

# Trabajo de Máster en Física Avanzada

## Búsqueda de nueva Física mediante el estudio en la producción de pares *top-antitop* de alta energía



VNIVERSITAT  
DE VALÈNCIA

Estudiante: Fontenla Barba, Yanis.  
Tutor: González de la Hoz, Santiago.  
Fecha: Julio, 2014-2015.



*Dedico este Trabajo Fin de Máster ante todo a mi familia y sobre todo a mi tutor, mentor y amigo Santiago González de la Hoz. Deseo dar las gracias por su tiempo y dedicación a la doctorada Victoria Sánchez Martínez que, me ha sido de gran ayuda.*

*Un profundo agradecimiento a todas aquellas personas que de alguna manera, forman parte de este trabajo.*



# Índice

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Física Más allá del Modelo Estándar</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Física de partículas en el laboratorio del CERN</b>	<b>5</b>
3.1	El Gran Colisionador de Hadrones, LHC	6
3.2	Detectores ATLAS, CMS, ALICE y LHCb	8
3.3	Detector ATLAS	10
3.3.1	Detector Interno	12
3.3.2	Calorímetro Electromagnético y Hadrónico	13
3.3.3	Cámara de Muones	14
3.4	Variables cinemáticas utilizadas en colisiones de alta energía que aparecen en experimentos con geometría cilíndrica	15
<b>4</b>	<b>Física del quark Top</b>	<b>17</b>
4.1	Producción de pares <i>top-antitop</i> ( $t\bar{t}$ )	18
4.2	Funciones de Distribución Partónicas	19
4.3	Productos de la desintegración de pares <i>top-antitop</i> ( $t\bar{t}$ )	21
4.4	Incertidumbre intrínseca del quark top	24
<b>5</b>	<b>Búsqueda de Nueva Física mediante procesos <math>t\bar{t}</math></b>	<b>24</b>
5.1	Procesos de interacción con partículas bosónicas $Z'$	25
5.2	Procesos de interacción del <i>gluón</i> de Kaluza-Klein y producción de eventos $t\bar{t}$	26
5.3	Proceso de interacción con partículas Axiguón	26
5.4	Interacción <i>Diquark</i> y producción de pares <i>top-antitop</i>	26
5.5	Observable Físico, Asimetría de Carga	26
<b>6</b>	<b>Simulación de datos Monte Carlo (MC) para medir las masas de la resonancia <math>Z'</math></b>	<b>29</b>
6.1	Reconstrucción de la masa invariante de pares <i>top-antitop</i> de alto momento transversal	29
6.2	Medida de la Asimetría de Carga	41
<b>7</b>	<b>Conclusión</b>	<b>44</b>
	<b>Apéndice</b>	<b>45</b>
<b>A</b>	<b>Criterios para la Selección y Simulación de eventos MC</b>	<b>45</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>47</b>

## Abstract

We have studied the possibility to discover new physics beyond the standard model (bosón  $Z'$  or Kaluza-Klein gluon) through the decay to *top-antitop* quarks pairs ( $t\bar{t}$ ). The *top-antitop* pairs are reconstructed for its semileptonic decay products using boosted techniques. The Large Hadron Colliders (LHC) is a *top* factory. The results of this study are compared with the results obtained by the ATLAS collaboration. To complete the search a qualitative analysis has been performed with the cross section (times branching ratio) for production of a heavy boson resonance that decays to  $t\bar{t}$ . Moreover as a complete the study with a new observable, the charge asymmetry, has been performed in order to discover, identify and classified new physics.

## Resumen

Hemos estudiado la posibilidad de descubrir nuevas partículas procedentes de teorías físicas que van más allá del Modelo Estándar (bosón  $Z'$  o gluón de Kaluza-Klein) a través de la desintegración de pares quark *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ). Se ha realizado la reconstrucción de los fragmentos producidos por la desintegración del *top-antitop*, por el echo de que los bosones  $W$  sufren una desintegración semileptónica. El gran colisionador de hadrones (LHC) es una fábrica de producir quarks *top-antitop*. Nuestros resultados ( $t\bar{t}$ ) se comparan con los realizados por la colaboración ATLAS. Para completar la búsqueda de nueva física, se ha realizado un análisis de *plots* de exclusión de nuestras resonancias, utilizando la sección eficaz de producción de pares quarks *top-antitop*. Además, se ha completado el análisis mediante el estudio de un nuevo observable físico, la asimetría de carga, que nos ayuda: a descubrir, identificar y clasificar nueva física.

## 1 Introducción

El trabajo esta enfocado en el estudio procesos de desintegración de resonancias a pares quark *top-antitop* de alto momento transversal  $p_T$  (*boosted*). Mediante el análisis de los espectros de reconstrucción de la masa invariante de sucesos  $t\bar{t}$ , queremos averiguar si nuestros resultados se ajustan con los de algún mecanismo teórico basado en Física más allá del Modelo Estándar, (*Beyond Standard Model*) [1]. Es decir, deseamos conocer si los pares quark *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) *boosted* son buenos candidatos a resonancias, como por ejemplo  $Z'$  (u otra partícula, v.g:  $g_{KK}$ ) predichas por las teorías físicas BSM. Si uno (o varios) modelos teóricos se ajustan bien a los resultados, deberemos de proceder a realizar un análisis más exhaustivo sobre el origen y las propiedades de las partículas producidas en el proceso. Por ello, se procede a realizar el análisis de un nuevo observable físico que responda de nuestra resonancia, la asimetría de carga.

Para poder llevar a cabo el estudio completo de la resonancias, vía los productos resultantes de su desintegración de alto momento transversal, necesitaremos conocer nuevos mecanismos teóricos de origen BSM. La existencia de una nueva partícula bosónica  $Z'$  [2] implica modelos teóricos que respondan a la ruptura espontánea de simetría gauge a dimensión adicional  $U(1)$ , o  $U(1)'$ . Ello nos conduce a desacoplamientos entre bosones con carga neutra que por medio de procesos de interacción con quarks pesados, aparecería nuestra partícula bosónica  $Z'$  *leptophobic*. Para completar, necesitaremos de mucha estadística

relacionada con la producción de eventos que respondan a la desintegración de eventos  $t\bar{t}$  de alta energía. La máquina LHC<sup>1</sup> [3] es la idónea para producir pares quark *top-antitop* de alto momento transversal. Para unos valores de luminosidad de  $10^{34}$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> y de energía de colisión en el sistema centro de masas de 7 TeV, tendríamos una tasa de producción de eventos  $t\bar{t}$ <sup>2</sup> de aproximadamente  $56 \cdot 10^6$  sucesos/año. Para estos mismos valores de luminosidad y de energía definida en el sistema centro de masas, anteriores, obtendríamos una tasa de producción de eventos  $t\bar{t}$  de alto  $p_T$ <sup>3</sup> de unos  $2 \cdot 10^5$  sucesos/año. Los resultados extraídos de las simulaciones Monte Carlo (MC), han sido realizados con el generador de datos MadGraph imponiendo un parámetro de energía definido en el sistema centro de masas  $\sqrt{s}$  de 8 TeV y en luminosidad integrada de 20 fb<sup>-1</sup>. El detector ATLAS está construido de tal manera que pueda recoger la máxima información posible del producto de las colisiones protón-protón. El conocimiento de sus principales módulos y componentes, es necesario para poder entender los procesos físico-dinámicos que se producen en este gigantesco aparato. La geometría cilíndrica del detector implica utilizar unos parámetros que sean prácticos para el físico experimental: momento transversal  $p_T$ , ángulo longitudinal  $\phi$ , rapidez  $y$  y pseudorapidez  $\eta$ .

La creación de pares quark *top-antitop*, está estrechamente unida a la sección eficaz de producción de los eventos. Todas las partículas creadas en el seno del experimento ATLAS, proceden de la interacción entre los constituyentes del protón. De manera explícita, detallaremos el comportamiento de las funciones de distribución partónicas. Los constituyentes del protón son dos quarks de tipo *up*, un quark de tipo *down* y sus respectivos mediadores de la interacción, gluones. Los canales de desintegración de la partícula quark *top-antitop* son múltiples, todos ellos trascendentes a la hora de realizar cálculos relacionados con los productos resultantes de las desintegraciones de eventos  $t\bar{t}$ . Los valores que nos proporcionan los fragmentos de las desintegraciones pueden formar parte de algún programa de simulación de datos MC a través de los resultados teóricos, o nos lo puede facilitar directamente el experimento ATLAS. Otro parámetro de interés, es el que nos proporciona la incertidumbre ligada al valor de la masa polo. Los resultados que nos aporta la masa polo, aparecen de manera natural debido a la existencia de procesos de reconstrucción cinemáticos experimentales de los fragmentos producidos por la desintegración de la partícula *top-antitop*.

## 2 Física Más allá del Modelo Estándar

El **Modelo Estándar** (SM) es una teoría de cuántica de campos, que fue desarrollada para describir el comportamiento de las interacciones físicas entre las partículas que constituyen la materia. Las interacciones están regidas por las teorías gauge con simetría de grupo que engloba interacciones:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y ,$$

<sup>1</sup>El colisionador LHC viene definido en el apartado 3: física de partículas en el laboratorio del CERN.

<sup>2</sup>Para un valor en sección eficaz de producción de eventos  $t\bar{t}$  de,  $\sigma_{t\bar{t}}=177$  pb [4].

<sup>3</sup>Con un valor para la sección eficaz de producción de pares quark *top-antitop boosted* de  $\sigma_{t\bar{t}}^{\text{boosted}}=0'7$  pb [5].

donde la simetría  $SU(3)_C$  representa la interacción fuerte entre los quarks, con un subíndice de color  $C$ , y las simetrías  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  hacen referencia a las interacciones electrodébiles entre los leptones, con subíndices de campo levógiro  $L$  y de hipercarga débil  $Y$ .

Podríamos describir todo lo que nos rodea a partir de cuatro partículas fundamentales: electrón, protón, neutrón y neutrino. Sin embargo, dada la existencia de una subestructura en el interior de los nucleones, cuyos constituyentes fundamentales son los quarks, podemos afirmar de la existencia de bariones, formados por tres quarks ( $q_1, q_2, q_3$ ), y de mesones, formados por un quark y un antiquark, ( $q_1, \bar{q}_2$ ). Los fermiones son partículas elementales con espín entero, estos se dividen en dos subgrupos. Uno de estos subgrupos se definen como quarks, que llevan asociados carga de color, y el segundo subgrupo se les nombra leptones. La materia fermiónica se puede agrupar en tres tipos de familia, que se descomponen en tres familias leptónicas electrónicas, muónicas y tauónicas (con sus respectivos neutrinos) y en 3 familias de quarks (*up, down*), (*charm, strange*) y (*top, bottom*). A continuación podemos ver como se agrupan los dobletes leptónicos y quarks, de cada familia fermiónica:

$$\begin{bmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d \end{bmatrix} ; \begin{bmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s \end{bmatrix} ; \begin{bmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b \end{bmatrix} .$$

El Modelo Estándar, describe las interacciones fundamentales de la materia. La primera es la interacción electromagnética y débil, gobernada por la Teoría Estándar Electrodébil donde, por medio de una invarianza gauge obtenemos una ruptura espontánea de la simetría de nuestra teoría. Los mediadores de la interacción que nos ofrece la Electrodinámica Cuántica (QED) son el fotón  $\gamma$ , de masa nula y espín 1, y las partículas Gauge neutras y cargadas  $Z^0$  y  $W^\pm$ , con unos valores de espín 1 y valores de las masas de 91 y 80 GeV respectivamente. Mediante el mecanismo de ruptura espontánea de la simetría (SSB), obtendremos de manera natural la existencia de una nueva partícula mediadora de la interacción, el Bosón de Higgs. La partícula  $H^0$ , tiene una masa de 125 GeV y un valor de espín nulo [6]. La segunda es la interacción fuerte de los quarks, gobernadas por las leyes de la Cromodinámica Cuántica (QCD), cuyo mediador de la interacción es el *gluón*. Existen 8 tipo de gluones, todas ellas sin masa y con un valor de espín 1. En la Tabla 1, exponemos los constituyentes elementales de la materia. En ella aportamos una integra información correspondientes a la partícula: el espín total  $J$ , los valores de la carga  $Q$  y los valores aproximados de la masa.

Tabla 1: Partículas fundamentales de la materia, en unidades másicas del  $GeV/c^2$ .

Leptones [ $J = \frac{1}{2}$ ]		Quarks [ $J = \frac{1}{2}$ ]		Bosones [ $Q = 0, \pm 1$ ]	
$Q = \frac{2}{3}$	$Q = -\frac{1}{3}$	$Q = \frac{2}{3}$	$Q = -\frac{1}{3}$	$J = 1$	$J = 0$
$\nu_e$ $m_{\nu_e} < 2 \cdot 10^{-6}$	$e^-$ $m_e = 5 \cdot 10^{-4}$	$u$ $m_u \sim 3 \cdot 10^{-3}$	$d$ $m_d \sim 5 \cdot 10^{-3}$	$\gamma, G^a$ $m_{\gamma, G} = 0$	$H$ $m_H = 125$
$\nu_\mu$ $m_{\nu_\mu} < 2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^-$ $m_\mu = 0'1$	$c$ $m_c \sim 1'3$	$s$ $m_s \sim 0'1$	$Z^0$ $m_Z = 91$	
$\nu_\tau$ $m_{\nu_\tau} < 2 \cdot 10^{-6}$	$\tau^-$ $m_\tau = 1'8$	$t$ $m_t \sim 173$	$b$ $m_b \sim 4'5$	$W^\pm$ $m_W = 80$	

Uno de los objetivos de la **Física más allá del Modelo Estándar** (BSM) es crear la unificación de todas las teorías y crear la *Teoría del Todo*. Mediante el conjunto de teorías de cuántica de campos que describen física más allá del Modelo Estándar, se propone conocer todos los fenómenos físicos que se dan en la naturaleza. La **gravitación** no puede unirse a las demás interacciones descritas por el SM, aun así podemos insertar términos de la relatividad general que nos propone correcciones a la teoría. Pero después de todas estas correcciones, la gravitación sigue siendo una teoría no cuántica y no se halla modo alguno de implementarlo al modelo SM.

La ruptura espontánea de la simetría nos proporciona términos adicionales a la teoría, que predicen la existencia de auto-interacciones para el fotón o para los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ . También podemos encontrar términos de auto-interacción creadas por las corrientes fermiónicas. La teoría electrodébil es matemáticamente renormalizable en teoría cuántica de campos, con ella se realizan predicciones totalmente consistentes con los experimentos. La existencia de corrientes neutras fueron predichas tras descubrir los valores de las masas de los Bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ . Mediante el método de renormalización de las teorías y el mecanismo propuesto por Glashow, Iliopoulos y Maiani (Mecanismo GIM) se pudo predecir la existencia del quark *charm*. Al comparar resultados teóricos con resultados experimentales y mediante cálculos en teoría de perturbaciones, se obtuvieron correcciones radiativas que permitieron predecir con éxito la existencia del quark *top*. En el laboratorio del CERN se produjo un gran acontecimiento, tras descubrir el Bosón de Higgs [6], con ayuda del experimento ATLAS y vía los principales canales de desintegración mixtos  $H \rightarrow \gamma\gamma$  y  $H \rightarrow ZZ \rightarrow llll$ .

Después de todos estos acontecimientos y logros del Modelo Estándar (SM), siguen existiendo demasiadas arbitrariedades para poder realizar un modelo unificado de las teorías. Hasta ahora tenemos unos 18 **grados de libertad** en nuestro modelo SM que aparecen en la generación de  $3n$  masas fermiónicas a  $(n-1)^2$  parámetros en la matriz de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM), sin olvidar la constante de acoplamiento fuerte  $\alpha_s$ , que nos otorga las leyes de QCD. Existen demasiadas preguntas acerca de la **simetría gauge** que el modelo SM no puede explicar, por ejemplo, a que se debe la violación de paridad en teoría electrodébil si no existe supresión de la quiralidad. La cuantificación de la carga aparece de manera natural en nuestra teoría, tenemos múltiplos de  $e/3$  y ello puede explicarse a partir de monopolos magnéticos o mediante la ausencia de anomalías. Algunos experimentos físicos proponen la existencia de partículas de **materia oscura** para poder dar respuesta a anomalías observadas en sistemas galácticos. Las anomalías conllevarán a asumir una separación entre las leyes de la gravitación y la teoría de la relatividad general. La asimetría de bariones sería una posible causa, ya que prevalecen efectos de materia y antimateria. Una anomalía interesante, sería la que nos proporciona los resultados de **asimetría adelante-atrás** (*forward-backward*) del par quark *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ). El experimento DØ del Tevatrón, nos aporta unos valores de  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = (18'0 \pm 6'1 \text{ (stat)} \pm 3'2 \text{ (syst)})\%$ , resultado que discrepa del predicho por la teoría,  $A_{\text{FB}}^{t\bar{t}} = 8'7 \text{ (10)\%}$  [7]. Dado que en el LHC tenemos estados iniciales simétricos, las dificultades en reconocer las asimetrías existentes entre quarks y antiquarks *top-antitop* se intensifican. Las asimetrías son observadas a lo largo de las sucesivas interacciones producidas en el vértice de las colisiones protón-protón. Los quarks *top-antitop* se emiten de manera

*forward-backward* a lo largo de la dirección de propagación de los haces de protones, tal y como lo harían los quarks de valencia, mientras que los antiquarks *top-antitop* suelen viajar lejos de la dirección de propagación de los haces, tal y como lo haría el mar de gluones. A nivel de colisiones partónicas esperaríamos una producción equitativa de *tops* y de *antitops*, en el LHC se realizan medidas sobre observables físicos, como el de asimetría de carga.

### 3 Física de partículas en el laboratorio del CERN

El laboratorio Europeo de Física de partículas del CERN, acrónimo del francés (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*), es fruto de varias colaboraciones científicas internacionales. En sus instalaciones se realizan choques entre haces de partículas a alta energía, mediante el producto resultante de las colisiones partónicas deseamos explorar nueva física que abarca las interacciones entre partículas. Con la ayuda de anillos circulares, podemos acelerar paquetes constituidos por millones de protones (*pp*) que pueden llegar a alcanzar una energía definida en el sistema centro de masas de 7 TeV y una luminosidad integrada de  $1/3 \text{ fb}^{-1}$ . En mayo del 2015 fue la segunda puesta en marcha, *RUN*, del colisionador LHC con una energía definida en el sistema centro de masas de 13 TeV, se prevé alcanzar una energía en el sistema centro de masas de 14 TeV y una luminosidad integrada de  $10 \text{ fb}^{-1}$  para el año 2016.

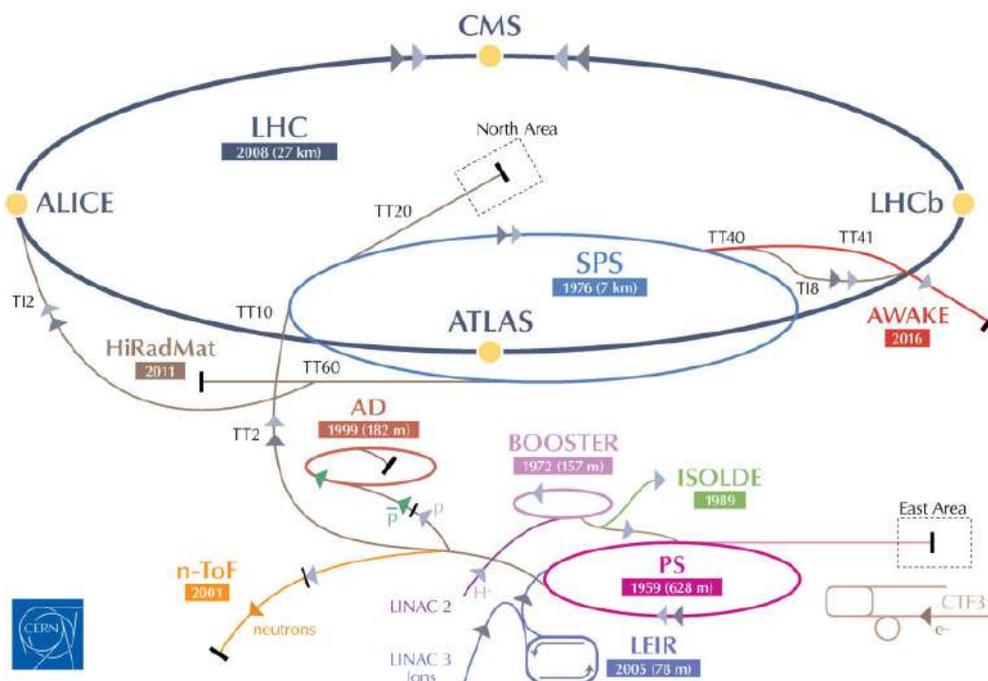


Figura 1: Complejo de aceleradores del CERN.

En la Figura 1, observamos la gran instalación y complejidad que encierra el conjunto de aceleradores del CERN. Podemos separar toda la instalación en varios módulos, o complejos: inyectores, aceleradores, colisionadores y detectores. La creación de un haz de partículas de alta energía puede llevarse a cabo a partir de un complejo de aceleradores

lineales y circulares. Se les definen inyectores a los aceleradores que nos proporcionan energías más pequeñas que la proporcionada por los colisionadores o aceleradores circulares. Existe una gran variedad de aceleradores lineales, en nuestro caso el laboratorio CERN dispone de aceleradores Tandém Van de Graaf, LINAC (*Linear accelerator*) y HiRadMat (*High-Radiation to Materials*). El mismo laboratorio, encierra una amplia variedad de aceleradores de partículas circulares o en forma de anillo: LEIR (*Low Energy Ion Ring*), PS (*Proton Synchrotron*), BOOSTER, SPS (*Super Proton Synchrotron*).

El colisionador de partículas LHC (*Large Hadron Collider*) es el último construido hasta el momento, en el año 2008, en el viajan dos haces de protones en sentidos opuestos. El LHC tiene incorporado cuatro detectores, cuyas finalidades es realizar el análisis de los productos de la desintegración de partículas producidas por las sucesivas colisiones protón-protón. En el interior del anillo circulan unos 2 nanogramos de protones al día. Se extrae hidrógeno ionizado, procedente de unos tanques con gas  $H_2$ , y se inyectan directamente en el acelerador lineal (Linac2), estos protones son acelerados hasta alcanzar una energía cinética de 50 MeV. Luego, el haz es trasladado al Booster de protones donde la energía se incrementa hasta  $1/4$  GeV. De ahí se inyecta los paquetes al PS y luego al SPS, elevando la energía cinética de las partículas a 25 GeV y 450 GeV respectivamente. Finalmente, el haz pasa al colisionador LHC, donde su energía se ve incrementada hasta 7 TeV. El CERN tiene previsto alcanzar una energía en el sistema centro de masas  $\sqrt{s}$  de 14 TeV para el año 2015.

### 3.1 El Gran Colisionador de Hadrones, LHC

El LHC [3, 8] es el mayor y más potente de los colisionadores de partículas del mundo, construido para buscar nueva física más allá del Modelo Estándar (BSM). El colisionador LHC hace parte del complejo laboratorio del CERN. La instalación está situada cerca de Ginebra, Suiza, en un túnel de 27 kilómetros de circunferencia y enterrado a más de 100 metros bajo tierra.

