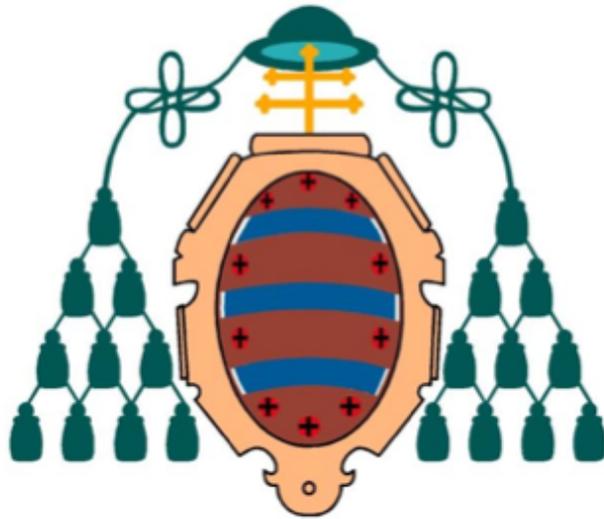


MEMORIA DEL PROYECTO FIN DE GRADO



UNIVERSIDAD DE OVIEDO

**Estudio de procesos de fondo en la búsqueda de
partículas supersimétricas en el experimento CMS del
acelerador LHC (CERN)**

Autor:

DAVID NORIEGA PÉREZ

Tutor:

FRANCISCO JAVIER CUEVAS MAESTRO

Julio 2013

Índice general

1. Introducción	3
2. El LHC	5
2.1. Luminosidad en el LHC	5
2.1.1. Características del haz	6
2.1.2. Luminosidad y energía de centro de masas utilizadas en este trabajo	8
2.2. Los experimentos del LHC	8
2.2.1. ATLAS	9
2.2.2. ALICE	9
2.2.3. LHCb	10
2.3. El experimento CMS	10
2.3.1. Solenoide	11
2.3.2. Detector de trazas	12
2.3.3. Calorímetro electromagnético	14
2.3.4. Calorímetro hadrónico	15
2.3.5. Detectores de muones	15
2.4. Trigger	18
2.5. El Grid	19
2.6. Simulaciones de Monte Carlo	20
3. Reconstrucción de observables físicos en CMS	22
3.1. Muones	22
3.2. Electrones	24
3.3. Jets	25
3.4. Energía transversa perdida E_T^{miss}	26
3.5. Etiquetado de quarks b	27

4. Procesos del Modelo Estándar considerados como fondo en la búsqueda de partículas supersimétricas	31
4.1. $t\bar{t}$	32
4.1.1. Mecanismos de producción	34
4.1.2. Canales de desintegración del quark top	34
4.1.3. Importancia en la búsqueda de partículas supersimétricas	36
4.2. t individual	41
4.3. W^+W^-	41
4.4. $W + Jets$	42
4.5. <i>Drell – Yan</i>	43
4.6. $WZ, ZZ, W + \gamma, Z + \gamma$	45
4.7. <i>Bosón de Higgs</i>	45
4.8. Pile-up y pesado de las simulaciones MC	48
5. Errores sistemáticos	50
5.1. Eficiencias del trigger	50
5.2. Eficiencias en la identificación de leptones	51
5.3. Escala de la energía de los leptones	52
5.4. Escala en energía y resolución de los jets	52
5.5. Etiquetado de jets b	52
5.6. Pile-up	52
5.7. Simulación MC	52
5.8. Luminosidad	53
6. Resultados y conclusiones	54
6.1. Cálculo de la sección eficaz de producción de pares W^+W^-	55
6.2. Cálculo de la sección eficaz de producción de pares $t\bar{t}$	62
6.2.1. TCHE <i>tagging</i>	70
6.2.2. CSV <i>tagging</i>	71
7. Conclusiones	76

Capítulo 1

Introducción

Toda la materia del universo [1] parece estar compuesta por unos pocos constituyentes elementales. Estos constituyentes se conocen como partículas elementales y se pueden agrupar en dos: bosones y fermiones. Los bosones son partículas cuyo espín es un múltiplo entero de \hbar , mientras que el de los fermiones es un múltiplo semientero de \hbar . Las partículas interactúan entre sí de cuatro formas diferentes por lo que distinguimos cuatro fuerzas fundamentales: la electromagnética, la interacción nuclear débil, la interacción nuclear fuerte y la gravitatoria. Estas interacciones pueden ser descritas a partir de campos cuánticos basadas en simetrías gauge en lo que conocemos como Modelo Estándar.

En este modelo las partículas adquieren masa a través del mecanismo de Higgs. Dicho mecanismo, regulado por el bosón de Higgs, proporciona la masa a los bosones y fermiones. Los fotones y neutrinos no tienen masa aunque la teoría se puede extender de forma que los neutrinos adquieran masa tal y como se ha demostrado recientemente [2].

Uno de los principales problemas del Modelo Estándar es explicar por qué la interacción débil es 10^{32} veces más intensa que la gravedad (el problema de *jerarquía*), lo cual hace casi imposible la unificación de fuerzas. Otro de los problemas es explicar el origen de los seis diferentes sabores de los fermiones así como la violación de la simetría CP¹ observada en ciertas desintegraciones radiactivas en las que interviene la interacción débil. El Modelo Estándar tampoco explica las oscilaciones de los neutrinos[2], la asimetría materia-antimateria ni la naturaleza de la materia y energía oscuras.

En este contexto una de las posibles extensiones del Modelo Estándar que soluciona los problemas no resueltos por el mismo es la supersimetría. En dicha extensión se introduce una serie de nuevas partículas, las compañeras supersimétricas de los fermiones y bosones que conocemos. Predice la unificación de fuerzas para energías del orden de 10^{16} GeV, proporciona un firme candidato a componente de la materia oscura (la partícula supersimétrica más

¹La simetría CP consiste en que las leyes físicas no se alteran tras la inversión de la carga (simetría C) ni tras inversiones especulares (simetría P).

ligera o LSP), es necesaria para explicar la gravedad cuántica en el contexto de la teoría de cuerdas y cancela la convergencia cuadrática de la masa del bosón de Higgs en las correcciones radiactivas (*Higgs Fine-Tuning Problem* [3], [4])

El compañero supersimétrico del quark top, el bosón stop, es el candidato favorito dentro de los modelos supersimétricos capaz de solucionar el problema de jerarquía del Modelo Estándar [5]-[8], ya que el stop es necesario para cancelar los loops en los diagramas en los que interviene el quark top que contribuyen a la divergencia cuadrática teórica de la masa del bosón de Higgs.

