 5.1).

Luego de realizar el escaneo de cortes, la selección de eventos final está dada por: un leptón positivo (electrón o muón), con $p_T > 20$ GeV y $|\eta| < 2,5$, exactamente un jet rotulado como b con $p_T > 25$ GeV y $|\eta| < 2,5$, $\cancel{E}_T > 250$ GeV, $M_T > 120$ GeV y como máximo un jet con $25 \text{ GeV} < p_T < 120 \text{ GeV}$ y $|\eta| < 4,5$.

En la Tabla 6.1 presentamos las secciones eficaces de la señal y el background antes y después de imponer estos cortes. La última columna muestra la significancia del alcance para el descubrimiento/exclusión en el caso en el que sólo se tiene en cuenta incertezas estadísticas.

ℓ^+ ($p_T > 20$ GeV, $ \eta < 2,5$)	b -jets ($p_T > 25$ GeV, $ \eta < 2,5$)	M_T (GeV)	\cancel{E}_T (GeV)	jets ($p_T < 120$, $ \eta < 4,5$)	$\sigma_{t\bar{t}j}$ (pb)	σ_{tj} (pb)	σ_{Wj} (pb)	σ_{VV} (pb)	$\sigma_{\text{señal}}$ (pb)	Sig.
-	-	-	-	-	239	112.80	17035	84.20	43	-
1	1	> 120	> 250	≤ 1	10^{-3}	$5.47 \cdot 10^{-5}$	$< 5.00 \cdot 10^{-5}$	$1.43 \cdot 10^{-5}$	0.08	340

Tabla 6.1: Secciones eficaces de señal y background antes y después de imponer los cortes propuestos para el modelo Z' . La señal es simulada para un punto de referencia con $g_{utZ'} = 0,7$, $m_{Z'} = 325$ GeV y $Br(Z' \rightarrow \text{invisible}) = 3/4$. La última columna indica la significancia esperada en el caso en que sólo se tiene en cuenta incertezas estadísticas.

Observamos que la señal para el punto de referencia elegido es significativa y fácil de detectar. Hemos verificado que todo el espacio de parámetros permitido (ver sec. 5.1.1) es accesible con esta búsqueda. Concluimos que la estrategia de búsqueda aumenta

considerablemente la visibilidad de la señal en el LHC comparada con el análisis de single top existente. Como sugiere la significancia final, una señal similar podría ser detectable incluso estando suprimida por un factor de ~ 100 .

Motivados por este resultado, investigamos el alcance de la estrategia de búsqueda de monotops leptónicos en el plano $g_{utZ'} - m_{Z'}$ y lo comparamos con el análisis de single top de ATLAS, de la Ref. [162], para la misma luminosidad y energía correspondiente a la data 2012. Con este fin, simulamos la señal para una masa de Z' en el rango [200, 400] GeV y para un acoplamiento $g_{utZ'}$ fijo. Para diferentes acoplamientos el número de eventos de señal puede ser fácilmente obtenido ya que la sección eficaz de la señal escala como $g_{utZ'}^2 \times Br(Z' \rightarrow \text{invisible})$. Para la estrategia de búsqueda de monotop, conservamos los eventos de señal y background que pasan la selección de eventos descrita al principio de la subsección y encontramos, para cada masa, el valor del acoplamiento para el cual la significancia de la señal excede 2σ . En el caso del análisis de single top, simulamos todos los backgrounds considerados en Ref. [162] para 8 TeV, excepto multijets de QCD (lo cual implica que el alcance real del análisis de single top debería ser menor de lo que encontramos). Conservamos los eventos de señal y background que pasan la selección de eventos de ATLAS y nuevamente encontramos los puntos en el espacio de parámetros para los cuales la significancia de la señal excede 2σ .

Presentamos los resultados en la Fig. 6.3, donde se muestran las curvas correspondientes al alcance de cada estrategia de búsqueda. Como se puede observar, el alcance de la búsqueda de monotops es significativamente mayor que el de single top, lo que hace a la estrategia de búsqueda presentada considerablemente más ventajosa para la detección de la señal comparada con la de single top. Notar que para masas $m_{Z'}$ altas, la estrategia de búsqueda de monotops leptónicos supera a la de single top en más de un orden de magnitud en el acoplamiento. Estos resultados de hecho sugieren que la estrategia de búsqueda de single top es prácticamente insensible a la señal de monotop. No obstante, notemos que las regiones preferidas a 1σ y 2σ en la Fig. 5.1 están por encima de ambas curvas, es decir que podrían ser excluidas por ambas búsquedas.

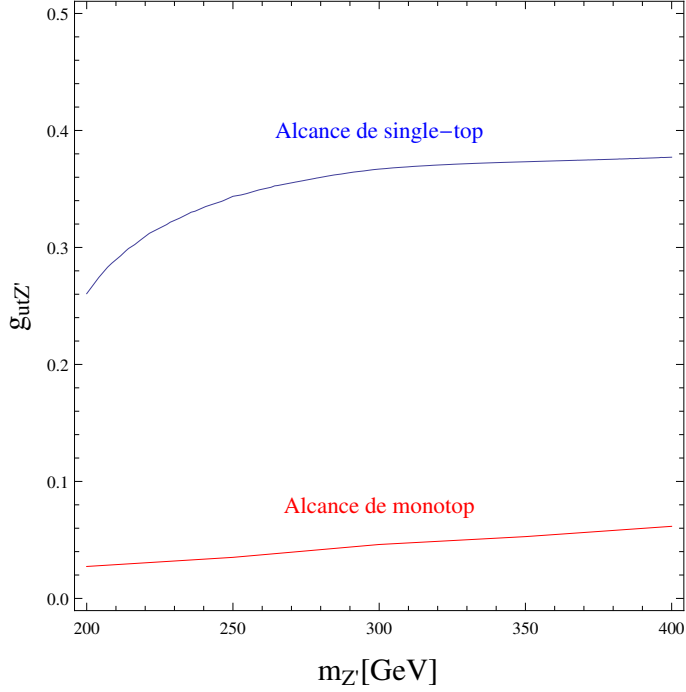


Figura 6.3: Alcances de las estrategias de búsqueda de monotonops leptónicos y single top con la data 2012 en el plano de parámetros $g_{utZ'} - m_{Z'}$ para el modelo Z' . La estrategia de búsqueda de single top corresponde al análisis de la Ref. [162].

6.3.2. FCNCs con $\Delta T = 1$

Consideramos en esta subsección la estrategia de búsqueda de monotonops leptónicos en el contexto de FCNCs con $\Delta T = 1$ mediadas por el bosón Z del SM. Como discutimos en la sección 5.2, la diferencia de masas entre el bosón Z y el quark t lleva a que el decaimiento del quark top con FCNCs, $t \rightarrow Zq$, donde $q = u, c$, sea el canal de búsqueda principal. Actualmente, el límite más fuerte que recibe esta interacción, está dado por $Br(t \rightarrow Zq) < 0,07\%$ a 95% C.L. [23], lo que corresponde a un límite en el acoplamiento efectivo de RH FCNCs, $u^i t Z$, $g_{tZu^i} < 0,014$ (ver sec. 5.2). Investigamos a continuación la sensibilidad de la estrategia de búsqueda de monotonops leptónicos para mejorar este límite en el acoplamiento utZ . Estudiamos en primer lugar el alcance de la búsqueda teniendo en cuenta incertezas estadísticas solamente, y luego analizamos los efectos de las incertezas sistemáticas. Este último paso nos permite realizar una

evaluación más precisa de la sensibilidad de la búsqueda de monotops en este marco, comparada con estudios de decaimientos del top con FCNCs [23].

En este caso, la energía faltante de la señal de monotop proviene del decaimiento $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ junto con el neutrino que resulta del decaimiento leptónico del quark top. La mayor significancia que surge del escaneo de cortes para este escenario se obtiene para la siguiente selección de eventos: un leptón positivo (electrón o muón) con $p_T > 20$ GeV y $|\eta| < 2,5$, exactamente un jet rotulado como b con $p_T > 25$ GeV y $|\eta| < 2,5$, $\cancel{E}_T > 90$ GeV, $M_T > 110$ GeV y como máximo un jet con 25 GeV $< p_T < 70$ GeV y $|\eta| < 4,5$. Al requerir una significancia de 2σ , encontramos un límite $g_{utZ} < 0,062$, que corresponde a $Br(t \rightarrow Zu) < 1,3\%$. Si bien este límite es más débil que el obtenido por CMS en decaimientos del quark top con FCNCs [23], la señal de monotop resulta interesante de todas maneras para estudiar interacciones con FCNCs como utZ . Notamos además que si se repite el procedimiento para el análisis de single top de ATLAS existente [162] extrapolándolo a la data 2012, también el resultado es más débil, $g_{utZ} < 0,14$.

Presentamos la tabla de flujo de cortes, Tabla 6.2, con las secciones eficaces de la señal (con $g_{utZ} = 0,062$ fijo) y los backgrounds principales, obtenidas luego de imponer cada uno de los cortes mencionados. La última columna muestra las significancias que resultan de cada corte cuando sólo se tiene en cuenta incertezas estadísticas.

ℓ^+ ($p_T > 20$ GeV, $ \eta < 2,5$)	b -jets ($p_T > 25$ GeV, $ \eta < 2,5$)	M_T (GeV)	\cancel{E}_T (GeV)	jets ($p_T < 70$ GeV, $ \eta < 4,5$)	$\sigma_{t\bar{t}j}$ (pb)	σ_{tj} (pb)	σ_{Wj} (pb)	σ_{VV} (pb)	$\sigma_{señal}$ (pb)	Sig.
-	-	-	-	-	239	112.80	17035	84.20	0.90	-
1	-	-	-	-	31.60	18.43	1827.27	8.86	0.10	0.34
1	1	-	-	-	12.65	5.54	35.06	0.30	0.03	0.54
1	1	> 110	-	-	0.87	0.10	0.18	$3,60 \cdot 10^{-3}$	0.01	1.60
1	1	> 110	> 90	-	0.44	$2,60 \cdot 10^{-2}$	$7,44 \cdot 10^{-3}$	$9,00 \cdot 10^{-4}$	$9,00 \cdot 10^{-3}$	1.92
1	1	> 110	> 90	≤ 1	0.15	$1,60 \cdot 10^{-2}$	$2,12 \cdot 10^{-3}$	$7,50 \cdot 10^{-4}$	$5,70 \cdot 10^{-3}$	2.05

Tabla 6.2: Tabla de flujo de cortes para los cortes propuestos para la interacción utZ (con un acoplamiento fijo $g_{utZ} = 0,062$, ver texto para detalles). La última columna indica la significancia esperada si solamente se consideran incertezas estadísticas.

La Tabla 6.2 deja en claro que M_T es una variable clave para suprimir el background sin perder mucha señal, como hemos discutido ampliamente en la sección 6.2, lo que resulta en un aumento considerable de la significancia de la señal. La Tabla 6.2 asimismo refleja, como esperábamos, que \cancel{E}_T también es una variable sumamente útil, dada la energía faltante en exceso, existente en la señal. Finalmente, como ya fue mencionado, se puede notar que la correlación entre M_T y \cancel{E}_T es muy pequeña.

A continuación discutimos el efecto de las incertezas sistemáticas en los resultados del análisis. Siguiendo [23], introducimos una incerteza sistemática de 20% para todos los procesos del background. Luego de proceder como antes, realizando un escaneo de cortes para optimizar los cortes que resultan en la mayor significancia, encontramos un alcance similar al del caso anterior. No obstante, hay una diferencia importante en los cortes impuestos: un leptón positivo (electrón o muón) con $p_T > 20$ GeV y $|\eta| < 2,5$, exactamente un jet rotulado como b con $p_T > 25$ GeV y $|\eta| < 2,5$, $\cancel{E}_T > 250$ GeV, $M_T > 110$ GeV y como máximo un jet con 25 GeV $< p_T < 120$ GeV y $|\eta| < 4,5$. Más importante aún, el corte en \cancel{E}_T es considerablemente más fuerte mientras que el corte en el p_T del jet, resulta relajarse.

Como se espera, en este caso el límite inferior es más débil que en el caso en el que se tiene en cuenta sólo incertezas estadísticas y el límite hallado es $g_{utZ} < 0,077$. De hecho, los números de eventos de señal y background obtenidos luego de imponer los cortes de la Tabla 6.2, son 125 y 3930, respectivamente. Cuando se incluyen incertezas sistemáticas y estadísticas, los cortes que surgen del escaneo dejan sólo unos pocos eventos de señal y background: 11 y 18, respectivamente. Los resultados obtenidos cuando también se tiene en cuenta incertezas sistemáticas, se encuentran en la Tabla 6.3.

THDM tipo III con materia oscura escalar

Como último ejemplo, discutimos en esta subsección, el alcance de la búsqueda de monotops en el contexto del modelo THDMIII+DM. La diferencia principal entre este modelo y los anteriores es que dominan naturalmente los acoplamientos de h_2 a t y c (en vez de u). Esto lleva a una supresión en la sección eficaz de producción debido a la PDF del quark c . Además, como explicamos en la sección 6.3, en este caso

ℓ^+ ($p_T > 20$ GeV, $ \eta < 2,5$)	b -jets ($p_T > 25$ GeV, $ \eta < 2,5$)	M_T (GeV)	\cancel{E}_T (GeV)	jets ($p_T < 120$ GeV, $ \eta < 4,5$)	$\sigma_{t\bar{t}j}$ (pb)	σ_{tj} (pb)	σ_{Wj} (pb)	σ_{VV} (pb)	$\sigma_{señal}$ (pb)	Sig.
-	-	-	-	-	239	112.80	17035	84.20	1.40	-
1	1	> 110	> 250	≤ 1	10^{-3}	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$< 5 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$5,75 \cdot 10^{-4}$	2.01

Tabla 6.3: Secciones eficaces de señal y background antes y después de imponer los cortes propuestos para la interacción con FCNCs utZ (con un acoplamiento fijo $g_{utZ} = 0,077$, ver texto para detalles). La última columna indica la significancia esperada cuando se consideran tanto incertezas estadísticas como sistemáticas.

$\sigma(th_2) \sim \sigma(\bar{t}h_2)$ y luego no se espera una asimetría en la señal. Como consecuencia, el análisis debe realizarse usando los estados finales con leptones de ambas cargas.

El escaneo de cortes se realiza en este caso para un punto de referencia con $\tilde{y}_u^{tc} = 0,2$ (con todas las demás entradas \tilde{y} nulas) y $m_{h_2} = 150$ GeV (ver la discusión en la sec. 5.3 para detalles). Presentamos la tabla de flujo de cortes, Tabla 6.4, que resulta de imponer los siguientes cortes: un leptón (electrón o muón) con $p_T > 20$ GeV y $|\eta| < 2,5$, exactamente un jet rotulado como b con $p_T > 25$ GeV y $|\eta| < 2,5$, $\cancel{E}_T > 80$ GeV, $M_T > 110$ GeV y como máximo un jet con 25 GeV $< p_T < 90$ GeV y $|\eta| < 4,5$.

El rol clave de M_T de diferenciar la señal del background, nuevamente queda visiblemente claro, como también ocurre con la correlación entre M_T y \cancel{E}_T . La significancia final en este caso es baja, principalmente debido a la baja sección eficaz de la señal. Como resultado, la estrategia de búsqueda de monotops leptónicos no puede testear este modelo con la data 2012.

Finalmente, mostramos en la Fig. 6.4 los alcances de las estrategias de búsqueda de monotop y single top en el plano $\tilde{y}_u^{ct} - m_{h_2}$. Notar que, aun siendo menor que en el caso del modelo Z' , hay un aumento significativo del alcance de la búsqueda de monotop con respecto a la de single top (Fig. 6.3). También se muestra en la figura el valor natural de $\tilde{y}_u^{tc} = 0,2$ como se espera en el modelo de sabor discutido en la sección 5.3. Está claro que el alcance de la estrategia de búsqueda propuesta no es suficiente para testear valores tan bajos de \tilde{y}_u^{tc} con los datos existentes disponibles.

ℓ ($p_T > 20$ GeV, $ \eta < 2,5$)	b -jets ($p_T > 25$ GeV, $ \eta < 2,5$)	M_T (GeV)	\cancel{E}_T (GeV)	jets ($p_T < 90$ GeV) $ \eta < 4,5$)	$\sigma_{t\bar{t}j}$ (pb)	σ_{tj} (pb)	σ_{Wj} (pb)	σ_{VV} (pb)	$\sigma_{señal}$ (pb)	Sig.
-	-	-	-	-	239	112.80	17035	84.20	0.32	-
1	-	-	-	-	63.20	29.10	2740.90	17.70	0.04	0.13
1	1	-	-	-	25.30	8.88	52.59	0.55	$1,10 \cdot 10^{-2}$	0.19
1	1	> 110	-	-	1.74	0.16	0.27	$6,80 \cdot 10^{-3}$	$5,40 \cdot 10^{-3}$	0.55
1	1	> 110	> 80	-	1.04	$6,22 \cdot 10^{-2}$	$1,80 \cdot 10^{-2}$	$2,10 \cdot 10^{-3}$	$4,30 \cdot 10^{-3}$	0.60
1	1	> 110	> 80	≤ 1	0.40	$4,20 \cdot 10^{-2}$	$7,50 \cdot 10^{-3}$	$1,93 \cdot 10^{-3}$	$2,80 \cdot 10^{-3}$	0.62

Tabla 6.4: Secciones eficaces de señal y background antes y después de imponer los cortes propuestos para el modelo THDMIII+DM. La señal se simula para un punto de referencia con $\tilde{y}_u^{tc} = 0,2$ y $m_{h_2} = 150$ GeV. La última columna indica la significancia esperada si solamente se consideran incertezas estadísticas.