Tabla 2: Parámetros que responden a colisiones  $pp$  en el LHC.

Parámetros	Valor	Unidades
Circunferencia del LHC	26 659	[m]
Energía en el CM	7	[TeV]
Campo dipolar magnético	8'3	[T]
Número de dipolos primarios	1 232	
Luminosidad	$10^{34}$	[ $cm^{-2} s^{-1}$ ]
Espacio entre paquetes de haz	25	[ns]
Número de paquetes por haz de protones	2 808	
Número de protones por haz (al inicio)	$1'1 \cdot 10^{11}$	
Número de vueltas por segundo (de protones)	11 245	
Tiempo de vida del haz	22	[h]
Tiempo de vida de la luminosidad	10	[h]
Pérdida de energía por vuelta	6'7	[keV]
Temperatura de operación de los dipolos	1'9	[K]

En la Tabla 2, se recogen toda la información subyacente al LHC<sup>4</sup>, componentes de utilidad y sus correspondientes valores. El proyecto LHC no solo ha sido interesante desde el punto de vista físico, sino que también ha sido un desafío para la ingeniería. En la Figura 2, podemos observar las componentes más interesantes de un dipolo superconductor. El colisionador de hadrones está formado por un tubo que en cuyo seno encontramos dos cilindros sujetos a condiciones de ultra vacío, punto [1] de la Figura 2. En los dos cilindros interiores, también definidos como tubos del haz (*beam pipe*), circulan los haces de protones en sentidos opuestos. En la zona más externa a estos cilindros encontramos bobinas superconductoras (*superconducting coils*) que generan un campo magnético, punto [2] de la Figura 2, para poder confinar los haces de partículas en el interior de las tuberías.

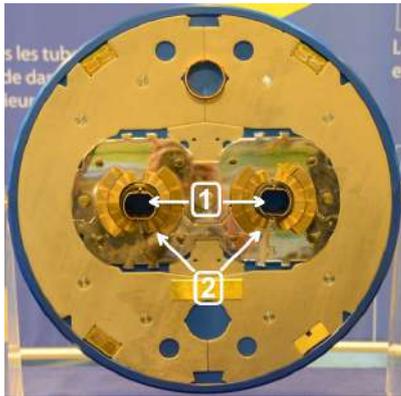


Figura 2: Corte transversal de un tubo de almacenamiento de los haces de partículas.

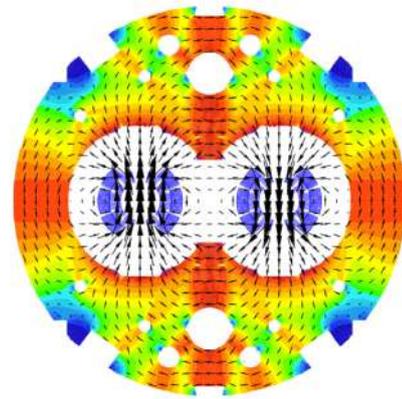


Figura 3: Dipolos superconductores de doble configuración, LHC.

Los paquetes de protones son guiados a lo largo del anillo de almacenamiento y son sometidos a un intenso campo magnético de 8'3 Teslas, formado por electroimanes superconductores. Los electroimanes se construyen a partir de bobinas fabricadas con una aleación titanio-níquel, que otorgar propiedades superconductoras al material, este debe de mantenerse a una temperatura de 1'9 K. Tales grados en temperatura son alcanzados mediante la aplicación de superfluidos de Helio sobre los materiales. En cada sección de la tubería LHC tenemos: bobinas de 15 metros de largo, que pesan unas 35 toneladas y donde se almacenan unos 10 GJ de energía en forma de campos magnéticos. Miles de imanes de diferentes variedades y tamaños son destinados a dirigir el haz de partículas a lo largo de los anillos de almacenamiento del haz. En esta instalación se acumula un total de 1232 dipolos superconductores de 15 metros de longitud que fuerzan el haz a curvarse, y, de 600 cuadrupolos y sextupolos que mantienen los haces de partículas enfocados y estables.

El diagrama de la Figura 3, muestra los dipolos superconductores cuyos colores indican: el flujo magnético, o la cantidad de campo magnético, que atraviesa un elemento de área en un determinado material. El código de colores asociado a la magnitud, o intensidad, del campo magnético es: el azul claro indica una pequeña intensidad del campo y el

<sup>4</sup>Los valores de energía y de luminosidad, hacen referencia al primer *RUN* del colisionador.

rojo-púrpura indica un campo de mayor intensidad. Cercano a las bobinas superconductoras tenemos un código en forma de flechas que representa la componente vectorial del campo magnético. Podemos observar que las flechas apuntan en direcciones opuestas, para cada una de las bobinas, permitiéndonos obtener dos haces de partículas que sigan trayectorias rectilíneas y que viajen en sentidos contrarios.

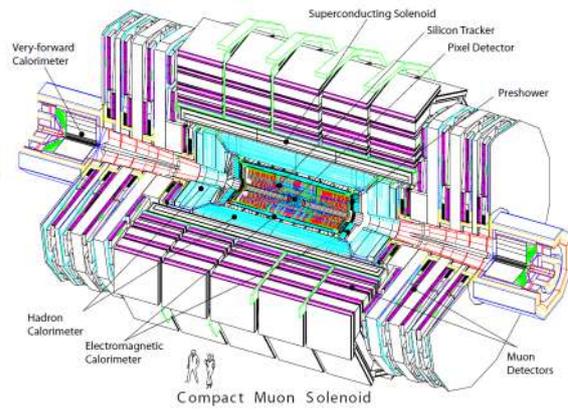
Para crear colisiones entre los haces de partículas, es necesario utilizar una variedad distinta de imán. Los imanes que utilizemos depende mucho del experimento con el que vayamos a trabajar. Los experimentos más importantes para llevar a cabo la búsqueda de nueva física, y evaluar parámetros procedentes de física BSM, en un entorno del colisionador LHC son : LHCb, ALICE, CMS y ATLAS. El cruce entre los haces de partículas, produce un aumento en la probabilidad de choque entre paquetes  $pp$ . Para evitar colisiones entre el haz de partículas y las moléculas de gas, que invade las tuberías de almacenamiento, se desea crear un **sistema de ultra alto vacío**. Estos sistemas suelen estar entorno a los  $10^{-10}$  Torr de presión, o lo que es lo mismo  $10^{-10}$  milibares. En particular, el LHC utiliza un sistema de vacío dividido en varios módulos de criogénesis. Mediante un sistema de aislamiento criogénico localizado, podemos crear un vacío primario, de hasta  $10^{-3}$  mbares de presión. Si aislamos toda la línea de distribución de helio del LHC, en ausencia de cualquier fuga significativa, podemos establecer un vacío de tipo secundario. Los vacíos secundarios suelen rondar los  $10^{-6}$  mbares de presión. Podemos crear un ultra alto vacío, o vacío molecular, realizando un enfriamiento criogénico a nivel del tubo de almacenamiento del haz de partículas. Mediante la utilización de la técnica de vacío criostático, podemos alcanzar densidades moleculares que se hayan entorno a los  $10^{15}$   $\text{H}_2 \text{ m}^{-3}$ . La temperatura rondará las veintenas o treintenas de Kelvin, pudiendo eliminar cualesquier residuo molecular mediante el fenómeno de adherencia de micro-moléculas sobre las paredes internas del tubo de almacenamiento del haz.

### 3.2 Detectores ATLAS, CMS, ALICE y LHCb

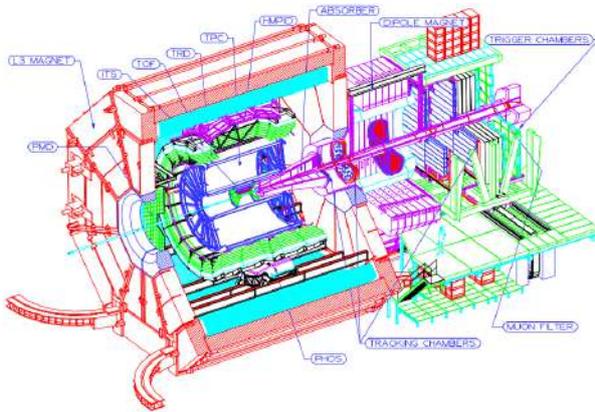
Cada vez que se realizan choques entre paquetes de protones, se produce un elevado número de fragmentos, o productos, resultantes de la colisión. Mediante grandes instalaciones de detectores de partículas, compuesto por un gran número de subdetectores, podemos obtener información correspondiente a la interacción de la radiación con la materia. A este conjunto de detectores, se les conoce como experimentos. Los experimentos del colisionador LHC son: ATLAS [3], CMS [9], ALICE [10] y LHCb [11]. Los diferentes experimentos pueden ser vistos en la Figura 4. En la Figura 4a observamos el detector ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), en la Figura 4b se detalla el detector CMS (*Compact Muon Solenoid*), en la 4c observamos el experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) y en la Figura 4d vemos el detector LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment*).



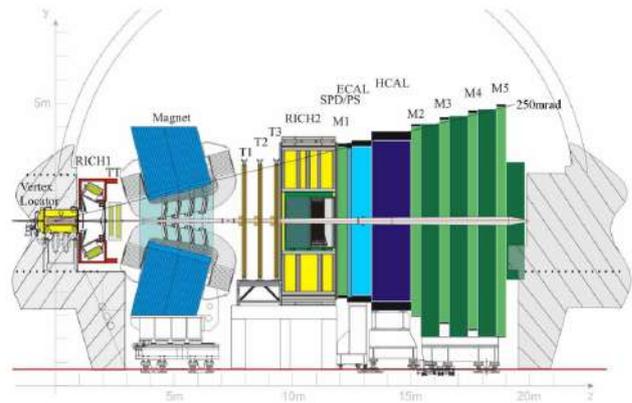
(a) Detector *ATLAS*.



(b) Detector *CMS*.



(c) Detector *ALICE*.



(d) Detector *LHCb*.

Figura 4: Experimentos del Colisionador *LHC*.

**ATLAS** : es uno de los detectores más versátiles del LHC, es utilizado para explorar nuevos campos de la física, como: la búsqueda de dimensiones adicionales y candidatos a materia oscura. Este aparato fue decisivo para el descubrimiento del bosón de Higgs [6]. El experimento ATLAS nos permite medir variables cinemáticas y tratar los datos procedentes de las colisiones. Con la ayuda de programas de reconstrucción de trazas se estudia la naturaleza de las interacciones entre partículas y, se describe las trayectorias y las energías correspondientes al proceso de desintegración de las partículas. Este colosal experimento está situado en Meyrin (Suiza) y tiene unas dimensiones de: 46 metros de longitud, y 25×25 metros de anchura y altura, respectivamente.

**CMS** : es un experimento que tiene las mismas metas científicas que ATLAS, a la colaboración CMS se le ha otorgado otros análisis de carácter más técnico que las de su compañero ya que lleva incorporado un sistema magnético de concepción diferente (un imán solenoide). El imán solenoide, o bobina cilíndrica superconductor, genera un campo magnético de 4 Tesla. El hecho de aplicar un campo magnético tan potente, nos permite realizar experimentos que conlleve mayor precisión en las medidas y que produzca un aumento de la ganancia energética (con respecto a ATLAS). Este detector de 12 500 toneladas esta situado en Cessy (Francia) y tiene unas dimensiones de: 21 metros de

longitud, 15 metros de anchura y 15 metros de altura.

**ALICE** : es un detector que, a día de hoy, esta recogiendo datos procedente del productos de las colisiones entre iones plomo. Los núcleos están constituidos por protones y neutrones, rodeado de una nube de electrones, a su vez los bariones están formados por quarks. A la hora de colisionar  $Pb-Pb$ , obtendremos un estado de confinamiento de la materia definido como: plasma de quarks y de gluones. Con estos estados de la materia podemos estudiar propiedades de estas partículas fundamentales bajo condiciones de cuasi-libertad, o también llamado estado de desconfinamiento del color, como por ejemplo la de restauración de la simetría quiral. Los experimentos son de vital importancia a la hora entender el comportamiento de libertad asintótica de estas partículas predichas por las teorías gauge y estudiadas en Cromodinámica Cuántica. Este detector tiene un peso total de 10 000 toneladas y tiene unas dimensiones de: 26 metros de longitud, 16 metros de anchura y 16 metros de altura. La máquina está constituida de un tonel central y de un espectrómetro de muones. El experimento ALICE está situado en Saint Genis-Pouilly en Francia.

**LHCb** : es un experimento dedicado a la física de sabores pesados ( $c, b$ ) en el LHC. Busca evidencias sobre nueva física en violaciones de la simetría carga-paridad (CP) y en desintegraciones de hadrones en partículas extrañas con belleza y con encanto, como por ejemplo, la desintegración de mesones  $B$  o de resonancias *bottom-antibottom*<sup>5</sup>. El LHCb lleva incorporado unos subdetectores alineados por segmentos a lo largo del eje z de propagación del haz, con el fin de estudiar las trazas procedentes del producto de la colisión entre partículas que subtienden un ángulo pequeño. Las dimensiones del aparato detector de  $21 \times 13 \times 10$  metros de longitud, anchura y altura (respectivamente). Este tiene unos detectores con una configuración planaria, que se suceden a lo largo de unos 20 metros de longitud. El experimento LHCb tiene un peso de 5 600 toneladas y está situado en Ferney-Voltaire, Francia.

Otros dispositivos de detección de partículas o experimentos que se hayan en el LHC son: **TOTEM** (*TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement*)[12] y el **LHCf** (*Large Hadron Collider forward*)[13] .

### 3.3 Detector ATLAS

El experimento ATLAS es capaz de detectar los productos de las interacciones entre partículas cargadas procedentes de las colisiones protón-protón. El producto de las dispersiones inelásticas de los partones (*Inelastic Parton Scattering*) suelen aportar resultados tanto predictivos como experimentales. El trabajo esta enfocado en la búsqueda de nueva física para una escala de energías de 7 Tera-electrón Voltio ( $10^{12}$  [eV]). Desde el descubrimiento del Bosón de Higgs, en 2012, el experimento ATLAS busca posibles evidencias científicas vinculadas con la física más allá del Modelo Estándar. El conjunto de modelos teóricos BSM, predicen la existencia de partículas supersimétricas (*sleptones, squarks, gauginos, Higgsino*), partículas procedentes de la extensión en las teorías gauge ( $Z', W'$ ) y de constituyentes de la gran unificación de las teorías. La configuración

---

<sup>5</sup>A este tipo de resonancias  $b\bar{b}$  o  $c\bar{c}$ , se les llaman quarkonios, bottomonium o charmonium (respectivamente).

del detector ATLAS es de geometría cilíndrica, está constituido por 8 grandes toroides superconductores (*Barrel Toroid*) que induce un campo magnético axial de 2 Teslas y de dos tapaderas laterales con configuración azimutal alrededor del calorímetro.

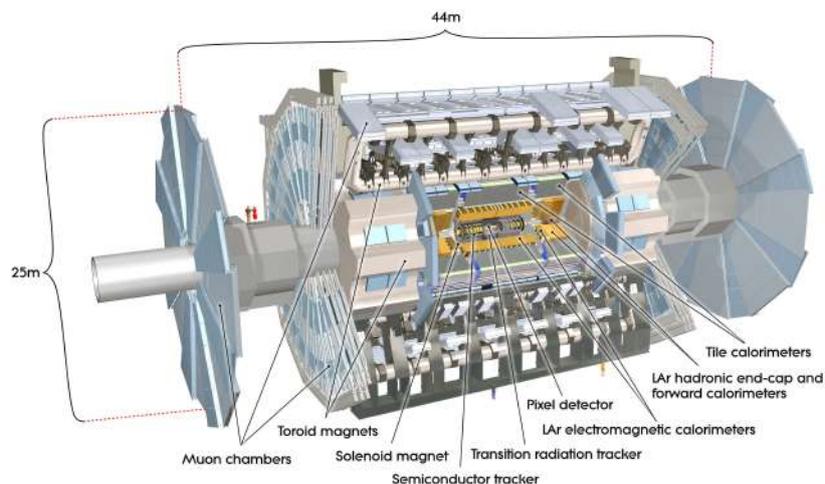


Figura 5: Detector ATLAS, colisionador LHC del CERN.

El sistema magnético toroidal tiene unas dimensiones de 22 metros de diámetro y 26 metros de longitud, y en ellos se almacenan 1'6 GJ de energía. Podemos hacernos una idea del colosal detector, observándolo en la Figura 5. Los principales módulos de detección que componen el experimento ATLAS, son: el detector interno, el calorímetro electromagnético y hadrónico, y la cámara de muones. El objetivo de este detector es múltiple, ya que: deseamos la máxima información procedente de todas las partículas creadas en el seno del experimento, con ayuda de los distintos dispositivos electrónicos y tecnológicos que rodea la máquina. Todos los módulos de detección de la máquina, nos proporciona condiciones óptimas a la hora de realizar experimentos de calidad y de precisión.

La obtención de evidencias, o pruebas científicas procedentes de modelos teóricos BSM, utilizando el detector ATLAS, no es tarea fácil ya que se crean y se debe de almacenar una gran cantidad de datos. Debemos de efectuar una correcta selección de los eventos, adaptados al experimento que deseamos realizar. Para crear una correcta selección de datos necesitamos de la ayuda de unos dispositivos, tanto electrónicos como de procesamiento de datos computacionales, definidos como **disparadores de señal** (*triggers*). Existen varios sistema *trigger*, dependiendo de nivel jerárquico de selección de los datos, como por ejemplo: *L1* que se encarga de procesar y reducir la tasa de eventos a un nivel que se define como básico y *L2* que es un gatillo que garantiza un filtrado de alto nivel.

Nuevos bosones de gauge pesados,  $W'$  y el  $Z'$ , podrían hallarse en unos valores de energía superiores a los 6 TeV. La naturaleza de sus desintegraciones leptónicas nos otorgará información sobre la posible existencia de estas partículas bosónicas. Debemos de realizar medidas de alta resolución en momentos definidos en el plano transverso a la propagación del haz ( $p_T$ ) de unos pocos TeV, y también deberemos determinar la carga

de los mismos. Otra posible evidencia científica sobre las existencia de nueva física podría existir mediante el uso de chorros de partículas, o *jets*, altamente energéticos.

Nuevos modelos teóricos han sido propuestos para determinar la posible existencia de dimensiones adicionales (*extra dimensions model*). Estas teorías son características de gravedad cuántica, serían existentes a unas escalas de energía del orden del TeV, donde su implicación en física de partículas se traduce en la existencia de gravitones. Los gravitones son partículas sin masa que pueden desplazarse de unas dimensiones a otras. Pruebas experimentales sobre la existencia de estas teorías se traduce en pérdidas de energías transversas  $E_T^{miss}$ , y en la manifestación de resonancias de tipo  $Z'$  a unas energías del orden del TeV, producidas por excitaciones de gluones de Kaluza-Klein. Otros posibles indicios experimentales, sobre la existencia de dimensiones adicionales, son los que conllevan a la producción de *dijets* anómalos a elevados valores de las masas y la producción de pequeños agujeros negros.

### 3.3.1 Detector Interno

El detector de seguimiento (*tracking*), tiene por función determinar las trayectorias, o trazas, de las partículas cargadas por medio de su interacción con la materia. De este modo, obtendremos información sobre el valor de la carga, el momento y la energía de la partícula viajera. Existe una estrecha relación entre los parámetros ( $q$ ,  $p$ ,  $E$ ) con la fuerza de Lorentz, a campo eléctrico nulo, y la fuerza centrífuga. Si las partículas se ven sometidas a un campo magnético  $\vec{B}$ , estas se curvarán hacia una determinada dirección, podremos determinar el valor de su carga y el momento de la partícula. Toda la información acerca de la partícula se obtiene mediante la dirección y el radio de curvatura, creado por medio de campos magnéticos confinados en el interior del detector. Un gran número de partículas fragmento, aproximadamente 1 000, surgirán del vértice principal de la colisión entre paquetes partónicos.

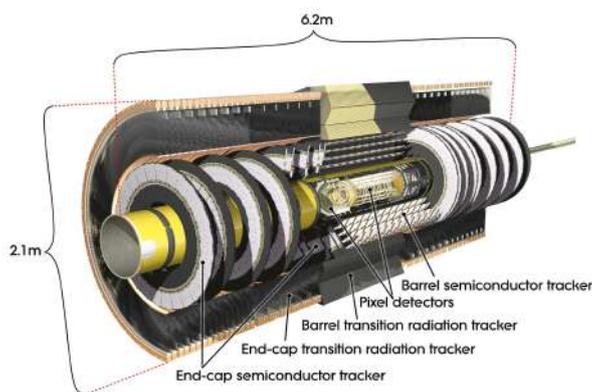


Figura 6: Detector interno del ATLAS y sus componentes.

El punto principal de la colisión está formado por vértices secundarios repartidos a lo largo de la dirección de propagación del haz incidente, ocupando una anchura total de aproximadamente 5 centímetros, con una separación temporal de 25 nanosegundos

y suelen tener un parámetro en pseudorapidez<sup>6</sup>  $|\eta|$  menor de 2'5, creando una elevada concentración de colisiones en el detector. En la Figura 6, podemos observar el detector interno (*inner detector*) de ATLAS. Este módulo de detección tiene unas dimensiones de 6'2 metros de largo y 2'1 metros de diámetro. El detector está compuesto por varios módulos, los dispositivos que lo componen son: el **detector píxel** con el que se mide con gran precisión las trayectorias de las partículas cercanas al punto de colisión o vértice, el **detector de seguimiento** formado por semiconductores de Silicio (SCT) que registra las trayectorias de las partículas en el plano perpendicular a la dirección del haz incidente y, entre otros, el **detector de seguimiento de la radiación de transición** (TRT) que permite reconstruir las trazas de las partículas.

### 3.3.2 Calorímetro Electromagnético y Hadrónico

Los calorímetros, tanto electromagnético como hadrónico, tienen como propósito medir la energía de la partícula por medio su interacción con la materia. Los calorímetros son detectores compuestos por materiales de alta densidad y pureza. El calorímetro electromagnético mide la energía de los electrones, positrones y fotones. El calorímetro hadrónico mide la energía procedente de la interacción hadrónica, partículas formadas por quarks, tales que: protones, neutrones y piones (mesones). Los dispositivos de contención de la cascada electromagnética tienen un espesor total, en longitudes de radiación<sup>7</sup>, superior a los 22  $X_0$  para el caso de dispositivos laminares (*barrel*) y superior a los 24  $X_0$  en el caso de las tapaderas laterales (*end-cap*). Estos calorímetros trabajan en un intervalo de pseudorapidez  $|\eta|$  menor de 4'9, cubriendo un amplia zona de radiación. En el caso de contener la cascada hadrónica, tendremos espesores que rondarán las 10 longitudes de absorción hadrónica  $\lambda_a$ <sup>8</sup> (para valores de  $\eta$  nulos). La contención de la cascada se localiza en la zona activa del calorímetro. Los materiales usados en los diferentes módulos de detección, varían dependiendo de los procesos físicos de interés. Los calorímetros son idóneos para realizar reconstrucciones energéticas de los sucesos de tipo *jet*, o chorros de partícula. El *jet* produce una reacción en cascada sobre el material, depositando toda su energía en el calorímetro. Mediante reconstrucciones cinemáticas, podemos conocer la energía total del proceso de desintegración de la partícula deseada y si existe alguna pérdida de energía  $E^{\text{miss}}$  producida por partículas fantasma (neutrinos) o no. Con la ayuda de estos dispositivos podemos buscar partículas supersimétricas predichas por las teorías BSM.