Este problema ha conseguido una especial atención con el descubrimiento de una partícula de masa $\approx 125 \text{ GeV}/c^2$ compatible con el bosón de Higgs ya que supone la posibilidad de que el stop sea una partícula relativamente ligera (la más ligera de las supersimétricas), del orden de varios cientos de GeV, lo que motiva especialmente su búsqueda. En este trabajo fin de grado se ha realizado un estudio de los fondos a tener en cuenta en la búsqueda de partículas supersimétricas, en concreto del squark top, a partir de datos obtenidos por el experimento CMS del acelerador LHC. Para realizar dicho estudio el primer paso ha sido entender cómo funciona el acelerador de partículas LHC así como su detector CMS, distinguiendo sus diferentes componentes y analizando cómo recoge la información de las colisiones protón-protón. Por ello en el primer capítulo se ha descrito el LHC: las características de las colisiones así como todo el proceso de toma de datos llevado a cabo por CMS. En el siguiente capítulo analizaremos cómo CMS identifica las diferentes partículas frutos de la colisión a partir de la información recogida por sus detectores.

En el capítulo cuatro estudiaremos cuáles son los procesos del Modelo Estándar que tenemos que considerar como fondo en nuestra búsqueda de partículas supersimétricas. Describiremos en detalle la producción de $t\bar{t}$, tratándose del principal fondo a considerar. En el siguiente capítulo describiremos los errores sistemáticos que hay que tener en cuenta cuando medimos variables físicas con CMS. En el capítulo seis mostraremos los resultados obtenidos en la medida de la sección eficaz de dos de los principales fondos a considerar en la búsqueda de SUSY: W^+W^- y $t\bar{t}$. Por último expondremos las conclusiones derivadas de los resultados y su utilidad en la búsqueda de nueva física.

Capítulo 2

El LHC

El Gran Colisionador de Hadrones o LHC (Large Hadron Collider) [9] consiste en dos anillos superconductores capaces de acelerar y colisionar haces de partículas. Está instalado en el túnel situado entre 50 y 150 m de profundidad de 26.7 km de circunferencia dejado por el anterior colisionador LEP (Large Electron-Positron collider). Es el mayor acelerador de partículas del mundo y está concebido para provocar la colisión de haces de protones con una energía de centro de masas $\sqrt{s} = 14$ TeV. Construido por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN), está situado en la frontera franco-suiza cerca de Ginebra, Suiza. El principal objetivo del LHC es el descubrimiento del bosón de Higgs así como el estudio de procesos de nueva física de energía en el centro de masas a partir de 14 TeV.

Los haces son acelerados mediante cámaras de radiofrecuencia. Para focalizar los haces, corrigiendo efectos tales como el causado por la gravedad, el LHC dispone de multipolos (cuadropolos, hexapolos, octopolos, etc...) que permiten controlar la forma del haz.

Un evento es un proceso en el que dos o más partículas interaccionan. Dependiendo de las partículas y de las interacciones que caractericen el evento se producirán y/o destruirán más partículas. El número de eventos por segundo generados en el LHC viene dado por:

$$N_{eventos} = L \cdot \sigma_{evento} \quad (2.1)$$

donde σ_{evento} es la sección eficaz relativa al evento que estemos estudiando y L la **luminosidad instantánea** con la que el LHC esté funcionando.

2.1. Luminosidad en el LHC

La luminosidad instantánea mide la cantidad de interacciones por unidad de superficie y por unidad de tiempo en la zona de colisión. Se mide en unidades de inversos de área y tiempo. Al integrarla un intervalo de tiempo concreto obtenemos la **luminosidad integrada**. Su importancia radica en que algunos de los procesos que se pretenden

detectar tienen una sección eficaz de producción extremadamente pequeña siendo su tasa de producción muy baja, por lo que aumentando la luminosidad aumentaremos la probabilidad de detectarlos.

Cada uno de los dos haces que chocan en el LHC contiene unos 2808 paquetes de $1,15 \cdot 10^{11}$ protones. Los paquetes están equiespaciados en intervalos de 25 ns y viajan a 299,792,455 m/s (0.999999991 veces la velocidad de la luz). La luminosidad depende solamente de los parámetros que caracterizan cada haz y puede expresarse así:

$$L = \frac{N_b^2 \cdot n_b \cdot f_{rev} \cdot \gamma_r}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_n \cdot \beta^*} \cdot F \quad (2.2)$$

donde N_b es el número de partículas por cada paquete que compone el haz, n_b el número de paquetes por haz, f_{rev} la frecuencia con la que circulan los paquetes, γ_r el factor relativista de Lorentz, ε_n la emitancia normalizada transversa, β^* la función beta en el punto de colisión y F el factor reductor geométrica. A continuación se explica con detalle cada uno de estos parámetros.

2.1.1. Características del haz

La emitancia transversa nos da una idea de cuánto de confinadas están las partículas que componen un haz y se define así:

$$\varepsilon_z = \sqrt{\langle z^2 \rangle \langle z'^2 \rangle - \langle z z' \rangle^2} \quad ; \quad z = x, y \quad (2.3)$$

Siendo $z = x, y$ y $z' = x', y'$ las coordenadas canónicas transversas en el espacio de fases. Un valor de emitancia transversa pequeño quiere decir que las partículas están muy confinadas y tienen valores muy próximos de momento lineal. De esta forma, haces con emitancia transversa baja harán que la luminosidad sea alta ya que al estar las partículas más confinadas habrá mayor número de colisiones.

Depende únicamente de las condiciones iniciales con las que se haya constituido el haz, por lo que es constante mientras el LHC esté funcionando. La emitancia normalizada transversa se define como $\varepsilon_n = \varepsilon_z \cdot \gamma$. En el LHC la emitancia normalizada transversa es de $\varepsilon_n = 3,75 \mu\text{ m}$.

Las partículas que componen un haz oscilan en el plano transversal, tanto vertical como horizontalmente. Estas oscilaciones dependen en gran parte de la acción focalizadora de los cuadrupolos, la cual varía a lo largo de la acelerador. Por lo tanto el cambio de fase de estas oscilaciones varía en función del tiempo¹.

La función de amplitud β se relaciona con este cambio de fase y se puede definir como la distancia en el eje longitudinal entre el punto donde el haz está más confinado (donde se producirá la colisión) y el punto en el que la sección del haz es dos veces la propia del punto donde el haz está más confinado. Para un instante determinado s en el que $\beta(s)$ tiene un valor concreto β^* podemos expresar dicho valor a partir de la emitancia transversal ε_z y el tamaño de la sección transversal del paquete de protones en el punto donde tiene lugar la colisión, que expresaremos

¹Se puede describir de forma aproximada dicho movimiento a partir de la ecuación de Hills: $d^2x/ds^2 + K(s) \cdot x = 0$ siendo $K(s)$ la fuerza restauradora que caracteriza la oscilación.

como σ^* :

$$\beta^* = \frac{\pi \cdot (\sigma^*)^2}{\varepsilon_z} \quad (2.4)$$

F es el factor reductor geométrico debido al ángulo con el que los haces se cruzan en el punto en el que se produce la colisión

$$F = 1/\sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \cdot \sigma_z}{2 \cdot \sigma^*}\right)^2} \quad (2.5)$$

donde θ_c es el ángulo con el que los haces se cruzan en el punto de interacción, σ_z la longitud del paquete en el eje en el que circulan los protones (el eje z) y σ^* es la sección transversal del haz en el punto en el que se produce la colisión. El estudio de nueva física en el LHC requerirá por lo tanto haces de altas energías e intensidades. Por ello se busca aumentar la frecuencia de colisión y la focalización del haz.