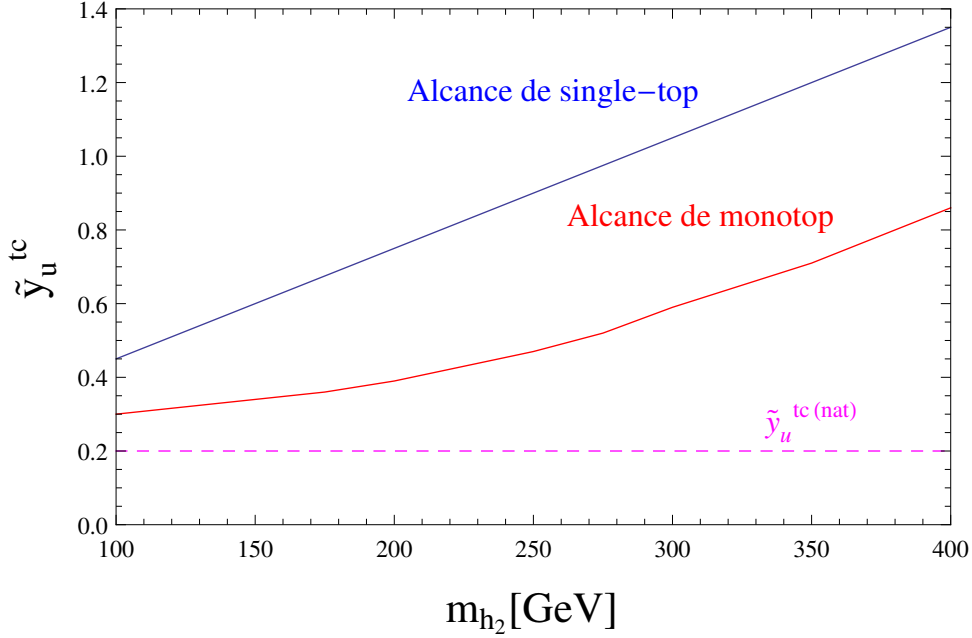


Figura 6.4: Alcances de las estrategias de búsqueda de monotops leptónicos y single top con la data 2012 en el plano de parámetros $\tilde{y}_u^{tc} - m_{h_2}$ para el modelo THDMIII+DM. La estrategia de búsqueda de single top corresponde al análisis en la Ref. [162]. El valor natural de $\tilde{y}_u^{tc} = 0,2$ que se espera en el modelo de sabor discutido en la sección. 5.3, está marcado por la línea horizontal color magenta a rayas.

6.4. Resultados

Nos referimos en esta sección a algunos aspectos generales del análisis presentado en este capítulo que encontramos interesantes para discutir en detalle.

Hemos investigado el background de la señal de monotop leptónico y encontramos que el principal proviene de la producción de $t\bar{t}$, contrariamente a lo que ocurre en el Tevatron, donde el background principal es Wj [31, 32]. Esto se debe en parte a que la diferencia entre los umbrales cinemáticos de Wj y $t\bar{t}$ son menos importantes en el LHC, y en parte a que las contribuciones de estado inicial gg , que son más importantes en la producción de $t\bar{t}$, crecen rápidamente con la energía de colisión. Hemos verificado también que si nuestra estrategia de búsqueda hubiera sido estudiada con las energías de Tevatron, entonces Wj habría sido efectivamente el background principal.

Dado que luego de todos los cortes, el background principal $t\bar{t}$ resulta ser un par de órdenes de magnitud mayor al de Wj , es interesante sugerirle a los grupos experimentales que consideren la posibilidad de ajustar el punto de trabajo del rótulo de b para reducir el background de $t\bar{t}$ (y single top) al precio de aumentar el de Wj . En este trabajo hemos utilizado el punto de trabajo original de PGS. Si la eficiencia del rótulo de b fuera incrementada, (al precio de aumentar la contaminación proveniente de jets livianos), luego el segundo jet b en $t\bar{t}$ podría ser detectado con mayor eficiencia, y esos eventos podrían ser descartados en la selección de eventos. Por otra parte, habría más eventos de Wj que pasarían la selección debido al incremento de jets con rótulos de b falsos. Más aún, uno espera que más eventos de señal pasen el requerimiento del jet b si se aumenta la eficiencia del rótulo de jets b . El balance final debería ser una reducción del background total y un aumento en la señal, lo que llevaría a un incremento en la significancia final de la señal. Finalmente, se espera que esta situación resulte más importante a energías del LHC mayores, dado que el background dominante $t\bar{t}$ se verá incrementado en una proporción mayor a los demás, así como también la señal, con lo cual poder controlarlo será de mucha importancia para poder entonces extender el alcance de la estrategia de búsqueda de monotops leptónicos.

Hemos encontrado que la masa transversa del sistema leptón más energía faltante, M_T , es la variable más eficaz para discriminar la señal del background. Hemos

mostrado explícitamente en las Tablas 6.2 y 6.4, el efecto del corte en esta variable en la señal y el background simulados, concluyendo que es la variable clave de esta estrategia de búsqueda. En particular, mostramos en las Figs. 6.3 y 6.4 que la estrategia de búsqueda de monotops leptónicos es significativamente mejor que la de single top; hemos visto que particularmente para masas altas del estado final invisible X ($m_X \gtrsim 250$ GeV), la búsqueda de monotops supera a la existente de single top en hasta un orden de magnitud en el acoplamiento relevante (o dos órdenes de magnitud en la sección eficaz). De hecho, aunque uno podría esperar que las mediciones de single top fueran sensibles a la señal de monotop, éste no es en general el caso ya que para la mayoría de las señales de single top del SM, M_T tiene un punto final dado por la masa de W .

Por otra parte, hemos discutido las incertezas sistemáticas en el contexto de interacciones con FCNCs utZ , y encontramos que tienen escaso impacto en el límite proyectado para $Br(t \rightarrow uZ)$. En el caso del modelo Z' y las interacciones utZ , donde la producción de monotops involucra un quark de valencia u en el estado inicial, proponemos que una asimetría en ℓ^\pm suprimiría muchas incertezas sistemáticas, además de suprimir backgrounds simétricos en carga como $t\bar{t}$. Por ejemplo, incertezas sistemáticas importantes pueden provenir de mediciones de secciones eficaces absolutas e incertezas en la luminosidad, que podrían representar una incerteza de orden $\sim 15\%$ en el número total de eventos [187]. Para reducir estas incertezas sistemáticas importantes que son comunes tanto a eventos con leptones positivos (N^+), como negativos (N^-), uno podría construir una asimetría como $(N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$, y recuperar altos niveles de significancia en el alcance [28]. Notamos sin embargo, que esto no es aplicable al modelo THDMIII+DM, donde los monotops se producen predominantemente vía partones iniciales c , y entonces la asimetría no está presente en la señal ya que las PDFs de c y \bar{c} coinciden.

Finalmente, notamos que una combinación de la estrategia de búsqueda leptónica presentada junto con una hadrónica [11, 28, 30] permitiría obtener mejores alcances en todos los escenarios considerados. Asimismo, dado que este análisis fue realizado asumiendo una luminosidad de $21,7 \text{ fb}^{-1}$, uno debería esperar también un incremento en el alcance si los resultados de CMS y ATLAS fueran combinados. El próximo funcionamiento del LHC a energías y luminosidades más altas promete extender con-

siderablemente esta sensibilidad.

Cabe mencionar que un año después de publicar este trabajo sobre monotops leptónicos en el LHC [158], la Colaboración CMS realizó una búsqueda de partículas invisibles producidas en asociación con un único quark top que decae a tres jets, uno de los cuales es rotulado como un jet b ; es decir, realizó una búsqueda de monotops *hadrónicos*, a $\sqrt{s} = 8$ TeV con $20,3 \text{ fb}^{-1}$ de luminosidad [188]. El análisis estudia un modelo de monotop que predice la existencia de partículas invisibles escalares o vectoriales que se acoplan con quarks up de la primera y tercera familia. No se observó un exceso sobre la predicción del SM y se establecieron límites a las masas de estas partículas en 330 GeV y 650 GeV, respectivamente. Estos resultados extienden considerablemente el límite anterior impuesto por CDF en la producción de monotops hadrónicos mediante una partícula vectorial invisible [163]. Si bien la restricción que impone este límite a la existencia de partículas vectoriales y escalares como las que hemos estudiado en este capítulo, es significativa, los errores sistemáticos son muy importantes y en particular el método empleado para tratar el background de QCD multijet podría comprometer los resultados del análisis.

Por otro lado, la Colaboración ATLAS realizó al mismo tiempo una búsqueda de monotops leptónicos a $\sqrt{s} = 8$ TeV, con una luminosidad de $20,3 \text{ fb}^{-1}$ [189]. No se observó una desviación con respecto a la predicción del SM y se establecieron límites superiores en la sección eficaz de producción de un estado exótico resonante y uno no resonante. En el caso que nos concierne, el caso no resonante, se excluye un acoplamiento efectivo por encima de 0.2 a un 95 % C.L., para un quark top y un estado invisible de espín 1, con masa entre 0 y 657 GeV. Los backgrounds principales de este análisis son los mismos que hemos encontrado en este trabajo, aunque la estrategia de búsqueda tiene algunas diferencias, teniendo la presente un alcance ligeramente mayor.

Capítulo 7

Quarks vectoriales con sector escalar extendido.

La sensibilidad ultravioleta de la masa del Higgs, que resulta en el problema de jerarquía del SM que hemos descrito en la sección 2.5, es en muchos casos la motivación para estudiar modelos de nueva física. En este capítulo investigamos una extensión del SM que aborda el problema de jerarquía ampliando el espectro de partículas con la adición de un triplete escalar real Σ , y un quark top pesado de tipo vectorial, T .

Estudiamos un modelo de juguete en el que Σ y T interactúan mediante operadores de dimensión cinco, parametrizados por la escala Λ a la que se espera que surja nueva física. Asumimos que la *vev* del triplete mediante la mezcla con el Higgs del SM es despreciable. Asimismo, asumimos que el quark top del SM y el vectorial T interactúan con el Higgs, lo que resulta en la cancelación de la divergencia cuadrática, como es común en varios modelos de NP. Este tipo de modelos da lugar a la posibilidad de que el quark top vectorial posea modos de decaimiento adicionales tanto al triplete escalar real como a partículas del SM, que no han sido considerados en las búsquedas del LHC que se enfocan solamente en los modos de decaimiento tZ , tH y bW , como veremos en la sección 7.3.4.

Muchas de las restricciones que tiene el modelo dependen fuertemente de los valores de los parámetros de acoplamiento (parametrizados en general en términos de ángulos de mezcla), e imponen un límite superior al valor de las escalas de energía

involucradas. Las búsquedas directas presentan un excelente complemento, poniendo límites inferiores en esos mismos parámetros. Para estudiar el espacio de parámetros del modelo, en este trabajo nos concentramos en los parámetros oblicuos, $(S, T, y U)$ [47], el acoplamiento efectivo $Z\bar{b}b$ [48], la unitariedad de la matriz CKM y FCNCs mediadas por el bosón de Higgs [190], y búsquedas de quarks vectoriales pesados en el LHC [45, 46].

Organizamos este capítulo de la siguiente manera: en la sección 7.1 describimos las propiedades de los quarks vectoriales y analizamos el caso particular del quark vectorial singlete T . En la sección 7.2, presentamos un modelo de juguete con el sector escalar extendido con el triplete Σ y la inclusión del quark vectorial T , singlete de $SU(2)_L$. En la sección 7.3 analizamos las restricciones del modelo y en la 7.4 presentamos los resultados.

Este capítulo está basado en un trabajo publicado que se encuentra en la Ref. [191].

7.1. Quarks Vectoriales.

Los quarks de tipo vectorial son partículas de espín $1/2$ que transforman como tripletes de color y cuyas componentes *left* y *right* tienen los mismos números cuánticos de color y electrodébiles. Los quarks vectoriales en la escala del TeV están fuertemente motivados en modelos de dimensiones extra [33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40]. Además, proveen un escenario atractivo para estudiar la contribución del quark top al problema de jerarquía, ya que actúan cancelando la divergencia cuadrática que introducen los *loops* del quark top. Esta implementación es común en modelos de Higgs compuestos [41, 42] y de *Little Higgs* [43, 44], donde el Higgs es un pseudo bosón de Nambu-Goldstone con un potencial generado por *loops* del quark top.

Este tipo de quarks son un área de investigación actualmente por varias razones. Son el ejemplo más simple de fermiones de color que aún están permitidos por los experimentos; extra quarks quirales, como lo son una cuarta generación de quarks, están fuertemente restringidos [192] por mediciones de la sección eficaz del Higgs [193, 194] combinadas con búsquedas directas en el LHC [195, 196]¹. Por otra parte, estos quarks

¹Una cuarta generación está excluida independientemente por tests de precisión electrodébil [197].

no reciben toda su masa de acoplamientos de Yukawa al Higgs y son consistentes con mediciones del Higgs. Además, se pueden mezclar con los quarks del SM y modificar sus acoplamientos a los bosones de gauge y al bosón de Higgs. De hecho, agregar quarks vectoriales al SM es la manera más simple de romper el mecanismo de GIM, dando lugar por ejemplo a FCNCs a nivel árbol [198, 199], lo que generaría nuevos efectos en física de baja energía, que sin embargo, no se han observado. Asimismo, los quarks vectoriales introducen nuevas fuentes de violación de CP, como ocurre típicamente en la mayoría de las extensiones del SM [200, 201, 202, 203]. Por otra parte, los quarks vectoriales pueden afectar la predicción del decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones mediante contribuciones de *loops* al vértice efectivo. Este tipo de quarks recibe restricciones provenientes de efectos en el sector de sabor [204, 205, 190, 206, 207] y de mediciones de detección directa [45, 46, 208]. Además, se los puede estudiar de forma modelo-independiente en términos de unos pocos parámetros. Finalmente, existen motivaciones teóricas para su análisis, entre otras, se necesitan en el caso en que el Higgs es un pseudo bosón de Goldstone para inducir EWSB y explicar la masa liviana observada del Higgs [41, 42, 44].

Los quarks extras vectoriales se pueden producir de a pares en colisionadores hadrónicos mediante sus acoplamientos de gauge a los gluones y luego decaer a partículas del SM. Estos decaimientos se dan mediante la mezcla de estos nuevos quarks con los del SM, lo cual produce una modificación en los acoplamientos de estos últimos.

Analizamos a continuación las interacciones electrodébiles que surgen de incorporar quarks vectoriales al modelo. Estudiaremos el caso particular en que estas partículas adicionales son singletes de $SU(2)_L$.

7.1.1. Singlete T

Denominamos $q'_{Li} = (u'_{Li} \ d'_{Li})^T$, u'_{Ri} , d'_{Ri} , a los autoestados electrodébiles del SM, donde los índices $i, j = 1, 2, 3$, corresponden a las generaciones del SM y $\alpha, \beta = 1, \dots, 4$, a todos los quarks, incluidos los nuevos campos u'_{L4} , u'_{R4} , singletes de $SU(2)_L$.

Incorporar estos nuevos campos al SM no modifica las interacciones de corrientes cargadas y neutras en la base de autoestados débiles. El nuevo campo u'_{R4} tiene acoplamientos de Yukawa a los campos LH del SM y se puede escribir un término de

masa que involucra al nuevo singlete LH u'_{L4} ,²

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_W &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}'_{Li} \gamma^\mu d'_{Li} W_\mu^+ + \text{H.c.} , \\
\mathcal{L}_Z &= -\frac{g}{2c_W} \left[\bar{u}'_{Li} \gamma^\mu u'_{Li} - 2s_W^2 J_{\text{EM}}^\mu \right] Z_\mu , \\
\mathcal{L}_Y &= -Y_{i\beta}^u \bar{q}'_{Li} u'_{R\beta} \tilde{\Phi} + \text{H.c.} , \\
\mathcal{L}_{\text{desnudo}} &= -M \bar{u}'_{L4} u'_{R4} + \text{H.c.} .
\end{aligned} \tag{7.1}$$

La corriente electromagnética J_{EM}^μ tiene la misma expresión que en el SM pero en este caso actúa sobre todos los quarks. En este Lagrangiano hemos omitido los términos en el sector *down* que no se ven afectados por la mezcla. Luego de diagonalizar la matriz de masa, las interacciones de W , Z y H resultan,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_W &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{L\alpha} \gamma^\mu V_{\alpha j} d_{Lj} W_\mu^+ + \text{H.c.} , \\
\mathcal{L}_Z &= -\frac{g}{2c_W} \left[\bar{u}_{L\alpha} \gamma^\mu X_{\alpha\beta} u_{L\beta} - 2s_W^2 J_{\text{EM}}^\mu \right] Z_\mu , \\
\mathcal{L}_H &= -\frac{g}{2M_W} \left[\bar{u}_{L\alpha} X_{\alpha\beta} m_\beta^u u_{R\beta} + \bar{u}_{R\alpha} m_\alpha^u X_{\alpha\beta} u_{L\beta} \right] H ,
\end{aligned} \tag{7.2}$$

donde $V_{\alpha j}$ es la generalización en 4×3 de la matriz de CKM, $X = VV^\dagger$ es una matriz hermítica de 4×4 y m_α^u son las masas de los quarks *up*. La corriente electromagnética J_{EM}^μ se mantiene diagonal. Estas ecuaciones, que resultan de hacer un cambio de la base débil a la de masa, son exactas y no asumen una mezcla pequeña. Notar que aparecen acoplamientos LH de cambio de sabor neutros entre los quarks *up*, debido a la mezcla de autoestados débiles LH de diferente isoespín, lo que rompe el mecanismo de GIM. Para un quark pesado $T \equiv u_4$ que se mezcla con el quark top, y asumiendo que la mezcla es pequeña, tenemos la relación $X_{Tt} \simeq V_{Tb}$ entre acoplamientos de corrientes neutras y cargadas. En el modelo de quark T vectorial singlete, la mezcla en la corriente cargada (WTb), implica interacciones neutras (ZTt), y escalares (HTt), todas con igual acoplamiento a menos de factores multiplicativos independientes de

²En general, los campos RH $u'_{R\alpha}$, se pueden redefinir de manera que el término de masa sólo involucre a u'_{R4} . Este cambio de base también redefine la matriz arbitraria de los acoplamientos de Yukawa Y .

la mezcla. Estas interacciones determinan los decaimientos del quark T ,

$$T \rightarrow W^+b, \quad T \rightarrow Zt, \quad T \rightarrow Ht. \quad (7.3)$$

7.2. Modelo de Jugete.

7.2.1. Triplete Escalar Real

La posibilidad de extender el SM con un triplete escalar real de $SU(2)_L$ ha sido estudiada extensamente [209, 210, 211, 212, 213, 214, 215, 216, 217, 218], debido a que estas extensiones generalmente conducen a contribuciones a observables de precisión electrodébil suprimidas. El Lagrangiano escalar para un modelo de juguete que incluye todas las posibles combinaciones invariantes de gauge de un doblete de Higgs H , y un triplete de $SU(2)_L$, Σ , dados por,

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \Sigma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \eta^0 & \sqrt{2}\eta^+ \\ \sqrt{2}\eta^- & -\eta^0 \end{pmatrix}, \quad (7.4)$$

con η^0 real, $\eta^+ = (\eta^-)^*$, se puede escribir como,

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) + Tr(D_\mu \Sigma)^\dagger (D^\mu \Sigma) - V(H, \Sigma), \quad (7.5)$$

donde

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma + ig[\tilde{A}_\mu, \Sigma], \quad \text{y} \quad \tilde{A}_\mu = \sum_{a=1}^3 A_\mu^a T^a. \quad (7.6)$$

A_μ^a y T^a son los bosones de gauge y los generadores del grupo, respectivamente.