---

<sup>6</sup>La pseudorapidez viene definida en el apartado 3.4: Variables cinemáticas utilizadas en colisiones de alta energía que aparecen en experimentos con geometría cilíndrica.

<sup>7</sup>La longitud de radiación  $X_0$  viene definida como la característica del material relativa a la pérdida de energías producida por la interacción electromagnética. Las unidades fundamentales de este parámetro de densidad superficial es [ $g\text{ cm}^{-2}$ ].

<sup>8</sup>La longitud de absorción de la interacción hadrónica con el material  $\lambda_a$ , también tiene unidades de masa por unidad de superficie: [ $g\text{ cm}^{-2}$ ].

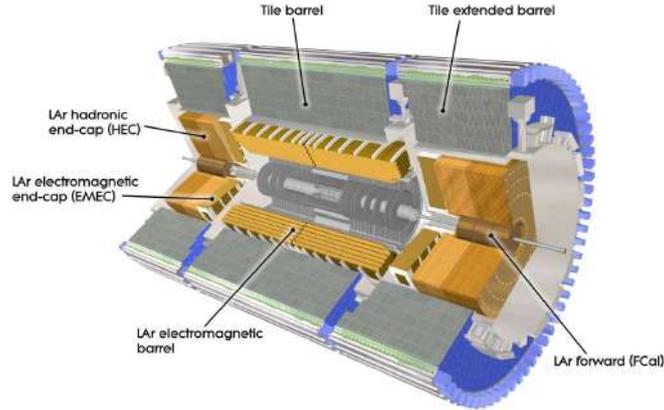


Figura 7: Calorímetros de ATLAS, bajo una configuración en capas.

En la Figura 7, podemos apreciar el detector de calorimetría del experimento ATLAS y sus diferentes constituyentes, por ejemplo, los **calorímetros electromagnéticos de Argón líquido** que se componen de absorbentes laminados de Plomo (con forma de acordeón) y de argón líquido.

### 3.3.3 Cámara de Muones

El espectrómetro de muones está diseñado para medir el momento y el paso de las partículas muónicas por el detector. Las medidas se realizan de manera precisa, ya que la cámara de muones se encuentra a una larga distancia del punto de impacto de los protones y, la influencia del campo magnético toroidal nos proporciona parámetros de gran valor y de poca incertidumbre. La detección de muones es esencial, debido a que suelen ser estados finales del producto de la desintegración de partículas creadas por la interacción entre los partones. Este detector tiene un intervalo de trabajo en pseudorapidez de  $|\eta| < 1.4$ , en el que la desviación de la trayectoria de las partículas inducida por el campo se ve compensada. En los intervalos de  $1.6 < |\eta| < 2.7$ , la trayectoria de los muones se ve gravemente desviada por la acción del campo magnético. Y finalmente, en los intervalos de  $1.4 < |\eta| < 1.6$ , se les definen como región de transición. Dada la configuración del detector de muones, el campo magnético inducido por los toroides es esencialmente ortogonal a la trayectoria de los muones, originando una degradación mínima en el parámetro de la resolución  $p_T$  (del 10 %) debido al fenómeno de dispersión múltiple. La elección y diseño de los instrumentos de medida deben de ser los idóneos, dado que existe un elevado flujo de partículas en interacción con los dispositivos. Esta interacción afecta en gran medida a los parámetros de rendimiento del material y debido a ello, debemos de tener instrumentos de medida de elevada resistencia al envejecimiento y a la radiación.

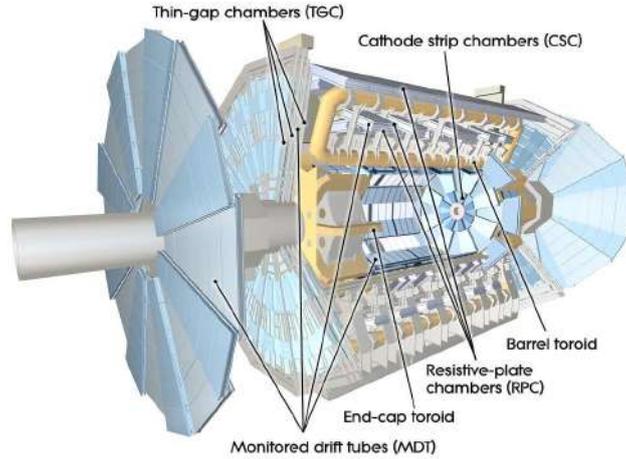


Figura 8: Espectrómetro de muones, ATLAS.

El dispositivo de detección de los muones y sus componentes, vienen representados en la Figura 8. Los componentes principales del espectrómetro de muones son: los **monitores de tubos de deriva** MDT (*Monitored Drift Tubes*) que proporciona una coordinación perfecta entre el campo magnético toroidal y los tubos de deriva y, entre otros, la **cámara de cátodos laminar** CSC (*Cathode Strip Chambers*) cuya función es soportar duras condiciones producidas por la elevada tasa de sucesos (válido para elevadas valores de  $\eta$ ).

Los instrumentos de medida del espectrómetro de muones, lleva incorporado disparadores de la señal eléctrica sensibles al número de sucesos de interacción de las partículas con los materiales de detección. Los dispositivos *trigger*, tienen como propósito la identificación de los fenómenos de cruce entre paquetes de partículas (*bunch-crossing*). Los mismos nos proporciona valores umbrales sobre los momentos transversos bien definidos y mide la coordenada del muón definida en una determinada dirección con la ayuda de la cámara de seguimiento.

### 3.4 Variables cinemáticas utilizadas en colisiones de alta energía que aparecen en experimentos con geometría cilíndrica

En Física de partículas de altas energías se trabaja con parámetros que describen la posición, energía y momento de las partículas a velocidades relativistas [6]. Sea una partícula puntual con carga  $q$ , desplazándose a velocidad  $\vec{v}$  en el seno de un campo magnético  $\vec{B}$ . La partícula cargada percibirá una fuerza electromagnética total, o de *Lorentz*, que forzará la partícula a desviarse de su trayectoria original. Dado que en el acelerador del CERN prevalece la existencia de campos magnéticos, el término del campo eléctrico será nulo. En estos casos, la fuerza de *Lorentz* será igual a la fuerza centrípeta. Si el módulo del trimomento es igual a la masa de la partícula multiplicada por el módulo de la trivelocidad, podemos obtener una expresión que relaciona el **momento de la partícula cargada** con el campo magnético de los imanes y el radio de curvatura de la misma. Esta expresión viene descrita en la ecuación (1), donde el momento  $p$  tiene unas unidades del Tera-electrón Voltio, el campo magnético  $B$  vendrá expresado en unidades

del Tesla, el radio de curvatura en unidades de  $10^3$  metros (kilómetro) y la carga elemental del electrón  $q = |e|$  será igual a la unidad.

$$p c [TeV] = 0'3 B [T] \rho [km] . \quad (1)$$

En coordenadas esféricas, las componentes del trimomento de una partícula libre se escribe como:  $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ ; donde  $p_x = p \text{sen}(\theta) \cos(\phi)$ ,  $p_y = p \text{sen}(\theta) \text{sen}(\phi)$  y  $p_z = p \cos(\theta)$ . Las variables  $\theta$  y  $\phi$  que acompañan las funciones trigonométricas sinusoidales y cosinusoidales son: el ángulo polar  $\theta$  entre el eje  $z$  definido positivo y el vector momento que une el origen a la posición de la partícula puntual, y el ángulo longitudinal  $\phi$  entre el eje  $x$  definido positivo y la proyección del vector momento sobre el plano  $xy$  (positivo en sentido antihorario). La relación entre energía-masa-momento de la partícula viene definida como:  $E^2 = m^2 + |\vec{p}|^2$ . En física de partículas el cuadrimento de una partícula puntual de masa  $m$  suele escribirse como:  $p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$ .

$$p^\mu = ( m_T \cosh(y) , p_T \cos(\phi) , p_T \text{sen}(\phi) , m_T \sinh(y) ) . \quad (2)$$

El **cuadrimento de la partícula** puede ser reescrita, ecuación (2); donde: los parámetros de masa y de momento están definidos sobre el plano transversal al haz de partículas en colisión  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ , y donde  $y$  es la **rapidez**, descrita en la ecuación (3). La existencia de este parámetro es esencial a la hora de utilizar detectores de forma cilíndrica, las partículas se mueven en dirección al eje  $z$  de desplazamiento de los paquetes de protones y tienen velocidades altamente relativista.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) . \quad (3)$$

Podemos aplicar un *boost* de Lorentz sobre los parámetros de energía y de momento definido en la dirección paralela al haz entrante  $p_z = p_{\parallel}$ . Si aplicamos un *boost* sobre los parámetros de rapidez, pasaremos de un sistema  $S$  a otro sistema  $S'$  que se mueve a una velocidad adimensional  $\beta$ , obtendremos un invariante Lorentz entre las componentes  $y$  e  $y'$ . La expresión que relaciona las dos componentes puede verse descrita en la ecuación (4). Es decir, sean dos sucesos,  $y_1$  e  $y_2$ , medidos un tiempo,  $t_1$  y  $t_2$ , después de que ocurra la colisión, la diferencia entre los sucesos medidos por un observador  $S$  y medidos por otro observador inercial  $S'$ , han de ser iguales.

$$y'_1 - y'_2 = y_1 - \tanh^{-1}(\beta) - y_2 + \tanh^{-1}(\beta) = y_1 - y_2 . \quad (4)$$

Dada la condición de que: el módulo del trimomento es mucho más grande que la masa de la partícula, obtendremos una relación directa entre la rapidez y la **pseudorapidez**. El parámetro de pseudorapidez se describe en la ecuación (5), donde  $\eta$  esta comprendido en un intervalo  $[-\infty, +\infty]$ .

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) . \quad (5)$$

Las distancias medidas entre los planos  $\eta - \phi$  se representan mediante el invariante de Lorentz, separación angular,  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ . A la hora de realizar un análisis de datos en un entorno de detectores del CERN, debemos de tener en cuenta otros parámetros que corresponden a los criterios de conservación del momento definido sobre el

plano transverso a la dirección de colisión del haz  $p_T$ . Estos parámetros son los de **energía perdida en el plano transverso** a la colisión del haz  $E_T^{miss}$ , y la **masa descrita sobre el plano transverso** a la colisión  $m_T$ .

A la hora de realizar un estudio a nivel de las colisiones, debemos de tener en cuenta otros parámetros tales que: la **luminosidad** producida por el choque entre los paquetes protón-protón que caracterizan el haz de partículas  $\mathcal{L}$ , y la **tasa de eventos** producidos en la interacción  $N'$ .

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4 \pi \sigma_x \sigma_y} , \quad (6)$$

$$N' = \mathcal{L} \sigma_{int} . \quad (7)$$

Éstos parámetros se describen en las ecuaciones (6) y (7) (respectivamente), donde  $\{n_1, n_2\}$  son los paquetes de partículas (*bunches*),  $f$  es la frecuencia de colisión de los paquetes y  $\{\sigma_x, \sigma_y\}$  son los perfiles transversos del haz, que supondremos gaussianos, en las direcciones horizontales y verticales.

Los efectos de **apilamiento de sucesos** (*pile-up*) llegan a ser muy problemáticos a la hora de realizar un análisis procedente de las colisiones protón-protón. Dado que las colisiones puntuales entre protones no es posible a nivel experimental, se realizan colisiones entre paquetes formados por protones. El número de protones por haz de partículas  $p$  es de aproximadamente  $1 \cdot 10^{11}$ , por lo que se produce un apilamiento de colisiones de manera cuasi-simultáneas. El *pile-up* produce efectos que no son despreciables sobre los parámetros de luminosidad producida por la colisiones, tasa de eventos producidas por la interacción, de energía pérdida definida sobre el plano transverso a la propagación del haz debido a la existencia de partículas fantasmas, de asimetría de carga y, entre otras, de las incertidumbres que acompañan a los valores. Ello nos conlleva a un cúmulo de errores que se suceden entre los parámetros. Los sistemas *triggers*, nos facilitan el análisis de los datos ya que su sensibilidad electrónica, del orden del nanosegundo, nos acorta en gran medida los intervalos temporales entre los vértices de las colisiones.

## 4 Física del quark Top

El quark *top* es el más masivo de entre las partículas fundamentales que obedecen al Modelo Estándar (SM). Fue descubierta por los experimentos  $D\bar{\Phi}$  [14] y CDF [15] del Tevatrón, en 1995. En el Laboratorio de Fermilab, se realizaban colisiones protón-antiprotón a una energía en el sistema centro de masas de 1'8 TeV y una luminosidad integrada de unos  $50 \text{ pb}^{-1}$  (experimento  $D\bar{\Phi}$ ) y de  $67 \text{ pb}^{-1}$  (experimento CDF).

El quark *top* es tan masivo que puede acoplarse fuertemente al bosón de Higgs, incluso existiendo como mediador de la interacción virtual, mediante correcciones a orden *loop* en nuestros cálculos en teoría de perturbaciones. Las teorías a dimensionales adicionales nos muestran que en determinadas interacciones gluónicas de Kaluza-Klein, pueden producir pares *top-antitop* de alta energía a través de sus desintegraciones. Podemos encontrar diferentes escenarios, caracterizando las distribuciones angulares de los leptones. El gran

beneficio de utilizar un acoplamiento fuerte entre quarks pesados se haya en su elevada sección eficaz de producción, en comparación a partículas incoloras, pudiendo ser creados en el LHC. La elevada masa del quark *top* crea una inestabilidad corpuscular de la misma que se desintegra, principalmente a un quark *bottom* y a un bosón *W*, antes de que ocurra el proceso de hadronización. Debemos de tener en cuenta que en nuestro trabajo tendremos acceso únicamente a resultados simulados con el método de Monte Carlo para la creación de resonancias  $Z'$ . Otros posibles candidatos a proporcionarnos nuevos avances en física de partículas de altas energías, son los relacionados con procesos de interacción de partículas *axigluon* o *diquarks*. La existencia de estas nuevas partículas son predichas por modelos de dimensiones adicionales, mecanismos que van más allá del Modelo Estándar.

#### 4.1 Producción de pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ )

La creación de las partículas *top* son dominantes en física de interacciones fuertes. Para crear eventos  $t\bar{t}$ , es necesario estudiar el parámetro de sección eficaz de producción del proceso [16]. También es interesante, determinar los tiempos de vida de la desintegración del quark *top*, su masa y las distribuciones, o perfiles, transversos de los procesos de interacción. Además, se realizan investigaciones detalladas en la producción de pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) mediante fenómenos espinoriales y mediante el análisis de datos reales, o en su caso simulados, que proceden de los experimentos del LHC. A energías alcanzables por el LHC, los procesos de producción de quarks pesados *top* son dominantes en interacciones *gluón-gluón* (*gluon-gluon fusion*). Todos los procesos de interacción *gg* relacionados con la producción de pares *top-antitop* están representados en la Figura 9. En las Figuras 9a, 9b y 9c observamos los procesos de interacción *gg* yendo a  $t\bar{t}$  vía los diferentes canales  $\{s, t, u\}$ , respectivamente. Las variables de mandelstam  $\{s, t, u\}$  son invariantes de Lorentz y son cantidades físicas que contienen toda la información necesaria que corresponde a los cuatrimomentos definidos en el estado inicial y en el estado final de las partículas implicadas en la interacción.

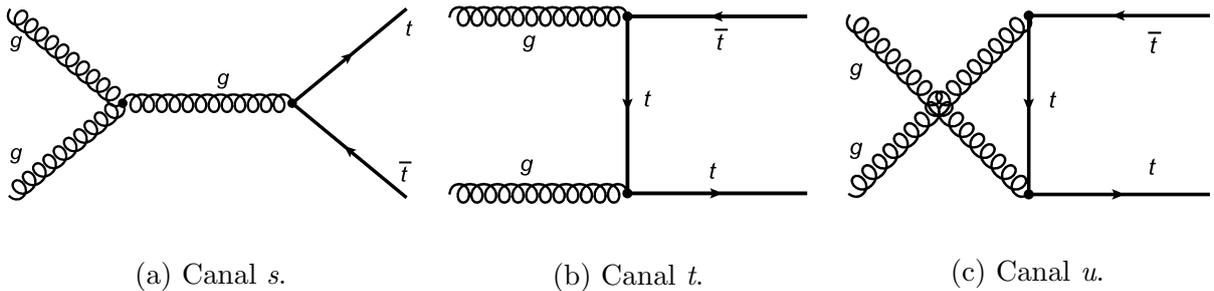


Figura 9: Producción de pares *top-antitop* vía los canales:  $s$ ,  $t$  y  $u$ .

A medida que disminuimos la energía en el sistema centro de masas de la colisión entre partones, aparece un procesos de interacción adicional. Es el caso del colisionador Tevatrón, cuyo proceso de producción del pares *top-antitop* se obtienen mediante la interacción entre quarks ligeros  $q\bar{q}$ . En la Figura 10, observamos el proceso de aniquilación de quarks ligeros para poder producir un par de quark  $t\bar{t}$ .

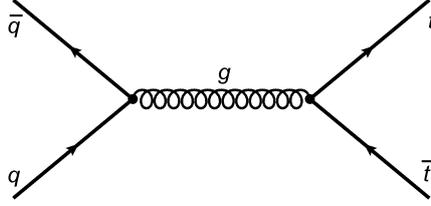


Figura 10: Proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ .

La sección eficaz diferencial del proceso definido en el sistema centro de masas, para una energía alcanzable por el LHC, viene descrito en la expresión (8) [6], siempre y cuando podamos despreciar la masa del quark *top* pesado. Las leyes que gobiernan la interacción fuerte vendrán descritas por la constante de acoplamiento  $\alpha_s$ , que definen la interacción fundamental en QCD. Si trabajamos con energías inferiores a la del colisionador LHC, por ejemplo, para el caso del Tevatrón en Fermilab, la sección eficaz diferencial en el sistema CM para el proceso de producción de pares *top-antitop* viene descrita en la ecuación (9).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{cm}}} (g g \rightarrow q \bar{q}) = \frac{\alpha_s^2}{24 s} (t^2 + u^2) \left[ \frac{1}{t u} - \frac{3^2}{2^2 s^2} \right], \quad (8)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{cm}}} (q \bar{q} \rightarrow Q \bar{Q}) = \frac{\alpha_s^2}{3^2 s^3} [(m_Q^2 - t)^2 + (m_Q^2 - u)^2 + 2 m_Q s] . \quad (9)$$

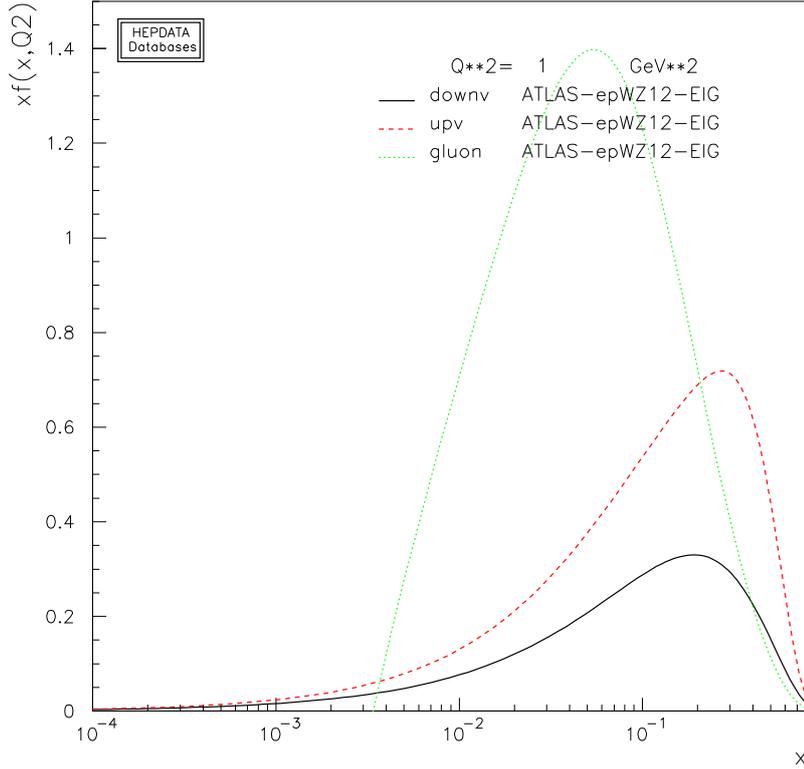
La sección eficaz del proceso de producción de pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) fue medido por los experimentos CDF y DØ del Tevatrón trabajando a una energía en el sistema centro de masas de las colisiones protón-antiprotón ( $p\bar{p}$ ) de  $\sqrt{s}=1'96$  TeV. Los valores obtenidos de secciones eficaces fueron de,  $\sigma_{t\bar{t}} = 7'56 \pm 0'63$  (stat)  $\pm 0'56$  (syst) pb en el caso de trabajar con el experimento DØ y de  $\sigma_{t\bar{t}} = 7'50 \pm 0'48$  (stat+syst) pb (experimento CDF). Datos recogidos por el experimento ATLAS en el año 2010, trabajando a una energía en centro de masas  $\sqrt{s} = 7$  TeV y a una luminosidad integrada de  $2'9$  pb<sup>-1</sup>, nos proporciona un valor para la sección eficaz de producción de pares *top-antitop* de  $\sigma_{t\bar{t}} = 151_{-62}^{+78}$  (stat) $_{-24}^{+37}$  (syst) pb [17].

## 4.2 Funciones de Distribución Partónicas

Las teorías que componen el Modelo Estándar, nos enseña que el protón esta formado por quarks ( $u, u, d$ ) en interacción con gluones. Según las teorías que acompañan la Cromodinámica Cuántica, el modelo de interacción entre quarks y gluones viene definido como una interacción de color. Un cúmulo de partículas partónicas<sup>9</sup> en interacción no puede ser interpretado como partícula elemental, por ello trabajamos con funciones de distribución definidas cotidianamente como: funciones de distribución partónicas, PDF (*Parton Distribution Function*). Las funciones de distribución partónica están formadas por un conjunto de funciones normalizadas, definidas como funciones de estructura  $f(x, Q^2)$  que dependen de la fracción del momento  $x$  que caracteriza la cinemática de la partícula virtual en interacción con uno de los partones y de la transferencia del momento  $Q^2$  de la partícula virtual al partón. En un contexto de mecánica con partones, los quarks

<sup>9</sup>Antiguamente, se llamaban partones a los constituyentes del protón ya que no se poseía la suficiente información como para poder definirlos.

situados en el interior de nuestra estructura, o protón, son definidos como quarks de valencia. En el diagrama semilogarítmico definido en el eje  $x$  de la Figura 11 [18], representamos las funciones de estructura, definidas como la fracción del momento por la función de distribución partónicas  $xf(x, Q^2)|_{Q=1\text{ GeV}}$ , en función del logaritmo decimal de la fracción del momento  $x$ . Las distintas curvas corresponden a las funciones de estructura de los quarks de valencia *up* y *down*, y del mediador gluónico de la interacción. Las distribuciones han sido generadas por medio de datos almacenados en la librería LHAPDF del programa Pythia de ATLAS NNLO epWZ12 [19], con momento  $Q^2$  de 1 GeV.