Cada uno de los experimentos del LHC utiliza una luminosidad diferente. Dos de ellos trabajan con valores altos de luminosidad: ATLAS y CMS. Los valores de luminosidad integrada del año pasado para los cuatro experimentos más grandes del LHC se muestran en la figura 2.1.

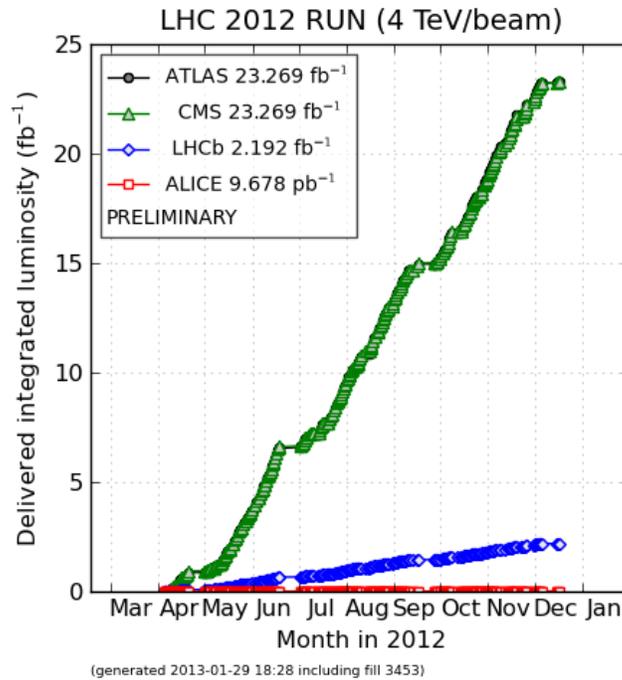


Figura 2.1: Luminosidad integrada para los cuatro experimentos más grandes del LHC durante el año 2012

El hecho de utilizar una luminosidad tan elevada excluye la posibilidad de utilizar un solo anillo magnético y vacío capaz de hacer colisionar protones con antiprotones, por la dificultad que supone reunir tal cantidad de anti-materia. Esto se hacía en el Tevatron de Chicago. El LHC necesita dos haces de protones que circulen en direcciones opuestas por lo que está constituido por dos tubos vacíos con magnetización opuesta, los cuales se intersectan en los detectores. Los haces se juntan a lo largo de 130 m en las zonas de interacción situadas en los detectores.

2.1.2. Luminosidad y energía de centro de masas utilizadas en este trabajo

Desde que el LHC empezó a funcionar, se plantearon distintas etapas con distintas luminosidades para la producción de colisiones. Los componentes del LHC hacen que la energía nominal de centro de masas de las partículas que el LHC puede acelerar sea de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Sin embargo, para optimizar y comprender su funcionamiento [10], estos componentes no están funcionando al 100 % de su capacidad, sino que esta va aumentando progresivamente. De esta forma de los 900 GeV y 40 pb^{-1} iniciales se pasó a 7 TeV y 5 fb^{-1} en 2011. Los datos que he utilizado para este trabajo están producidos en 2012 a una luminosidad integrada de 19.5 fb^{-1} y una energía de centro de masas de 8 TeV.

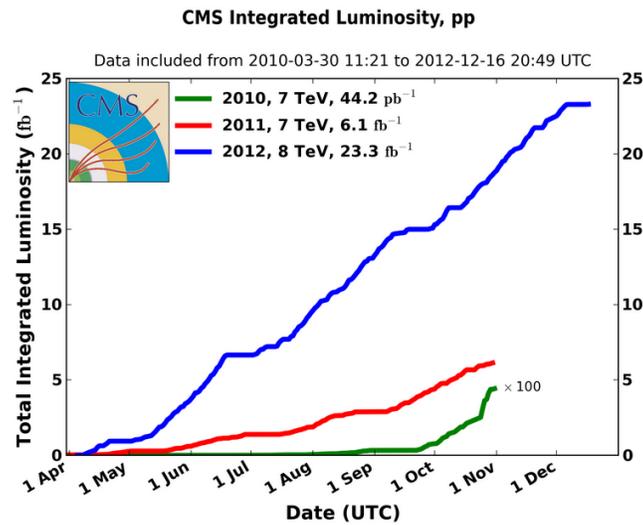


Figura 2.2: Luminosidad integrada durante los tres años de colisiones en el LHC en función del periodo de producción

2.2. Los experimentos del LHC

El LHC colisiona los haces en diferentes puntos. Las colisiones pp (protón-protón) se producen en cuatro puntos donde están situados los principales experimentos: CMS, ATLAS, LHCb y ALICE. Existen también otros tres experimentos secundarios: TOTEM, MoEDAL y LHCf situados en CMS, LHCb y a 140m de ATLAS respectivamente. En la figura 2.3 se muestran dichos puntos de colisión así como los detectores correspondientes.

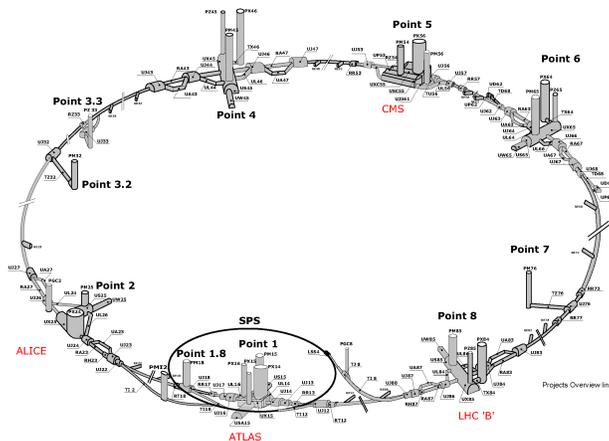


Figura 2.3: Esquema de los puntos de colisión en el LHC [11]

Siete experimentos [12] en el LHC utilizan cada uno de los siete detectores para analizar la infinidad de partículas producidas a partir de las colisiones que tienen lugar en el acelerador. Estos experimentos son dirigidos por colaboraciones entre científicos e instituciones de todo el mundo. Cada experimento es diferente y está caracterizado por sus detectores.

Los experimentos más grandes son ATLAS y CMS. Utilizan detectores polivalentes, capaces de distinguir partículas conocidas y posiblemente partículas que aún no han sido descubiertas. La intención de diseñar dos detectores independientes pero con los mismos propósitos es vital para confirmar cualquier descubrimiento.