El potencial escalar renormalizable más general está dado por [216, 217],

$$\begin{aligned} V(H, \Sigma) = & -\mu^2 H^\dagger H + \lambda_0 (H^\dagger H)^2 + \frac{1}{2} M_\Sigma^2 Tr[\Sigma^2] + \frac{b_4}{4} Tr[\Sigma^2]^2 \\ & + a_1 H^\dagger \Sigma H + \frac{a_2}{2} H^\dagger H Tr[\Sigma^2], \end{aligned} \quad (7.7)$$

donde todos los parámetros son reales. En general, las componentes neutras de los dos

escalares H y Σ , pueden tener valores de expectación de vacío no nulos. Definimos,

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ (v_0 + h^0 + i\xi^0)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad y \quad \Sigma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v_3 + \eta^0 & \sqrt{2}\eta^+ \\ \sqrt{2}\eta^- & -v_3 - \eta^0 \end{pmatrix} \quad (7.8)$$

donde $v_0 \equiv \langle \text{Re}(\phi^0) \rangle$ y $v_3 \equiv \langle \eta^0 \rangle$ son la *vev* de la componente neutra del doblete complejo del SM y el triplete real, respectivamente.

El potencial se puede minimizar a lo largo de las direcciones de las componentes neutras de H y Σ , lo que lleva a dos condiciones:

$$\frac{\partial V}{\partial \text{Re}(\phi^0)} = \left(-\mu^2 + \lambda_0 v_0^2 - \frac{a_1 v_3}{2} + \frac{a_2 v_3^2}{2} \right) v_0 = 0, \quad (7.9)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \eta^0} = -M_\Sigma^2 v_3 + b_4 v_3^3 - \frac{a_1 v_0^2}{4} + \frac{a_2 v_0^2 v_3}{2} = 0. \quad (7.10)$$

Los autoestados de masa físicos y los electrodébiles están relacionados por rotaciones alrededor de dos ángulos, uno para los escalares neutros, θ_0 , y otro para los cargados, θ_+ :

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_0 & \sin \theta_0 \\ -\sin \theta_0 & \cos \theta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^0 \\ \eta^0 \end{pmatrix}, \quad G^0 = \xi^0, \quad (7.11)$$

$$\begin{pmatrix} H^\pm \\ G^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \theta_\pm & \cos \theta_\pm \\ \cos \theta_\pm & \sin \theta_\pm \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^\pm \\ \eta^\pm \end{pmatrix}. \quad (7.12)$$

En términos de los parámetros del Lagrangiano, los ángulos de mezcla están dados por,

$$\begin{aligned} \tan 2\theta_0 &= \frac{4v_0 v_3 (-a_1 + 2v_3 a_2)}{8\lambda_0 v_3^2 v_3 - 8b_4 v_3^3 - a_1 v_0^2}, \\ \tan 2\theta_+ &= \frac{4v_0 v_3}{4v_3^2 - v_0^2}. \end{aligned} \quad (7.13)$$

En el límite $a_1 \rightarrow 0$, y para $M_\Sigma^2, b_4 > 0$, $M_\Sigma^2 < a_2 v_0^2/2$, el mínimo del potencial escalar ocurre para $v_3 \rightarrow 0$, (ver Ecs. (7.9) y (7.10)), y $v_0 \rightarrow v_{SM} \equiv v$, y no hay mezcla

entre componentes cargadas del doblete complejo y el triplete real a nivel árbol. Esto representa una simetría accidental Z_2 , ya que el potencial permanece invariante bajo la transformación $\Sigma \rightarrow -\Sigma$. En el escenario más general, la vev del triplete es no nula, no hay simetría Z_2 , y existe mezcla.

En el caso del modelo de juguete en estudio, como podemos elegir a_1 independientemente de otros parámetros, elegimos el límite $a_1 \rightarrow 0$ y despreciamos la vev del triplete. Este límite corresponde a un bosón de Higgs del SM y así este modelo de juguete representa al SM con un triplete escalar inerte ($vev = 0$) adicional y un bosón de Higgs, $h^0 \equiv Re(\phi^0)$, que adquiere una masa, dada por,

$$M_{h^0}^2 = 2\lambda_0 v^2. \quad (7.14)$$

Las masas del triplete real están degeneradas a nivel árbol y dadas por,

$$M_{\eta^0}^2 = M_{\eta^\pm}^2 = \frac{a_2 v_0^2}{2} - M_\Sigma^2 \equiv M_\eta^2. \quad (7.15)$$

Esta degeneración se rompe por correcciones radiativas que surgen del acoplamiento entre el triplete y los bosones de gauge de $SU(2)_L$ [216, 219], lo que resulta en la separación de masas,

$$\Delta M = \frac{\alpha M_\eta}{4\pi s_W^2} \left[f\left(\frac{M_W}{M_\eta}\right) - c_W^2 f\left(\frac{M_Z}{M_\eta}\right) \right], \quad (7.16)$$

donde la función f está dada por,

$$f(y) = -\frac{y}{4} \left[2y^3 \log y + (y^2 - 4)^{3/2} \log \left[\frac{1}{2} \left(y^2 - 2 - y\sqrt{y^2 - 4} \right) \right] \right]. \quad (7.17)$$

Cabe aclarar que esta relación (Ec. (7.17)), se cumple en el límite en el que el parámetro ρ no recibe contribuciones a nivel árbol. Este es un escenario realista para el marco teórico en estudio dado que, en el límite de una vev del triplete despreciable, el parámetro ρ no se desvía de la unidad a nivel árbol [220]. Así, el sector escalar está parametrizado sólo por tres parámetros adicionales independientes, (M_η, a_2, b_4) , ya que la masa del bosón de Higgs se fija en 125 GeV.

Extender el sector de Higgs con multipletes puede modificar los acoplamientos del Higgs a los fermiones y bosones de gauge. Sin embargo, como un triplete escalar real e inerte no se mezcla con el doblete de Higgs del SM, no existen modificaciones a los acoplamientos del modelo a nivel árbol. En particular, los acoplamientos que involucran a los bosones escalares están dados por [217],

$$\begin{aligned}
h^0 \bar{f} f &: -i \frac{m_f}{v}, & ZZ h^0 &: \frac{2i M_Z^2}{v} g^{\mu\nu}, & \eta^+ \eta^- h^0 &: -i a_2 v, & W^+ W^- h^0 &: i g^2 \frac{1}{2} v g^{\mu\nu}, \\
W^+ \eta^- \eta^0 &: \frac{1}{2} (p' - p)^\mu, & \gamma \eta^+ \eta^- &: i e (p' - p)^\mu, & Z \eta^+ \eta^- &: i g_{c_W} (p' - p)^\mu, & & (7.18)
\end{aligned}$$

donde g es la constante de acoplamiento de gauge de $SU(2)_L$. En el caso de una extensión del SM con un triplete real inerte, la ausencia de mezcla con el doblete de Higgs resulta en la ausencia de acoplamientos entre η^0/η^\pm y fermiones, y por lo tanto, no existen contribuciones adicionales al vértice $Z b \bar{b}$ [220]. Sin embargo, como el triplete se acopla a los bosones electrodébiles a nivel árbol, generará correcciones a un *loop* a los propagadores de los bosones de gauge, contribuyendo a los parámetros oblicuos S , T y U .

7.2.2. Triplete Escalar Real con un quark vectorial singlete electrodébil.

En la sección anterior, el triplete escalar no se mezcla con el doblete de Higgs del SM, y entonces no posee interacciones de Yukawa con leptones y quarks. En esta sección, el triplete escalar se acopla a los fermiones y a los quarks vectoriales mediante interacciones nuevas, no renormalizables, que parametrizan nueva física a la escala $\Lambda \sim 1$ TeV. Esta clase de modelos está fuertemente motivada por modelos de *Little Higgs*, donde el bosón de Higgs del SM es un pseudo bosón de Goldstone de una simetría global explícitamente rota por interacciones de gauge, de Yukawa y escalares [43, 44, 221, 222].

Existen estudios que han investigado modelos con escalares adicionales y quarks vectoriales [223, 224, 225, 226, 227, 228, 229, 230, 231]. En el contexto de un fermión singlete de $SU(2)_L$ de tipo vectorial, estos estudios se han enfocado o bien en

interacciones renormalizables entre el nuevo sector escalar y el nuevo sector fermiónico [229, 230], o en interacciones renormalizables inducidas por la mezcla que surge en el sector escalar y sus efectos en las interacciones de Yukawa del SM [224, 225, 231]. En este trabajo en cambio, introducimos nuevas interacciones no renormalizables entre el nuevo sector escalar y el de fermiones, en un escenario que permite mezcla entre la tercera generación de quarks up y el quark vectorial. Esto se hace de una manera que conduce a la cancelación de las divergencias cuadráticas más importantes de las correcciones a un *loop* a la masa del bosón de Higgs.

Expandimos el modelo de juguete extendiendo el sector de Yukawa del SM mediante la incorporación de un quark de tipo vectorial, llamado χ , que transforma como $(3, 1, 2/3)$ ante el grupo de gauge $SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y$. De esta manera, el Lagrangiano de Yukawa del SM se extiende, incluyendo el triplete escalar Σ y el quark χ vectorial, mediante los siguientes operadores de cinco dimensiones:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= \bar{Q}(y_1 + \epsilon_1 \frac{\Sigma}{\Lambda}) \tilde{H} u_R + \bar{Q}(y_2 + \epsilon_2 \frac{\Sigma}{\Lambda}) \tilde{H} \chi_R + \bar{Q}(y_b + \epsilon_b \frac{\Sigma}{\Lambda}) H d_R \\ &+ \frac{y_3}{2\Lambda} H^\dagger H \bar{\chi}_L \chi_R + y_4 \Lambda \bar{\chi}_L \chi_R + \frac{y_5}{2\Lambda} H^\dagger H \bar{\chi}_L u_R + h.c., \end{aligned} \quad (7.19)$$

donde $\bar{Q} = (\bar{u}_L, \bar{d}_L)$ y $\tilde{H} = -i\sigma_2 H^*$, y los parámetros $\epsilon_{1,2}$ son libres y se toman de orden $\mathcal{O}(1)$. Despreciamos las interacciones con las generaciones más livianas de fermiones. Los efectos de la mezcla entre un quark vectorial y las tres generaciones de quarks del SM han sido recientemente estudiadas en [190], incluyendo interacciones no renormalizables entre quarks y el bosón de Higgs. Estos estudios hacen foco en los acoplamientos con uno y dos Higgs a quarks y tienen en cuenta todas las restricciones provenientes de observables de sabor de baja energía [175, 232]. Estos análisis muestran que es posible modificar significativamente estas propiedades del Higgs, y establecen límites a los acoplamientos no diagonales entre el quark vectorial pesado y las generaciones livianas. Nuestro trabajo podría abarcar un análisis semejante, incluyendo una generalización similar de los acoplamientos ϵ_i sobre todas las generaciones para incluir acoplamientos no diagonales a las generaciones livianas en la base de autoestados de masa. Sin embargo, estos acoplamientos serían pequeños ya que estarían modificados por la mezcla entre el quark vectorial pesado y el quark top y los términos de la matriz de CKM que involucran al top y a las generaciones livianas.

Además, un término renormalizable proporcional a $\bar{\chi}_L u_R$, no está excluido, ya que podría ser rotado mediante una redefinición del campo. Hemos ignorado operadores de dimensión cinco del tipo $Tr[\Sigma^2]\bar{\chi}_L\chi_R$, dado que en el límite de poca mezcla entre H y Σ , las contribuciones de estos operadores a decaimientos exóticos del quark vectorial pesado es despreciable.

Asumimos que el triplete escalar contribuye de manera desdénable a EWSB, y por lo tanto los quarks up de la tercera generación, $u_{L,R}$, se mezclan con los quarks vectoriales $\chi_{L,R}$, como en las extensiones mínimas del SM con singletes de tipo vectorial [233]. La matriz de masa entre la tercera generación de quarks up y el quark vectorial pesado puede escribirse en términos de los parámetros introducidos en la Ec. (7.19),

$$M_T = \begin{pmatrix} \frac{y_1 v}{\sqrt{2}} & \frac{y_2 v}{\sqrt{2}} \\ \frac{y_5 v^2}{4\Lambda} & y_4 \Lambda + y_3 \frac{v^2}{4\Lambda} \end{pmatrix}, \quad (7.20)$$

donde v es la vev del doblete de Higgs. La mezcla entre los estados electrodébiles se puede parametrizar en la siguiente manera,

$$\begin{pmatrix} u_{L,R} \\ \chi_{L,R} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{L,R} & s_{L,R} \\ -s_{L,R} & c_{L,R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{L,R} \\ T_{L,R} \end{pmatrix}, \quad (7.21)$$

donde $s_{L,R} \equiv \sin \theta_{L,R}$ y $c_{L,R} \equiv \cos \theta_{L,R}$. Estos ángulos de mezcla también pueden ser expresados en términos de los parámetros introducidos en la Ec. (7.19) y expandidos en potencias inversas de Λ . A orden Λ^{-2} , los ángulos de mezcla, en términos de los parámetros fundamentales del modelo, están dados por,

$$\begin{aligned} c_L &\approx -1 + \frac{y_2^2 v^2}{4y_4^2 \Lambda^2}, & s_L &\approx \frac{y_2 v}{\sqrt{2}y_4 \Lambda}, \\ c_R &\approx 1 - \mathcal{O}(1/\Lambda^4), & s_R &\approx \frac{(2y_1 y_2 + y_4 y_5)v^2}{4y_4^2 \Lambda^2}. \end{aligned} \quad (7.22)$$

Las masas del top del SM y el quark vectorial pesado T , están dadas por,

$$\begin{aligned} m_t^2 &\approx \frac{y_1^2 v^2}{2} \left(1 - \frac{v^2 y_2 (y_1 y_2 + y_4 y_5)}{2 y_1 y_4^2 \Lambda^2} \right), \\ m_T^2 &\approx y_4^2 \Lambda^2 \left(1 + \frac{v^2 (y_2^2 + y_3 y_4)}{2 y_4^2 \Lambda^2} \right). \end{aligned} \quad (7.23)$$

Para ser consistentes con las potencias de v/Λ , en las rutinas numéricas se tiene en cuenta términos de orden superior en la expansión.

Como despreciamos la vev del triplete, podemos usar la parametrización general del Lagrangiano introducido en la Ec. (7.19), para expresar los acoplamientos del quark top y T al bosón del Higgs del SM h^0 , como en la Ref. [190],

$$\mathcal{L}_{h^0} = \sum_{i,j} \left(-y_{ij} h^0 + x_{ij} \frac{(h^0)^2}{2v^2} \right) \bar{f}_L^i f_R^j, \quad (7.24)$$

donde la suma es sobre $i, j = t, T$. Esta parametrización se puede usar para expresar la condición para la cancelación de las divergencias cuadráticas a la masa del bosón de Higgs del SM,

$$\sum_i x_{ii} \frac{m_i}{v} = \sum_{i,j} |y_{i,j}|^2. \quad (7.25)$$

En términos del modelo de juguete, esta relación se puede expresar como [190],

$$\frac{m_t^2 c_L^2 + m_T^2 s_L^2}{v^2} \approx \frac{1}{\Lambda} [m_t s_L (-y_5 c_R + y_3 s_R) + m_T c_L (y_5 s_R + y_3 c_R)], \quad (7.26)$$

y así reducir en uno el número de grados de libertad en el sector de los quarks.

Esta configuración brinda la posibilidad de que existan nuevos modos de decaimiento del autoestado de masa del top pesado, en particular, $T \rightarrow \eta^0 t$ y $T \rightarrow \eta^+ b$, en adición a los que normalmente se estudian en las extensiones mínimas del SM con quarks vectoriales, ($T \rightarrow W^+ b$, th^0 , tZ). Los acoplamientos relevantes que involucran a estos modos, están dados por,

$$g_{\eta^0 T \bar{t}} = \frac{v}{2\sqrt{2}\Lambda} ((c_R s_L \epsilon_1 - s_R s_L \epsilon_2) P_L - (c_R c_L \epsilon_2 + s_R c_L \epsilon_1) P_R),$$

$$g_{\eta-T\bar{b}} = \frac{v}{2\sqrt{2}\Lambda}((s_R\epsilon_1 + c_R\epsilon_2)P_R + s_L\epsilon_b P_L). \quad (7.27)$$

Por otro lado, dada la naturaleza de los operadores que inducen estos decaimientos, los BRs a estos nuevos modos pueden ser importantes en la pequeña región de mezcla entre t y T . El nuevo estado escalar neutro decae a $t\bar{t}^{(*)}$ y/o $b\bar{b}$, mientras que los escalares cargados, lo hacen a $t^{(*)}\bar{b}$, dependiendo de la masa. Los acoplamientos importantes entre los nuevos estados escalares y los fermiones t y b son,

$$\begin{aligned} g_{\eta^0 t\bar{t}} &= \frac{v}{2\sqrt{2}\Lambda}c_L(c_R\epsilon_1 - s_R\epsilon_2)(P_L - P_R), \\ g_{\eta^0 b\bar{b}} &= \frac{v}{2\sqrt{2}\Lambda}\epsilon_b(P_L - P_R), \\ g_{\eta^- t\bar{b}} &= \frac{v}{2\sqrt{2}\Lambda}((c_R\epsilon_1 - s_R\epsilon_2)P_R + c_L\epsilon_b P_L). \end{aligned} \quad (7.28)$$

Dados los límites en la masa del top, (Ec 7.23), $m_t = 173$ GeV, y la cancelación de las divergencias cuadráticas, (Ec 7.26), los grados de libertad en el sector del quark pesado se reducen a dos. Además, elegimos los parámetros más fenomenológicos como la masa del top pesado, m_T , y el seno del ángulo de mezcla LH, s_L y dejamos Λ , y_5 , ϵ_1 y ϵ_2 como parámetros fundamentales libres. Fijamos estos parámetros para varios escenarios diferentes y usamos las Ecs. (7.22), (7.23), y (7.26) para hallar una solución para $y_1 - y_4$. Asimismo, dado que la masa desnuda de los quarks vectoriales está dada por $y_4 \cdot \Lambda$, el modelo efectivo será válido para $y_4 \lesssim 1$. Los resultados se muestran más abajo en el plano $s_L - m_T$ (Figs. 7.5 y 7.4).