En la misma gráfica observamos las diferentes partículas fundamentales que caracterizan nuestro barión sin extrañeza, o protón: el quark de valencia *down* viene representado en línea continua de color **negro**, el quark de valencia *up* viene representado en línea discontinua de color **rojo** y el *gluón* viene descrito en línea discontinua de color **verde**. Tanto la distribución partónica del quark de valencia *up* como del quark *down*, son mínimas para valores de la fracción  $x$  del momento, en escala logarítmica, cercanas a cero. Las distribuciones crecen de manera suave, a medida que el logaritmo decimal de  $x$  va aproximándose a su valor unitario. Los máximos de las distribuciones se sitúan en un valor de aproximadamente 0'5 para el caso de la función quark *up* y de unos 0'725 para la función quark *down*. A medida que crece la fracción del momento, las distribuciones de los quarks de valencia tienden a cero. Para el caso en el que nos referamos a la distribución partónica del *gluón*, la función  $g$  nace en un valor  $x$  cercano al de  $7'5 \cdot 10^{-2}$  y, crecen de manera rápida y continua hasta alcanzar su valor máximo de aproximadamente 1'4. A continuación, la función partónica del *gluón* decrece de igual manera, rápida, hasta tender a cero en un valor cercano de fracción del momento  $x$  de 1.

### 4.3 Productos de la desintegración de pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ )

En este apartado describiremos métodos analíticos destinados a la búsqueda de pares *top-antitop* vía los canales de desintegración semileptónico de partículas electrónicas y muónicas aisladas. Dichos métodos de análisis se aplican para obtener un conjunto de valores esperados almacenados en estructuras a nivel árbol (*tree*), que corresponden a colisiones protón-protón realizadas por el colisionador LHC. La reconstrucción cinemática de los procesos será creada a partir de los fragmentos producidos por la desintegración de partículas en el experimento ATLAS. Tanto los resultados reales como los generados por simuladores de Monte Carlo (MC), se estudian con un programa de análisis.

Desde el punto de vista del Modelo Estándar, el quark *top* se desintegra casi exclusivamente a un bosón  $W$  y a un quark *bottom*. Ello se debe al valor de la componente  $V_{tb}$ , que pertenece a la matriz CKM, de más peso que el resto de sus componentes  $V_{td}$  o  $V_{ts}$  (desintegraciones altamente suprimidas). La anchura de desintegración total del quark *top* [16], descrita por el modelo SM y a orden superior en teoría de perturbaciones NLO, viene descrita por la ecuación (10), donde:  $G_F$  es la constante de Fermi,  $m_W$  es la masa del bosón  $W$ ,  $m_t$  es la masa del quark *top* y  $\alpha_s$  es la constante de acoplamiento de la interacción fuerte.

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right]. \quad (10)$$

Obtendremos una anchura de desintegración de  $\Gamma_t = 1074'15$  MeV, al sustituir los valores de las constantes expuestas en la ecuación (10) y extraídas de la referencia [6]:  $G_F = 1'166378 \cdot 10^{-5}$  GeV<sup>-2</sup>,  $m_W = 80'385$  GeV/c<sup>2</sup>,  $m_t = 173'5$  GeV/c<sup>2</sup> y  $\alpha_s = 0'1186$ <sup>10</sup> [20]. El valor de la anchura de desintegración del quark *top* en  $Wb$  nos proporciona una vida media muy corta,  $\tau_t = 1/\Gamma_t \sim 6 \cdot 10^{-25}$  s, valor compatible con el observado por el experimento DØ del Tevatron  $\tau_t = 3'29_{-0'63}^{+0'90} \cdot 10^{-25}$  s [21]. El quark *top*, se desintegra antes de que se produzca el proceso de hadronización ( $\tau \sim 1$  fm/c  $\sim 3 \cdot 10^{-24}$  s).

Podemos clasificar la desintegración del par *top-antitop* vía los productos resultantes de la desintegración del quark *top*, modos *decay* de la partícula  $W$ . El bosón  $W$  puede producir leptón-neutrino a partir del canal de desintegración leptónico o puede producir quark-antiquark vía canal de desintegración hadrónico, de cuyos estados finales obtendremos sucesos *jets*, o chorros de partículas. La formación de partículas y antipartículas quarks, en el estado final del proceso de desintegración del modo  $W$ , pueden ser de tipo: *up*, *down*, *charm* o *strange*. En las Figuras 12 y 13, representamos los diagramas de Feynman para los procesos de desintegración de los quarks *top* y *antitop*, respectivamente. Estos procesos corresponden a la desintegración del par *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ), a primer orden (*leading order*). En las Figuras observamos que se producen modos de desintegración del quark *top*,  $Wb$ . El supra-índice **prima**, que aparecen tanto en quarks como en leptones, corresponde a la producción de partículas quarks  $q$  y leptones  $l$ , diferentes.

Los canales de desintegración del par *top-antitop* se clasifican como canal de desintegración

<sup>10</sup>La constante de acoplamiento de la interacción fuerte fue obtenida a partir de cálculos en teoría de perturbación para un valor que corresponde a la masa del bosón  $Z$ .

dileptónico (*di-leptonic channel*), canal de desintegración semileptónico (*semi-leptonic channel*), y canal de desintegración hadrónico (*full hadronic channel*). A continuación describiremos los 3 canales de desintegración del par *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) y las probabilidades de formación de los estados finales del proceso.

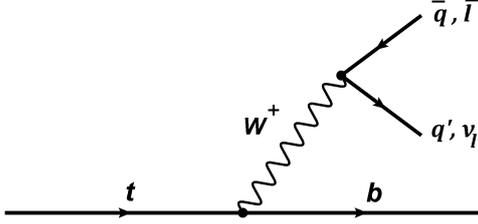


Figura 12: Diagrama de Feynman para la desintegración del quark *top*.

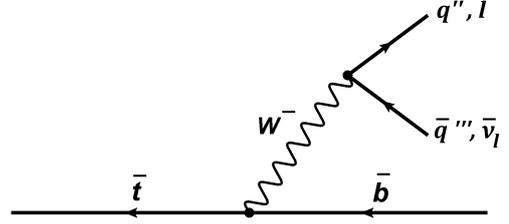


Figura 13: Diagrama de Feynman para la desintegración del quark *antitop*.

El **canal de desintegración dileptónico** del par *top-antitop*, vendrá descrito por la producción de leptones y neutrinos leptónicos en el estado final:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow \bar{l} \nu_l b l' \bar{\nu}_{l'} \bar{b} .$$

La formación de leptones y neutrinos leptónicos pueden ser de tipo: electrónico, muónico o tauónico<sup>11</sup>. La probabilidad de formación de los estados finales del proceso de desintegración, vendrá descrito por el cociente entre la anchura de desintegración del canal dileptónico y la anchura total de la desintegración. El cociente entre ambos valores viene definido como *Branching Ratio decay width*,  $BR(\text{di-lepton})=10'3\%$ .

Otro posible canal de desintegración del par *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) vendrá descrito por la formación de leptones+*jets*, en el estado final. A este proceso se le define como, **canal de desintegración semileptónico**. La formación de partículas leptónicas y quarks en su estado final del proceso, se representa a continuación:

$$\begin{aligned} t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} &\rightarrow q \bar{q}' b l \bar{\nu}_l \bar{b} , \\ &\leftrightarrow \bar{l} \nu_l b q \bar{q}' \bar{b} . \end{aligned}$$

La probabilidad de formación del proceso de desintegración,  $BR(\text{semi-leptonic})$ , del 43'5%. El último de los procesos desintegración del par *top-antitop*, se le define como: **canal de desintegración a hadrones**,

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow q \bar{q}' b q'' \bar{q}''' \bar{b} .$$

La formación de quarks en el estado final viene descrito por los modos de desintegración del bosón  $W$ , que son bien definido. La desintegración de la partícula  $W^-$  conllevará a la formación de un quark y un antiquark:  $\bar{u}d$  o  $\bar{c}s$ . Y el modo de desintegración de la partícula  $W^+$  producirá un par de quarks  $u\bar{d}$  o  $c\bar{s}$ . La probabilidad de formación de nuestro estado final del proceso es de  $BR(\text{full hadrons})=46'2\%$ .

<sup>11</sup>Este último es menos probable de que ocurra.

En el experimento ATLAS, los sucesos que proceden de todos los canales de desintegración del quark  $top$  se utilizan para medir la sección eficaz de producción de quarks  $top$ ,  $\sigma_{t\bar{t}}$ . Los datos obtenidos por la desintegración del bosón  $W$ , que corresponden al canal de desintegración tauónico, incrementa la precisión de nuestras medidas ya que nos permite reducir el fondo creado por el canal de desintegración semileptónico. Las partículas originadas por los distintos canales de desintegración del quark  $top$ , producirán señales en los detectores internos y detectores muónicos, y sus energías serán depositadas en los calorímetros hadrónicos y electromagnéticos. Con la ayuda de algoritmos de tipo anti-Kt, podemos recopilar la información almacenada en nuestros detectores y realizar la reconstrucción de trazas producidas por los estados finales de las desintegraciones. Otros posibles algoritmos de reconstrucción pueden ser utilizados con el mismo fin, como el denominado b-tagging. Este último, es un método numérico utilizado para identificar sucesos  $jets$  producidos por la fragmentación y hadronización de quarks  $bottom$ . La aplicación de este algoritmo reduce drásticamente el fondo creado por procesos de desintegración del  $top$  a  $W + jets \rightarrow l \nu_l + jets$ . Las incertidumbres sistemáticas que acompañan a los resultados dominan, a la hora de realizar reconstrucciones de  $jets$ . Para reducir las incertidumbres que acompañan a los valores, se debe de proceder a realizar cálculos numéricos de mayor precisión y aumentar la estadística vía el incremento en el número de eventos.

Los canales dileptónicos y semileptónicos para la desintegración del par  $top$ - $antitop$ , son los más limpios a la hora de dejar señal en los detectores de trazas y calorímetros. El canal de desintegración semileptónico es el mejor ya que podemos obtener la máxima información procedente de la desintegración a pares  $top$ - $antitop$ . La información depositada por las cascadas hadrónicas/electromagnéticas en los detectores de hadrones/electromagnéticos nos proporcionará la energía  $E$  del proceso y la información depositada por las trazas leptónicas sobre los detectores internos/muónicos nos facilitará el momento transversal  $p_T$  y la distribución angular  $\Delta\phi$  entre los leptones implicados en el proceso. De los programas de reconstrucción podemos sustraer parámetros de interés, tales que: la rapidez  $y$ , la pseudorapidez  $\eta$  y energía perdida  $E_T^{miss}$  procedente de los neutrinos. El  $pile-up$  es un fenómeno técnico de interacción entre paquetes partónicos que llega a ser preocupante a la hora de analizar datos originados por la reconstrucción cinemática de los productos de la desintegración de partículas simples o compuestas. El apilamiento de sucesos producidos en el centro del detector nos aporta inestabilidad en los análisis, tanto de los vértices primarios<sup>12</sup> como de los vértices secundarios<sup>13</sup>, que son en esencia consecuencia de esta inestabilidad. Los algoritmos b-tagging y anti-Kt, utilizan la información procedente de los vértices de la desintegración para realizar cálculos de reconstrucción que implican el producto entre los fragmentos de la desintegración. La realización de cálculos con algoritmos de reconstrucción se ve limitado por los efectos de  $pile-up$ , las incertidumbres estadística varían a lo largo de los experimentos y por ello las incertidumbres sistemáticas se ven severamente afectadas.

<sup>12</sup>Los vértices primarios son originados por las sucesivas colisiones partónicas.

<sup>13</sup>Los vértices secundarios son originados por las desintegraciones de partículas con una vida media  $\tau$  muy cortas.

## 4.4 Incertidumbre intrínseca del quark top

La incertidumbre que acompaña la **masa del quark top** (Masa Polo) aún se está estudiando. Los laboratorios de Fermilab y del CERN, nos aportan valores precisos de la masa del quark. Actualmente, los valores de la masa de esta partícula son de  $173'20 \pm 0'51$  (stat)  $\pm 0'71$  (syst) GeV/ $c^2$ , en el caso de trabajar con experimentos DØ y CDF [22], y de  $173'34 \pm 0'27$  (stat)  $\pm 0'71$  (syst) GeV, en el caso de trabajar con el conjunto de colaboraciones experimentales de los laboratorios Fermilab y del CERN [23]. Desde el punto de vista de la teoría SM, la masa física de la partícula viene determinada por la masa polo del quark *top*. Con ello queremos decir que: la masa de la partícula se obtiene mediante cálculos en teoría de perturbaciones y por lo tanto existen correcciones al valor de la masa del quark que no sabemos calcular, los quarks no pueden formar estados asintóticos. En la ecuación (11) definimos la masa polo, donde  $\alpha_s(\bar{m})$  es la constante de acoplamiento para una teoría QCD a 6 sabores de quarks, donde la constante  $a_1$  tiene un valor fijo de  $4/3$ . Las constantes  $a_2$  y  $a_3$  tendrán valores que se ajustan a los diferentes modelos teóricos existentes. Según la referencia [24] las constantes  $a_2$  y  $a_3$ , tienen unos valores de  $8'2364$  y de  $73'638$ , respectivamente .

$$M = \bar{m} \left[ 1 + a_1 \frac{\alpha_s(\bar{m})}{\pi} + a_2 \left( \frac{\alpha_s(\bar{m})}{\pi} \right)^2 + a_3 \left( \frac{\alpha_s(\bar{m})}{\pi} \right)^3 + O(\alpha_s^4) \right]. \quad (11)$$

Las correcciones que aparecen en nuestra serie perturbativa se deben a procesos de reconstrucción cinemáticos experimentales. Deberemos de tener en cuenta que el quark *top* tiene un número cuántico de color asociado, y no existe forma alguna de incluir este factor en nuestra serie perturbativa. La mayor de las preocupaciones, a la hora de estudiar la masa polo del *top*, es que su incertidumbre no esta del todo bien determinada. Recientes investigaciones que conciernen el estudio de la masa polo, procedente de reconstrucciones cinemáticas producidas en colisiones protón-protón a una energía en el sistema centro de masas de 7 TeV [25], nos aporta una incertidumbre que acompaña al resultado de unos 3 GeV. Otras fuentes de investigación nos ofrecen unos valores de la incertidumbre de 1 GeV [26], mediante el uso de correcciones radiativas en los valores de la masa del Higgs a una escala de teoría electrodébil. Físicos experimentales del Instituto de Física Corpuscular (IFIC) nos aportan una incertidumbre total en la masa polo del quark *top* de  $2'2$  GeV [27] obtenido mediante el análisis de datos reales de eventos  $t\bar{t} + jet$  realizados en el año 2011 en el detector ATLAS.

## 5 Búsqueda de Nueva Física mediante procesos $t\bar{t}$

En el experimento ATLAS se procede a la búsqueda de nuevos procesos de interacción que nos aporte evidencias sobre nueva física más allá del Modelo Estándar, ello se lleva a cabo mediante el análisis de datos reales procedentes del laboratorio CERN. En nuestro caso, estudiaremos procesos de reconstrucción de pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) de alto momento transversal que proceden del canal de desintegración semileptónico de las partículas bosónicas  $Z'$  y  $g_{KK}$ , predichas por modelos teóricos BSM.

Algunos mecanismos teóricos asumen que el quark masivo *top* juega un papel importante

en la dinámica de la interacción electrodébil, definido como EWSB (*Model of Dynamical Electroweak Symmetry Breaking*), que proceden de teorías físicas más allá del Modelo Estándar. Los mecanismos que describen la formación de acoplamientos entre partículas pesadas quarks se definen como *Topcolor* o como *Topseesaw* (mecanismo del balancín o del columpio) [28, 29]. Los modelos teóricos anteriormente mencionados, nos dicen que: mediante la extensión del grupo de color gauge en el Modelo Estándar, podemos crear acoplamientos entre partículas de la tercera familia fermiónica. Ello implica la formación de resonancias entre partículas quark-antiquark *top* y *bottom*:  $t\bar{t}$  y  $b\bar{b}$ . La mera existencia de estos pares quark, implica que los gluones gobernados por las teorías SM ya no son buenos mediadores de la interacción. Por ello se propuso la existencia del bosón  $Z'$ , cuyo pico de resonancia se situaría en unos valores de energía por encima de los TeV. La existencia del bosón  $Z'$  abre nuevas puertas a la física más allá del Modelo Estándar. El modelo teórico de dimensiones adicionales (*extra dimensional models*), nos podría aportar una solución al problema existente en la jerarquía de masas fermiónicas. El modelo de dimensiones adicionales nos dice que, una partícula definida como gravitón puede viajar en otras dimensiones y por lo tanto, los bosones gauge del Modelo Estándar puedan propagarse por estas nuevas dimensiones [30] si y solo si aparecen gluones de interacción de partículas pesadas, definidas como gluones de Kaluza-Klein. La partícula mediadora de la interacción gluón-KK, fue predicha en el mecanismo de Randall-Sundrum (RS) [31]. Con este nuevo modelo RS se esperaría obtener resonancias entre quarks pesados con un número cuántico de sabor distinto de cero. Otras investigaciones nos proponen la formación de pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ), por medio de la interacción con partículas Axiguón [32] y Diquarks [33].

## 5.1 Procesos de interacción con partículas bosónicas $Z'$

Modelos que implican la gran unificación entre teorías, predicen la existencia de una partícula conocida como *Z-prime*, o  $Z'$ . Investigaciones científicas procedentes del modelo teórico de dimensiones adicionales nos dicen que, la existencia de esta nueva partícula nos proporcionaría de forma natural masa a los constituyentes fundamentales de la materia y con ello proponen la existencia de materia oscura en el universo [34], entre otros. En este trabajo consideraremos el estudio del bosón  $Z'$  *leptophobic*, asociado a la simetría gauge  $U(1)$  *extra*, o  $U'(1)$  [35]. Éste mismo Bosón, podría crear acoplamientos entre quarks de la primera y tercera familia fermiónica, ya que un acoplamiento entre leptones no sería posible. La reconstrucción de la masa invariante de la resonancia nos proporcionaría una desintegración a pares quark  $Q\bar{Q}$  que dominaría en una escala de energías del orden del TeV. El proceso de formación del par *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) obtenido por la desintegración del bosón  $Z'$ , es:

$$Z' \rightarrow t\bar{t} .$$

Existen muchos modelos teóricos [29] que asumen la formación del bosón  $Z'$ . A continuación plasmamos los mecanismos más importantes para la creación del dicho mediador de la interacción: ruptura espontánea de la simetría del grupo  $U'(1)$  [36, 37], procedente de las teorías gauge *extra*; modos de excitación de la simetría gauge neutra definida en el espacio *bulk*, descrita por modelos de Kaluza-Klein [38]; procesos de interacción Dibosonicos  $Z'$ , predichas por grupos de Lie  $E_6$  a 78 dimensiones [39]; procesos de interacción del bosón pseudo-goldstone con el pequeño Higgs  $h$  para una escala de energías del TeV; la

aparición del bosón  $Z'$  debido a acoplamientos predichos por las teorías de cuerdas con interacción D-branas, procedente de la extensión de Stueckelberg [40]; y, mediante los modelos Topcolor y Topseesaw.

## 5.2 Procesos de interacción del *gluón* de Kaluza-Klein y producción de eventos $t\bar{t}$

Al permitir que los bosones gauge procedentes del Modelo Estándar se propaguen en dimensiones adicionales, obtendremos gluones de Kaluza-Klein [41],  $g_{KK}$ , que pueden producir pares quarks pesados. Estos gluones solo pueden ser observados mediante los canales de desintegración leptónicos y hadrónicos. La producción de pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) procedentes del gluón-KK obedecen a los modelos teóricos a 5 dimensiones. Los procesos de interacción de pares *top-antitop* y gluones de Kaluza-Klein se representan como:

$$q\bar{q} \rightarrow g_{KK} \rightarrow t\bar{t}.$$

## 5.3 Proceso de interacción con partículas Axigluón

Los *axigluones*,  $A_g$ , son bosones de gauge pesados con carga de color y de espín entero 1. La partícula  $A_g$  puede acoplarse fuertemente con pares quark y no puede desintegrarse a dos gluones, ya que la paridad de la partícula no se ve conservada. Físicos teóricos propusieron la existencia de un mediador de la interacción denominada como *axigluón*, para poder encontrar una solución razonable a los valores de la asimetría medidos por el Tevatrón. Existían incoherencias entre el Modelo Estándar y los resultados experimentales de la asimetría de carga. El modelo *axigluón* fue relevante a la hora de realizar experimentos similares con la ayuda del detectores ATLAS y CMS. La producción de pares *top-antitop* podría darse a partir del proceso:

$$q\bar{q} \rightarrow A_g \rightarrow t\bar{t}.$$

## 5.4 Interacción *Diquark* y producción de pares *top-antitop*

A una escala de energías del TeV, podemos encontrar nuevas partículas con color. Uno de ellos puede ser el Diquark a número cuántico total formado por el producto de números cuánticos de los dos quarks en cuestión, cuya partícula puede ser un escalar  $\Phi_D$  o un vector  $V_D$ . Esta partícula compuesta puede desintegrarse a pares *top-antitop*, pero también a quarks ligeros. Los diquarks o fusión quark-quark tienen una estructura de color  $3 \otimes 3$ , con ello queremos decir que: podemos encontrar representaciones de este conjunto de partículas en forma de un sexteto, de un triplete o de un antitriplete de color. El proceso de formación de pares *top-antitop*, puede ser representado de la siguiente manera:

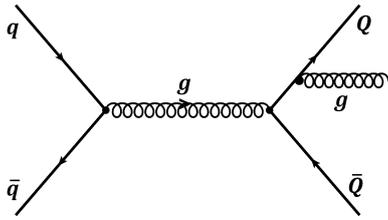
$$qq \rightarrow D \rightarrow t\bar{t}.$$

## 5.5 Observable Físico, Asimetría de Carga

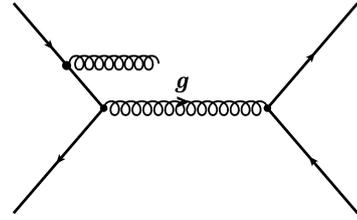
La Física intenta describir el mundo que nos rodea a partir de propiedades de simetría. Ello implica que sistemas físicos ideales pueden ser preservados a lo largo del tiempo y

del espacio. En física de partículas, puede darse el caso de que se viole ciertos elementos de simetrías vinculadas con nuestra partícula: violación de simetría carga-paridad (CP) y violación de isospín. A la hora de realizar experimentos con detectores en el LHC, pueden aparecer asimetrías adelante-atrás (*forward-backward asymmetry*), asimetrías izquierda-derecha (*left-right asymmetry*) y asimetrías de carga (*charge asymmetry*). Todas las asimetrías son observables físicos, que se deducen a partir de las distribuciones para los estados iniciales y finales de las partículas. La asimetría de carga es una variable discriminatoria que nos permite realizar una correcta clasificación de energía del Bosón de origen y de paso comprobar si la asignación del mismo Bosón es la adecuada.