2.2.1. ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) estudia campos de la física muy variados, desde la búsqueda del bosón de Higgs hasta las dimensiones extra del espacio tiempo pasando por las partículas que podrían formar la materia oscura. Está situado en el punto 1. Se trata del detector más grande del LHC con 46 m de largo y 25 m de diámetro.

2.2.2. ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) es un detector de iones pesados que está diseñado para estudiar la física del plasma quark-gluón. El detector pesa 10.000 toneladas y tiene 26 m de longitud, 16 m de alto y 16 m de ancho. El detector está en el punto 2 a 100 m bajo tierra cerca del pueblo francés St Genis-Pouilly, recibiendo haces provenientes del LHC.

2.2.3. LHCb

El detector utilizado en este experimento pesa unas 5.600 toneladas, con unos 21 metros de longitud, 10 m de alto y 13 m de ancho. Está situado en el punto 8 cerca del pueblo francés Ferney-Voltaire.

Los datos que he utilizado para este trabajo han sido obtenidos por el detector CMS. Por ello, en la siguiente sección, explicaré con más detalle en qué consiste este experimento.

2.3. El experimento CMS

El Compact Muon Solenoid (Solenoides de Muones Compacto) [12],[13] es un detector del LHC de todo tipo de partículas fruto de la colisión de dos protones. Su objetivo es estudiar campos de la física muy variados, desde la búsqueda del bosón de Higgs hasta las dimensiones extra del espacio tiempo pasando por las partículas que podrían formar la materia oscura.

Los haces de partículas del LHC colisionan en el centro del detector emergiendo las partículas producidas en todas las direcciones.

En la figura 2.4 se muestra una vista general del detector. Tiene una altura de 21.6 m, un diámetro de 14.6 m y un peso de 12,500 toneladas. Es capaz de reconstruir de forma eficaz las trayectorias de los muones, midiendo su momento con una muy buena resolución para un amplio rango de valores posibles.

Para definir el sistema de coordenadas que vamos a utilizar como referencia, primero tenemos que hacer la distinción entre el punto de colisión nominal y real.

El punto de colisión nominal es la región del espacio en la que, dado el diseño del experimento, se espera que las partículas colisionen. El punto de colisión real o simplemente punto de colisión es la región del espacio en el que las partículas colisionan realmente. De esta manera el sistema de coordenadas que vamos a utilizar como referencia tiene como origen el punto de colisión nominal.

El eje Y sigue la dirección vertical hacia arriba, el eje X sigue la dirección radial y el eje Z sigue la dirección que describen los haces justo antes de colisionar, tal y como se ilustra en la figura 2.5.

De esta forma los ejes X e Y forman el plano transversal y el eje Z sigue la dirección longitudinal. El ángulo azimutal ϕ es el formado entre el eje X y la vertical. La coordenada radial en el plano transversal se denota como r . El ángulo polar θ es el formado entre el momento de la partícula y el eje Z. Definimos la pseudorapidez η como $\eta = -\ln [\tan(\theta/2)]$. El momento medido en el plano transverso p_T se calcula a partir de sus respectivas componentes X e Y. La energía transversa E_T se define como $E_T = E \sin\theta$

Una descripción detallada de cada uno de los elementos que componen el detector puede encontrarse en [14] . En las siguientes apartados presentaré un resumen de cada una de ellas.

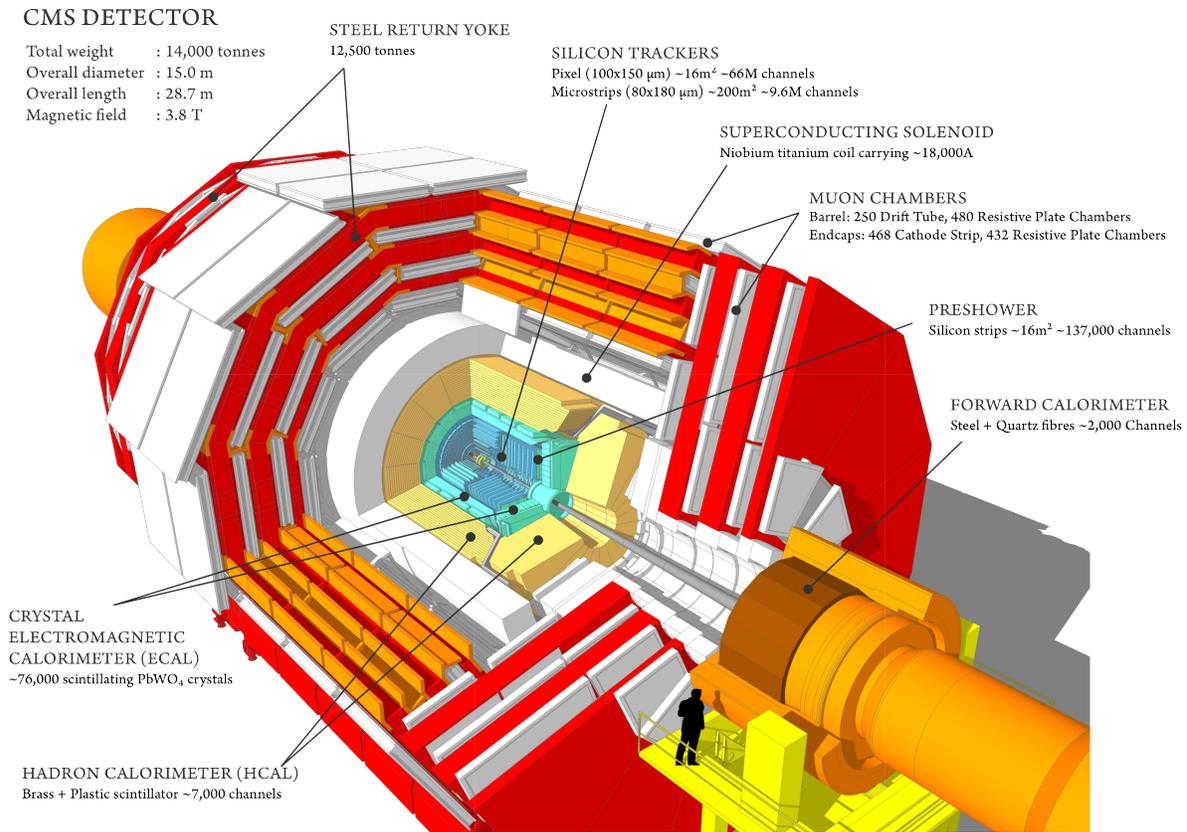


Figura 2.4: Vista de la sección del detector CMS. Los haces del LHC viajan en direcciones opuestas a lo largo del eje central del cilindro (eje Z) formado por CMS, colisionando en el medio del detector.