Estos operadores de dimensión cinco generan un término a_1 a nivel árbol que fue previamente despreciado, y tienen una contribución a los otros parámetros escalares. Debido a la falta de restricciones sobre estos otros parámetros, podemos absorber las contribuciones de un *loop* a los otros parámetros escalares sin pérdida de generalidad. Sin embargo, no podemos hacer lo mismo con a_1 ; como estamos tomando el límite $a_1^{tree} \rightarrow 0$, a_1^{1-loop} no puede ser ignorado. La contribución más importante a 1-*loop* está dada por,

$$a_1^{1-loop} = \frac{(y_1\epsilon_1 + y_2\epsilon_2)\Lambda}{32\pi^2}. \quad (7.29)$$

Mantener el límite $a'_1 = a_1^{tree} + a_1^{1loop} \rightarrow 0$ representa un grado de ajuste fino muy alto. Para evitar esto, debemos asumir que a'_1 no es significativamente menor que el mayor valor de a_1^{tree} o a_1^{1-loop} , y reconsiderar los límites provenientes de la *vev* del triplete. Las restricciones de $\delta\rho = (2v_3/v_0)^2 \leq 0,001$ se pueden traducir en un límite a a_1 mediante la Ec. (7.10), dependiente de M_Σ , b_4 y a_2 . Por ejemplo, para $M_\Sigma \sim 100$ GeV, $b_4 \sim 1$ y $a_2 \sim 1$, esto se corresponde con un límite en $|a_1| \lesssim 10$ GeV. Esta restricción es bastante insensible a las variaciones de b_4 , pero se vuelve más débil para valores mayores de M_Σ y a_2 .

Para valores de Λ mayores, los acoplamientos relevantes de Yukawa se reducen a $y_1 \rightarrow \sqrt{2}m_t/v$ y $y_2 \rightarrow -\sqrt{2}\tan\theta_L m_T/v$. En este régimen, a_1^{1-loop} está dado, aproximadamente, por,

$$a_1^{1-loop} \approx \frac{\sqrt{2}}{32\pi^2 v} (m_t \epsilon_1 - \tan\theta_L m_T \epsilon_2) \Lambda. \quad (7.30)$$

Esto se puede traducir en un límite superior y otro inferior en s_L para valores fijos de $\Lambda, \epsilon_1, \epsilon_2$, dado que la contribución a a_1^{1-loop} estará dominada por el término dependiente de m_t para valores pequeños de s_L y por el término dependiente de m_T para valores grandes de s_L . Para valores de s_L intermedios, la interferencia destructiva entre los dos términos reduce a_1 y relaja el límite. No obstante, dado que no hay restricciones al parámetro a_2 , tenemos la libertad de elegir una región válida de espacio de parámetros en la que esta restricción desaparece por completo para los valores de Λ , $\epsilon_{1,2}$ y m_T que consideramos en este análisis.

7.3. Restricciones al Modelo.

Las restricciones al modelo provienen de tres fuentes: contribuciones a los parámetros oblicuos (S , T , U), contribuciones extras a 1-loop al vértice $Zb\bar{b}$, y límites directos de búsquedas de quarks vectoriales pesados. Estudiamos a continuación cada una de ellas.

7.3.1. Parámetros oblicuos

Los parámetros oblicuos están diseñados para restringir modelos de nueva física a partir de observables de precisión electrodébil. Se asume que el efecto de nueva física sólo aparece mediante polarización del vacío y entonces conduce a parámetros oblicuos modificados. La mayoría de los efectos en observables de precisión electrodébil pueden ser parametrizados por tres parámetros S, T y U , introducidos por Peskin y Takeuchi [47].

T mide la diferencia entre las contribuciones de nueva física de procesos con corrientes neutras y cargadas a baja energía (i.e. sensibles a violación de isospín). S y $S + U$ describen contribuciones de nueva física de procesos de corrientes neutras o cargadas a diferentes escalas de energía. U por su parte, sólo está restringida por la masa del bosón W y su ancho de decaimiento total. Además, el parámetro U es generalmente pequeño en modelos de nueva física. Así, el espacio de parámetros de STU puede usualmente proyectarse a un espacio de parámetros en dos dimensiones, en el que los límites experimentales son fáciles de visualizar.

Las correcciones a S, T y U pueden ser parametrizadas como [47],

$$\begin{aligned}\alpha S &= \frac{4s_W^2 c_W^2}{M_Z} \left(\Delta\Pi^{ZZ}(M_Z) - \frac{c_W^2 - s_W^2}{s_W c_W} \Delta\Pi^{\gamma Z}(M_Z) - \Delta\Pi^{\gamma\gamma}(M_Z) \right), \\ \alpha T &= \frac{1}{M_W^2} \left(\Pi^{WW}(0) - c_W^2 \Pi^{ZZ}(0) \right), \\ \alpha(S + U) &= 4s_W^2 \left(\frac{\Delta\Pi^{WW}(M_W)}{M_W^2} - \frac{c_W}{s_W} \frac{\Delta\Pi^{\gamma Z}(M_Z)}{M_Z^2} - \frac{\Delta\Pi^{\gamma\gamma}(M_Z)}{M_Z^2} \right),\end{aligned}\quad (7.31)$$

donde $\Delta\Pi(k) = \Pi(k) - \Pi(0)$, las funciones $\Pi(k)$ denotan los coeficientes de la métrica en los propagadores inversos de los bosones de gauge, α es la constante de estructura fina y c_W, s_W son el coseno y el seno del ángulo de Weinberg, respectivamente. Los límites actuales en los parámetros oblicuos son [48],

$$\begin{aligned}\Delta T &= T - T_{SM} = 0,08 \pm 0,07, \\ \Delta S &= S - S_{SM} = 0,05 \pm 0,09, \\ \Delta U &= U - U_{SM} = 0.\end{aligned}$$

En el modelo que estudiamos, las contribuciones al parámetro U son despreciables y con el fin de trabajar con el límite más fuerte para S y T , elegimos el ajuste de precisión electrodébil con $\Delta U = 0$ [48].

Las contribuciones a los parámetros oblicuos del triplete escalar han sido estudiadas en las Refs. [211, 212, 213, 214, 215, 216], y están dadas por,

$$\begin{aligned} S_{TM} &= 0, \\ T_{TM} &\approx \frac{1}{6\pi} \frac{1}{s_W^2 c_W^2} \frac{\Delta M^2}{M_Z^2}, \\ U_{TM} &\approx \frac{\Delta M}{3\pi M_{\eta^\pm}}, \end{aligned} \tag{7.32}$$

en el límite de ΔM pequeña, donde $\Delta M \equiv M_{\eta^0} - M_{\eta^\pm}$. En el límite en que la *vev* del triplete es despreciable y no hay acoplamientos a los fermiones, las contribuciones a los parámetros T y U están fuertemente suprimidas ya que la diferencia de masa entre las componentes cargadas y neutras de Σ sólo aparece debido a correcciones radiativas provenientes del acoplamiento de η^\pm a los bosones de gauge Z y W . La contribución adicional de los acoplamientos del sector del quark pesado a la separación de masas también se espera que sea pequeña, ya que todos los acoplamientos están aún más suprimidos por un factor v/Λ .

Las correcciones a los parámetros oblicuos provenientes del sector del quark pesado surgen solamente de la mezcla entre $u_{L,R}$ y $\chi_{L,R}$. En particular, sólo existen correcciones a un *loop* a los parámetros S y T y vienen dadas por [234],

$$\begin{aligned} \Delta T_T &= T_t^{SM} s_L^2 \left[-(1 + c_L^2) + s_L^2 \frac{m_T^2}{m_t^2} + c_L^2 \frac{2m_T^2}{m_T^2 - m_t^2} \log \frac{m_T^2}{m_t^2} \right], \\ \Delta S_T &= -\frac{s_L^2}{6\pi} \left[(1 - 3c_L^2) \log \frac{m_T^2}{m_t^2} + 5c_L^2 - \frac{6c_L^2 m_t^4}{(m_T^2 - m_t^2)^2} \left(\frac{2m_T^2}{m_t^2} - \frac{3m_T^2 - m_t^2}{m_T^2 - m_t^2} \log \frac{m_T^2}{m_t^2} \right) \right], \end{aligned} \tag{7.33}$$

donde

$$T_t^{SM} = \frac{3m_t^2}{16\pi s_W^2} \frac{m_t^2}{M_W^2}, \tag{7.34}$$

denota la contribución al SM del parámetro T que surge de *loops* de los quarks top y bottom del SM. De las dos ecuaciones anteriores se puede ver fácilmente que este límite es fuerte en el límite de mezcla ‘grande’ del modelo. En particular, estas restricciones son idénticas a las que surgen en extensiones renormalizables del sector de Yukawa del SM con un par de quarks vectoriales, singletes de $SU(2)_L$, $\chi_{L,R}$ [233]. En este tipo de modelos, un quark pesado de 400 GeV está descartado en la región donde $s_L \gtrsim 0,2$ y el límite en s_L se vuelve más importante para valores de m_T mayores. De esta manera, esperamos que el modelo de juguete esté restringido a una región del espacio de parámetros con s_L pequeño.

7.3.2. $Z \rightarrow b\bar{b}$

El acoplamiento efectivo $Zb\bar{b}$ ha sido medido con excelente precisión por LEP y es una restricción importante en modelos de nueva física. En el SM, el vértice $Zb\bar{b}$, incluyendo contribuciones a un *loop* del quark top, se puede parametrizar con los siguientes acoplamientos,

$$\begin{aligned} g_L^{SM} &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{3}s_W^2 + \frac{m_t^2}{16\pi^2 v^2}, \\ g_R^{SM} &= \frac{1}{3}s_W^2, \end{aligned} \quad (7.35)$$

donde las expresiones han sido normalizadas por un factor $g/\sqrt{1-s_W^2}$.

En este modelo de juguete, las contribuciones provenientes tanto de la mezcla entre el top del SM y el fermión pesado, como también del acoplamiento a nivel árbol del escalar cargado al bosón Z dado en la Ec. (7.18), conducen a desviaciones de las predicciones del SM en los siguientes observables de precisión en la resonancia Z [48]:

$$\begin{aligned} R_b^{SM} &= 0,21474 \pm 0,00003, \\ A_{b,FB}^{SM} &= 0,1032_{-0,0006}^{+0,0004}, \\ A_b^{SM} &= 0,93464_{-0,00007}^{+0,00004}, \\ R_c^{SM} &= 0,17223 \pm 0,00006, \end{aligned} \quad (7.36)$$

donde $R_{b,c}^{SM}$ denota la fracción de quarks b y c producidos en decaimientos de Z , y $A_{FB}^{b,SM}$ y A_b^{SM} se refieren a las asimetrías *forward-backward* y polarizada, respectivamente, en la producción de quarks b provenientes de decaimientos de Z como predice el SM. Usando expresiones de primer orden de la Ref. [233], cualquier desviación del SM se puede factorizar como,

$$\begin{aligned}
R_b &= R_b^{SM} (1 - 1,820\delta g_L + 0,336\delta g_R), \\
A_{FB}^b &= A_{FB}^{b,SM} (1 - 0,1640\delta g_L - 0,8877\delta g_R), \\
A_b &= A_b^{SM} (1 - 0,1640\delta g_L - 0,8877\delta g_R), \\
R_c &= R_c^{SM} (1 + 0,500\delta g_L - 0,0924\delta g_R),
\end{aligned} \tag{7.37}$$

donde δg_L y δg_R denotan la variación en el acoplamiento efectivo introducido en la Ec. (7.35).

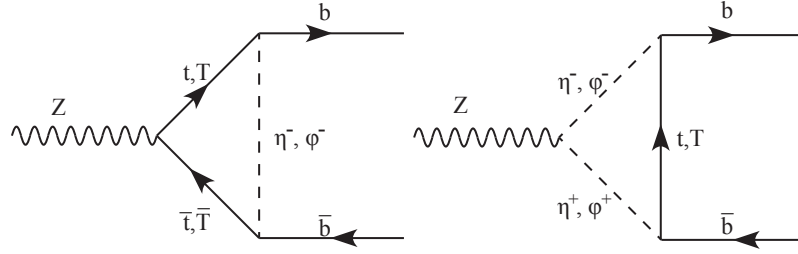


Figura 7.1: Diagramas de Feynman de las nuevas contribuciones dominantes al vértice efectivo $Z \rightarrow b\bar{b}$.

En el gauge de 't Hooft-Feynman, las correcciones a un *loop* de δg_L surgen de *loops* donde las componentes longitudinales de los bosones de gauge W y Z son modos de Goldstone, ϕ^\pm y $Im(\phi^0)$ en la Ec (7.4), y también de la mezcla entre T y t . Además, hay contribuciones a un *loop* adicionales dadas por el nuevo escalar cargado, η^\pm . Los nuevos diagramas se muestran en la Fig. 7.1. Las contribuciones de los modos de Goldstone a δg_L más importantes, incluyendo la mezcla entre T y t , son proporcionales

a y_1 e y_2 y se pueden expresar como,

$$\begin{aligned}
\delta g_L[\phi^\pm] &= \frac{\sqrt{1-s_W^2}}{16\pi^2 g} \left[-(g_L^{\phi^-t\bar{b}})^2 \left(-2g_R^{Zt\bar{t}} C_{24} + \frac{1}{2}g_R^{Zt\bar{t}} + g_L^{Zt\bar{t}} m_t^2 C_0 \right) \right. \\
&- (g_L^{\phi^-T\bar{b}})^2 \left(-2g_R^{ZT\bar{T}} C_{24} + \frac{1}{2}g_R^{ZT\bar{T}} + g_L^{ZT\bar{T}} m_T^2 C_0 \right) \\
&\left. - g_L^{\phi^-t\bar{b}} \cdot g_L^{\phi^-T\bar{b}} \left(-2g_R^{Zt\bar{T}} C_{24} + \frac{1}{2}g_R^{Zt\bar{T}} + g_L^{Zt\bar{T}} m_t m_T C_0 \right) \right], \quad (7.38)
\end{aligned}$$

mientras que las contribuciones más importantes provenientes del escalar cargado, η^\pm , son proporcionales a ϵ_1 y ϵ_2 y están dadas por,

$$\begin{aligned}
\delta g_L[\eta^\pm] &= \frac{\sqrt{1-s_W^2}}{16\pi^2 g} \left[-(g_L^{\eta^-t\bar{b}})^2 \left(-2g_R^{Zt\bar{t}} C_{24} + \frac{1}{2}g_R^{Zt\bar{t}} + g_L^{Zt\bar{t}} m_t^2 C_0 \right) \right. \\
&- (g_L^{\eta^-T\bar{b}})^2 \left(-2g_R^{ZT\bar{T}} C_{24} + \frac{1}{2}g_R^{ZT\bar{T}} + g_L^{ZT\bar{T}} m_T^2 C_0 \right) \\
&\left. - g_L^{\eta^-t\bar{b}} \cdot g_L^{\eta^-T\bar{b}} \left(-2g_R^{Zt\bar{T}} C_{24} + \frac{1}{2}g_R^{Zt\bar{T}} + g_L^{Zt\bar{T}} m_t m_T C_0 \right) \right]. \quad (7.39)
\end{aligned}$$

Los factores de la integral de tres puntos C_0 y C_{24} se definen como [220, 235],

$$\begin{aligned}
C_0 &\equiv C_0(m_b^2, M_Z^2, m_b^2; m_i^2, M_S^2, m_j^2), \\
C_{24} &\equiv C_{24}(m_b^2, M_Z^2, m_b^2; m_i^2, M_S^2, m_j^2), \quad (7.40)
\end{aligned}$$

donde $m_{i,j} = m_t, m_T$, y M_S denota, o bien la masa de los modos de Goldstone cargados (con masa igual a la masa del bosón W), o la del escalar cargado, η^\pm . Los acoplamientos entre los escalares cargados y los fermiones en las Ecs. (7.38)-(7.39) están dados por,

$$\begin{aligned}
g_L^{\phi^-t\bar{b}} &= -y_1 c_R + y_2 s_R, \\
g_L^{\phi^-T\bar{b}} &= -y_1 s_R - y_2 c_R, \\
g_L^{\eta^-t\bar{b}} &= \frac{v}{2\Lambda} (\epsilon_1 c_R - \epsilon_2 s_R), \\
g_L^{\eta^-T\bar{b}} &= \frac{v}{2\Lambda} (\epsilon_1 s_R + \epsilon_2 c_R), \quad (7.41)
\end{aligned}$$

mientras que los acoplamientos entre el bosón de gauge Z y los fermiones son,

$$\begin{aligned}
g_L^{Zt\bar{t}} &= g_W \left(\frac{c_L^2}{2} - \frac{2}{3}s_W^2 \right), \\
g_R^{Zt\bar{t}} &= g_W \left(-\frac{2}{3}s_W^2 \right), \\
g_L^{ZT\bar{T}} &= g_W \left(\frac{s_L^2}{2} - \frac{2}{3}s_W^2 \right), \\
g_R^{ZT\bar{T}} &= g_W \left(-\frac{2}{3}s_W^2 \right), \\
g_L^{Zt\bar{T}} &= g_W s_L c_L, \\
g_R^{Zt\bar{T}} &= 0,
\end{aligned} \tag{7.42}$$

con $g_W \equiv g/\sqrt{1-s_W^2}$.

Los límites provenientes de las mediciones de $Z \rightarrow b\bar{b}$ que usamos en este trabajo están basados en los últimos resultados experimentales [236],

$$\begin{aligned}
R_b^{exp} &= 0,21629 \pm 0,00066, \\
A_{FB}^{exp,b} &= 0,0992 \pm 0,0016, \\
A_b^{exp} &= 0,923 \pm 0,020, \\
R_c^{exp} &= 0,1721 \pm 0,003.
\end{aligned} \tag{7.43}$$

Calculamos un límite superior a 95% C.L. en cada observable individual, asumiendo que las contribuciones a δg_R son despreciables, dado que son proporcionales al acoplamiento de Yukawa del quark b , y_b , cuando el modo de Goldstone se propaga en el *loop*, y es proporcional a ϵ_b para un escalar cargado, η^\pm . Encontramos que el límite más fuerte es impuesto por R_b , quien restringe la desviación de g_L en el rango $-0,00568 < \delta g_L < 0,00298$. Por otro lado, la medición de $Br(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ se puede usar para restringir modelos de nueva física que predicen modificaciones al vértice $Zb\bar{b}$, en particular modelos con un estructura de sabor subyacente para la nueva física [237]. Sin embargo, el límite en el vértice $Zb\bar{b}$ usado en este análisis es comparable con el que se deriva de $Br(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. Encontramos que las restricciones que surgen de correcciones a los parámetros oblicuos imponen los límites más estrictos en el

espacio de parámetros del modelo.