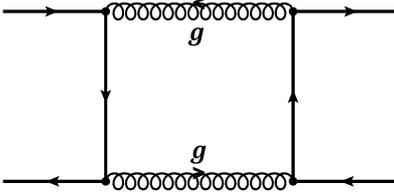
Desde el punto de vista de QCD perturbativa, la asimetría de carga viene regida por la interacción entre partículas quark pesadas. Existen cuatro procesos de interacción que nos describe una asimetría de carga de hasta orden 3 en nuestra teoría de perturbación. El término con más peso viene descrito por el proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}g$  [42], creando la emisión de radiación gluónica en el estado final, los términos de interferencia vienen descritos por el diagrama de tipo *Born* y el término de interacción virtual viene descrito por el diagrama de tipo *box*. Todos estos procesos que generan correcciones en nuestro valor de asimetría de carga, pueden verse en la Figura 14 [43].



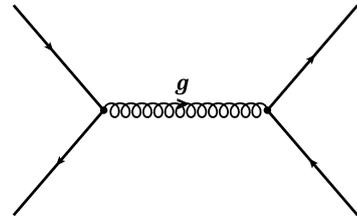
(a) Radiación gluónica.



(b) Radiación *bremstrahlung*.



(c) Diagrama *box*.



(d) Diagrama *Born*.

Figura 14: Origen de la asimetría de pares *top-antitop*.

Los diagramas de Feynmann topológicamente equivalentes de las Figuras 14a y 14b, representan procesos de emisión de la radiación gluónica. Estos diagramas son lo que más contribuyen a la hora de obtener valores de la asimetría de carga. Las interferencias existentes entre el proceso *box*, representado en la Figura 14c, y el proceso *Born*, representado en la Figura 14d, nos permite determinar correcciones de hasta tercer orden en teoría de perturbaciones. Si deseamos más precisión en los valores, deberíamos de ir a correcciones a ordenes superiores en nuestra teoría de perturbación.

La asimetría *forward-backward* tiene términos que dependen de la distribución angular, estos varían linealmente con la función coseno de theta,  $\cos(\theta)$ . La asimetría *forward-backward* viene descrita en la ecuación (12), donde  $N_t(\cos(\theta))$  y  $N_{\bar{t}}(\cos(\theta))$  son los respectivos números de quark y de antiquark *top*, y,  $\theta$  es el ángulo definido entre el quark *top* y el haz de protones en colisión.

$$A(\cos(\theta)) = \frac{N_t(\cos(\theta)) - N_{\bar{t}}(\cos(\theta))}{N_t(\cos(\theta)) + N_{\bar{t}}(\cos(\theta))}. \quad (12)$$

En un entorno del LHC [44], realizaremos el estudio de la asimetría de carga total para la resonancia. Esta se obtiene sustituyendo los términos de distribución angular existente en los  $N$  eventos por la diferencia de rapidez  $\Delta|y| = |y_t| - |y_{\bar{t}}|$ , siendo este un invariante bajo transformaciones de Lorentz. Dada la naturaleza de estas transformaciones, el número de eventos debe someterse a condiciones:  $\Delta|y| > 0$  que debe cumplir el número de eventos *forward* y  $\Delta|y| < 0$  que debe cumplir el número de eventos *backward*. Dada la existencia de estos acontecimientos, podemos definir la asimetría de carga con la ayuda de la expresión (13).

$$A_C = \frac{N_t(\Delta|y| > 0) - N_{\bar{t}}(\Delta|y| < 0)}{N_t(\Delta|y| > 0) + N_{\bar{t}}(\Delta|y| < 0)}. \quad (13)$$

Una variante de la asimetría de carga  $A_C$  sería la definida asimetría de carga central. Este observable se usa en colisiones protón-protón procedentes del colisionador hadrónico del CERN, LHC. Dado que los estados iniciales son simétricos,  $pp$ , la asimetría FB ya no es un buen observable (desaparece), por ello en la ecuación (14) describimos la **asimetría de carga central**. En la mayoría de los casos, podemos encontrar la producción de pares quark-antiquark y quark-gluón mediante procesos de interacción definidos como *gluon-gluon fusion*.

$$A_C(y_C) = \frac{N_t(|y| \leq y_C) - N_{\bar{t}}(|y| \leq y_C)}{N_t(|y| \leq y_C) + N_{\bar{t}}(|y| \leq y_C)}. \quad (14)$$

Determinaremos la asimetría de carga mediante la integración del número de sucesos para todo intervalo de rapidez, cuyo valor de corte  $y_C$  valdrá la unidad 1 [41]. Tanto en la colaboración ATLAS, como en la CMS, se usa la variable de pseudorapidez  $\eta$  para conocer el número de eventos  $N$ . La finalidad de esta convención aparece por el mero hecho de facilitar el cálculo de la asimetría, ya que: las distribuciones de pseudorapidez de los quarks *top* son simétricas alrededor del valor cero y la asimetría de carga se manifiesta como distribuciones de rapidez con diferentes anchuras para *tops* que para *antitops*.

$$A_C = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \quad (15)$$

Para realizar cálculos con los valores de la asimetría de carga [17, 45] utilizaremos la ecuación (15), donde  $N_+$  es el número de eventos definidos en un intervalo de pseudorapidez de  $\eta_{\pm} > 0$  y donde  $N_-$  es el número de eventos a  $\eta_{\pm} < 0$ , cuya variable pseudorapidez sera:  $\eta_{\pm} = |\eta_t| \pm |\eta_{\bar{t}}|$ . La predicción SM para la asimetría de carga, en un entorno de trabajo del LHC a energía de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, es de:  $A_C^{\text{SM}} = 1'23 \pm 0'05$  % [46].

## 6 Simulación de datos Monte Carlo (MC) para medir las masas de la resonancia $Z'$

En este apartado, realizaremos el estudio de los datos simulados por Monte Carlo (MC) con el generador de eventos MadGraph para medir la reconstrucción de la masa invariante del bosón  $Z'$ . Con ayuda del programa de análisis ROOT [47], procederemos a leer los datos guardados en un fichero a Ntuplas<sup>14</sup> bajo una configuración en rama (*branch*), almacenados en archivos a nivel árbol (*tree*). La principal fuente de producción de los sucesos simulados MC proceden del canal de desintegración semileptónico de la resonancia  $Z'$  a partículas leptónicas aisladas, electrónicas o muónicas, y a chorros de partículas (*jets*) en el estado final del proceso. El conjunto de datos simulados serán mostrados en histogramas que, en cuyos ejes representamos el número de sucesos en función de algún observable físico que describa el proceso de reconstrucción de la desintegración de pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) altamente energético. Existen muchos observables físicos que pueden ser medidos con ayuda del experimento ATLAS, los observables suelen definirse tanto en el plano transversal a la propagación del haz de partículas en colisión como en el plano paralelo a la dirección de propagación del haz. Los observables que hacen alusión a la reconstrucción cinemática de los productos resultantes de la desintegración de pares *top-antitop* son la masa  $m_T^{t\bar{t}}$  y los momentos  $\{p_T, p_z\}$ . No olvidemos que existen parámetros de interés tales que la rapidez  $y$  y la pseudorapidez  $\eta$ .

Además, realizaremos un análisis local del observable de asimetría de carga<sup>15</sup> procedente del productos resultantes de la desintegración del bosón  $Z'$ , integrando el número de eventos  $N_+$  definidos positivo en términos de la rapidez y el número de eventos  $N_-$  definidos negativo en términos de la rapidez. La asimetría de carga es una variable discriminatoria que nos permite escoger de entre todos los modelos teóricos existentes, el que mejor se ajusta a nuestros resultados.

### 6.1 Reconstrucción de la masa invariante de pares *top-antitop* de alto momento transversal

Los datos simulados MC han sido obtenidos por el generador de eventos MadGraph imponiendo un valor de energía en el sistema centro de masas de las colisiones protón-protón de  $\sqrt{s} = 8$  TeV, que corresponde a una luminosidad integrada de  $20 \text{ fb}^{-1}$ . Con ayuda de los simuladores generaremos un conjunto de datos que representa el producto resultante de la desintegración semileptónica de pares *top-antitop*, procedentes de la resonancia  $Z'$ . Los pares de partículas quark *top-antitop* producirán un bosón  $W$  y un quark *bottom*. Crearemos modos de desintegración del bosón  $W$  a leptón + neutrino o cualesquier partícula quark-antiquark procedente de 2 de las tres familias fermiónicas: *up*, *down* o *charm*. Dada la existencia del quark *bottom* en el proceso de desintegración, los eventos simulados MC tienen al menos un proceso b-tagging. El b-tagging es un método analítico que suele ser utilizado en física de partículas de altas energías para identificar

---

<sup>14</sup>Conjunto de  $N$  eventos guardados en un vector estático que utiliza aritmética de punteros.

<sup>15</sup>El criterio de selección de eventos utilizado para calcular el observable de asimetría de carga viene descrito en el Anexo A.

productos resultantes de la hadronización de quarks *bottom*.

Con el método de reconstrucción de los productos resultantes de la desintegración de pares *top-antitop* altamente energéticos, obtendremos distribuciones de la masa invariante de la resonancia  $Z'$  que serán representados sobre histogramas. Compararemos nuestros resultados MC con los resultados esperados obtenidos por la colaboración ATLAS del CERN. En los histogramas que siguen a continuación, hemos generado gráficas que representan los distintos picos de las distribuciones de nuestra reconstrucción de la masa invariante  $m_{t\bar{t}}$  para diferentes valores de masa procedentes de la desintegración del bosón  $Z'$ . Los datos han sido generados a partir de unos valores esperados de la masa de la partícula  $Z'$  de 0'5, 1, 1'5, 2, 2'5 y 3 TeV. Todas las distribuciones han sido creadas de manera a superponer las distintas distribuciones que corresponden a los diferentes canales de desintegración semileptónicos. Utilizaremos un código de colores para describir cada uno de los canales de desintegración del bosón  $W$ , fragmento de la desintegración del quark *top*. El área azul representa el número de eventos *electron + jets* por unidad de masa de los pares *top-antitop* altamente energéticos, el área verde representa la distribución de los eventos procedentes del canal de desintegración *muon + jets* y el área roja bajo la curva representa los eventos procedentes del canal de desintegración *lepton + jets*. Realizaremos un ajuste de los valores distribuidos en los histogramas, con ayuda de la función gaussiana  $G(x; \mu, \sigma^2)$ <sup>16</sup>, que nos proporcionará la media de la distribución  $\mu$  y su desviación estándar  $\sigma$ . Recopilaremos toda la información referente al ajuste de los espectros de reconstrucción de la masa invariante del par *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) en la Tabla 3 y finalmente comentaremos los resultados.

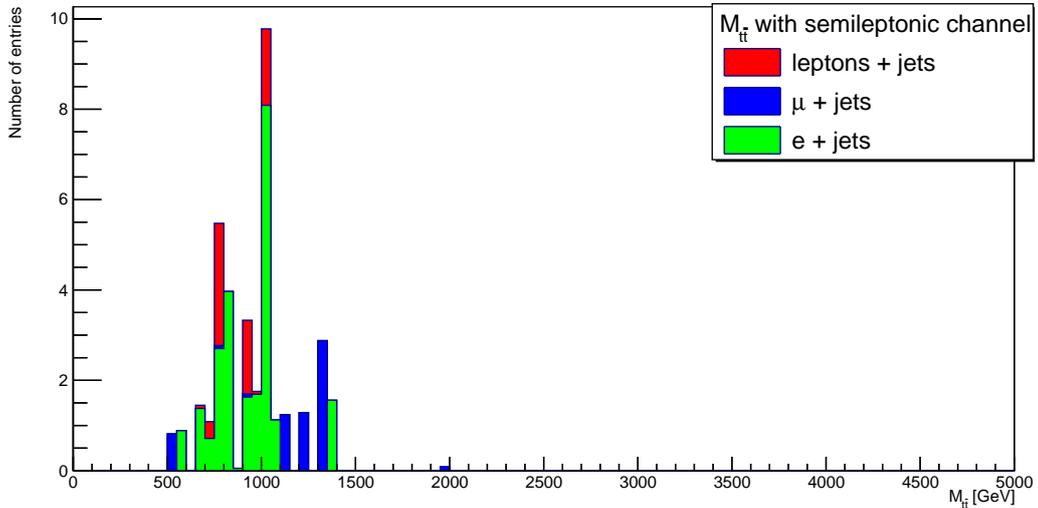


Figura 15: Espectro de masa invariante de la resonancia  $Z'$  con un valor de la masa de 0'5 TeV.

El Histograma de la Figura 15, representa el número de sucesos ( $N_{\text{entradas}}$ ) en función de la reconstrucción de la masa invariante  $m_{t\bar{t}}$  (donde la masa tiene unidades del [GeV]) de los productos finales que corresponden a la desintegración de pares *top-antitop* de

<sup>16</sup>La función ajuste gaussiano viene descrita por la expresión:  $G(x; \mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ ,  $-\infty \leq x \leq \infty$ .

alta energía que hacen referencia a la masa del bosón  $Z'$  de 500 GeV. A la vista de los resultados podemos decir que, el conjunto de datos no sigue una distribución de tipo gaussiana, debido al reducido valor de la sección eficaz del proceso de producción y debido a ello tenemos escasos eventos almacenados en el *tree*.

En la Figura 16, observamos la distribución de la masa invariante reconstruida por los fragmentos de la desintegración de eventos  $t\bar{t}$  de alto  $p_T$  que hacen referencia al bosón  $Z'$  con masa de 1'0 TeV. En ella observamos la superposición de distribuciones de tipo gaussianas con picos centrados en un valor estimado<sup>17</sup> de 1 TeV, que hacen alusión a los tres canales de desintegración existentes:  $e + jets$ ,  $\mu + jets$  y  $l + jets$  (suma de ambos).

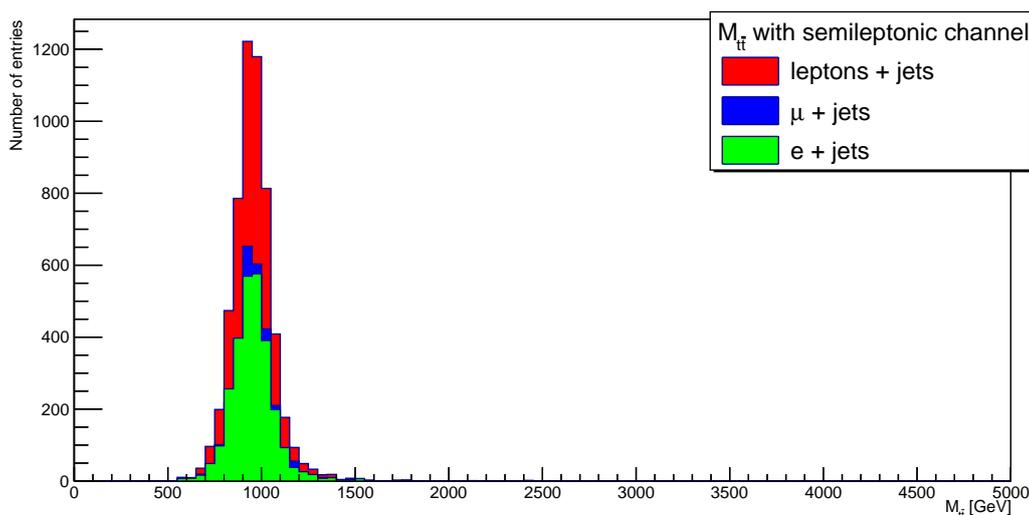


Figura 16: Espectro de masa invariante de la resonancia  $Z'$  con un valor de la masa de 1 TeV.

En el Histograma de la Figura 17, observamos tres picos que distan de ser distribuciones de tipo gaussianas cuyos máximos corresponden a un valor estimado de la masa de 1'5 TeV. Los 3 picos hacen alusión a los tres canales de desintegración semileptónicos de los pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ): electrónico, muónico y suma de ambos canales.

<sup>17</sup>Se define estimador (estadístico) al valor verdadero de un parámetro obtenido de manera cuantitativa, cuyo objetivo es representar un conjunto de datos o un modelo estadístico.

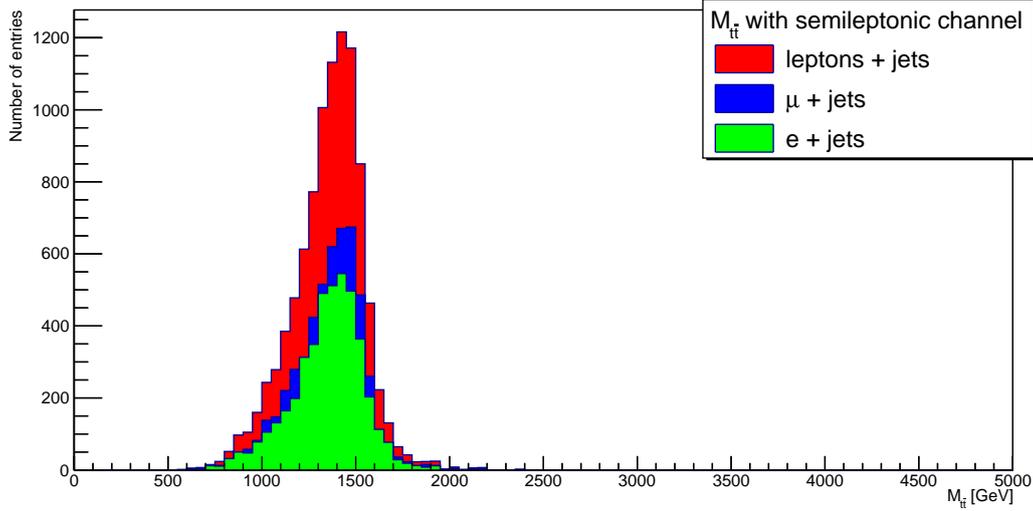


Figura 17: Espectro de la masa invariante de la resonancia  $Z'$  de masa 1'5 TeV.

En la Figura 18, visualizamos el espectro de la masa invariante del bosón  $Z'$  con un valor de la masa de 2 TeV. De nuevo, observamos los tres canales de desintegración del par *top-antitop electron + jets*, *muon + jets* y *lepton + jets*; representados a partir de un código de colores azul, verde y rojo (respectivamente). Los picos de las distribuciones están centradas en un valor estimado de la masa de 1'9 TeV, donde las distribuciones se alejan mucho de ser representaciones de tipo gaussianas. Podemos observar que para valores reducidos de la masa aparecen colas, debido a fenómenos de interferencia producidos por el algoritmo de reconstrucción chi-cuadrado<sup>18</sup>. En la función  $\chi^2$  aparecen elementos al cuadrado de la resta de los valores esperados de las masas y de momentos reconstruidos, lo que conlleva a fenómenos de interferencia asociados a valores que están correlacionados entre si.

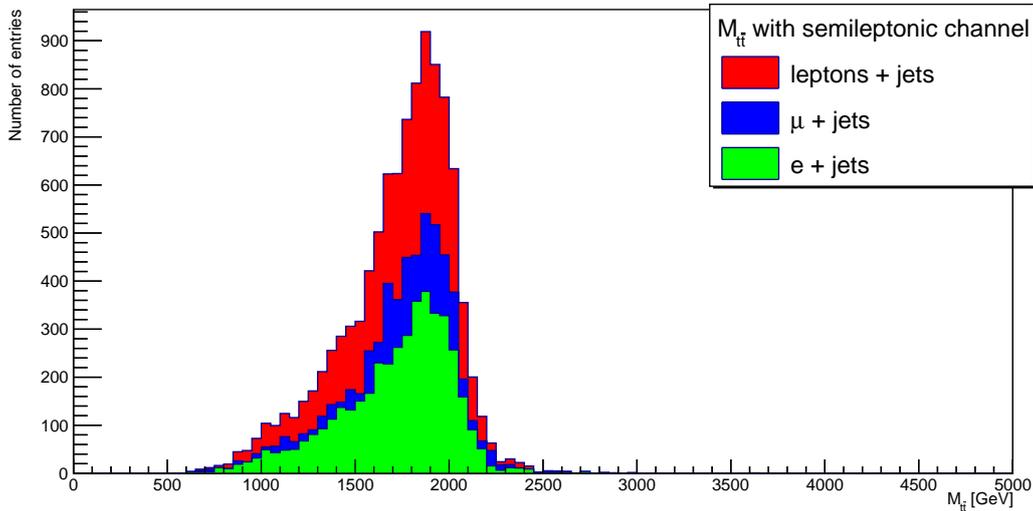


Figura 18: Espectro de masa invariante de la resonancia  $Z'$  con un valor de la masa de 2 TeV.

<sup>18</sup>La función chi-cuadrado y sus consecuencias, vienen descritos en el Apéndice A, Criterios para la Selección y Simulación de eventos.

En el espectro de la Figura 19, observamos las distribuciones que representan la reconstrucción de la masa invariante de eventos  $t\bar{t}$  (*boosted*), que hacen referencia a la masa de nuestro bosón  $Z'$  de 2'5 TeV. Los picos de las distribuciones están centrados un valor estimado de la masa de 2400 GeV. Con respecto a los histogramas anteriores, vemos que los picos de las distribuciones van desplazándose hacia valores crecientes de la masa reconstruida por los pares *top-antitop* de alta energía a medida que la masa del bosón  $Z'$  crece, pero también, observamos que las colas son cada vez más pronunciadas.

En el último histograma de la Figura 20, observamos el espectro de las distribuciones para los tres canales de desintegración cuyos picos principales están situados un valor estimado en  $\hat{\mu}$  (media de la distribución) de 2800 GeV. Todos los valores de reconstrucción de la masa invariante pertenecen a la desintegración de eventos  $t\bar{t}$  (alto  $p_T$ ), que corresponden a la masa del bosón  $Z'$  de 3 TeV.

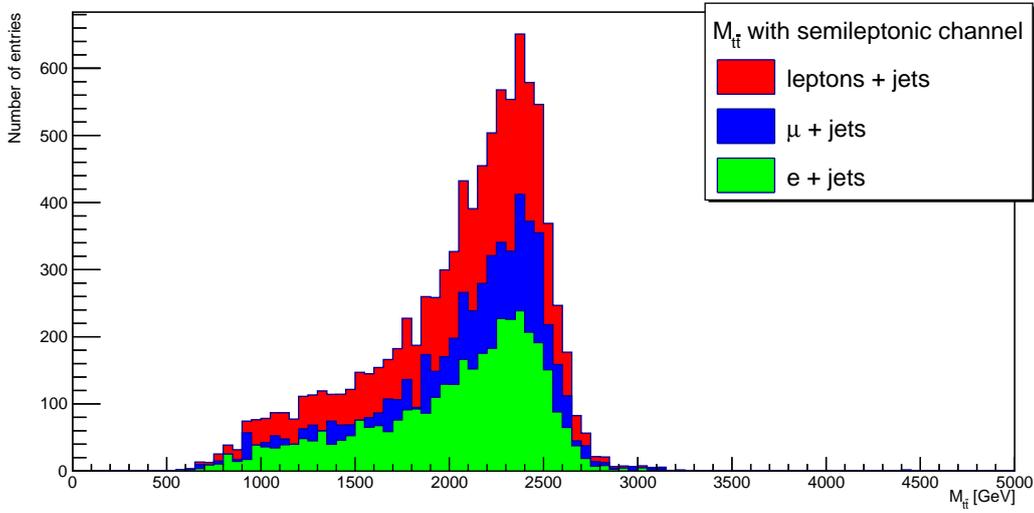


Figura 19: Espectro de masa invariante que pertenece a la resonancia  $Z'$  con un valor de la masa de 2'5 TeV.