2.3.1. Solenoide

Consiste en una bobina superconductora compuesta por niobio y titanio, enfriada a 3 K. Con una corriente de 20,000 amperios, el solenoide superconductor es capaz de generar un campo magnético de 3.8 T. Proporciona la potencia necesaria para curvar la trayectoria de las partículas altamente energéticas producidas tras la colisión para poder así determinar su momento en el detector de trazas, ya que teniendo en cuenta la relación:

$$p = 0,3 \cdot Ze \cdot B \cdot R \quad (2.6)$$

a partir del radio de curvatura podemos detectar el momento de la partícula de carga Ze al atravesar el campo magnético B. La bobina tiene 13 m de longitud, con un diámetro interno de 6 m. Sus dimensiones lo convierten en el mayor electroimán superconductor jamás construido. El flujo magnético es reconducido por un núcleo de hierro de 10.000 toneladas situado en la capa más externa junto con los detectores de muones.

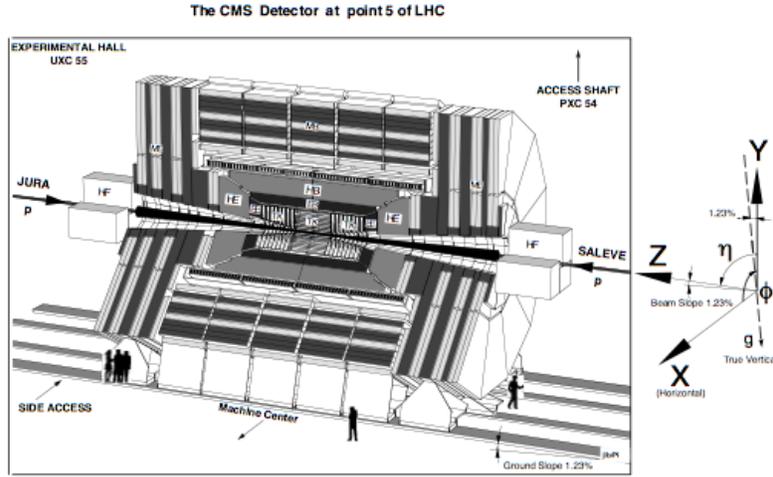


Figura 2.5: Vista general del detector CMS [15]

2.3.2. Detector de trazas

El detector de trazas o *tracker* proporciona una reconstrucción eficaz y precisa de las trayectorias de partículas cargadas producidas tras las colisiones de protones así como la reconstrucción de los vértices en los que estas colisiones se han producido.

Está formado por sensores compuestos de silicio cuyo área total es de 200 m^2 . Al atravesar el silicio (semiconductor) las partículas cargadas con energías mayores que la *band gap* dejarán su rastro en forma de la producción de un par electrón-agujero al transmitir esta energía a un electrón de la capa de valencia que pasa a la capa de conducción dejando su respectivo agujero.

El tracker tiene hasta 1440 sensores compuestos por cristales de silicio (*módulos*) con un total de 66 millones de canales de salida de información (píxeles) capaces proporcionar una descripción tridimensional de las trayectorias de las partículas cargadas con una precisión de hasta $15 \mu\text{m}$.

Consiste en dos detectores principales: un detector compuesto por píxeles de silicio de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ cada uno, con tres capas en forma de barril cubriendo la región de 4 a 15 cm de radio, y 49 cm a ambos lados del punto de colisión, y un detector compuesto por tiras de silicio con 10 capas que recubren el barril desde 25 a 110 cm en la dirección radial y 280 cm a cada lado del punto de colisión. Cada uno de los sistemas se completa con tapas de recubrimiento o *endcaps* que se componen de dos discos para el detector de píxeles y de doce para el detector de tiras, con lo se consigue que el tracker sea capaz de detectar partículas con un valor de pseudorapidez $|\eta| < 2.5$.

El detector de píxeles es el que se encuentra más próximo al lugar donde se produce la colisión, siendo esencial para la reconstrucción de vértices secundarios de partículas con vida media lo suficientemente larga como para poder ser distinguidas del vértice primario tales como los quarks *bottom* o *charm* [16].

El detector de tiras se compone de 15,148 *módulos simples*, que se dicen *simples* ya que detectan únicamente por una de sus caras, y constituyen 9.3 millones de canales de salida. Se divide en tres subsistemas: Barril Interior del Tracker y Discos Interiores del Tracker (BIT/DIT), Barril Exterior del Tracker (BET) y tapas del Tracker (CFT). El BIT/DIT se extiende un radio de 55 cm y está compuesto por cuatro capas en forma de barril y tres discos. Este subsistema está dentro del BET, cuyo radio son 116 cm y consiste en seis capas en forma de barril. En el eje longitudinal se extiende 118 cm.

Finalmente están las CFT compuestas por nueve discos equipados con hasta siete anillos de tiras de silicio radiales. Únicamente hay módulos de doble cara (*módulos dobles*) en el BET y los tres anillos exteriores de las CFT. Los módulos dobles se componen de dos módulos simples situados reverso contra reverso. En la figura 2.6 se muestra la geometría del tracker en el plano rz .

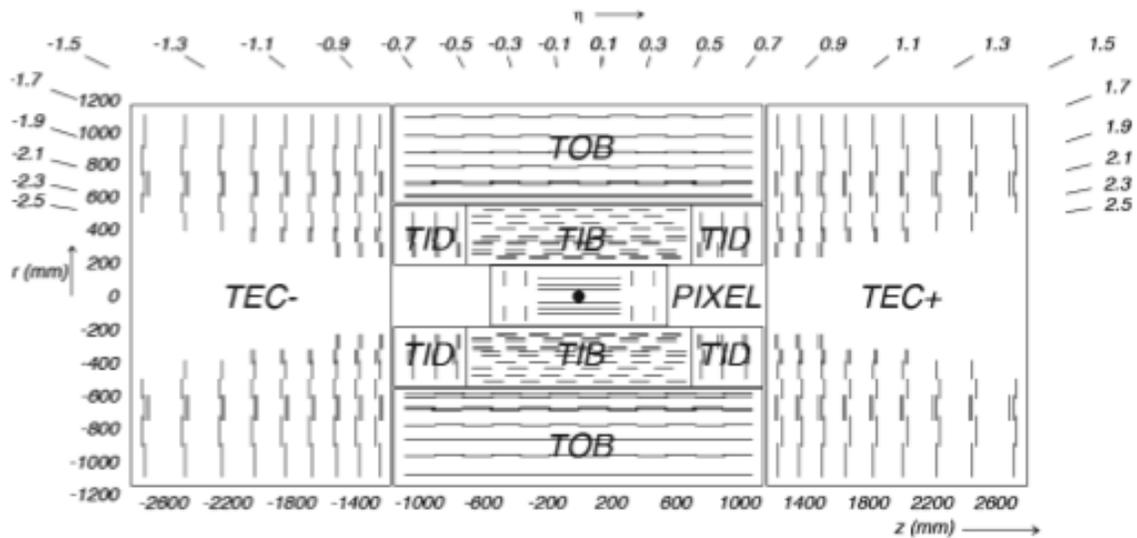


Figura 2.6: Vista de la geometría del tracker de CMS en el plano rz . Las líneas simples representan capas equipadas con módulos simples, de un único sensor. Las líneas dobles indican capas con módulos dobles con dos sensores dispuestos reverso contra reverso. [17]

Se realizan desde ocho hasta catorce medidas precisas de la interacción de una partícula carga con los detectores del tracker para $\eta < 2.4$. La resolución esperada para el detector de tiras es de 10-60 μm en el plano $r\phi$ y de 500 μm en el plano rz . El test llevado a cabo con rayos cósmicos en 2008 y 2009 permitió determinar la alineación y calibración adecuadas para que el detector de trazas funcionase correctamente [18].