7.3.3. Unitariedad de la matriz CKM y FCNCs mediadas por el bosón de Higgs

Al nivel renormalizable de la Ec. (7.19), la inclusión de un quark up vectorial que se mezcla con los quarks del SM afecta la unitariedad de la matriz CKM. La Ref. [190] lleva adelante un análisis de todas las restricciones que surgen de las corrientes de sabor neutras y cargadas, en donde parametrizan el acoplamiento más general entre un bosón de gauge Z y los quarks up LH con el Lagrangiano de la Ec. (7.2),

$$\mathcal{L}_Z = -\frac{g}{2c_W} \left[\bar{u}_{L\alpha} \gamma^\mu X_{\alpha\beta} u_{L\beta} - 2s_W^2 J_{EM}^\mu \right] Z_\mu, \quad (7.44)$$

donde como hemos visto en la sección 7.1.1, $X = VV^\dagger$ es una matriz hermítica de 4×4 donde $V_{\alpha j}$ es la generalización en 4×3 de la matriz de CKM. La desviación de la unitariedad en la presencia de un quark up vectorial se puede parametrizar como,

$$\sum_{j=d,s,b} |V_{ij}|^2 = X_{ii}^u \leq 1, \quad (7.45)$$

para $i = u, c, t$. Para una mezcla que es predominante con la tercera generación, $X_{tt}^u = c_L^2$ y

$$|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = c_L^2. \quad (7.46)$$

Los autores de la Ref. [190] realizaron un ajuste de χ^2 combinando resultados de ATLAS y CMS de sección eficaz de producción de single top [162, 238] y decaimientos $t \rightarrow bW$ [239] para obtener los límites inferiores siguientes:

$$\begin{aligned} |V_{tb}|^2 &> 0,85, \\ |V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 &> 0,87, \end{aligned} \quad (7.47)$$

que no están en tensión con las restricciones que surgen de las mediciones de los parámetros oblicuos (S, T, U) discutidos en la sección 7.3.1. Allí hemos visto, en las Ecs. 7.33, que ΔT_T y Δs_T dependen del parámetro s_L , con lo cual éste debe ser

pequeño para ser consistente con las mediciones de los parámetros oblicuos, lo que garantiza que se cumplan las Ecs. 7.47. Los valores de s_L consistentes con todos los observables se muestran en las Figs. 7.4 y 7.5, de la sección 7.4.

Por otra parte, la aparición de nuevos operadores de cinco dimensiones no renormalizables en la Ec. (7.19), modifica interacciones del Higgs con quarks del SM. Dado que no incorporamos mezcla entre el nuevo quark pesado y las primeras dos generaciones de quarks, elementos fuera de la diagonal de X^u que involucran a los quarks u y c , surgen a nivel de *loops* y con supresión de CKM. Estas restricciones son despreciables en el marco de la implementación del quark vectorial pesado que consideramos [190]. Sin embargo, si hubiera mezcla entre el quark vectorial y generaciones livianas, induciría decaimientos raros, que cambian sabor, del top al Higgs y a los quarks c, u [240], contribuciones a oscilaciones de D^0 [241], así como también producción de single top [242].

7.3.4. Búsqueda de quarks vectoriales pesados en el LHC

Los experimentos CMS [45] y ATLAS [46] han realizado búsquedas de quarks vectoriales pesados, con carga $+2/3$, asumiendo sólo tres modos de decaimiento posibles, $T \rightarrow W^+b$, $T \rightarrow tZ$ y $T \rightarrow th^0$, con la suma de los BRs igual a uno. Conociendo las masas de los productos de decaimiento, se pueden determinar aceptancias de la señal, y extrapolar límites inferiores precisos para cualquier modelo con un quark pesado con estos modos de decaimiento. Sin embargo, estos resultados no son inmediatamente transferibles al modelo de juguete debido a la existencia de nuevos modos de decaimiento.

La idea de usar un análisis existente para restringir escenarios de física BSM y aplicarlo a un marco BSM diferente ha sido estudiada recientemente e introducida como un procedimiento de *data recasting* para poner límites a extensiones del SM [243]. En este trabajo realizamos un análisis similar, teniendo en cuenta los modos de decaimiento extras permitidos en nuestro modelo.

Los análisis de las Colaboraciones ATLAS y CMS asumen producción en pares de quarks top pesados dominada por producción de QCD. La sección eficaz de producción se puede determinar de una manera modelo-independiente como en la Ref. [244],

o bien usando el paquete HATHOR [245]. En particular, nos concentramos en los resultados de CMS y usamos HATHOR para calcular la sección eficaz de producción en nuestro modelo. El estudio de CMS establece cuatro ‘muestras’ sensibles a la presencia de nuevos quarks pesados con masas por encima de 500 GeV: dos leptones con signo opuesto con dos o tres jets (OS1), dos leptones con signo opuesto con cinco o más jets (OS2), dos leptones con el mismo signo (SS), y tres leptones (TRI). Las eficiencias independientes de los BRs se proveen en la Ref. [45], donde figuran las eficiencias de las seis combinaciones de los BRs, tZ , Wb y th^0 .

Para cada muestra k , el estudio de CMS provee el número de eventos observados N_k^{obs} , así como también el número de eventos de background esperados con su correspondiente incerteza. Con estos datos, hemos determinado el número de eventos de señal excluidos a un 95 % C.L., N_k^{95} , usando el método CL_s de canal único, adaptado del programa CHECKMate [246]. Para $k = (\text{OS1}, \text{OS2}, \text{SS}, \text{Tri})$, los valores de N_k^{95} son (12.05, 30.43, 13.16, 5.58), asumiendo una función de distribución de probabilidad gaussiana para la incerteza del background y una incerteza despreciable para los eventos de señal.

La eficiencia ϵ_i^k , para cada permutación i , de dos de los canales de decaimiento (bW , tZ y th^0), está disponible en el estudio de CMS para cada una de las cuatro muestras, k .

A partir de estos datos, el número de eventos de señal se puede calcular como,

$$N_k(M_T) = \mathcal{L}\sigma_{T\bar{T}}(M_T) \sum_i \epsilon_i^k Br(T\bar{T} \rightarrow i), \quad (7.48)$$

donde \mathcal{L} es la luminosidad integrada y $\sigma(T\bar{T})$ es la sección eficaz calculada con HATHOR. Éste es el procedimiento seguido en [45]. El estudio de CMS provee una lista del número de eventos de señal $N_k^{CMS}(M_T)$, para el caso en que los BRs son $(bW, tZ, th^0) = (0,50, 0,25, 0,25)$, que podemos usar para comparar con nuestros resultados. La Fig. 7.2 muestra esta comparación entre los eventos de señal calculados con nuestro método y aquéllos provistos por CMS, para M_T entre 500 y 1100 GeV. La diferencia, como máximo, es de 4 % y se debe al redondeo de los resultados de CMS. Esta aproximación tiene un efecto mayor en los casos en los que el número de eventos

es menor, y esto se da para la región de masas altas. Esto tiene de todas maneras un efecto despreciable en nuestros resultados finales.

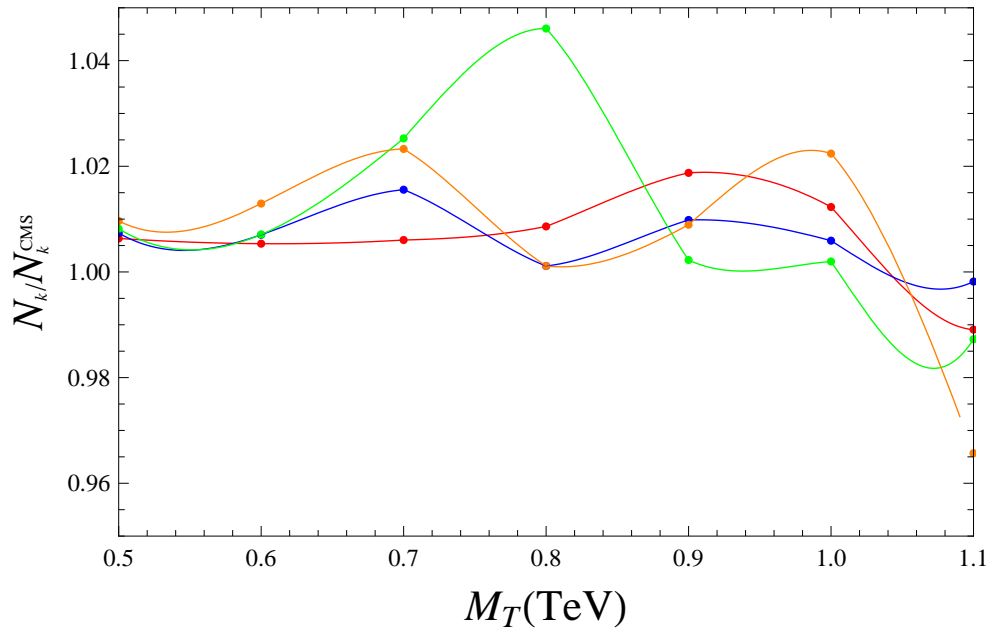


Figura 7.2: Razón entre el número de eventos de señal calculado usando el procedimiento descrito en el texto y el número de eventos provisto por CMS para un punto con $Br(bW, tZ, th) = (0,5, 0,25, 0,25)$, en función de la masa del quark top pesado M_T , en unidades de TeV. La línea roja corresponde a la muestra de señal OS1, la azul a OS2, la verde corresponde a la región SS, y la naranja a la región TRI.

Para estimar la aceptación de los nuevos modos de decaimiento, escalamos las eficiencias provistas por el análisis de CMS con la razón de los BRs que producen los estados que corresponden a cada muestra. Para el estado final $t\eta^0$, usamos las siguientes eficiencias,

$$\epsilon_{t\eta^0+i}^k(m_T) = \epsilon_{th+i}^k(m_T) \frac{Br(t\eta^0 + i \rightarrow k)}{Br(th^0 + i \rightarrow k)}, \quad (7.49)$$

donde k indica la muestra (OS1, OS2, SS, Tri), e i representa el otro modo de decaimiento (bW , tZ , th^0). De manera similar, para el modo de decaimiento $b\eta^\pm$, la

eficiencia que utilizamos es,

$$\epsilon_{b\eta^\pm+i}^k(m_T) = \epsilon_{bW+i}^k(m_T) \frac{Br(b\eta^\pm + i \rightarrow k)}{Br(bW + i \rightarrow k)}. \quad (7.50)$$

Los resultados son relativamente insensibles a la elección entre bW y th^0 para el modo de decaimiento cargado de η , y entre tZ y th^0 para el neutro. Este método pretende ser una aproximación de primer orden de las aceptancias. De hecho, la aceptación dependerá de la cinemática y por ejemplo, los resultados no serán independientes de la masa del estado intermediario (como en el decaimiento de th^0 frente al de $t\eta^0$). De todas maneras, en nuestros resultados finales, que discutimos en la sección 7.4, mostramos el efecto de la variación en las aceptancias.

Con este abordaje, extendemos el análisis de CMS e incorporamos modos de decaimiento adicionales del quark T , $T \rightarrow X$, usando las eficiencias extraídas para imponer nuevos límites en la masa del quark top vectorial. Usamos las aceptancias independientes de los BRs, en combinación con los BRs de los nuevos modos de decaimiento (y aquéllos relevantes para η^0 y η^\pm), para estimar el número de eventos de cada muestra. Asumimos que los nuevos escalares decaen exclusivamente a la tercera generación de quarks ($t\bar{t}$ y $t\bar{b}$), ignorando pequeños efectos de mezcla de CKM. Los nuevos escalares no pueden decaer a pares de bosones de gauge, y la falta de mezcla con h^0 evita la posibilidad del modo de decaimiento $\eta \rightarrow Vh^0$.

Los límites de búsqueda directa están resumidos en la Fig. 7.3, como figuras ternarias para cinco valores de $X = Br(T \rightarrow t\eta^0/b\eta^\pm)$, para todas las demás posibles combinaciones de los otros tres posibles modos de decaimiento (bW, tZ, th^0). Los acoplamientos del quark top pesado al Higgs y los bosones electrodébiles como función de la mezcla entre el top del SM y el pesado, s_L , se ilustran mediante los puntos blancos, donde está claro que la relación entre los modos de decaimiento (bW, tZ, th^0) no cambia con el valor de X . Esto es así porque la ubicación de los puntos blancos en las figuras depende de la razón de los BRs, que es independiente de la razón de los anchos de decaimiento a los estados finales (bW, tZ, th^0), cantidades que son independientes de los nuevos modos de decaimiento. Además, se puede ver de estas figuras, las cuales representan “rebanadas” de un tetraedro que, a medida que el valor de X aumenta, el decaimiento del top pesado está dominado por un único canal. Esto

resulta en un escenario excluido para un valor fijo de la masa del top pesado para cualquier combinación de los tres modos de decaimiento originales, bW , tZ y th^0 .

7.4. Resultados.

Usando los acoplamientos introducidos en la Ec. (7.27), podemos calcular los BRs del quark top vectorial pesado en el marco del modelo de juguete de la sección 7.2.2. Con el fin de extraer los límites en la masa del quark pesado, variamos el ángulo de mezcla s_L , y la masa del quark m_T . Además, analizamos el modelo para diferentes valores de Λ y fijamos $y_5 = 1$. Los valores de ϵ_1 y ϵ_2 se fijan en 2,5. Asumimos que $\epsilon_b \approx y_b$, de manera tal que las contribuciones a g_R^{SM} son despreciables. De esta manera, fijamos todos los parámetros en valores razonables. Imponemos la restricción en la masa del top, la condición que conduce a la solución del problema de jerarquía y elegimos variar sólo s_L y m_T . Los resultados se muestran en la Fig. 7.4 para tres valores de Λ y un valor para la masa escalar electrodébil de $M_{\eta^0} = M_{\eta^\pm}$, de 250 GeV. En la figura, las regiones grises y rojas están excluidas por el observable T y las mediciones del vértice de $Zb\bar{b}$, respectivamente. Los contornos verde, azul, naranja y negro, corresponden a valores del BR del quark pesado de 0,2, 0,4, 0,6 y 0,8 respectivamente.

Las dos regiones de color amarillo claro describen las exclusiones dadas por el análisis de producción de $T\bar{T}$ de CMS cuando se lo aplica al modelo examinado en este trabajo, donde la región más clara corresponde al modelo descrito y la región del medio corresponde a la situación en la que las masas del triplete escalar son muy altas para permitir canales de decaimiento adicionales.

La zona de color amarillo oscuro describe la región excluida por la búsqueda de CMS cuando asumimos que los productos de decaimiento de η no son identificados por el detector. Esta región puede ser interpretada como resultado del efecto de fijar las eficiencias de las Ecs. (7.49) y (7.50) a 0. Así, esta región más oscura indica los límites más conservadores al contrastarlos con restricciones provenientes de las eficiencias aproximadas. Vemos en los tres casos, (dados por distintos valores de Λ), que la aparición de nuevos modos de decaimiento del quark vectorial pesado descarta un área apenas mayor en el espacio de parámetros, pero se acerca a un escenario

estándar de tres modos de decaimiento a medida que Λ aumenta su valor. Por otro lado, para $\Lambda = 700$ GeV, obtenemos valores de y_4 mayores a uno para masas m_T mayores a 850 GeV, poniendo en cuestionamiento la validez del modelo efectivo. Valores de Λ mayores resultan en una supresión de los acoplamientos de $T\bar{t}\eta^0$ y $T\bar{b}\eta^-$, llevando a los BRs de los nuevos estados a valores pequeños. Asimismo, valores de Λ por encima de 1 TeV resultan en valores de y_4 por debajo de la unidad en la región en que s_L es consistente con los límites experimentales y para masas vectoriales por debajo de 1,2 TeV.

En los tres casos, un BR a un nuevo modo de decaimiento puede llegar a un 80 % cuando la mezcla entre el top del SM y el top vectorial es pequeña. Este resultado es una interesante motivación para una búsqueda en el LHC que incluya un modo de decaimiento que corresponda a tres quarks top o para incorporar rótulo de b en futuras búsquedas del LHC, lo que sería un distintivo de un modelo que se acopla a fermiones con una interacción de tipo Yukawa.

Los resultados presentados fueron generados fijando los parámetros $\epsilon_{1,2}$ en 2,5, aumentando los anchos de decaimiento del top vectorial al triplete escalar real para valores de Λ no demasiado altos. Sin embargo, es interesante analizar el caso en que los parámetros $\epsilon_{1,2}$ están relacionados con $y_{1,2}$, respectivamente. Esta relación no es antinatural ya que podría ser el resultado de una simetría más fundamental que relacionaría los acoplamientos en el Lagrangiano fermiónico. En nuestro estudio, los valores de y_1 y y_2 se obtienen fijando los valores de la masa del top en 173 GeV y la del top pesado mediante la Ec. (7.23). Estos resultados se muestran en la Fig. 7.5, en la que hemos fijado el valor de Λ en 700 GeV, $y_5 = 1$ y hemos usado $\epsilon_{1,2} = y_{1,2}$. En la figura, la línea negra a rayas corresponde a un BR del quark vectorial decayendo a un nuevo escalar del 1 %. Así, los modos de decaimiento principales del quark top vectorial son los modos estudiados en las extensiones vectoriales mínimas del SM, $Br(T \rightarrow th^0, tZ, bW)$. Esto es así porque la existencia de un modo nuevo de decaimiento con un BR muy pequeño es indistinguible del caso de un triplete escalar desacoplado o el caso en el que el triplete escalar no puede ser identificado en el detector si $Br(T \rightarrow th^0) + Br(T \rightarrow tZ) + Br(T \rightarrow bW) \approx 1$. La pequeñez del nuevo BR se debe principalmente al hecho de que para ángulos de mezcla s_L pequeños, no descartados por el parámetro T , y_2 tiende a ser pequeña.