Con respecto a las distribuciones anteriores, podemos decir que la cola de nuestra nueva distribución es más larga y más pronunciada que las distribuciones de los casos anteriores. La cola de la distribución se extiende a lo largo de un intervalo de la masa de 2 TeV, desapareciendo en un valor de 450 GeV. A bajas energías, podemos apreciar un pico secundario situado en un valor estimado en media de la distribución de 1'2 TeV. El pico secundario corresponde a eventos generados por el término de correlación entre los valores estimados de más peso, cuyo término de correlación viene descrito en el algoritmo de reconstrucción chi-cuadrado<sup>19</sup>.

<sup>19</sup>Ecuación (16) del Apéndice A y párrafo consecutivo.

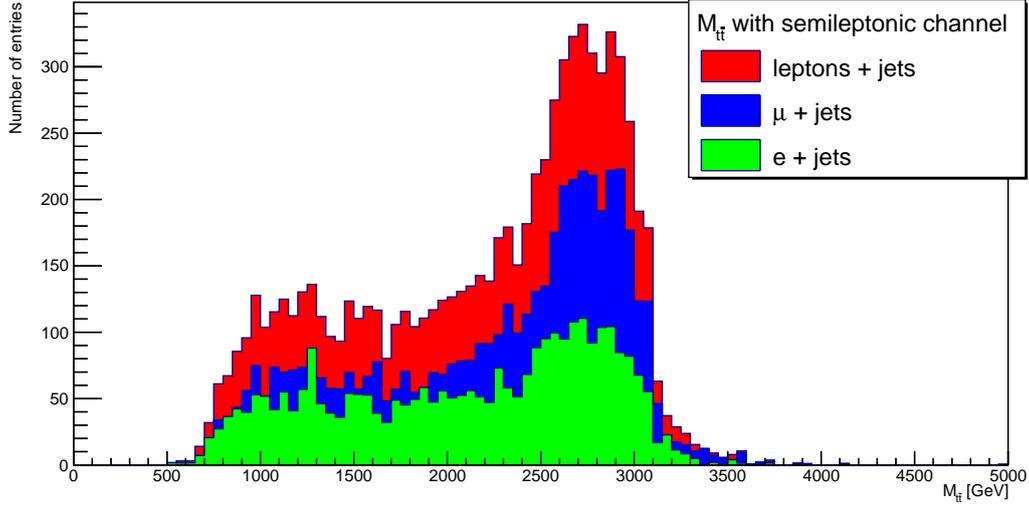


Figura 20: Espectro de masa invariante de la resonancia  $Z'$  con un valor de la masa de 3 TeV.

En la Tabla 3, recopilamos los valores de la media de las distribuciones  $\mu$  y sus desviaciones típicas  $\sigma$  obtenidos por medio de un ajuste de los datos simulados MC con la función de gauss. Los valores para la reconstrucción de la masa invariante de los eventos que corresponden a los distintos canales de desintegración de los pares *top-antitop* de alto momento transversal son descritas en unidades del TeV y las masas del bosón  $Z'$  son descritas en unidades del GeV. Los valores que describen el nivel de confianza de cada uno de los ajustes también han sido recogidos en la tabla, estos vienen descritos en tanto por cien (%). A primera aproximación hemos realizado un ajuste de los datos en un intervalo concreto del espectro, rango de valores donde pica la resonancia, aplicando un criterio que consiste en cortar datos hasta obtener una bondad del ajuste (CL)<sup>20</sup> que sea de buen grado, disminuyendo considerablemente el chi-cuadrado reducido. Si comparamos los valores  $\mu$  del ajuste con los valores máxicos de la resonancia  $Z'$  observamos que, a medida que la masa de la resonancia aumenta la discrepancia entre los valores de reconstrucción de la masa invariante  $m_{t\bar{t}}$  de pares *top-antitop* y las masas  $m_{Z'}$  de nuestro bosón  $Z'$ , crece.

Tabla 3: Parámetros del ajuste de los datos que corresponden a la reconstrucción de la masa de los pares *top-antitop* de alta energía.

Parámetros del Ajuste	Canales de desintegración		
	<i>lepton + jets</i>	<i>muon + jets</i>	<i>electron + jets</i>
$M_{t\bar{t}}$ [TeV] para la $m_{Z'}=1000$ GeV	$950 \pm 80$	$945 \pm 90$	$939 \pm 90$
Nivel de Confianza [%]	27	27	75
$M_{t\bar{t}}$ [TeV] para la $m_{Z'}=1500$ GeV	$1428 \pm 105$	$1400 \pm 126$	$1432 \pm 103$
Nivel de Confianza [%]	28	22	13
$M_{t\bar{t}}$ [TeV] para la $m_{Z'}=2000$ GeV	$1884 \pm 172$	$1887 \pm 140$	$1903 \pm 125$
Nivel de Confianza [%]	50	30	19
$M_{t\bar{t}}$ [TeV] para la $m_{Z'}=2500$ GeV	$2390 \pm 135$	$2337 \pm 176$	$2400 \pm 115$
Nivel de Confianza [%]	20	40	11
$M_{t\bar{t}}$ [TeV] para la $m_{Z'}=3000$ GeV	$2753 \pm 290$	$2725 \pm 316$	$2789 \pm 210$
Nivel de Confianza [%]	25	84	13

<sup>20</sup>El valor de nivel de confianza se ha obtenido utilizando el panel de ajuste del programa ROOT y seleccionando un intervalo de datos ubicados en una región cercana al máximo de la distribución.

Con la ayuda de estos resultados, buscamos posibles evidencias sobre la existencia del bosón  $Z'$  por medio del canal de desintegración a quarks  $top-antitop$  (*boosted*). Ello es posible, mediante el estudio de las distribuciones que corresponden a la reconstrucción de la masa invariante de todos los eventos que proceden de la desintegración de pares  $top-antitop$  de alta energía. A continuación, superponemos todas las distribuciones de masa para la desintegración semileptónica de la resonancia  $Z'$  en un solo histograma. En la Figura 21, representamos la superposición de todas las distribuciones para la reconstrucción de la masa invariante de eventos  $lepton + jets$  generadas a partir de datos simulados por Monte Carlo que nos ayudan a estudiar la desintegración del bosón  $Z'$  a pares  $top-antitop$  predichos por las teorías físicas BSM. El conjunto de valores esperados que conciernen la masa de nuestro par  $top-antitop$  ( $t\bar{t}$ ), procedente de la desintegración de la resonancia  $Z'$  a diferentes masas  $m_{Z'}$ , están repartidos sobre los bins del histograma. La distribución representada en color rojo hace referencia a la masa del bosón  $Z'$  de 1 TeV, es una curva de tipo gaussiana muy picada. Si descendemos en valores  $m_{t\bar{t}}$ , hallamos la distribución referente a la masa del bosón  $Z'$  de 1'5 TeV, la curva pintada de color azul se asemeja a una campana de gauss picada en su centro. A medida que la masa  $m_{t\bar{t}}$  decrece las curvas ensanchan, las colas desaparecen para unos valores superiores a los 450 GeV. Las curvas conexas a las masas del bosón  $Z'$  de 2, 2'5 y 3 TeV; se representan en forma de líneas continuas de color verde, naranja y magenta (respectivamente).

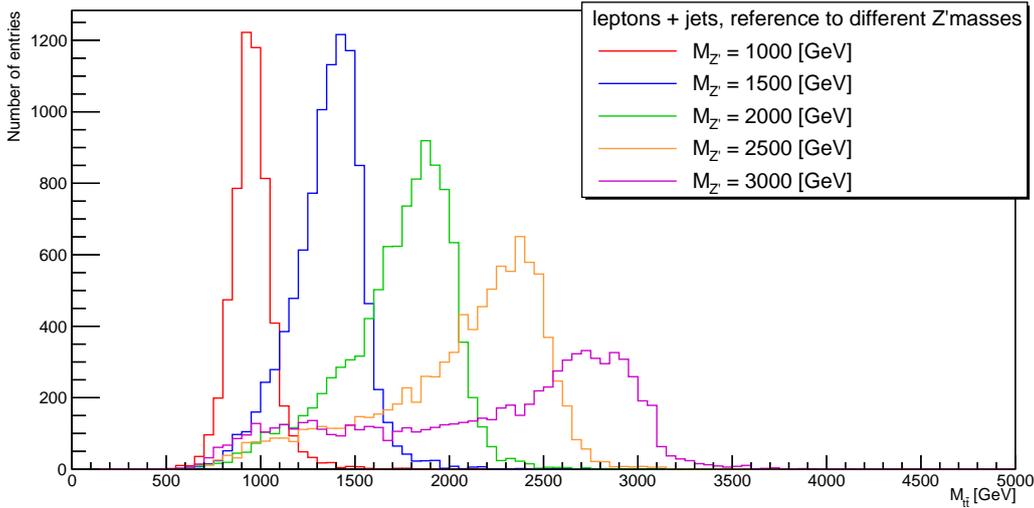


Figura 21: Superposición de espectros de la masa invariante de la resonancia  $Z'$ .

La colaboración ATLAS, también ha llevado a cabo la reconstrucción de la masa de los productos resultantes de la desintegración de pares  $top-antitop$  altamente energéticos, originados vía el canal  $Z' \rightarrow t\bar{t}$ . Nuestros resultados simulados MC, representados en la Figura 21, se asemejan a los resultados esperados obtenidos por ATLAS. En la Figura 22 [48], observamos la simulación llevada a cabo por la colaboración ATLAS para una energía definida en el sistema centro de masas de la colisión ( $pp$ ) de  $\sqrt{s}$  de 8 TeV<sup>21</sup>. En el histograma, se representa la fracción de eventos<sup>22</sup>, normalizados a un valor de energía

<sup>21</sup>Existen estudios recientes sobre la búsqueda de pares  $top-antitop$  ( $t\bar{t}$ ), que podrían haber sido comentados, referencia [49]

<sup>22</sup>La fracción de eventos es el cociente entre el número de eventos  $t\bar{t}$  de alta energía producidos en la colisión  $pp$  y el número de eventos totales  $t\bar{t}$  producidos en la misma colisiones protón-protón

de 100 GeV, en función de la reconstrucción de la masa invariante de los sucesos de desintegración  $t\bar{t}$  altamente energéticos. Para poder generar los valores esperados del histograma se ha usado un algoritmo de reconstrucción, la función chi-cuadrado<sup>23</sup>. El algoritmo  $\chi^2$  depende de los valores estimados de la masa, de los momentos transversos y de las desviaciones estándares; correspondientes a los productos resultantes de las desintegraciones de procesos hadrónicos y semileptónicos.

En el Histograma de la Figura 22, observamos 4 distribuciones en forma de picos bien diferenciados. El primer pico representa una distribución de tipo gaussiana centrado en un valor estimado de la masa de 1 TeV, esta distribución corresponde a una masa del bosón  $Z'$  de 1 TeV. A medida que la masa  $m_{t\bar{t}}$  crece, observamos que aparecen nuevas distribuciones que hacen referencia a los valores esperados de masa de la resonancia de 1'5 y 2 TeV. Comparando estas dos distribuciones con la primera, de tipo gaussiana, vemos que los picos se ensanchan y los máximos disminuyen a medida que la reconstrucción de la masa invariante  $t\bar{t}$  crece. Si los valores máxicos  $m_{t\bar{t}}^{\text{reco}}$  siguen aumentando observaremos una nueva distribución que corresponde a la masa del bosón  $Z'$  de 3 TeV. Estas tres últimas distribuciones tienen la particularidad de que llevan asociadas unas colas que mueren en un valor próximo de la masa de 0'5 TeV.

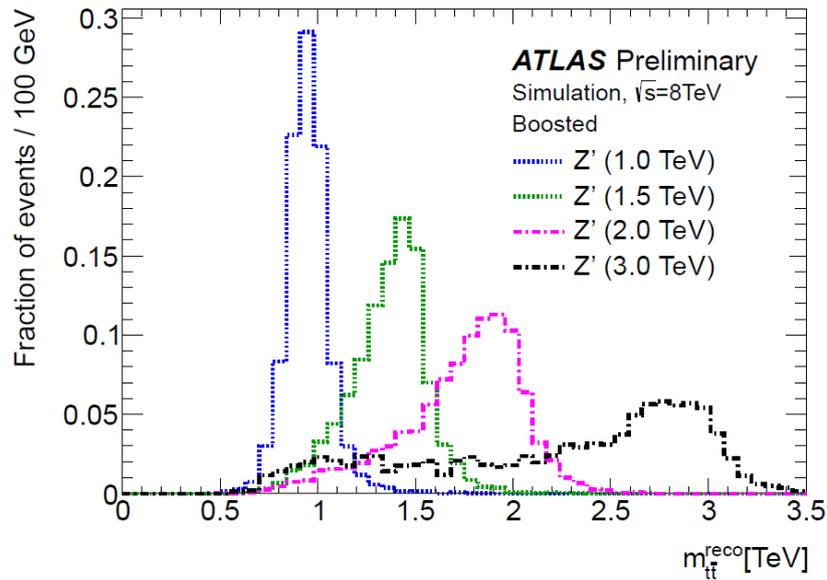


Figura 22: Superposición de los picos para la reconstrucción de la masa invariante de la resonancia  $Z'$ , obtenida por la colaboración ATLAS.

Este fenómeno de colas que aparecen en las distribuciones, arraiga de los términos de interferencia producidos por el algoritmo de reconstrucción de eventos chi-cuadrado. Las interferencias son producidas por los términos al cuadrado de la resta de los valores esperados de masas y de momentos, lo que conduce a correlaciones entre los mismos valores esperados. El descubrimiento del bosón  $Z'$  podría abrirnos puertas a nueva

<sup>23</sup>Una función  $\chi^2$  similar a las utilizadas en el artículo científico, para generar las distribuciones de masa, viene descrita en la ecuación (16) situada en el Apéndice A: Criterios para la Selección y Simulación de eventos. Las consecuencias y efectos también viene descritos en el mismo apartado.

física más allá del Modelo Estándar. Investigaciones realizadas por la colaboración ATLAS, sobre la búsqueda de partículas exóticas (*ATLAS Exotics Searches*) y candidatos a nueva física BSM, nos proporcionan información sobre la cota de energía donde se esperaría encontrar el pico de resonancia del nuevo bosón  $Z'$ . Medir sucesos de tipo señal procedentes de la desintegración de la partícula  $Z'$  a dos leptones de alta energía (alto  $p_T$ ), podría ser viable con el experimento ATLAS. Mecanismos teóricos que hacen alusión al Modelo Estándar Secuencial (*Secuencial Standard Model*), nos predicen la existencia de valores esperados de masa que corresponden a la desintegración del bosón  $Z'$  a dileptones electrónicos. Ello puede verse en el histograma logarítmico de la Figura 23, donde los datos han sido obtenidos a partir de unos valores de luminosidad integrada de  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  y de energía definida en el sistema centro de masas de 8 TeV [50]. En el histograma se plasma tanto datos reales procedentes del experimento ATLAS, como datos generados a partir de simuladores Monte Carlo. Las simulaciones han sido realizadas tanto para generar sucesos de señal como sucesos de fondo (*data-driven*). Los datos reales procedente del experimento ATLAS han sido procesados para generar eventos a partir de algoritmos de reconstrucción siempre y cuando cumplan los criterios de selección de eventos. En la misma Figura 23, se ilustra el número de eventos en función de la masa de la resonancia dileptónica electrónica en TeV. En ella se plasma datos reales procedentes del experimento ATLAS del año 2012, representado en forma de puntos negros sobre el histograma. Para valores de masa cercanos a  $0.1 \text{ TeV}$ , observamos un pico de resonancia que corresponde al bosón  $Z$ . El pico corresponde a la resonancia del bosón  $Z$  ya que, a priori, conocemos el valor másico de la misma, de aproximadamente  $90 \text{ GeV}/c^2$ .

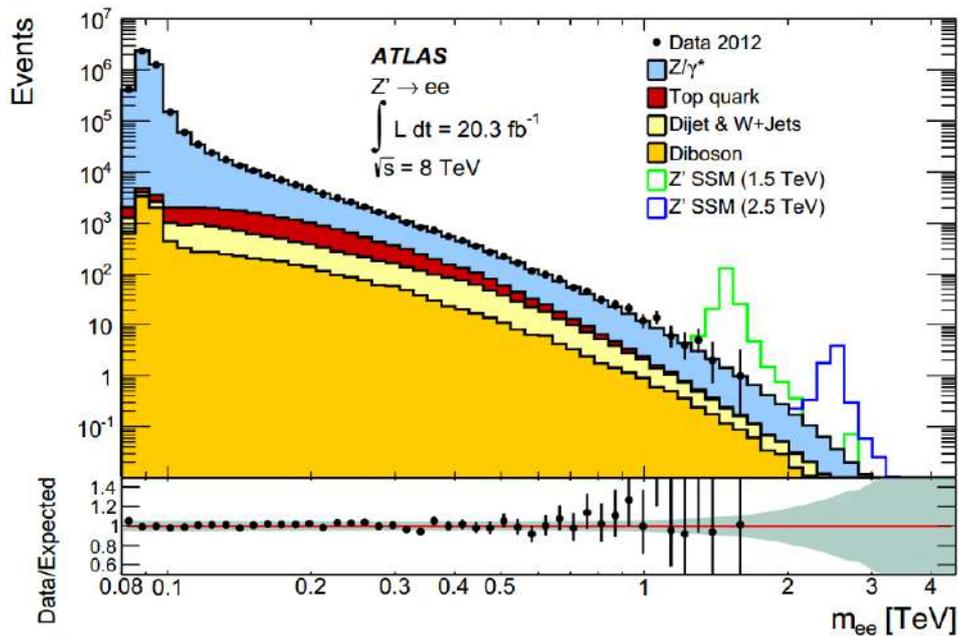


Figura 23: Histograma de la distribución de la masa invariante de la resonancia dielectrónica (ATLAS).

A medida que el valor de masa aumenta, el número de eventos decrece de manera suave hasta un valor de la masa cercano a la unidad, donde la incertidumbre estadística de los datos reales empiezan a ser relevantes. En el gráfico situado en la parte inferior

del histograma, observamos como el cociente entre datos reales y valores esperados son cercanos a 1 hasta que, para unos valores superiores a los 0'5 TeV las fluctuaciones e incertidumbres estadísticas crecen a medida que la masa aumenta.

A continuación, detallaremos las contribuciones a los valores esperados procedentes de eventos de fondo (*background*). El área pintada de color azul, señala la contribución a los valores esperados que proceden de la desintegración del bosón  $Z$  y de fotones excitados  $\gamma^*$ . Las demás contribuciones, a los valores esperados son: el área pintada de color morado corresponde a los procesos de desintegración de los quarks *top*, el área pintada de color beige hace referencia a procesos *decays* de *dijets* y de bosón  $W + jets$ , y el área pintada de color naranja representa procesos de desintegración de dibosones formado por pares  $W$  y  $Z$ . Finalmente, para unos valores de masa dileptónica mayores de 1 TeV, observamos dos picos de resonancia, representados en línea a trazos continuos. La representación de estos picos corresponden a simulaciones realizadas por medio de teorías predichas por el Modelo Estándar Secuencial, SSM. Los valores máxicos del bosón  $Z'$ , introducidos en el modelo, fueron de 1'5 TeV y de 2'5 TeV; representados sobre el histograma, en color verde y azul (respectivamente).

Los criterios de selección utilizados para generar eventos que corresponden a la reconstrucción de la masa invariante de la resonancia  $Z'$ , imponen la elección: de estados finales de como mínimo a un vértice de la desintegración de la resonancia, de unos valores de pseudorapidez comprendidos en un intervalo de  $|\eta| < 2'47$  y de un valor de energía definido en el plano transversal de  $E_T$  superior a los 30 GeV. Se han creado sucesos de tipo fondo mediante la utilización de un criterio de selección que consiste en realizar cortes en los valores de energía definida en el plano transversal  $E_T$ , comprendidos en un intervalo de trabajo de 25 a 360 GeV. Podemos conocer de manera precisa el número de sucesos de tipo señal, originados por el canal de desintegración  $Z' \rightarrow ee$ , conociendo el número de sucesos de tipo fondo implicados en el proceso. A la vista de los resultados de la colaboración ATLAS podemos decir que, no se ha observado nueva física procedente de los productos de la desintegración de la resonancia  $Z'$  ya que las incertidumbres estadísticas de los datos fluctúan enormemente a partir de un valor de masa dielectrónica  $m_{ee}$  superior a 1 TeV. Para poder obtener algún resultado concluyente deberíamos de observar una distribución de datos de señal en forma de picos procedentes de la desintegración de la resonancia  $Z'$  entorno a los resultados esperados obtenidos por la simulación SMM de la colaboración ATLAS.

En el Histograma de la Figura 24 [51], se ilustra una simulación realizada por la colaboración ATLAS trabajando a una energía  $\sqrt{s}$  de 8 TeV, donde se representa el número de eventos en función de la reconstrucción de la masa invariante de sucesos  $t\bar{t}$  altamente energéticos (alto  $p_T$ ), en TeV, que hace alusión a las diferentes masas de los mediadores de la interacción gluón-KK (gluón de Kaluza-Klein). Las curvas discontinuas de color azul, verde, morado y negro; describen la reconstrucción de la masa invariante de sucesos  $t\bar{t}$  que hacen alusión a las desintegraciones de gluones de Kaluza-Klein con masas de 1, 1'6, 2'0 y 2'5 TeV (respectivamente).

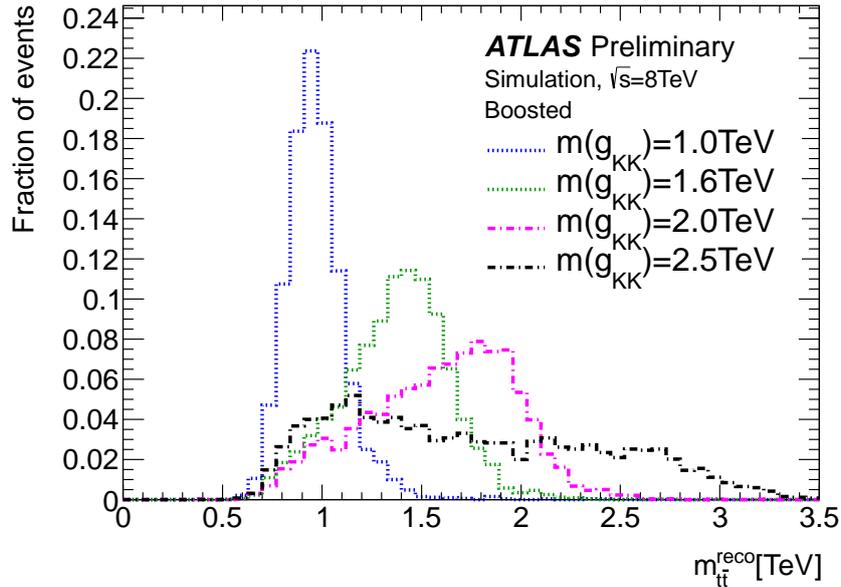


Figura 24: Superposición de los picos para la reconstrucción de la masa invariante de la resonancia gluón-KK, obtenida por ATLAS.