2.3.3. Calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético [19],[20] (CALE) de CMS es un detector hermético y homogéneo capaz de detectar partículas en un rango de pseudorapidez de hasta $|\eta| < 3$. Se distinguen dos elementos principales: el barril ($|\eta| < 1.48$, $r_{interno} = 1238mm$, $r_{externo} = 1750mm$) y las tapas ($1.40 < |\eta| < 3.0$, $r_{interno} = 316mm$, $r_{externo} = 1711mm$, figura 2.7)

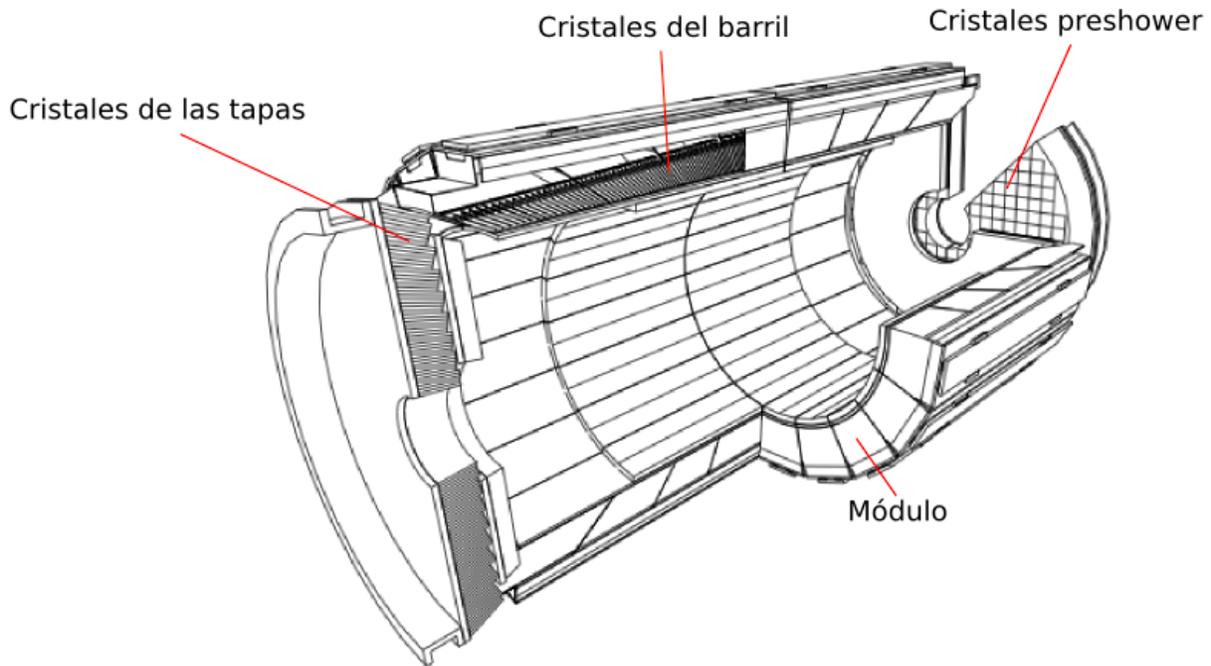


Figura 2.7: Vista en tres dimensiones del Calorímetro Electromagnético [19]

Está compuesto por cristales de tungstenato de plomo ($PbWO_4$), los cuales son transparentes a pesar de estar compuestos de material metálico en un 85 %.

Son capaces de medir la energía de partículas que interactúan electromagnéticamente, principalmente electrones, positrones y fotones. Los electrones, positrones o fotones que llegan al calorímetro producen cascadas de pares electrón-positrón cuyas trayectorias serán curvadas debido al campo magnético del solenoide, produciendo por ello radiación en forma de fotones. Estos fotones, si son lo suficientemente energéticos, volverán a producir pares electrón-positrón que volverán a radiar fotones y así sucesivamente. La energía de las partículas incidentes en el calorímetro será proporcional al número de pares electrón-positrón que fueron capaces de producir.

Se escogió $PbWO_4$ ya que se trata de un material con una resistencia alta a la radiación y un tiempo de respuesta (tiempo que pasa desde que se envía la comunicación y se recibe la respuesta) muy corto frente a las interacciones electromagnéticas. Los electrones y fotones pasan a través de los cristales del CALE produciendo más fotones que son detectados por los fotodetectores. Estos fotodetectores están especialmente diseñados para funcionar con

un campo magnético muy alto. Se sitúan en el reverso de cada cristal para detectar luz producida por los fotones y convertirla en una señal eléctrica que posteriormente será amplificada y transmitida para su análisis.

El CALE se compone de 61,200 cristales en el barril y 7,324 en cada una de las dos tapas. Para una precisión mayor el CALE dispone de unos cristales situados en dos tapas extra situadas por delante de las tapas llamadas tapas *preshower*. Los cristales de estas tapas permite a CMS distinguir entre fotones individuales altamente energéticos y pares de fotones poco energéticos, que son menos interesantes de estudiar.

2.3.4. Calorímetro hadrónico

El Calorímetro Hadrónico (CALH), en combinación con el Electromagnético, nos permite medir la energía y la dirección de las cascadas hadrónicas² o *jets* y proporciona una medida indirecta de partículas neutras tales como neutrinos. También, en combinación con otros subdetectores, ayuda a identificar electrones, fotones y muones.

Los sensores del calorímetro hadrónico consisten en capas de plásticos centelleadores recubiertas por placas absorbentes de cobre. Las capas de plásticos centelleadores están conectadas a fibras capaces de acortar la longitud de onda de la luz fruto de la radiación de Cherenkov emitida por las partículas y recogida por el centelleador para posteriormente transmitir los fotones a los fotodetectores híbridos compuestos por 19 píxeles. 70,000 y 20,916 capas de centelleadores están instaladas en el barril y las tapas del calorímetro hadrónico respectivamente.

El CALH está situado a 11.2 m en el eje longitudinal con respecto al punto donde se ha producido la colisión. En él, las partículas fruto de las colisiones protón-protón depositarán en promedio 760 GeV. En el resto del detector las energías promedio que las partículas depositan es de aproximadamente 100 GeV.