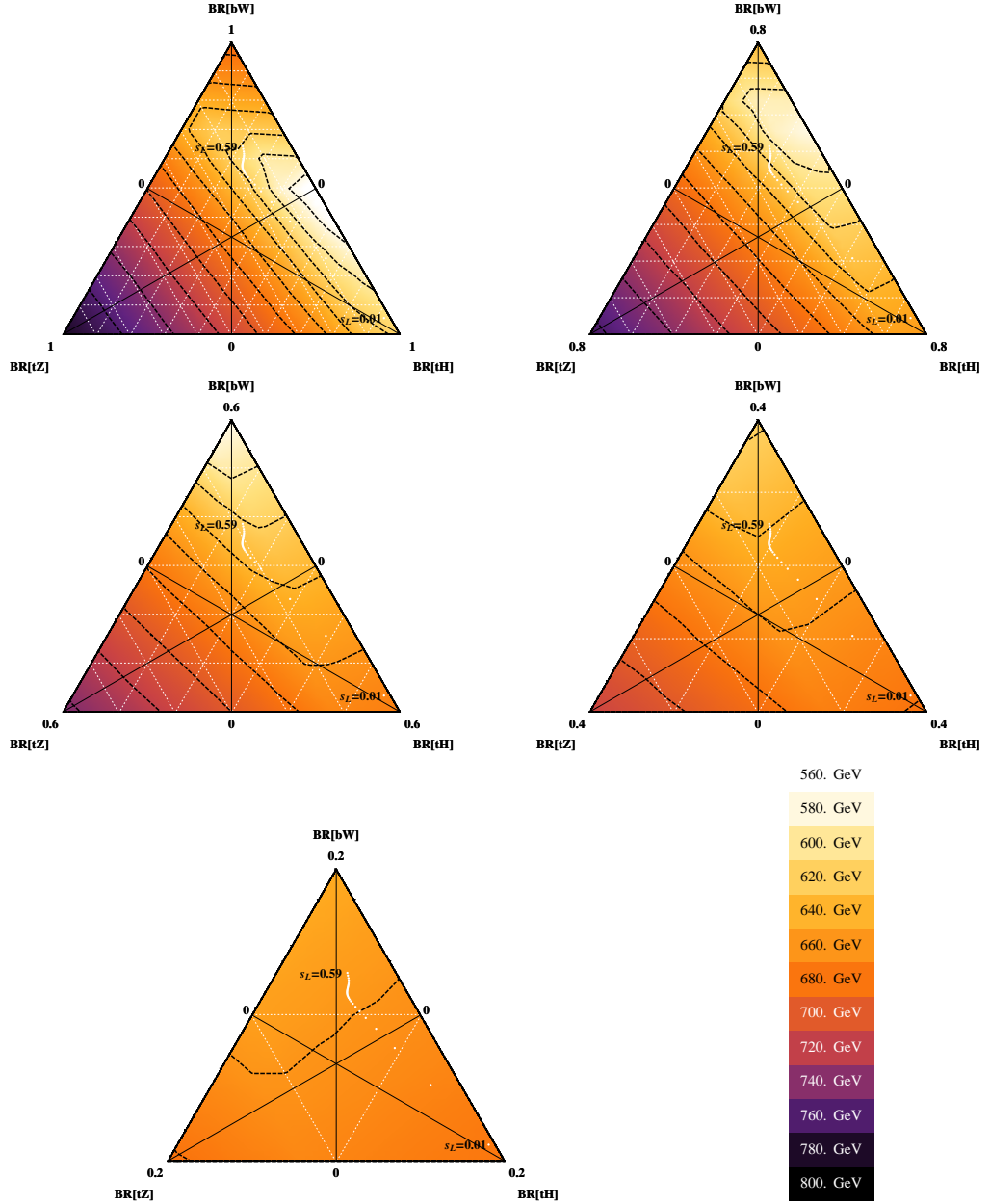


Figura 7.3: Figuras ternarias que muestran las restricciones directas de la búsqueda de quarks top pesados, para combinaciones arbitrarias de $Br(T \rightarrow tH)$, $Br(T \rightarrow tZ)$, $Br(T \rightarrow bW)$, y $X = Br(T \rightarrow t\eta^0/b\eta^\pm) = 1 - Br(T \rightarrow tH) - Br(T \rightarrow tZ) - Br(T \rightarrow bW)$. Cada BR tiene un valor máximo en las esquinas del triángulo, con un $BR = 0$ en el lado opuesto. Las marcas blancas indican el cambio en el BR del modelo simplificado para variaciones de s_L , donde los puntos ($s_L = 0,01$ y $s_L = 0,59$) están etiquetados.

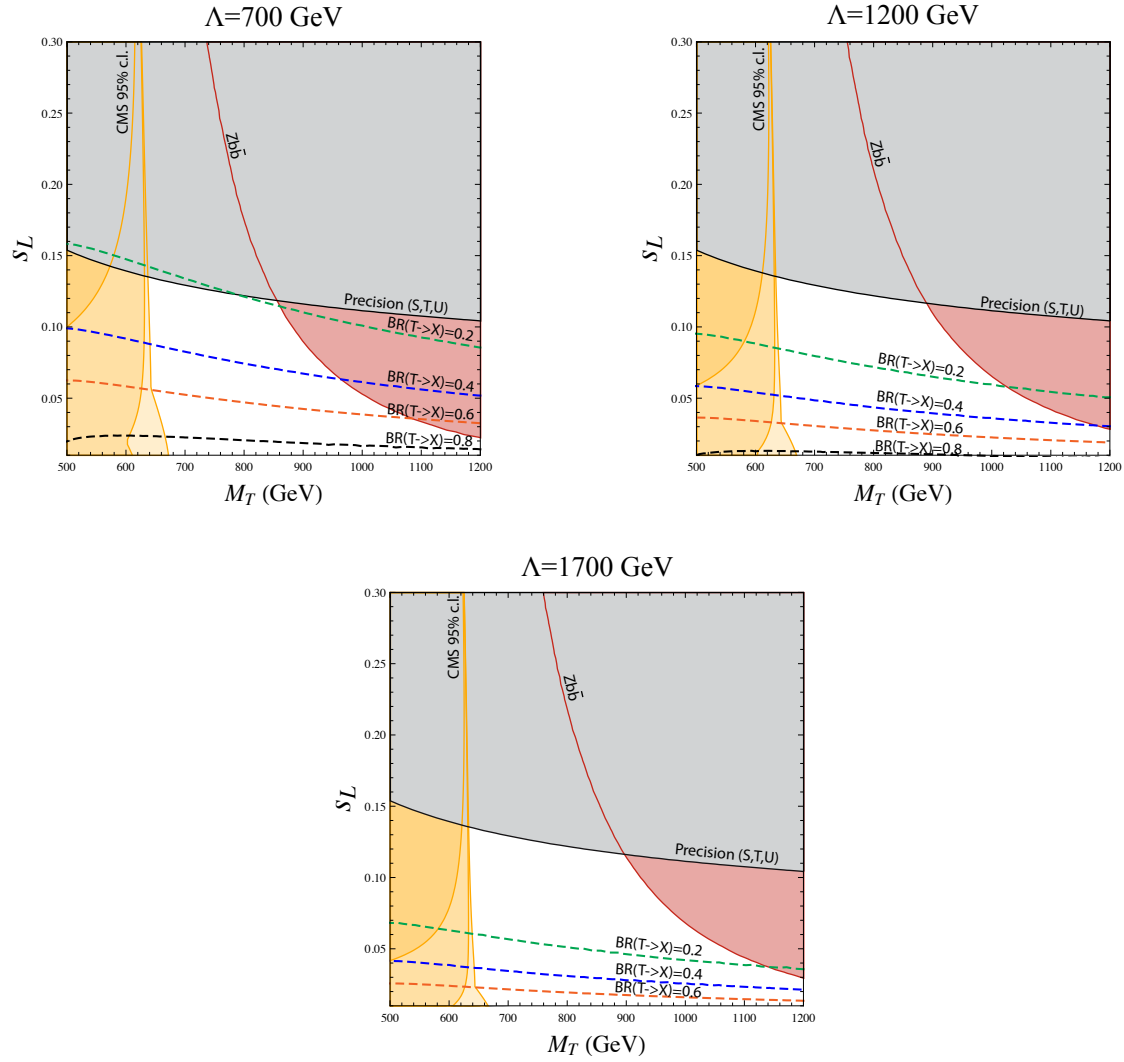


Figura 7.4: El modelo con un triplete y un quark top vectorial adicionales en el plano $s_L - m_T$ correspondiente a tres valores de Λ y usando $y_5 = 1$. Las regiones grises y rojas están excluidas por el observable T y el vértice de $Zb\bar{b}$, respectivamente. Las regiones amarillas limitadas por las líneas sólidas del mismo color están excluidas por la búsqueda de CMS de producción de TT discutida en el texto. La región más clara corresponde al modelo descrito y la región del medio corresponde a la situación en la que las masas del triplete escalar son muy altas para permitir canales de decaimiento adicionales. La zona de color amarillo oscuro describe la región excluida cuando asumimos que los productos de decaimiento de η no son identificados por el detector (ver texto). Los contornos a rayas verdes, azul, naranja, y negro corresponden a BRs del top pesado de 0,2, 0,4, 0,6 y 0,8 respectivamente.

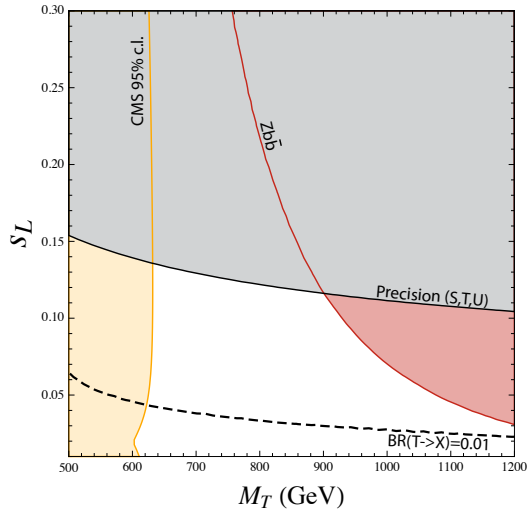


Figura 7.5: El modelo con un triplete y un quark top vectorial adicionales en el plano $s_L - m_T$ correspondiente a $\Lambda = 700$ e $y_5 = 1$. Las regiones grises y rojas están excluidas por el observable T y el vértice de $Zb\bar{b}$, respectivamente. La región amarilla limitada por la línea amarilla sólida está excluida por la búsqueda de producción de $T\bar{T}$ de CMS discutida en el texto. La línea a rayas corresponde a un BR del quark top pesado del 1 %.

Capítulo 8

Conclusiones

El quark top es una partícula muy especial: aunque parece no tener una subestructura, el alto valor de su masa podría sugerir una relación con el mecanismo de ruptura espontánea de simetría. Debido a su rol particular, el top podría ser exótico en alguna manera y ofrecer alguna pista de nueva física. Es por esto que juega un papel muy importante en las búsquedas de física más allá del Modelo Estándar en los colisionadores de partículas.

A lo largo de este trabajo hemos estudiado la fenomenología del quark top en distintos escenarios de nueva física, lo que dio origen a tres publicaciones científicas [129, 158, 191]. Hemos trabajado con modelos que abarcan áreas de la física de partículas muy activas actualmente como lo son las interacciones con corrientes neutras de cambio de sabor, la producción y detección de materia oscura y la posibilidad de la existencia de un quark top vectorial pesado, con la motivación de resolver aspectos que el SM no puede explicar.

Hemos comenzado con una descripción del SM en el capítulo 2 para luego enfocarnos en algunas propiedades del quark top y su posible papel en extensiones del SM en el capítulo 3. En el capítulo 4 hemos estudiado un modelo fenomenológico para explicar la discrepancia entre las mediciones experimentales y la predicción teórica de la asimetría *forward backward*, en el que un nuevo bosón Z' , sin color, eléctricamente neutro y que viola sabor, se acopla a quarks u y t , RH. Asumimos que la Z' tiene una carga de manera tal que no es la misma partícula que su compañera conjugada y que

su masa es mayor a la del quark top. Dicho modelo ha sido publicado en la Ref. [129].

El término de interacción $\bar{u}tZ'$ y su hermitico conjugado con $Z' \neq Z'^{\dagger}$, introducen tres nuevos procesos a LO: uno en el cual la nueva partícula es intercambiada mediante un canal t y en los otros dos la partícula interactúa mediante el canal s . Hemos observado que el proceso de canal t contribuye positivamente tanto a A_{FB} como a A_C y está privilegiado en el Tevatron mientras que el canal s tiene una contribución negativa y “se enciende” en el LHC, es decir, sólo es notorio en este experimento. Esto genera una cancelación de A_C , asimetría que se mide en este acelerador. Esta cancelación no está presente en el Tevatron donde contrariamente lo que se mide es una asimetría A_{FB} alta, en exceso con respecto a las predicciones. Hemos estudiado la dinámica de los dos procesos involucrados en la cancelación de manera de poder comprender el mecanismo por el cual ésta surge. Este modelo predice entonces un valor alto y positivo de A_{FB} y uno nulo o incluso negativo de A_C , como se muestra en las Figs. 4.2, 4.3 y 4.4.

Hemos estudiado la fenomenología de este modelo en el Tevatron y el LHC y hemos buscado numéricamente la cancelación mencionada. Investigamos el espacio de parámetros del modelo confrontándolo con los resultados más estrictos y relevantes tanto de CDF como de DØ a un 95 % C.L., y con observables que imponen fuertes restricciones en el modelo como búsquedas de resonancias en $tj/\bar{t}j$, violación atómica de paridad y producción de pares de tops y single top.

Hemos encontrado que las restricciones provenientes de violación atómica de paridad no están en conflicto con el modelo estudiado. Por otro lado, hemos observado que los límites impuestos por las búsquedas de resonancias en $tj/\bar{t}j$ y la producción de $t\bar{t}j$ descartarían el modelo a menos que el ancho de decaimiento de la Z' fuera incrementado, como se muestra en la Fig. 4.5. De esta manera, la Z' decaería a partículas no detectables, como puede ser materia oscura o neutrinos estériles, una fracción de las veces. Hallamos que si el ancho se incrementa en un factor mayor a 3 con respecto a su valor original, entonces el modelo puede explicar todos los observables estudiados. Mostramos que este aumento en el ancho de la Z' predice producción de single top con una topología particular que no está presente en el SM: un top reconstruido y energía faltante, sin un quark b extra. Esta topología se denomina monotop, fue

estudiada en profundidad en los capítulos 5 y 6 y ha dado lugar a la publicación de la Ref. [158].

Por último, dentro del marco del modelo estudiado en el capítulo 4, hemos presentado algunas características distintivas del modelo que surgen del estudio de cortes en la asimetría de carga. Hemos notado que en este modelo, la dependencia de A_C con $p_T(t\bar{t})$ está generada por las diferentes contribuciones de los canales s y t a A_C , lo que da lugar a diferentes contribuciones a $p_T(t\bar{t})$. Esto resulta en la predicción de una contribución negativa en exceso a A_C cuando se consideran eventos con alto $p_T(t\bar{t})$ y, por el contrario, un exceso en las contribuciones positivas a A_C para valores bajos de $p_T(t\bar{t})$. Esperamos que un estudio en la región de alto $p_T(t\bar{t})$ sea más independiente de la simulación de Monte Carlo que un estudio en la región de bajo $p_T(t\bar{t})$.

Finalmente encontramos que, debido a las PDFs, se podría mejorar la estrategia de búsqueda requiriendo que el par $t\bar{t}$ tenga no sólo alto p_T sino también, simultáneamente, un alto valor de p_z .

En el capítulo 4 entonces, hemos mostrado que el modelo Z' brinda compatibilidad al desacuerdo aparente entre la asimetría *forward backward* del par $t\bar{t}$ medida en el Tevatron, y la asimetría de carga medida en el LHC, al precio de aumentar el ancho de decaimiento de este nuevo bosón generando como consecuencia producción de monotops, no predicha por el SM.

Motivados por este hecho, en los capítulos 5 y 6 nos hemos dedicado al estudio de la señal de monotop leptónica, tanto en el contexto del modelo Z' como también en otros, dado que esta señal se predice en muchos modelos de NP [12, 31, 32, 247, 248] y han generado últimamente un interés teórico considerable [11, 28, 30, 31, 32].

Hemos realizado una estrategia de búsqueda de monotops leptónicos ya que esta señal es significativamente más limpia que aquélla del modo hadrónico y se puede despreciar el background de multijets de QCD, que resulta difícil de controlar. Además, esta señal no ha sido estudiada anteriormente para el LHC, sino para el Tevatron en contextos teóricos distintos a los estudiados en este trabajo. Hemos investigado el alcance de la búsqueda para la exclusión/descubrimiento en el LHC con la data 2012 en tres diferentes escenarios: el modelo Z' estudiado en el capítulo 4, la interacción efectiva $\Delta T = 1$ FCNC utZ y un ejemplo de un modelo de THDMIII con candidato

a materia oscura, denominado THDMIII+DM.

Hemos estudiado las restricciones existentes en cada modelo y hemos encontrado que una búsqueda de monotop en el modo hadrónico llevada a cabo por Tevatron [163] brinda límites fuertes al modelo, mientras que el análisis de producción de single top de ATLAS a $\sqrt{s} = 7$ TeV [162] no restringe el espacio de parámetros relevante del mismo, como puede verse en la Fig. 5.1. El hecho de que el estudio de CDF tenga un alcance mayor al de ATLAS, a pesar de que en este último experimento la sección eficaz de producción es mayor, se debe a que la señal buscada por CDF es más parecida a la predicha por el modelo Z' que la investigada por ATLAS.

En el caso de las interacciones utZ con FCNCs por otro lado, hemos encontrado que la última búsqueda de decaimientos $t \rightarrow Zq$ hecha por CMS, impone una restricción ampliamente más fuerte en estas contribuciones comparada con análisis existentes de monotop y single top. Finalmente, ni las restricciones de sabor indirectas, ni las búsquedas existentes directas son sensibles aún a la región del espacio de parámetros interesante del modelo THDMIII+DM.

Hemos hallado que el background principal de la señal de monotop leptónico en el LHC es la producción de $t\bar{t}$ en el SM, mientras que en el Tevatron la mayor contribución proviene de Wj . Asimismo, hemos encontrado que la masa transversa del sistema leptón más energía faltante, es la variable más efectiva para discriminar la señal del background. Hemos comparado también las estrategias de búsqueda de single top y monotop leptónico asumiendo la estadística existente del LHC 2012. Hemos mostrado que búsquedas dedicadas de la señal de monotop podrían permitir obtener significancias substancialmente mayores para todos los modelos considerados. Estos resultados se muestran en las Figs. 6.3 y 6.4 para el modelo Z' y THDMIII+DM, respectivamente.

Mientras el modelo Z' está fuertemente restringido, el espacio de parámetros permitido podría cubrirse completamente usando la data 2012 del LHC existente. En el caso de las interacciones utZ con FCNCs, hemos encontrado, contrariamente, que la búsqueda de monotops leptónicos no puede competir con la sensibilidad actual de las búsquedas de decaimientos del top con FCNCs. Esto se debe principalmente a la diferencia de masas entre la Z y el quark top. Similarmente, el espacio de

parámetros interesante del modelo THDMIII+DM será difícil de testear con la data 2012 solamente. Esperamos que combinando las estrategias de búsqueda de monotops hadrónicos y leptónicos, con más estadística proveniente del próximo *Run* del LHC con mayor energía, será posible alcanzar una sensibilidad interesante en este tipo de escenarios también.

Concluimos que la estrategia de búsqueda propuesta en el capítulo 6 es prometedora para el descubrimiento/exclusión de NP en el LHC. Asimismo remarcamos que ésta puede ser aplicada a muchos modelos de NP que predicen producción de monotops y que no han sido discutidos en este trabajo, como por ejemplo, SUSY con violación de paridad R [31, 32] o interacciones que violan número bariónico [247, 248]. Hemos mencionado al final de ese capítulo que se han realizado búsquedas de monotops tanto en el modo hadrónico como en el leptónico, posteriormente a la publicación de nuestro trabajo en la Ref. [158]. Hemos señalado que el análisis de la búsqueda hadrónica podría comprometer los resultados del estudio, mientras que la leptónica presenta un alcance ligeramente menor al obtenido en nuestra publicación para el caso del estado invisible con espín 1.