La primera de las distribuciones tiene forma de pico centrado en un valor estimado de la masa  $m_{t\bar{t}}^{\text{reco}}$  de 1 TeV, la curva corresponde al gluón-KK con un valor esperado de la masa de 1 TeV. A medida que el valor de la masa  $m_{t\bar{t}}^{\text{reco}}$  crece, van apareciendo nuevas distribuciones que aluden a gluones de Kaluza-Klein de  $1'6$ ,  $2'0$  y  $2'5$  TeV. Conforme aumenta la masa, los máximos de las distribuciones decrecen y van desplazándose hacia valores crecientes de la masa  $m_{t\bar{t}}^{\text{reco}}$ , y sus anchuras aumentan. La última distribución, a  $m(g_{\text{KK}})$  de  $2'5$  TeV, no sigue la misma dinámica que la de sus compañeras debido a que el máximo correspondiente a la distribución se haya en un valor cercano a los  $1'2$  TeV. Aparece un fenómeno de largas colas que es visible en las tres últimas distribuciones, debido a que el algoritmo de reconstrucción chi-cuadrado<sup>24</sup> tiene un conjunto de términos con valores esperados correlacionados entre si.

Los resultados redactados con anterioridad, que conciernen las reconstrucciones de las masas de las resonancias, nos lleva a comentar los límites de exclusión obtenidos por la colaboración ATLAS al 95 % de nivel de confianza (CL<sup>25</sup>) que corresponden a las partículas bosónicas gluón-KK y  $Z'$ . Las gráficas semilogarítmicas de las Figuras 25 y 26 [48], representan la probabilidad de producción de eventos  $t\bar{t}$  altamente energéticos que hacen referencia a la desintegración de la resonancia  $Z'$  y gluón  $g_{\text{KK}}$  ( $\sigma \times \text{BR}_{t\bar{t}}$  [pb]) en función de la masa de la partícula  $Z'$  y en función de la masa de la partícula gluónica de Kaluza-Klein ( $m$  [TeV]). Toda la información detallada en los gráficos, proceden de un análisis de datos realizados con el experimento ATLAS a una luminosidad integrada  $\mathcal{L}$

<sup>24</sup>Una réplica de la función chi-cuadrado presentada en el artículo científico puede ser vista en el Apéndice A, Criterios para la Selección y Simulación de eventos MC, ecuación (16). Consecuencias y fenómenos físicos también viene descritos en este apartado.

<sup>25</sup>El nivel de confianza (CL) representa la probabilidad de obtener un valor de interés, o un valor que no lo sea (peor), tras repetir el experimento. El nivel de confianza suele ser descrito como  $1 - \alpha$ , donde  $\alpha$  es el nivel de significancia.

de  $14'3 \text{ fb}^{-1}$  y a una energía de colisión definida en el sistema centro de masas  $\sqrt{s}$  de 8 TeV. Las mismas Figuras 25 y 26, nos muestran resultados observados (líneas continuas) y resultados esperados (líneas discontinuas a puntos), fijados en un límite superior<sup>26</sup> al 95% de nivel de confianza. Tanto los resultados esperados como los resultados observados tienen una cierta incertidumbre total que les acompañan, las incertidumbres totales vendrán reflejadas sobre los gráficos en forma de bandas de diferentes colores. La incertidumbre total viene descrita como la raíz cuadrada de la suma de incertidumbres, la estadística y la sistemática, al cuadrado. La banda **verde** corresponde a una incertidumbre total de una desviación típica ( $1\sigma$ ) y la banda **amarilla** corresponde a la misma incertidumbre total de dos desviaciones típicas ( $2\sigma$ ). En los gráficos también vienen representados los valores de exclusión procedentes de los modelos Topcolor, al que pertenece el bosón  $Z'$  *leptophobic*, y de Randall-Sundrum y Kaluza-Klein, al que pertenece el bosón  $g_{\text{KK}}$ , obtenidos por cálculos analíticos a correcciones *Leading-order* en nuestra teoría de perturbaciones (líneas discontinuas a trazos). Con la ayuda de estos resultados, deseáramos observar un pico producido por un exceso en la producción de eventos  $t\bar{t}$  altamente energéticos. El exceso en los valores observados debe sobrepasar una incertidumbre total, de como mínimo, por encima de los  $3\sigma$  para conseguir un grado de certeza a la evidencia científica y sobrepasar los 5 sigmas de incertidumbre total ( $5\sigma$ ) para obtener un grado de certeza al descubrimiento científico. Si ello fuera posible, obtendríamos nuevos candidatos a nueva física más allá del Modelo Estándar (BSM).

En el Gráfico semilogarítmico de la Figura 25, observamos como los valores observados fluctúan dentro de un intervalo de incertidumbre a  $1\sigma$  y en pocos casos a 2 desviaciones típicas. Los resultados observados siempre se sitúan por encima de los valores esperados. Los datos observados que sobrepasan los  $2\sigma$ , se sitúan en unos valores de masa del bosón  $Z'$  de aproximadamente  $0'75 \text{ TeV}$  y en valores que superan los  $2'6 \text{ TeV}$ . A la vista de los resultados, la masa del bosón  $Z'$  *leptophobic* estaría excluida al 95% de nivel de confianza para todo valor que esté en el intervalo de  $0'5 \text{ TeV} < m_{Z'} < 1'8 \text{ TeV}$  (resultados observados) y para todo valor que esté en el intervalo de  $0'5 \text{ TeV} < m_{Z'} < 1'9 \text{ TeV}$  (resultados esperados).

---

<sup>26</sup>Es un método estadístico utilizado en física de partículas para fijar límites de exclusión (estimación de intervalos) para un determinado valor de nivel de confianza, este límite se calcula utilizando la técnica estadística de Bayes.

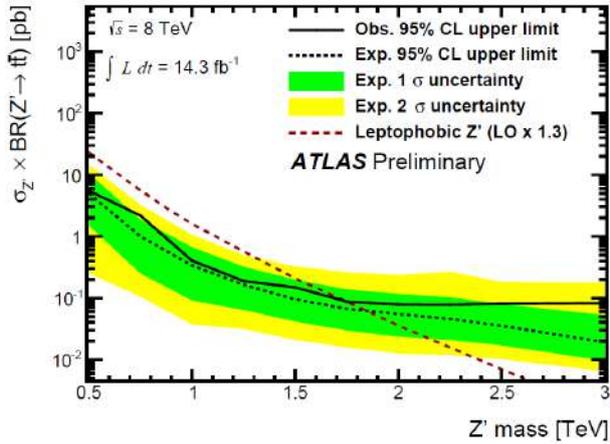


Figura 25: Gráfico de exclusión del bosón  $Z'$ .

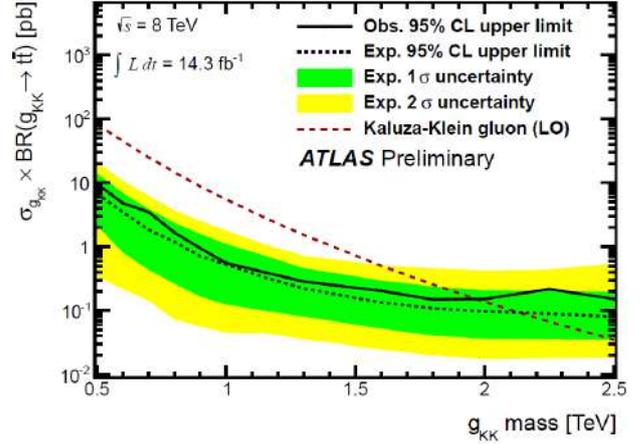


Figura 26: Gráfico de exclusión del  $g_{KK}$ .

Algo similar ocurre con los resultados plasmados sobre el gráfico semilogarítmico de la Figura 26. En ella podemos constatar que los valores observados fluctúan en el intervalo de incertidumbre total de 1 sigma en desviación estándar y no lo sobrepasan, salvo en un posible caso, en la región situada en un valor de la masa de 2'25 TeV. Los resultados observados muestran un intervalo de exclusión para la masa del gluón de Kaluza-Klein de 0'5 TeV <  $m_{g_{KK}}$  < 2'1 TeV al 95 por ciento de nivel de confianza. No tiene sentido físico hablar de la existencia, o en su caso exclusión, de valores esperados y observado de la masa del bosón gluón-KK en los respectivos intervalos de masa de [2'1,2'5] TeV y de [2,2'5] TeV. Lo mismo ocurre con los resultados esperados que, se ven excluidos en el intervalo de 0'5 TeV <  $m_{g_{KK}}$  < 2'0 TeV al 95% de CL. Con la ayuda de estos gráficos,  $\sigma \times BR_{t\bar{t}}$  en función de la masa, podemos averiguar si los datos observados encajan con alguno de estos modelos teóricos basado en física más allá del Modelo Estándar.

Además, podemos realizar un análisis cuantitativo que nos ayude a obtener información que concierne a las partículas producidas en el proceso de desintegración del Bosón. Mediante el análisis de los observables físicos podemos constatar, cual de los modelos teóricos presentes es el más convincente a la hora de realizar un ajuste de nuestros valores experimentales. En nuestro caso, estudiaremos la asimetría de carga como variable discriminadora.

## 6.2 Medida de la Asimetría de Carga

Hemos calculado la asimetría de los valores almacenados en la estructura a nivel árbol con ayuda del programa de análisis ROOT. Los valores de la asimetría de carga han sido obtenidos vía la suma sobre todos los  $N$  valores simulados MC, definidos en un cierto intervalo de rapidez  $\Delta Y$ <sup>27</sup> de [2,-2]. En la Tabla 4, recopilamos todos los datos que corresponden a la simulación Monte Carlo y que aluden a los 3 procesos de desintegración semileptónico del par *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ). En ella, se recogen los sucesos totales generados en los histogramas  $N_{Tot}$ , el número de eventos  $N_+$  definidos en un intervalo de rapidez  $\Delta Y >$

<sup>27</sup>Las Figuras que representan la suma de todos los eventos simulados están expuestos y comentados en la sección Criterios para la Selección y Simulación de eventos del Apéndice A.

0, el número de eventos  $N_-$  definidos en un intervalo de rapidez  $\Delta Y < 0$  y los valores de la asimetría de carga,  $A_C$ . Todos estos valores han sido calculados para cada uno de los canales de desintegración del par *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ). Recordemos que la obtención de los eventos ha sido realizado a partir de los canales de desintegración semileptónico de los pares quark *top*, divididos en los procesos leptón + *jets*, muón + *jets* y electrón + *jets*. En la misma Tabla, recopilamos los valores de la asimetría de carga, en tanto por cien (%), para la suma de sucesos  $e + jets$  y  $\mu + jets$ , definido como  $(l + jets)'$ , y de los mismos  $(l + jets)$  por separado. Realizamos un cálculo para averiguar la media sobre los valores  $A_C^{\mu+jets}$  y  $A_C^{e+jets}$ , y obtener un valor de la asimetría de carga que discrepa de los valores  $A_C^{l+jets}$ . Con ello podemos saber si existen grandes fluctuaciones entre los valores de la asimetría para los eventos  $l + jets$ , o no. Los resultados se reparten según los 5 valores esperados de masa de la partícula bosónica  $Z'$ , en unidades del TeV.

Tabla 4: Valores de la asimetría de carga presente en la resonancia  $Z'$ .

SUCESOS [#]	Masa del $Z'$ [TeV]	<i>lepton + jets</i>			<i>muon + jets</i>			<i>electron + jets</i>		
		$N_{Tot}$	$N_+$	$N_-$	$N_{Tot}$	$N_+$	$N_-$	$N_{Tot}$	$N_+$	$N_-$
1		$5650 \pm 80$	$3280 \pm 60$	$2370 \pm 50$	$2870 \pm 50$	$1660 \pm 40$	$1210 \pm 40$	$2780 \pm 50$	$1620 \pm 40$	$1160 \pm 30$
1'5		$9620 \pm 100$	$5660 \pm 80$	$3960 \pm 60$	$5240 \pm 70$	$3100 \pm 60$	$2130 \pm 50$	$4390 \pm 70$	$2560 \pm 50$	$1820 \pm 40$
2		$10120 \pm 100$	$5980 \pm 80$	$4150 \pm 60$	$5850 \pm 80$	$3440 \pm 60$	$2420 \pm 50$	$4270 \pm 70$	$2540 \pm 50$	$1730 \pm 40$
2'5		$9350 \pm 100$	$5280 \pm 70$	$4070 \pm 60$	$5650 \pm 80$	$3210 \pm 60$	$2430 \pm 50$	$3700 \pm 60$	$2070 \pm 50$	$1640 \pm 40$
3		$7880 \pm 90$	$4620 \pm 70$	$3250 \pm 60$	$4880 \pm 70$	$2920 \pm 50$	$1960 \pm 40$	$2990 \pm 60$	$1700 \pm 40$	$1290 \pm 40$

VALORES DE LA ASIMETRÍA [%]		$A_C^{(l+jets)}$		$A_C^{(l+jets)'}$	
		$A_C^{(e+jets)}$	$A_C^{(\mu+jets)}$	$A_C^{(e+jets)'}$	$A_C^{(\mu+jets)'}$
1	$A_C^{(l+jets)} = 16'2 \pm 1'3$	$A_C^{(e+jets)} = 16'7 \pm 1'9$	$A_C^{(\mu+jets)} = 15'7 \pm 1'8$	$A_C^{(l+jets)'}$	
		$A_C^{(l+jets)'}$			
1'5	$A_C^{(l+jets)} = 17'7 \pm 1'0$	$A_C^{(e+jets)} = 16'8 \pm 1'5$	$A_C^{(\mu+jets)} = 18'5 \pm 1'4$	$A_C^{(l+jets)'}$	
		$A_C^{(l+jets)'}$			
2	$A_C^{(l+jets)} = 18'0 \pm 1'0$	$A_C^{(e+jets)} = 19'0 \pm 1'5$	$A_C^{(\mu+jets)} = 17'4 \pm 1'3$	$A_C^{(l+jets)'}$	
		$A_C^{(l+jets)'}$			
2'5	$A_C^{(l+jets)} = 13'0 \pm 1'0$	$A_C^{(e+jets)} = 11'7 \pm 1'6$	$A_C^{(\mu+jets)} = 13'8 \pm 1'3$	$A_C^{(l+jets)'}$	
		$A_C^{(l+jets)'}$			
3	$A_C^{(l+jets)} = 17'4 \pm 1'1$	$A_C^{(e+jets)} = 13'7 \pm 1'8$	$A_C^{(\mu+jets)} = 19'7 \pm 1'4$	$A_C^{(l+jets)'}$	
		$A_C^{(l+jets)'}$			

A medida que incrementa la masa del bosón  $Z'$  los valores de la asimetría de carga crecen de manera suave, salvo en un caso en concreto, en que la asimetría tiene un valor de  $13'0 \pm 1'0$ . A la vista del gráfico de la Figura 27, podemos observar que nuestros valores de la asimetría tienden a crecer a medida que el valor de la masa invariante de la resonancia  $Z'$  aumenta. En ella, representamos los valores de la asimetría de carga, en tanto por cien, en función del valor estimado de la masa  $Z'$ . Los valores de la asimetría viene descritos en forma de puntos representados por diferentes colores según el canal de desintegración semileptónico que estemos utilizando: los puntos **azules** hacen referencia al canal de desintegración *lepton + jet*, los puntos **rojos** hacen alusión al canal de desintegración *electron + jet* y los puntos **verdes** aluden al canal de desintegración *muon + jet*. La

asimetría de carga del LHC predicha por la teoría del Modelo Estándar es de  $A_C^{SM}=1'23 \pm 0'05 \%$  [46, 52]. Otro estudio sobre la asimetría de carga que implica la reconstrucción de eventos  $t\bar{t}$  de alto momento transverso, nos proporciona una medida inclusiva<sup>28</sup> para la asimetría de carga de  $A_C=0'6\pm 1'0\%$  [52]. Comparando los resultados anteriores, podemos decir que, existe un total acuerdo entre los resultados obtenidos por la colaboración ATLAS y los predichos por la teoría del Modelo Estándar. Nuestros valores obtenidos de manera analítica están muy por encima de los resultados predicho por la teoría SM y de la colaboración ATLAS.

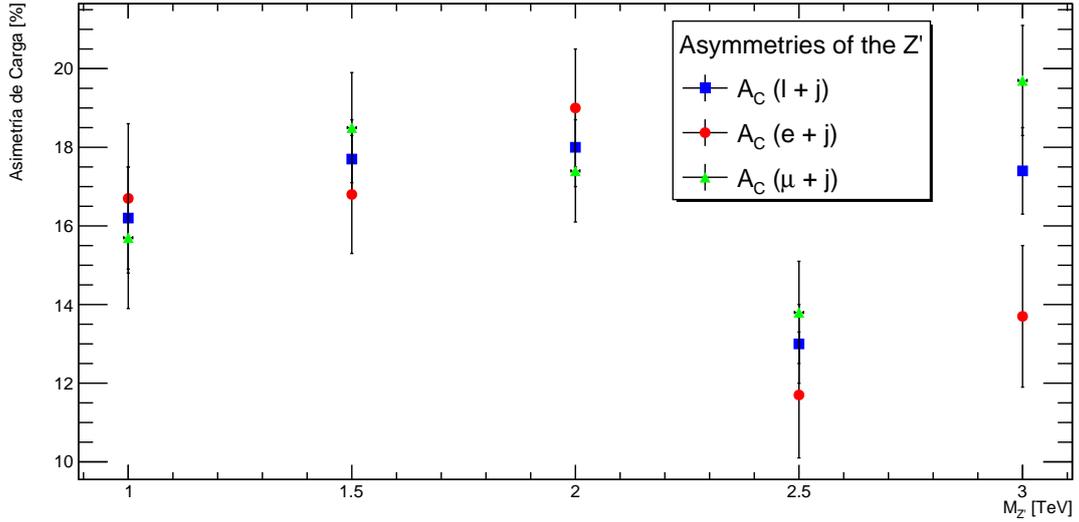


Figura 27: Asimetrías de carga para los 5 valores de masa del Bosón  $Z'$ .

Debemos de tener en cuenta que los resultados de la asimetría de carga corresponden a datos obtenidos por los productos de la desintegración de la resonancia a un conjunto de sucesos de señal y sucesos de fondo<sup>29</sup>. Si se hubiera tenido en cuenta un cálculo sobre la asimetría de carga para todos y cada uno de los procesos de señal y de fondo, habríamos obtenido un resultado totalmente compatible con el valor predicho por la teoría del Modelo Estándar y por el estudio de la asimetría de carga realizado por la colaboración ATLAS. Finalmente, podemos decir que los eventos producidos por la desintegración de la resonancia  $Z'$  nos proporciona unos valores del observable físico de asimetría de carga no nulos que nos puede ayudar a conocer las propiedades de las partículas implicadas en el proceso.

Otros estudios realizados por la colaboración ATLAS [53], predicen la existencia de la resonancia  $Z'$  en toda una región de valores, tanto de asimetría de carga como de asimetría FB, dominada por teorías BSM.

<sup>28</sup>Realizar una medida inclusiva significa que algunos parámetros (u observables) de interés que podrían hacerse presentes para realizar la medida, han sido despreciados.

<sup>29</sup>Los datos simulados MC corresponden a productos resultantes de la desintegración de resonancias a pares quark *top-antitop*, a dibosones, a un quark *top*, a pares quark *top-antitop* de tipo vectorial, a un bosón  $Z + jets$ , a un modo  $W + jets$  y a procesos multi-*jets* que corresponden a QCD perturbativa (Apéndice A).

## 7 Conclusión

En este trabajo hemos estudiado diferentes métodos para saber si, cabe la posibilidad de que exista la resonancia  $Z'$  predicha por las teorías BSM por medio del análisis de datos simulados Monte Carlo con el generador de eventos MadGraph para medir la reconstrucción de la masa de la resonancia  $Z'$ , producidos por los productos cinemáticos de la desintegración semileptónica de pares  $top-antitop$  de alto momento transverso. El espectro que describía la superposición de todas las distribuciones correspondiente a la reconstrucción de la masa invariante de la resonancia  $Z'$ , de la Figura 21, fue comparada con los resultados esperados realizados por la colaboración ATLAS. Nuestros resultados simulados MC han sido comparados con un conjunto de resultados obtenidos por la misma colaboración que, realizan investigaciones sobre la Búsqueda de nuevas partículas procedentes de modelos BSM. Los resultados fueron presentados en los siguientes histogramas: la desintegración semileptónica de pares  $top-antitop$  altamente energéticos que a su vez corresponden a la desintegración del bosón  $Z'$  representada en la Figura 22 [48], la desintegración de la resonancia  $Z'$  a dileptones electrónicos representada en la Figura 23 [50] y de productos resultantes de la desintegración de eventos  $t\bar{t}$  que responden al  $gluón$  de Kaluza-Klein representados en la Figura 24 [51].

Como en cualesquier análisis en física, se debe de realizar un estudio exhaustivo referente a resultados experimentales y resultados predichos por los modelos teóricos. Por ello se lleva a cabo un estudio de los gráficos de exclusión de ATLAS [48], el estudio de estos gráficos nos proporciona la existencia o la exclusión de procesos físicos experimentales bajo un cierto grado de certeza. En nuestro caso, hemos procedido a estudiar los intervalos de exclusión para la masa de las partículas  $Z'$  o  $g_{KK}$ , con la ayuda de gráficos que representan la sección eficaz de producción de pares  $top-antitop$  ( $t\bar{t}$ ) en función de la masa de las susodichas resonancias. La masa del bosón  $Z'$  *leptophobic* estará excluido al 95 % de nivel de confianza para todo valor de la masa que esté dentro del intervalo de  $0'5 \text{ TeV} < m_{Z'} < 1'8 \text{ TeV}$  (resultados observados) y para todo valor de la masa que este en el intervalo de  $0'5 \text{ TeV} < m_{Z'} < 1'9 \text{ TeV}$  (resultados esperados). Lo mismo pasaría con el  $gluón$  de Kaluza-Klein, la masa de la partícula estaría excluida al 95% de nivel de confianza para todo valor de masa que esté fuera de los intervalos de  $0'5 \text{ TeV} < m_{Z'} < 2'1 \text{ TeV}$  (resultados observados) y de  $0'5 \text{ TeV} < m_{Z'} < 2'0 \text{ TeV}$  (resultados esperados). El estudio de observables físicos ha sido llevado a cabo para saber reconocer cual de entre los modelos teóricos es el que mejor se ajusta a nuestros resultados. En nuestro caso, hemos realizado el estudio de la variable discriminatoria de asimetría de carga. Los resultados de la asimetría de carga sustraídos de los datos simulados MC son mucho más elevados que el valor predicho por la teoría del Modelo Estándar de  $A_C^{SM} = 1'23 \pm 0'05\%$  [46, 52] y del valor que nos proporciona el estudio sobre la reconstrucción de la masa invariante de eventos  $t\bar{t}$  de  $A_C = 0'6 \pm 1'0 \%$  (medida inclusiva) realizada por la colaboración ATLAS [52].