Distinguimos dos partes principales: el barril y las tapas. Las dimensiones del barril están restringidas al volumen entre la capa más externa del CALE ($r=1.77\text{m}$) y la región más interna de la bobina magnética ($r=2.95\text{ m}$). Por ello, el barril está complementado con otro calorímetro hadrónico externo situado entre el solenoide y las cámaras de muones. El calorímetro hadrónico externo (CALHE) se aprovecha del solenoide utilizándolo como absorbente. Para asegurar la hermiticidad del conjunto, otro calorímetro se sitúa en una región más externa (véase la figura 2.4, *forward calorimeters*). Los barriles internos y externos abarcan unos valores de $|\eta|<1.3$, mientras que las tapas de cada lado cubren el rango $1.3<|\eta|<3$. El calorímetro externo se extiende hasta valores de $|\eta|$ entre 3 y 5.2 .

2.3.5. Detectores de muones

Los detectores de muones [21] están diseñados para reconstruir el momento y la carga de los muones a lo largo de todo el rango cinemático del LHC al tratarse de unas partículas distintivas de muchos procesos físicos descritos por el Modelo Estándar así como en procesos de nueva física descritos por teorías supersimétricas. Las partículas cargadas, al atravesar la materia, la ionizan, lo que les supone una pérdida de su energía.

²En inglés *hadronic showers*. Se trata de chorros de partículas producidas por la hadronización de quarks. En la sección 3.3 del capítulo 3 se definen con más detalle.

Los muones[22] son las partículas conocidas que menos energía pierden por efecto de la ionización, por lo que penetran materiales muy largas distancias. Por ello los detectores de muones se sitúan en la zona más externa, ya que solamente muones, neutrones y neutrinos son capaces de alcanzarlos.

Los detectores de muones están incrustados en el núcleo de hierro del electroimán. Muones con un momento de hasta 0.1 TeV pueden ser detectados con mucha precisión en la parte central del tracker pero para aquellos que tengan un momento mayor se necesitan trayectorias más largas para poder así determinar su curvatura y por lo tanto su momento (ecuación 2.6). Estos muones de alto valor de momento deben ser estudiados en los detectores de muones. Las longitudes de las trayectorias varían desde 6 hasta 10 m .

Para entender cómo se disponen los detectores de muones primero tenemos que explicar la posición del núcleo de hierro. Dicho núcleo consiste en cinco capas dodecagonales situadas en la zona del barril encerradas por cuatro discos dispuestos en las tapas. Cada una de las capas está intercalada con los detectores de muones. La anchura tan grande de cada una de las capas del núcleo permite filtrar los hadrones que hayan viajado más allá del calorímetro hadrónico.

Los detectores de muones de CMS son detectores gaseosos. El proceso físico en el que se basa un detector gaseoso es la ionización: el paso de una partícula cargada a través de un gas provoca la producción de pares electrón-ión. Si un campo eléctrico lo suficientemente alto es aplicado al gas entonces los electrones producidos tras la primera ionización serán capaces de llevar a cabo más ionizaciones. Este es el mecanismo de producción que da lugar a una distribución de carga libre en el gas con una forma característica de avalancha.

Los detectores gaseosos de CMS contienen cables que funcionan como ánodos. La producción de electrones en el gas se realiza cerca de estos cables por lo que el campo eléctrico en el correspondiente cátodo es bajo, lo que permite obtener una muy buena resolución espacial ($\approx 100\mu\text{m}$). Sin embargo, debido a que no se produce señal hasta que los primeros electrones producidos por ionización alcanzan el ánodo, la resolución temporal o tiempo de respuesta no es tan bueno. Para conseguir una resolución temporal buena se idearon los contadores de planos paralelos, donde el campo eléctrico es muy intenso y uniforme por lo que la producción de electrones comienza justo después de la primera ionización.

Hay tres tipos de detectores gaseosos capaces de identificar muones en CMS. En el barril ($|\eta| < 1.2$), donde llegan pocos muones y el campo magnético es pequeño, se utilizan los Tubos de Deriva (TD). En las tapas, donde tanto el número de muones como el correspondiente fondo de neutrones³ son elevados así como el campo magnético, se sitúan las Cámaras de Tiras Catódicas (CTC), con una respuesta más rápida y una mayor resistencia a la radiación, cubriendo la región que se extiende desde $0.9 < |\eta|$ hasta $|\eta| < 2.4$. Además de los TD y las CTC están las Cámaras de Planos Resistivos (CPR), las cuales son utilizadas tanto en la zona del barril como en las tapas. En total CMS cuenta con 250 TD, 540 CTC y 610 CPR. En la figura 2.8 se muestra una visión general de los detectores de muones de

³Tal y como se explicará más adelante, llamamos fondo o ruido a todas aquellas partículas que no son las que queremos detectar ni estudiar y que por lo tanto dificultan la detección de las que sí buscamos.

CMS.

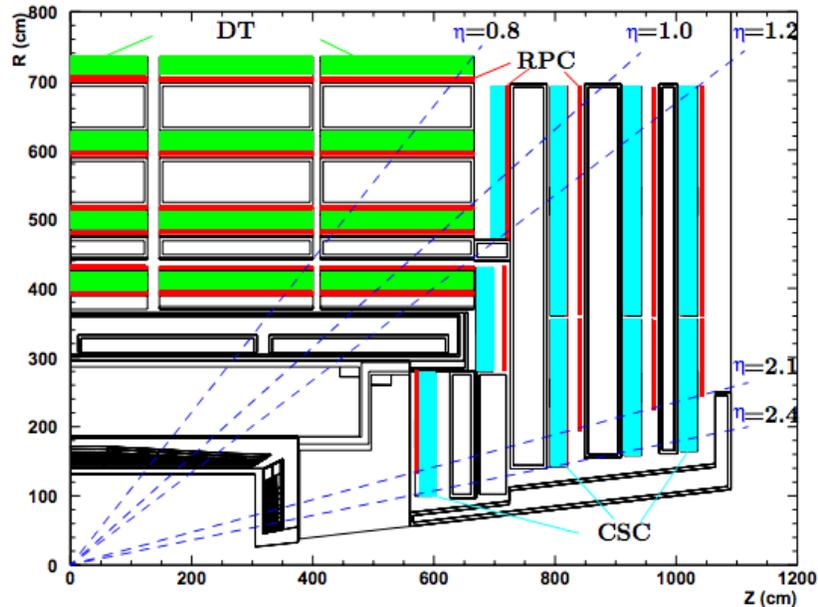


Figura 2.8: Vista general de los detectores de muones de CMS, distinguiéndose las distintas cámaras: Tubos de Deriva, Cámaras de Tiras Catódicas y Cámaras de Planos Resistivos, de siglas en inglés DT, RPC y CSC respectivamente.

Un Tubo de Deriva consiste en un recipiente de forma cilíndrica relleno de gas compuesto por 80 % de Ar y 20 % de CO₂. Cada tubo, de tamaño 2 x 2.5 m, contiene 12 capas con células de deriva ordenadas en tres grupos con cuatro capas cada uno. El grupo del medio mide la coordenada z mientras que los dos grupos exteriores miden las coordenadas r y ϕ . En el centro del tubo hay un cable cargado positivamente que funcionará como ánodo.