En el capítulo 7 hemos estudiado una extensión del SM que aborda el problema de jerarquía ampliando el espectro de partículas con la adición de un triplete escalar real Σ , y un quark top pesado de tipo vectorial, T . Este estudio fue publicado en la Ref. [191].

Extensiones del SM con quarks de tipo vectorial como solución al problema de jerarquía han sido investigadas extensamente. En particular, los modelos donde existen simetrías que relacionan quarks vectoriales con fermiones del SM, son un escenario atractivo. En este trabajo hemos estudiado la fenomenología de un modelo en el que el sector escalar está extendido y acoplado al sector fermiónico del SM y en el que existe un compañero del quark top, singlete, de tipo vectorial. Hemos introducido interacciones nuevas, no renormalizables, parametrizadas por la escala Λ donde se espera que aparezca nueva física, y al mismo tiempo hemos usado operadores de la forma $H^\dagger H \bar{Q} Q$ de manera de abarcar el problema de jerarquía electrodébil cuyo mecanismo podría descubrirse en el LHC.

En este marco, hemos estudiado los nuevos modos de decaimiento del quark top

pesado de tipo vectorial que surgen como consecuencia de la extensión del Lagrangiano fermiónico. Estos nuevos modos son las componentes neutras y cargadas de un triplete escalar real en asociación con partículas del SM, principalmente quarks *up* y *down*. Hemos encontrado que para ambos acoplamientos, ϵ_1 y ϵ_2 de orden $\mathcal{O}(1)$ que parametrizan las nuevas interacciones entre el triplete escalar y los quarks, y una escala de nueva física dada por $\Lambda \sim 1$ TeV, las fracciones de decaimiento a los modos escalares podrían ser grandes y consistentes con mediciones de precisión electrodébil y con las últimas mediciones de producción de pares de fermiones de tipo vectorial pesados. Sin embargo, hemos encontrado también que igualando $\epsilon_{1,2}$ a los acoplamientos que parametrizan las interacciones renormalizables en el Lagrangiano fermiónico, $y_{1,2}$ respectivamente, conduce a grandes supresiones en los nuevos modos de decaimiento en comparación con aquéllos que aparecen en las extensiones mínimas del SM con fermiones de tipo vectorial, $Br(T \rightarrow th^0, tZ, bW)$.

En este modelo, las contribuciones del nuevo escalar al vértice $Zb\bar{b}$ interfieren con contribuciones provenientes del top pesado. No obstante, para una masa fija del triplete real, las contribuciones a este vértice son más importantes para valores altos de la masa del top pesado debido a que las funciones de *loop* dependen cuadráticamente de la masa del top pesado. Esto tiene el efecto de disminuir la región excluida del espacio de parámetros para valores altos del ángulo de mezcla entre los estados electrodébiles s_L , y valores bajos de la masa del top pesado, m_T . Además, encontramos que los límites provenientes del parámetro T no se modifican en el caso en que sólo un quark vectorial singlete de $SU(2)_L$ aparece en el espectro, ya que la contribución a este parámetro de un escalar real inerte es despreciable. Es poco probable que aumenten las restricciones provenientes del parámetro T y el vértice $Zb\bar{b}$ en un futuro cercano. Sin embargo, uno esperaría que el programa del LHC a 13 y 14 TeV sea capaz de aumentar significativamente los límites de búsquedas directas de $T\bar{T}$, potencialmente incluso para masas por encima de 1 TeV.

La física de altas energías cuenta actualmente con un volumen y una tasa de resultados experimentales sin precedentes. Esto conduce a que, en algunos casos, los análisis fenomenológicos sufran modificaciones en forma notablemente dinámica. La primera investigación que presentamos en esta tesis, que resultó en una publicación

en el año 2012 [129], cuenta con nuevos análisis experimentales que si bien no son aún concluyentes, podrían generar modificaciones en la misma. Como fue mencionado en la sección 3.2.2, la última medición de A_{FB} publicada por DØ en Mayo de 2014 [83] resulta en $A_{FB} = (10,6 \pm 3,0) \%$, acercándose a las predicciones del SM, aunque aún persisten algunas anomalías que todavía no pueden clarificarse y los errores tanto experimentales como teóricos son considerables. Por otra parte, una búsqueda de resonancias en $t\bar{t}$ realizada por ATLAS [249], también posterior a esta publicación, podría modificar considerablemente los resultados de la Fig. 5.1. De todas maneras, como muestra la Fig 6.3, el análisis de ATLAS de búsqueda de single top adaptado a la data 2012 del LHC [162], descartaría el modelo Z' .

Personalmente, creo que es crucial tener un entendimiento lo más completo posible de los aceleradores y experimentos, no sólo para interpretar los resultados experimentales de manera más amplia y realizar análisis más rigurosos, sino también para ser capaz de seleccionar los observables adecuados para hacer predicciones más precisas. Por otro lado, debido al valor alto de la masa del top, su producción en muchos procesos es probablemente el background más importante en la mayoría de las búsquedas de nueva física, con lo cual tener un entendimiento profundo de los procesos que tienen quarks top en el estado final, es de gran utilidad para encontrar y restringir nueva física en búsquedas directas.

La física del quark top tiene por delante años muy interesantes en los que se sabrá si las mediciones seguirán siendo consistentes con las predicciones del Modelo Estándar de partículas o si se descubrirán indicios de nueva física. El funcionamiento próximo del LHC a 13/14 TeV, y la posibilidad de contar con altas luminosidades, probablemente permitan detectar desviaciones en los acoplamientos del quark top causadas por nueva física en la escala del TeV. Medir las propiedades del top con precisión, sus interacciones electrodébiles y fuertes y con el bosón de Higgs es de vital importancia para comprender su rol en el SM y potencialmente en física BSM.

Es fascinante vivir estos tiempos en los que la física de altas energías se ha desarrollado tanto y haber adquirido la experiencia para seguir trabajando con los desafíos que la naturaleza proponga.

Bibliografía

- [1] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [2] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [3] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626 [hep-ex/9503002].
- [4] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632 [hep-ex/9503003].
- [5] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, Spektrum Wiss. N **10** (2000) 44 [Spektrum Wiss. Dossier **2003N1** (2003) 56]; L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3370 [hep-ph/9905221]; L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4690 [hep-th/9906064]; I. Antoniadis, Phys. Lett. B **246** (1990) 377; K. Kong and K. T. Matchev, AIP Conf. Proc. **903** (2007) 451 [hep-ph/0610057].
- [6] H. P. Nilles, Phys. Rept. **110** (1984) 1.
- [7] 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]. F. P. Schilling, Int. J. Mod. Phys. A **27** (2012) 1230016 [arXiv:1206.4484 [hep-ex]].
- [8] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D **2** (1970) 1285.

- [9] G. M. de Divitiis, R. Petronzio, and L. Silvestrini, Nucl. Phys. **B504** (1997) 45â60, [arXiv:hep-ph/9704244]
- [10] D. Delepine and S. Khalil, Lett. **B599** (2004) 62â74, [arXiv:hep-ph/0406264].
- [11] J. Andrea, B. Fuks, F. Maltoni, Phys. Rev. D **84** (2011) 074025 [arXiv:1106.6199 [hep-ph]].
- [12] J. F. Kamenik, J. Zupan, Phys. Rev. D **84** (2011) 111502 [arXiv:1107.0623 [hep-ph]].
- [13] J. F. Kamenik and C. Smith, JHEP **1203**, 090 (2012) [arXiv:1111.6402 [hep-ph]].
- [14] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **83**, 112003 (2011) [arXiv:1101.0034 [hep-ex]].
- [15] [CDF Collaboration], CDF-Note-10807;
- [16] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **84**, 112005 (2011) [arXiv:1107.4995 [hep-ex]].
- [17] J. H. Kuhn and G. Rodrigo, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 49 [hep-ph/9802268].
- [18] L. G. Almeida, G. Stermann, and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **78**, 014008 (2008); M. T. Bowen, S. D. Ellis, and D. Rainwater, Phys. Rev. D **73**, 014008 (2006); S. Dittmaier, P. Uwer, and S. Weinzierl, Phys. Rev. Lett. **98**, 262002 (2007); K. Melnikov and M. Schulze, Nucl. Phys. B **840**, 129 (2010); J. H. Kuhn and G. Rodrigo, JHEP **1201** (2012) 063 [arXiv:1109.6830 [hep-ph]].
- [19] The ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2014-012.
- [20] J. H. Kuhn and G. Rodrigo, JHEP **1201**, 063 (2012) [arXiv:1109.6830 [hep-ph]].
- [21] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1209** (2012) 139 [arXiv:1206.0257 [hep-ex]].
- [22] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **718** (2013) 1252 [arXiv:1208.0957 [hep-ex]].

- [23] [CMS Collaboration], CMS-PAS-TOP-12-037.
<http://cds.cern.ch/record/1546763>
- [24] G. Eilam, J. L. Hewett and A. Soni, Phys. Rev. D **44**, 1473 (1991) [Erratum-ibid. D **59**, 039901 (1999)].
- [25] J. A. Aguilar-Saavedra, Acta Phys. Polon. B **35**, 2695 (2004) [hep-ph/0409342].
- [26] P. J. Fox, Z. Ligeti, M. Papucci, G. Perez and M. D. Schwartz, Phys. Rev. D **78**, 054008 (2008) [arXiv:0704.1482 [hep-ph]].
- [27] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [28] A. Kumar, J. N. Ng, A. Spray and P. T. Winslow, arXiv:1308.3712 [hep-ph].
- [29] G. Isidori and J. F. Kamenik, Phys. Lett. B **700** (2011) 145 [arXiv:1103.0016 [hep-ph]].
- [30] J. Wang, C. S. Li, D. Y. Shao, H. Zhang and , Phys. Rev. D **86** (2012) 034008 [arXiv:1109.5963 [hep-ph]].
- [31] E. L. Berger, B. W. Harris, Z. Sullivan and , Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4472 [hep-ph/9903549].
- [32] E. L. Berger, B. W. Harris, Z. Sullivan and , Phys. Rev. D **63** (2001) 115001 [hep-ph/0012184].
- [33] T. Gherghetta and A. Pomarol, Nucl. Phys. B **586**, 141 (2000) [hep-ph/0003129].
- [34] Y. Grossman and M. Neubert, Phys. Lett. B **474**, 361 (2000) [hep-ph/9912408].
- [35] S. J. Huber and Q. Shafi, Phys. Lett. B **498**, 256 (2001) [hep-ph/0010195].
- [36] S. J. Huber, Nucl. Phys. B **666**, 269 (2003) [hep-ph/0303183].
- [37] K. Agashe, A. Delgado, M. J. May and R. Sundrum, JHEP **0308** (2003) 050 [hep-ph/0308036].

- [38] K. Agashe and G. Servant, JCAP **0502**, 002 (2005) [hep-ph/0411254].
- [39] K. Agashe, G. Perez and A. Soni, Phys. Rev. D **71**, 016002 (2005) [hep-ph/0408134].
- [40] K. Agashe, R. Contino, L. Da Rold and A. Pomarol, Phys. Lett. B **641**, 62 (2006) [hep-ph/0605341].
- [41] R. Contino, L. Da Rold and A. Pomarol, Phys. Rev. D **75**, 055014 (2007) [hep-ph/0612048].
- [42] O. Matsedonskyi, G. Panico and A. Wulzer, JHEP **1301**, 164 (2013) [arXiv:1204.6333 [hep-ph]].
- [43] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz and A. E. Nelson, JHEP **0207**, 034 (2002) [hep-ph/0206021].
- [44] M. Perelstein, M. E. Peskin and A. Pierce, Phys. Rev. D **69**, 075002 (2004) [hep-ph/0310039].
- [45] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], arXiv:1311.7667 [hep-ex].
Las eficiencias se pueden encontrar en <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsB2G12015>
- [46] The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2013-060.
- [47] M. E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. D **46** (1992) 381.
- [48] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Kennedy, R. Kogler, K. Moenig and M. Schott *et al.*, Eur. Phys. J. C **72**, 2205 (2012) [arXiv:1209.2716 [hep-ph]].
- [49] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626 [hep-ex/9503002].
- [50] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632 [hep-ex/9503003].
- [51] 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** (1975) 1489.

- [52] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 042001 [arXiv:0808.2167 [hep-ex]]; T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 232003 [arXiv:1008.3891 [hep-ex]]. V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 022001 [arXiv:1009.5686 [hep-ex]]. V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **85** (2012) 091104 [arXiv:1201.4156 [hep-ex]].
- [53] M. Je Āzabek and J.H. Kuhn, Phys. Rev. **D48**, 191 (1993)
- [54] T. A. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], Phys. Rev. D **89** (2014) 072001 [arXiv:1309.7570 [hep-ex]].
- [55] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **74** (2014) 10, 3109 [arXiv:1406.5375 [hep-ex]].
- [56] CMS Collaboration [CMS Collaboration], CMS-PAS-TOP-12-007.
- [57] M. Czakon, P. Fiedler and A. Mitov, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 252004 [arXiv:1303.6254 [hep-ph]].
- [58] ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2012-16 (2012).
- [59] ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2012-155 (2012).
- [60] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 222003 [arXiv:0903.2850 [hep-ex]];
- [61] D0 Collab., D0-CONF-6379 (2013);
- [62] ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-099 (2013);
- [63] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Eur. Phys. J. C **73** (2013) 3, 2339 [arXiv:1211.2220 [hep-ex]];
- [64] CMS Collab., CMS-PAS-TOP-12-027 (2013);
- [65] CMS Collab., CMS-PAS-TOP-12-028 (2013);
- [66] CMS Collab., CMS-PAS-TOP-12-042 (2013).

- [67] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 092001 [arXiv:0903.0850 [hep-ex]]; V.M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys.Rev. D78, 12005 (2008); V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 181802 [hep-ex/0612052].
- [68] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 092002 [arXiv:0903.0885 [hep-ex]]; T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **81** (2010) 072003 [arXiv:1001.4577 [hep-ex]].
- [69] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **82** (2010) 112005 [arXiv:1004.1181 [hep-ex]].
- [70] T. M. P. Tait and C.-P. Yuan, Phys. Rev. D **63** (2000) 014018 [hep-ph/0007298].
- [71] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B **726** (2013) 656 [arXiv:1307.0731 [hep-ex]].
- [72] T. A. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 231803 [arXiv:1402.5126 [hep-ex]].
- [73] N. Kidonakis, Phys. Rev. D **83** (2011) 091503 [arXiv:1103.2792 [hep-ph]].
- [74] N. Kifdonakis, Phys. Rev. D **81** (2010) 054028 [arXiv:1001.5034 [hep-ph]].
- [75] ATLAS and CMS Collaborations [ATLAS and CMS Collaborations], CMS-PAS-TOP-12-002, ATLAS-COM-CONF-2013-061, ATLAS-CONF-2013-098.
- [76] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **740** (2015) 118 [arXiv:1410.0647 [hep-ex]].
- [77] The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2014-052, ATLAS-COM-CONF-2014-070.
- [78] N. Kidonakis, arXiv:1311.0283 [hep-ph].
- [79] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 142002 [arXiv:0712.0851 [hep-ex]].

- [80] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 202001 (2008) [arXiv:0806.2472 [hep-ex]].
- [81] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **83** (2011) 112003 [arXiv:1101.0034 [hep-ex]].
- [82] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **87** (2013) 092002 [arXiv:1211.1003 [hep-ex]].
- [83] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **90** (2014) 7, 072011 [arXiv:1405.0421 [hep-ex]].
- [84] W. Bernreuther and Z. G. Si, Phys. Rev. D **86** (2012) 034026 [arXiv:1205.6580 [hep-ph]].
- [85] J. H. Kuehn and G. Rodrigo, arXiv:1411.4675 [hep-ph].
- [86] J. H. Kuhn and G. Rodrigo, Phys. Rev. D **59** (1999) 054017 [hep-ph/9807420].
J. H. Kuhn and G. Rodrigo, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 49 [hep-ph/9802268];
M. T. Bowen, S. D. Ellis and D. Rainwater, Phys. Rev. D **73** (2006) 014008 [hep-ph/0509267];
O. Antunano, J. H. Kuhn and G. Rodrigo, Phys. Rev. D **77** (2008) 014003 [arXiv:0709.1652 [hep-ph]];
G. Rodrigo, PoS RADCOR 2007 (2007) 010.
- [87] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], arXiv:1501.07383 [hep-ex].
- [88] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **717** (2012) 129 [arXiv:1207.0065 [hep-ex]].
- [89] CMS Collab., CMS PAS TOP-12-033.
- [90] C. Zhang and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **83** (2011) 034006 [arXiv:1008.3869 [hep-ph]].
- [91] J. A. Aguilar-Saavedra, Nucl. Phys. B **843** (2011) 638 [Nucl. Phys. B **851** (2011) 443] [arXiv:1008.3562 [hep-ph]].
- [92] V. Barger, T. Han and D. G. E. Walker, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 031801 [hep-ph/0612016].

- [93] D. Choudhury, R. M. Godbole, R. K. Singh and K. Wagh, Phys. Lett. B **657** (2007) 69 [arXiv:0705.1499 [hep-ph]].
- [94] R. Frederix and F. Maltoni, JHEP **0901** (2009) 047 [arXiv:0712.2355 [hep-ph]].
- [95] R. Frederix and F. Maltoni, JHEP **0901** (2009) 047 [arXiv:0712.2355 [hep-ph]].
- [96] C. T. Hill and S. J. Parke, Phys. Rev. D **49** (1994) 4454 [hep-ph/9312324];
C. T. Hill, Phys. Lett. B **345** (1995) 483 [hep-ph/9411426]; R. M. Harris,
C. T. Hill and S. J. Parke, hep-ph/9911288; R. M. Harris and S. Jain, Eur.
Phys. J. C **72** (2012) 2072 [arXiv:1112.4928 [hep-ph]].
- [97] L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3370 [hep-ph/9905221].
K. Agashe, A. Belyaev, T. Krupovnickas, G. Perez and J. Virzi, Phys. Rev. D
77 (2008) 015003 [hep-ph/0612015].
- [98] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 12, 121802
[arXiv:1211.5363 [hep-ex]].
- [99] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **85** (2012) 051101 [ar-
Xiv:1111.1271 [hep-ex]].
- [100] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **84** (2011) 072003 [ar-
Xiv:1108.4755 [hep-ex]].
- [101] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. D **87** (2013) 7, 072002
[arXiv:1211.3338 [hep-ex]].
- [102] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1212** (2012) 015 [ar-
Xiv:1209.4397 [hep-ex]].
- [103] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. D **88** (2013) 1, 012004 [ar-
Xiv:1305.2756 [hep-ex]].
- [104] ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2012-096.
- [105] The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2013-056, ATLAS-COM-CONF-
2013-070.