# Apéndice

## A Criterios para la Selección y Simulación de eventos MC

Todos los datos almacenados en las Ntuplas de la estructura de datos a nivel árbol corresponden a sucesos  $t\bar{t}$  simulados mediante el método de Monte Carlo utilizando el generador de eventos MadGraph. Los datos generados simulan la producción de eventos  $t\bar{t}$  originadas por las múltiples interacciones entre productos de las colisiones partónicas en el seno del LHC. Aún y después de todo, debemos de tener en cuenta que, para realizar la simulación MC es necesario de una gran variedad de productos resultantes de la desintegración de la resonancia  $Z'$ . Tanto para sucesos de señal como para sucesos de fondo, los principales procesos de desintegración de la resonancia son: a pares quark *top-antitop*, a dibosones ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ), a un quark *top*, a pares quark *top-antitop* de tipo vectorial, a un bosón  $Z + jets$ , a un modo  $W + jets$  y a sucesos multi-*jets* que corresponden a QCD perturbativa. Los datos han sido creados para unas condiciones de trabajo a energía definida en el sistema centro de masas  $\sqrt{s}$  de 8 TeV que corresponde a una luminosidad integrada de  $20 \text{ fb}^{-1}$  [48, 54]. Con ello deseamos buscar nuevas partículas que responden a los productos resultantes de las desintegraciones de pares *top-antitop* de alta energía. Los productos resultantes de la desintegración del par *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) de alta energía se detecta por medio del experimento ATLAS, pudiendo obtener la suficiente información para reproducir una reconstrucción de la masa invariante de la resonancia  $Z'$ . Tras la creación de sucesos  $t\bar{t}$  con el simulador de Monte Carlo debemos de aplicar un criterio de selección de eventos con la ayuda de un sistema *trigger* que de manera eficiente, limita el almacenamiento de los datos. Los eventos de interés que son almacenados en la estructura a nivel árbol, serán los que responden a los canales de desintegración: electrónico + jets y muónico + jets. Seleccionaremos sucesos que tengan vértices primarios con más de 4 trazas leptónicas salientes y que respondan a un alto momento transversal,  $p_T > 400 \text{ MeV}$ . Se realizan cortes en los valores de energía perdida de  $E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$  para el canal de desintegración  $\mu + jets$ , o lo que es lo mismo, de  $E_T^{\text{miss}} + m_T > 60 \text{ GeV}$ . Se realiza una selección de sucesos *jets* con un valor de  $R$ <sup>30</sup> pequeño, donde al menos uno de los *jets* debe cumplir las siguientes condiciones:

- i.* Una separación entre cúmulos de señales tipo *jets* de  $\Delta R(l, j)$ <sup>31</sup>  $< 1.5$ .
- ii.* Unos valores de momento transversal del jet de  $p_T > 300 \text{ GeV}$ , un intervalo de pseudorapidez de  $|\eta| < 2.0$ , una masa del *jet* mayor de  $100 \text{ GeV}$  y una distancia ente fragmentos en el estado final  $\sqrt{d_{12}} > 40 \text{ GeV}$ . El leptón debe estar alejado del chorro de partículas  $\Delta R(j, j_{\text{set}}) > 1.5$  y se debe de proceder a realizar cortes en la diferencia de ángulo de separación definido en el plano transversal entre el leptón y el *jet* de  $\Delta\Phi(j, l) > 2.3$ .

Por último, se seleccionan eventos para un mínimo de 1 suceso *jet* de tipo b-tagging. Tras la selección y generación de sucesos con el simulador de eventos, se debe de calcular

---

<sup>30</sup>El Radio de la base de un cono generado por la reconstrucción de un chorro de partículas (*jet*)

<sup>31</sup>La distancia de separación entre dos reconstrucciones de *jets* (*cluster*).

la masa reconstruida de la resonancia  $t\bar{t}$ . Los parámetros esenciales a obtener es el de los momentos transversos procedentes del producto de las desintegraciones de nuestra resonancia  $Z'$ . Los valores esperados de los momentos transversos se obtienen del algoritmo de reconstrucción chi-cuadrado. El objetivo del algoritmo es el de ajustar los datos tras minimizar la función  $\chi^2$  con respecto de los parámetros de momentos transversos procedente del producto de la desintegración semileptónica de  $tops$  y  $antitops$ . Los términos donde aparece las correlaciones entre los momentos transversos corresponden a los valores estimados de más peso en la función. La función chi-cuadrado viene descrita en la ecuación (16), donde los valores de masa, de momento transverso y de desviaciones estándares vienen determinados por el programa de simulación de Monte Carlo.

$$\chi^2 = \left[ \frac{m_{jj} - m_W}{\sigma_W} \right]^2 + \left[ \frac{m_{jjb} - m_{jj} - m_{th-W}}{\sigma_{th-W}} \right]^2 + \left[ \frac{m_{j\nu} - m_{tl}}{\sigma_{tl}} \right]^2 + \left[ \frac{(p_{T,jjb} - p_{T,j\nu}) - (p_{T,th} - p_{T,tl})}{\sigma_{diffpT}} \right]^2. \quad (16)$$

Los eventos de fondo (*background*) son producidos por generadores de Monte Carlo y dirigido por datos reales procedentes del experimento ATLAS (*data-driven*). En la función chi-cuadrado puede aparecer términos de alto peso que corresponden a correlaciones entre los valores, lo que conllevan a anomalías en los espectros de resonancias. Las anomalías se traducen en la formación de largas colas y picos secundarios que, aparecen en las distribuciones de la masa invariante de la resonancia  $Z'$ . Dos fenómenos físicos provocan la existencia de largas colas a reducidos valores de masa, uno de los fenómenos físicos es provocado por la elevada producción de eventos  $t\bar{t}$  debido a la intensa radiación desprendida en la colisión entre los haces de partículas en colisión y el otro pertenece a un efecto de caída de la luminosidad partónica a altas energías  $\sqrt{s}$ . Ninguno de estos fenómenos físicos pueden verse reflejados en la función  $\chi^2$ . El último de los fenómenos físicos tiene efectos que son visibles en valores muy pequeños de la masa  $m_{t\bar{t}}^{reco}$ .

Para calcular el valor de asimetría de carga  $A_C$ , hemos tenido que sumar todos los sucesos de entrada al programa que nos generaban las distribuciones de masa de la resonancia  $Z'$ . Todas las Figuras 28, 29, 30, 31, 32 y 33; nos muestran los valores de entrada en función de la diferencia en rapidez correspondiente a los pares *top-antitop* ( $t\bar{t}$ ) altamente energéticos<sup>32</sup> que, corresponden a los diferentes valores de masa de la partícula bosónica  $Z'$ . El código nos sumaba el número total de entradas para  $\Delta Y_{tops} > 0$  y para  $\Delta Y_{tops} < 0$ , esto nos proporcionaba tanto el número de eventos  $N_+$  como  $N_-$ , respectivamente. El corte, o peso, aplicado a la rama (*branch*) fue de  $m_{t\bar{t}} > 500$  GeV.

---

<sup>32</sup>Si trabajamos con sucesos de alto momento transverso, podemos asociar los parámetros de rapidez y pseudorapidez como iguales.

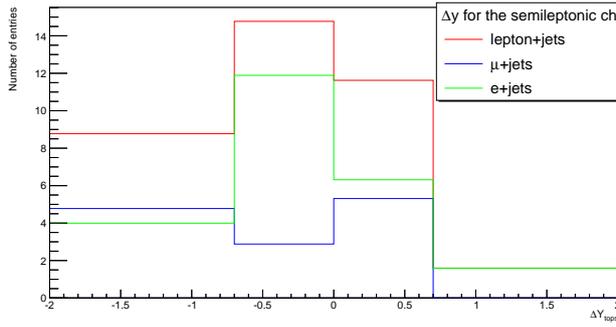


Figura 28: Histograma de rapidez, a 500 GeV.

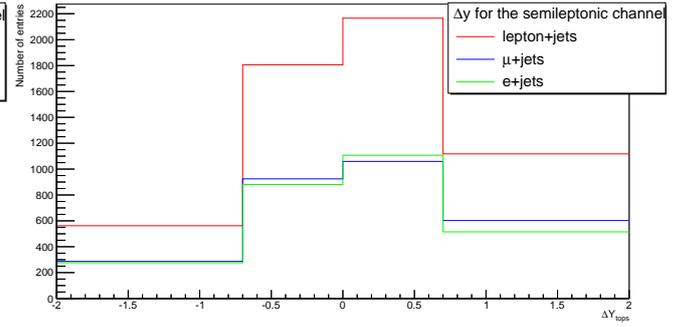


Figura 29: Histograma de rapidez, a 1 TeV.

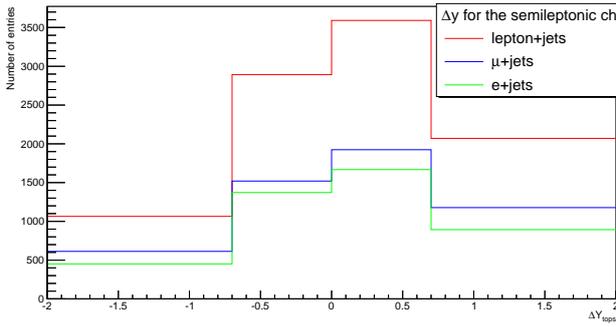


Figura 30: Histograma de rapidez, a 1/5 TeV.

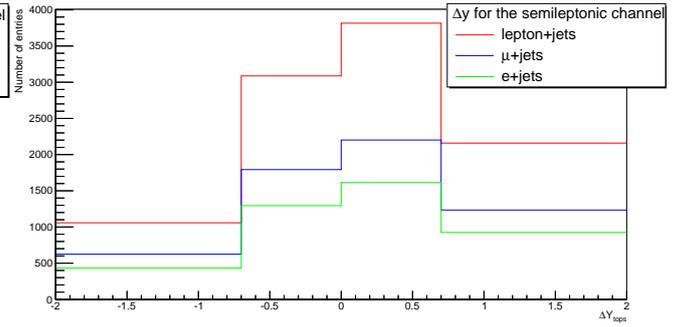


Figura 31: Histograma de rapidez, a 2 TeV.

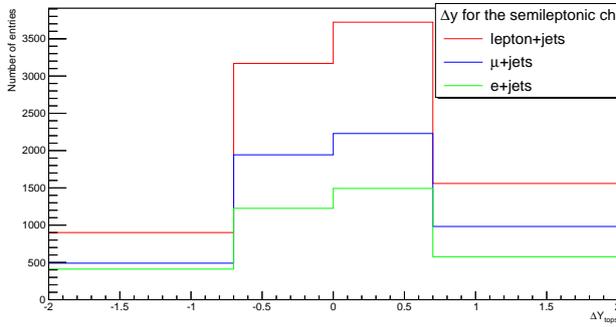


Figura 32: Histograma de rapidez, a 2/5 TeV.

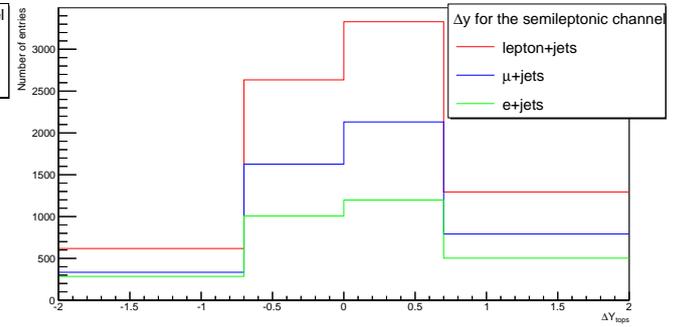


Figura 33: Histograma de rapidez, a 3 TeV.

## Bibliografía

- [1] Paul Langacker , The Standard Model and Beyond , *CRC Press Taylor & Francis Group* , pp. 453-468 / 475 / 508-526 , 2010.
- [2] Paul Langacker , The Physics of Heavy  $Z$  Gauge Bosons , *Journal of High Energy Physics* , arXiv : 0801.1345v3 , , pp. 1-3 , 30 de Noviembre del 2009.
- [3] ATLAS Collaboration: G. Aad et al. , The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider , *Institute of Physics publishing and sissa* , *JINST-3-S08003* , pp. 1-18 , 14 de Agosto del 2008.

- [4] The ATLAS Collaboration , Measurement of the Top Quark Pair Production Cross Section in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in Dilepton Final States with ATLAS , Journal of High Energy Physics , arXiv : 1108.3699v2 , pp. 1/7 , 2 de Diciembre del 2011.
- [5] The ATLAS Collaboration , A search for  $t\bar{t}$  resonances in lepton + jets events with highly boosted top quarks collected in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector , Journal of High Energy Physics , arXiv : 1207.2409v2 , pp. 19 , 21 de Septiembre del 2012.
- [6] PDG Collaboration , REVIEW OF PARTICLE PHYSICS\* Particle Data Group , Phys. Rev.D , Vol.86 , no.010001 , pp. 173/505-524 , 2014.
- [7] Johann H.Kühn and Germán Rodrigo , Charge asymmetries of top quarks at hadron colliders revisited , Journal of High Energy Physics , arXiv : 1109.6830v2 , pp. 8 , 28 de Diciembre del 2011.
- [8] Gordon Kane & Aaron Pierce , University of Michigan *USA* , Perspectives on *LHC PHYSICS* , World Scientific , pp. 1-50 , 2008.
- [9] CMS Collaboration , The CMS experiment at the CERN LHC , Institute of Physics publishing and sissa , *JINST-3-S08004* , pp. 3 / 26-33 , 14 de Agosto del 2008.
- [10] The ALICE Collaboration: K.Aamodt et al. , The ALICE experiment at the CERN LHC , Institute of Physics publishing and sissa , *JINST-3-S08002* , pp. 1-8 , 14 de Agosto del 2008.
- [11] The LHCb Detector at the LHC , The LHCb Collaboration , Institute of Physics publishing and sissa , *JINST-3-S08005* , pp. 1-3 , 14 de Agosto del 2008.
- [12] The TOTEM Collaboration: G.Anelli et al. , The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider , Institute of Physics publishing and sissa , *JINST-3-S08007* , pp. 1-4 , 14 de Agosto del 2008.
- [13] The LHCf Collaboration: O. Adriani et al. , The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider , Institute of Physics publishing and sissa , *JINST-3-S08006* , pp. 1-5 , 14 de Agosto del 2008.
- [14] S. Albachi et al. , Observation of the Top Quark , Journal of High Energy Physics , arXiv:9503003v1 , pp. 1-3 , 3 de Marzo del 1995.
- [15] F.Abe et al. , Observation of Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions , Journal of High Energy Physics , arXiv:9503002v2 , pp. 1 , 3 de Marzo del 1995.
- [16] Werner Bernreuther , Top quark physics at the LHC , Journal of High Energy Physics , arXiv:0805.1333v1 , pp. 20-21 , 9 de Mayo del 2008.
- [17] Frank-Peter Schilling , top quark physics at the LHC: a review of the first two years , Journal of High Energy Physics , arXiv:1206.4484v2 , pp. 6 / 11-12 / 30 , 17 de Abril del 2013.

- [18] The Durham HepData Project , Online PDF plotting and calculation , ( “[http : //hepdata.cedar.ac.uk/pdf/pdf3.html](http://hepdata.cedar.ac.uk/pdf/pdf3.html)” ).
- [19] ATLAS Collaboration: G. Aad et al. , Determination of the Strange-Quark Density of the Proton from ATLAS Measurements of the  $W \rightarrow l\nu$  and  $Z \rightarrow ll$  Cross Sections , Physical Review Letters , pp. 1 , 5 de Julio del 2012.
- [20] A. Pich , Review of  $\alpha_s$  determinations , Proceedings of Science , pp. 1 / 12 , Octubre del 2012.
- [21] Cecilia E. Gerber & Costas Vellidis , Review of Physics Results from the Tevatron: Top Quark Physics , Journal of High Energy Physics , arXiv:1409.5038v2 , pp. 33 , 22 de Septiembre del 2014.
- [22] Combination of CDF and DØ results on the mass of the top quark using up to  $8'7 \text{ fb}^{-1}$  at the Tevatron , The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations , Journal of High Energy Physics , arXiv:1305.3929v2 , pp. 7 , 18 de Marzo del 2014.
- [23] The ATLAS-CDF-CMS and DØ Collaborations , First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass , Journal of High Energy Physics , arXiv:1403.4427v1 , pp. 9 , 4 de Diciembre del 2013.
- [24] Werner Bernreuther , Top quark physics at the LHC , Journal of High Energy Physics , arXiv:0805.1333v1 , pp. 1-5 , 9 de Mayo del 2008.
- [25] CMS Collaboration , Corrigendum to “Determination of the top-quark pole mass and strong coupling constant from the  $t\bar{t}$  production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ ” , Physics Letters B , Vol.738 , pp. 526-528 , 10 de Noviembre del 2014.
- [26] Fred Jegerlehner et al. , On the difference between the pole and the  $\bar{M}S$  masses of the top quark at the electroweak scale , Journal of High Energy Physics , arXiv:1212.4319v2 , pp.1/8-9 , 5 de Abril del 2013.
- [27] The ATLAS Collaboration , Determination of the top-quark pole mass using  $t\bar{t} + 1\text{-jet}$  events collected with the ATLAS experiment in 7 TeV  $pp$  collisions , ArXiv preprints - CERN Notes , pp.1/16 , 29 de Septiembre del 2014.
- [28] Christopher T. Hill et al. , Topcolor Assisted Technicolor , Institute of Physics publishing and sissa , arXiv:9411426v2 , pp. 1-3 , 2 de Diciembre del 1994.
- [29] F. Del Aguila et al. , The Physics of  $Z'$  bosons , Journal of High Energy Physics , arXiv:9404323v1 , pp. 1/15 , 22 de Abril del 1994.
- [30] Alex Pomarol , Gauge bosons in a five-dimensional theory with localized gravity , Journal of High Energy Physics , arXiv:9911294v1 , pp. 1/6-8 , 10 de Noviembre del 1999.
- [31] Ben Lillie et al. , The Bulk RS KK-gluon at the LHC , Journal of High Energy Physics , arXiv:0701166v1 , pp. 1/15-17 , 19 de Enero del 2007.

- [32] Paul H. Frampton et al. , Axigluon as Possible Explanation for  $pp \rightarrow t\bar{t}$  Forward-Backward Asymmetry , arXiv:0911.2955v2 , pp. 1-3 , 11 de Enero del 2010.
- [33] Elizabeth Druekea et al. , Single Top Production as a Probe of Heavy Resonances , arXiv: : 1409.7607v2 , pp. 1/8-9 , 4 de Marzo del 2015.
- [34] Paul Langacker et al. , The Physics of Heavy  $Z'$  Gauge Bosons , Journal of High Energy Physics , arXiv:0801.1345v3 , pp. 1-2/27-28 , 30 de Noviembre del 2009.
- [35] Vernon Barger et al. , Six-Lepton  $Z'$  Resonance at the Large Hadron Collider , Journal of High Energy Physics , arXiv:0909.2641v2 , pp. 1 , 16 de Diciembre del 2009.
- [36] Thomas G. Rizzo ,  $Z'$  Phenomenology and the LHC , Journal of High Energy Physics , arXiv:0610104v1 , pp. 1-2 , 9 de Octubre del 2006.
- [37] R.Contino ,  $Z'$ - $Z_{KK}$ - $Z^*$  and all that: current bounds and theoretical prejudices on heavy neutral vector bosons , Journal of High Energy Physics , arXiv:0804.3195 , pp. 1 , 20 de Abril del 2008.
- [38] Thomas G.Rizzo ,  $Z'$  Bosons and Kaluza-Klein Excitations at Muon Colliders , Journal of High Energy Physics , arXiv:0001140v1 , pp. 1-3 , 14 de Enero del 2000.
- [39] Junhai Kang et al. ,  $Z'$  Discovery Limits For Supersymmetric  $E_6$  Models , Journal of High Energy Physics , arXiv:0412190v1 , pp. 1-3 , 14 de Diciembre del 2004.
- [40] Daniel Feldman et al. , The Stueckelberg  $Z'$  Extension with Kinetic Mixing and Milli-Charged Dark Matter From the Hidden Sector , Journal of High Energy Physics , arXiv:0702123v2 , pp. 1 , 1 de Junio del 2007.
- [41] Germán Rodrigo , Axigluon signatures at hadron colliders , Proceedings of science *POS* , pp. 3-5 , Octubre del 2007.
- [42] Paola Ferrario and Germán Rodrigo , Heavy colored resonances in  $t\bar{t} + jet$  at the LHC , Journal of High Energy Physics , arXiv:0912.0687v1 , pp. 1-3 , 3 de Diciembre del 2009.
- [43] Paola Ferrario and Germán Rodrigo , Charge asymmetry of top quarks , Proceeding of science *POS* , pp. 1-4 , 19-23 de Abril del 2010.
- [44] Johann H. Kuhn and German Rodrigo , Charge asymmetries of top quarks at hadron colliders revisited , Journal of High Energy Physics , arXiv:1109.6830 , pp. 10-13 , 30 de Septiembre del 2011.
- [45] The ATLAS and CMS Collaborations , Combination of ATLAS and CMS  $t\bar{t}$  charge asymmetry measurements using LHC proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV , Journal of High Energy Physics , pp. 1 , 22 de Marzo del 2014.
- [46] Werner Bernreuther et al. , Top quark and leptonic charge asymmetries for the Tevatron and LHC , Journal of High Energy Physics , arXiv:1205.6580v2 , pp. 11 , 3 de Septiembre del 2012.

- [47] ROOT, Data Analysis Framework , “[https : //root.cern.ch](https://root.cern.ch)” .
- [48] The ATLAS Collaboration , A search for  $t\bar{t}$  resonances in lepton plus jets events with ATLAS using  $14 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  , Journal of High Energy Physics , pp. 5-8/16-17 , 13 de Mayo del 2013.
- [49] ATLAS Collaboration , A search for  $t\bar{t}$  resonances using lepton plus jets events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector , Articles & Preprints , pp. 8-10 , 17 de Marzo del 2015.
- [50] ATLAS Collaboration , Search for high-mass dilepton resonances in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector , Journal of High Energy Physics , arXiv:1405.4123v2 , pp. 9-12 , 29 de Julio del 2014.
- [51] ATLAS Collaboration , A search for  $t\bar{t}$  resonances using lepton plus jets events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector , Journal of High Energy Physics , pp. 10-11 , 17 de Marzo del 2015.
- [52] ATLAS Collaboration , Measurement of the top quark pair production charge asymmetry in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  using the ATLAS detector , Journal of High Energy Physics , ATLAS-CONF-2013-078 , pp 1/8 , 18 de Julio del 2013.
- [53] ATLAS Collaboration , Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  using the ATLAS detector , Journal of High Energy Physics , arXiv:1203.4211v2 , pp. 13-14 , 28 de Junio del 2012.
- [54] Victoria Sanchez Martinez , ATLAS  $t\bar{t}$  Resonance Searches , Nuclear Physics B , pp. 1-2 , 14 de Octubre del 2014.