- [106] W. S. Hou, Chin. J. Phys. **47** (2009) 134 [arXiv:0803.1234 [hep-ph]].
- [107] ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2014-036.
- [108] ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-018.
- [109] CMS Collab., CMS-PAS-TOP-12-021
- [110] ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-063.
- [111] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 092002 [arXiv:0901.0151 [hep-ex]].
- [112] V.M. Abazov et al. (D0 Collab.), D0 conference note 5838 (2009).
- [113] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B **708** (2012) 21 [arXiv:1110.4592 [hep-ex]].
- [114] ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-032.
- [115] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 192002 [arXiv:0805.2109 [hep-ex]].
- [116] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B **701** (2011) 313 [arXiv:1103.4574 [hep-ex]].
- [117] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B **693** (2010) 81 [arXiv:1006.3575 [hep-ex]].
- [118] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 17, 171802 [arXiv:1312.4194 [hep-ex]].
- [119] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1209** (2012) 139 [arXiv:1206.0257 [hep-ex]].
- [120] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **708**, 37 (2012) [arXiv:1108.6311 [hep-ex]].

- [121] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], *New J. Phys.* **13**, 053044 (2011) [arXiv:1103.3864 [hep-ex]].
- [122] S. Jung, H. Murayama, A. Pierce, J. D. Wells, *Phys. Rev.* **D81** (2010) 015004. [arXiv:0907.4112 [hep-ph]].
- [123] P. Ko, Y. Omura and C. Yu, *JHEP* **1201**, 147 (2012) [arXiv:1108.4005 [hep-ph]].
- [124] Q.-H. Cao, D. McKeen, J. L. Rosner, G. Shaughnessy, C. E. M. Wagner, *Phys. Rev.* **D81** (2010) 114004; [arXiv:1003.3461 [hep-ph]].
- [125] V. Barger, W.-Y. Keung and C.-T. Yu, *Phys. Lett. B* **698**, 243 (2011) [arXiv:1102.0279 [hep-ph]].
- [126] J. Shu, K. Wang and G. Zhu, *Phys. Rev. D* **85**, 034008 (2012) [arXiv:1104.0083 [hep-ph]].
- [127] E. L. Berger, Q.-H. Cao, C.-R. Chen, C. S. Li and H. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 201801 (2011) [arXiv:1101.5625 [hep-ph]].
- [128] E. L. Berger, arXiv:1109.3202 [hep-ph].
- [129] E. Alvarez and E. C. Leskow, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 114034 [arXiv:1209.4354 [hep-ph]].
- [130] S. Y. Ayazi, arXiv:1207.0643 [hep-ph].
- [131] P. Ko, Y. Omura and C. Yu, arXiv:1208.4675 [hep-ph].
- [132] M. I. Gresham, I.-W. Kim, S. Tulin and K. M. Zurek, arXiv:1203.1320 [hep-ph].
- [133] S. Jung, A. Pierce and J. D. Wells, *Phys. Rev. D* **83**, 114039 (2011) [arXiv:1103.4835 [hep-ph]].
- [134] G. Zhu, *Phys. Lett. B* **703**, 142 (2011) [arXiv:1104.3227 [hep-ph]].
- [135] M. Duraisamy, A. Rashed and A. Datta, *Phys. Rev. D* **84**, 054018 (2011) [arXiv:1106.5982 [hep-ph]].

- [136] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], arXiv:1208.0957 [hep-ex].
- [137] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1208**, 110 (2012) [arXiv:1205.3933 [hep-ex]].
- [138] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1204** (2012) 069 [arXiv:1202.5520 [hep-ex]].
- [139] M. I. Gresham, I.-W. Kim, K. M. Zurek, [arXiv:1102.0018 [hep-ph]].
- [140] Y. Cui, Z. Han and M. D. Schwartz, JHEP **1107**, 127 (2011) [arXiv:1106.3086 [hep-ph]].
- [141] S. Knapen, Y. Zhao and M. J. Strassler, Phys. Rev. D **86**, 014013 (2012) [arXiv:1111.5857 [hep-ph]].
- [142] V. A. Dzuba, J. C. Berengut, V. V. Flambaum and B. Roberts, arXiv:1207.5864 [hep-ph]; V. A. Dzuba and V. V. Flambaum, arXiv:1209.2200 [physics.atom-ph].
- [143] C. S. Wood, S. C. Bennett, D. Cho, B. P. Masterson, J. L. Roberts, C. E. Tanner and C. E. Wieman, Science **275**, 1759 (1997); J. Gúena, M. Lintz and M. A. Bouchiat, Phys. Rev. **A71**, 042108 (2005).
- [144] F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP **0302**, 027 (2003) [arXiv:hep-ph/0208156].
- [145] E. Alvarez, L. Da Rold and A. Szyrkman, JHEP **1105**, 070 (2011) [arXiv:1011.6557 [hep-ph]].
- [146] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], (2009), Public Note 9913.
- [147] The CMS Collaboration, CMS-PAS-TOP-11-024.
- [148] [CMS Collaboration], CMS-PAS-TOP-11-030; S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **717** (2012) 129 [arXiv:1207.0065 [hep-ex]].
- [149] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer and M. Wiedermann, Comput. Phys. Commun. **182**, 1034 (2011) [arXiv:1007.1327 [hep-ph]].

- [150] 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]].
- [151] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 211805 (2012) [arXiv:1203.3894 [hep-ex]].
- [152] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], arXiv:1206.3921 [hep-ex].
- [153] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2012-096 (2012).
- [154] D. Duffy, Z. Sullivan and H. Zhang, Phys. Rev. D **85**, 094027 (2012) [arXiv:1203.4489 [hep-ph]].
- [155] C. Degrande, J.-M. Gerard, C. Grojean, F. Maltoni and G. Servant, JHEP **1103**, 125 (2011) [arXiv:1010.6304 [hep-ph]].
- [156] E. Alvarez, Phys. Rev. D **85**, 094026 (2012) [arXiv:1202.6622 [hep-ph]] y Phys. Rev. D **86**, 037501 (2012) [arXiv:1205.5267 [hep-ph]].
- [157] P. Skands, B. Webber and J. Winter, JHEP **1207**, 151 (2012) [arXiv:1205.1466 [hep-ph]].
- [158] E. Alvarez, E. C. Leskow, J. Drobnak and J. F. Kamenik, Phys. Rev. D **89**, no. 1, 014016 (2014) [arXiv:1310.7600 [hep-ph]].
- [159] N. Kidonakis, Phys. Rev. D **83**, 091503 (2011) [arXiv:1103.2792 [hep-ph]].
- [160] N. Kidonakis, Phys. Rev. D **82**, 054018 (2010) [arXiv:1005.4451 [hep-ph]].
- [161] N. Kidonakis, Phys. Rev. D **81**, 054028 (2010) [arXiv:1001.5034 [hep-ph]].
- [162] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], arXiv:1205.3130 [hep-ex].
- [163] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 201802 (2012) [arXiv:1202.5653 [hep-ex]].
- [164] CDF Collaboration, CDF public note 10926,
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/public_xsection.html

- [165] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **72**, 2039 (2012) [arXiv:1203.4211 [hep-ex]]; ATLAS Collaboration, ATL-PHYS-PROC-2013-187, <http://cds.cern.ch/record/1558702/files/ATL-PHYS-PROC-2013-187.pdf>
- [166] ATLAS Collaboration, Public Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/CombinedSummaryPlots>
- [167] CMS Collaboration, CMS-PAS-TOP-11-024 <http://cds.cern.ch/record/1401250>
- [168] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2261 [arXiv:1207.5644 [hep-ex]].
- [169] J. Drobnak, A. L. Kagan, J. F. Kamenik, G. Perez and J. Zupan, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 094040 [arXiv:1209.4872 [hep-ph]].
- [170] W. Buchmuller and D. Wyler, *Nucl. Phys. B* **268**, 621 (1986).
- [171] T. Li and Q. Shafi, *Phys. Rev. D* **83**, 095017 (2011) [arXiv:1101.3576 [hep-ph]].
- [172] T. P. Cheng and M. Sher, *Phys. Rev. D* **35**, 3484 (1987).
- [173] C. D. Froggatt and H. B. Nielsen, *Nucl. Phys. B* **147**, 277 (1979);
- [174] M. Leurer, Y. Nir and N. Seiberg, *Nucl. Phys. B* **398**, 319 (1993) [hep-ph/9212278]; *Nucl. Phys. B* **420**, 468 (1994) [hep-ph/9310320].
- [175] R. Harnik, J. Kopp and J. Zupan, *JHEP* **1303** (2013) 026 [arXiv:1209.1397 [hep-ph]].
- [176] A. Greljo, J. Julio, J. F. Kamenik, C. Smith and J. Zupan, arXiv:1309.3561 [hep-ph].
- [177] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. M. Nadolsky and W. K. Tung, *JHEP* **0207**, 012 (2002) [hep-ph/0201195].

- [178] J. Campbell, R. K. Ellis and R. Rontsch, Phys. Rev. D **87** (2013) 114006 [arXiv:1302.3856 [hep-ph]].
- [179] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, JHEP **0605** (2006) 026 [hep-ph/0603175].
- [180] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852 [arXiv:0710.3820 [hep-ph]].
- [181] <http://www.physics.ucdavis.edu/~conway/research/software/pgs/pgs4-general.htm>
- [182] M. Czakon, P. Fiedler and A. Mitov, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 252004 [arXiv:1303.6254 [hep-ph]].
- [183] N. Kidonakis, arXiv:1210.7813 [hep-ph].
- [184] [//twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/PhysicsResultsSMP/cms_ewk_xsec_2013_07.pdf](http://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/PhysicsResultsSMP/cms_ewk_xsec_2013_07.pdf)
- [185] J. M. Campbell, R. K. Ellis and C. Williams, JHEP **1107** (2011) 018 [arXiv:1105.0020 [hep-ph]].
- [186] Usamos la definición de masa del top reconstruida de [162].
- [187] [CMS Collaboration], CMS-PAS-TOP-11-009.
<http://cds.cern.ch/record/1429634>
- [188] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 10, 101801 [arXiv:1410.1149 [hep-ex]].
- [189] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **75** (2015) 2, 79 [arXiv:1410.5404 [hep-ex]].
- [190] S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik and I. Mustac, JHEP **1307**, 155 (2013) [arXiv:1304.4219 [hep-ph]].
- [191] E. Coluccio Leskow, T. A. W. Martin and A. de la Puente, Phys. Lett. B **743** (2015) 366 [arXiv:1409.3579 [hep-ph]].

- [192] A. Djouadi and A. Lenz, Phys. Lett. B **715** (2012) 310 [arXiv:1204.1252 [hep-ph]].
- [193] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], ATLAS-CONF-2013-034.
- [194] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], CMS-PAS-HIG-13-005.
- [195] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **718** (2013) 1284 [arXiv:1210.5468 [hep-ex]].
- [196] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **718** (2012) 307 [arXiv:1209.0471 [hep-ex]].
- [197] O. Eberhardt, G. Herbert, H. Lacker, A. Lenz, A. Menzel, U. Nierste and M. Wiebusch, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 241802 [arXiv:1209.1101 [hep-ph]].
- [198] F. del Aguila and M. J. Bowick, Nucl. Phys. B **224** (1983) 107.
- [199] G. C. Branco and L. Lavoura, Nucl. Phys. B **278** (1986) 738.
- [200] Y. Nir and D. J. Silverman, Phys. Rev. D **42** (1990) 1477.
- [201] G. C. Branco, T. Morozumi, P. A. Parada and M. N. Rebelo, Phys. Rev. D **48** (1993) 1167.
- [202] F. del Aguila, J. A. Aguilar-Saavedra and G. C. Branco, Nucl. Phys. B **510** (1998) 39 [hep-ph/9703410].
- [203] G. Barenboim, F. J. Botella, G. C. Branco and O. Vives, Phys. Lett. B **422** (1998) 277 [hep-ph/9709369].
- [204] J. A. Aguilar-Saavedra, Phys. Rev. D **67**, 035003 (2003) [Erratum-ibid. D **69**, 099901 (2004)] [hep-ph/0210112].
- [205] F. J. Botella, G. C. Branco and M. Nebot, JHEP **1212**, 040 (2012) [arXiv:1207.4440 [hep-ph]].
- [206] J. A. Aguilar-Saavedra, EPJ Web Conf. **60**, 16012 (2013) [arXiv:1306.4432 [hep-ph]].

- [207] F. J. Botella, M. Nebot and G. C. Branco, J. Phys. Conf. Ser. **447**, 012061 (2013).
- [208] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 261801 (2011) [arXiv:1107.3875 [hep-ex]].
- [209] J. F. Gunion, R. Vega and J. Wudka, Phys. Rev. D **42**, 1673 (1990).
- [210] T. Blank and W. Hollik, Nucl. Phys. B **514**, 113 (1998) [hep-ph/9703392].
- [211] J. R. Forshaw, D. A. Ross and B. E. White, JHEP **0110**, 007 (2001) [hep-ph/0107232].
- [212] J. R. Forshaw, A. Sabio Vera and B. E. White, JHEP **0306**, 059 (2003) [hep-ph/0302256].
- [213] M.-C. Chen, S. Dawson and T. Krupovnickas, Phys. Rev. D **74**, 035001 (2006) [hep-ph/0604102].
- [214] P. H. Chankowski, S. Pokorski and J. Wagner, Eur. Phys. J. C **50**, 919 (2007) [hep-ph/0605302].
- [215] R. S. Chivukula, N. D. Christensen and E. H. Simmons, Phys. Rev. D **77**, 035001 (2008) [arXiv:0712.0546 [hep-ph]].
- [216] P. Fileviez Perez, H. H. Patel, M. J. Ramsey-Musolf and K. Wang, Phys. Rev. D **79** (2009) 055024 [arXiv:0811.3957 [hep-ph]].
- [217] L. Wang and X.-F. Han, arXiv:1303.4490 [hep-ph].
- [218] V. Brdar, I. Picek and B. Radovic, Phys. Lett. B **728**, 198 (2014) [arXiv:1310.3183 [hep-ph]].
- [219] M. Cirelli, N. Fornengo and A. Strumia, Nucl. Phys. B **753**, 178 (2006) [hep-ph/0512090].
- [220] H. E. Logan, hep-ph/9906332.

- [221] M. Schmaltz, D. Stolarski and J. Thaler, JHEP **1009**, 018 (2010) [arXiv:1006.1356 [hep-ph]].
- [222] T. A. W. Martin and A. de la Puente, Phys. Lett. B **727**, 443 (2013) [arXiv:1304.7835 [hep-ph]].
- [223] J. Berger, J. Hubisz and M. Perelstein, JHEP **1207** (2012) 016 [arXiv:1205.0013 [hep-ph]].
- [224] L. Wang and X. F. Han, Phys. Rev. D **86**, 095007 (2012) [arXiv:1206.1673 [hep-ph]].
- [225] J. Kearney, A. Pierce and J. Thaler, JHEP **1310**, 230 (2013) [arXiv:1306.4314 [hep-ph]].
- [226] J. Kearney, A. Pierce and J. Thaler, JHEP **1308** (2013) 130 [arXiv:1304.4233, arXiv:1304.4233 [hep-ph]].
- [227] H. S. Fukano, M. Kurachi, S. Matsuzaki and K. Yamawaki, arXiv:1311.6629 [hep-ph].
- [228] M. Gillioz, R. Gröber, A. Kapuvari and M. Mühlleitner, JHEP **1403** (2014) 037 [arXiv:1311.4453 [hep-ph]].
- [229] M.-L. Xiao and J.-H. Yu, arXiv:1404.0681 [hep-ph].
- [230] D. Karabacak, S. Nandi and S. K. Rai, arXiv:1405.0476 [hep-ph].
- [231] S. Bahrami and M. Frank, arXiv:1405.4245 [hep-ph].
- [232] G. Blankenburg, J. Ellis and G. Isidori, Phys. Lett. B **712**, 386 (2012) [arXiv:1202.5704 [hep-ph]].
- [233] J. A. Aguilar-Saavedra, R. Benbrik, S. Heinemeyer and M. Perez-Victoria, Phys. Rev. D **88**, no. 9, 094010 (2013) [arXiv:1306.0572 [hep-ph]].
- [234] S. Dawson and E. Furlan, Phys. Rev. D **86**, 015021 (2012) [arXiv:1205.4733 [hep-ph]].

- [235] M. Capdequi Peyranere, H. E. Haber and P. Irulegui, *Phys. Rev. D* **44**, 191 (1991).
- [236] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group Collaborations], *Phys. Rept.* **427**, 257 (2006) [hep-ex/0509008].
- [237] D. Guadagnoli and G. Isidori, *Phys. Lett. B* **724**, 63 (2013) [arXiv:1302.3909 [hep-ph]].
- [238] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], *JHEP* **1212**, 035 (2012) [arXiv:1209.4533 [hep-ex]].
- [239] [CMS Collaboration], CMS-PAS-TOP-12-035.
- [240] N. Craig, J. A. Evans, R. Gray, M. Park, S. Somalwar, S. Thomas and M. Walker, *Phys. Rev. D* **86**, 075002 (2012) [arXiv:1207.6794 [hep-ph]].
- [241] M. Bona *et al.* [UTfit Collaboration], *JHEP* **0803**, 049 (2008) [arXiv:0707.0636 [hep-ph]].
- [242] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], *Phys. Lett. B* **693**, 81 (2010) [arXiv:1006.3575 [hep-ex]].
- [243] D. Barducci, A. Belyaev, M. Buchkremer, G. Cacciapaglia, A. Deandrea, S. De Curtis, J. Marrouche and S. Moretti *et al.*, arXiv:1405.0737 [hep-ph].
- [244] E. L. Berger and Q.-H. Cao, *Phys. Rev. D* **81**, 035006 (2010) [arXiv:0909.3555 [hep-ph]].
- [245] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer and M. Wiedermann, *Comput. Phys. Commun.* **182**, 1034 (2011) [arXiv:1007.1327 [hep-ph]].
- [246] M. Drees, H. Dreiner, D. Schmeier, J. Tattersall and J. S. Kim, arXiv:1312.2591 [hep-ph].
- [247] D. E. Morrissey, T. M. P. Tait and C. E. M. Wagner, *Phys. Rev. D* **72** (2005) 095003 [hep-ph/0508123].

- [248] Z. Dong, G. Durieux, J.-M. Gerard, T. Han and F. Maltoni, Phys. Rev. D **85** (2012) 016006 [arXiv:1107.3805 [hep-ph]].
- [249] The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2013-052, ATLAS-COM-CONF-2013-052.