Las CTC se sitúan en las tapas y consisten en seis capas de gas compuesto por 30 % de Ar, 50 % de CO₂ y 20 % de CF₄. En esta región el número de neutrones térmicos (neutrones libres con la velocidad más probable de la distribución Maxwell-Boltzmann para 290 K) y de muones es muy alto. El campo electromagnético es también muy alto y no homogéneo. En estas condiciones, las CTC son los detectores más adecuados para medir el tiempo y posición de las partículas. Se componen de cámaras con varios cables donde un plano catódico se divide en tiras según la dirección radial y un plano que funciona como ánodo con cables perpendiculares a dichas tiras. La ionización del gas y la consiguiente avalancha de electrones produce una carga en los cables del ánodo y una carga *imagen* (opuesta a la producida en el ánodo) en las tiras del cátodo. La resolución espacial de cada cámara ronda los 200 μm .

Por último, las CPR consisten en planos paralelos de detectores gaseosos con un tiempo de respuesta muy corto (1ns). Cada cámara consiste en dos planos paralelos hechos de baquelita separados por un gap gaseoso de unos

pocos milímetros. Cuando el muón pasa a través de la cámara, la avalancha de electrones producida induce una señal a las tiras de aluminio situada en el cátodo exterior.

En la figura siguiente se resume cada uno de los subdetectores de CMS, donde se puede apreciar la trayectoria que CMS detecta para un fotón, un electrón, un hadrón cargado y otro neutro y un muón al atravesar cada uno de los subdetectores.

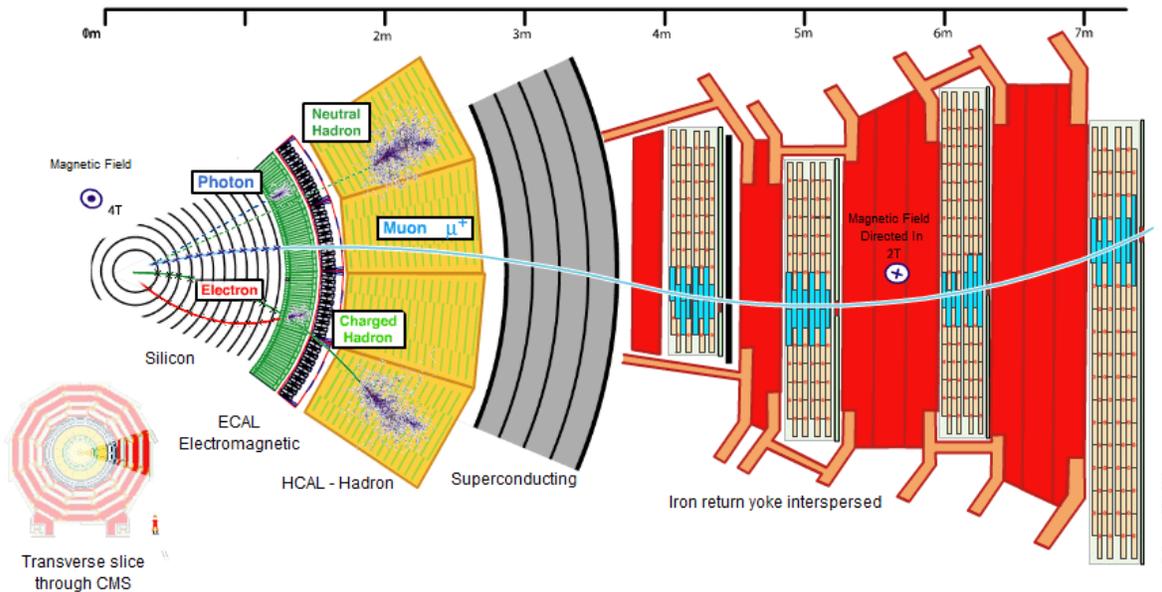


Figura 2.9: Vista general de los distintos subdetectores de CMS [23]

2.4. Trigger

El Trigger es el primer sistema que tiene CMS para desechar eventos que aparentemente no tengan el interés suficiente. Cada suceso producido ocupa un volumen entre 1 y 1.5 MB. Teniendo en cuenta que se producen $40 \cdot 10^6$ colisiones por segundo, si CMS estuviese recopilando datos de manera indiscriminada durante todo un año necesitaría almacenar 1ZB de datos. Por esta razón necesitamos un sistema primario capaz de seleccionar los datos que van a ser almacenados y estudiados posteriormente. Esta es la función del Trigger. De las 40 millones de colisiones por segundo, el Trigger desechará eventos hasta quedarse con unos 100 por segundo, el máximo que pueden ser almacenados en un disco. Esta tarea debe hacerse antes de que la siguiente colisión de haces tenga lugar, es decir, en un intervalo de 25 ns, y se divide en dos fases: el Nivel 1 de Trigger (L1, Level 1 Trigger) y el Alto Nivel de Trigger (HLT, High Level Trigger).

En el nivel 1 la información se basa puramente en hardware, no está informatizada. Dicha información permite hacer una estimación del valor de las variables físicas más relevantes. A diferencia de otros sistemas de trigger en los que en el primer nivel solo tienen en cuenta los objetos con una energía mayor de un umbral mínimo, el L1 Trigger de

CMS es capaz de aplicar un sofisticado algoritmo que analiza más variables. Dicho algoritmo buscará objetos físicos de interés: leptones con alto p_T , leptones con cierto grado de aislamiento, energía perdida alta, presencia de varios jets... Todo ello en base a la topología de nuestro análisis.

La única información que tiene en cuenta es la recopilada en las cámaras de muones y los calorímetros. Esta información es utilizada para identificar electrones, muones, fotones y jets y permite hacer una estimación bruta del p_T de las partículas a partir de la información basada en hardware.

El L1 Trigger se divide a su vez en tres subsistemas: el nivel 1 para los calorímetros, el nivel 1 para las cámaras de muones y el Trigger Global (TG). El trigger de muones se compone a su vez en tres sistemas independientes: uno para los Tubos de Deriva, otro para las Cámaras de Tiras Catódicas y otro para las Cámaras de Tubos Resistivos.

Los sucesos que pasan el trigger de los calorímetros y de los muones son enviados al TG, y tienen asociada cierta información que los caracteriza como las coordenadas en el plano (ϕ, η) , la energía transversa E_T o el momento transverso p_T . El TG debe decidir analizando dichas variables qué sucesos pasarán al siguiente nivel. Mientras esto ocurre, el suceso se mantiene en un periodo de latencia de 3.2 ms correspondiente a 128 cruces de haces. El número de eventos por segundo que pasan al siguiente nivel (HLT) no puede ser mayor de 100 kHz.

En el HLT se desarrolla la más compleja siguiente etapa de reconstrucción y selección a través de lo que llamamos *trigger path*, el cual está diseñado para seleccionar la colección de eventos deseada. Los módulos de reconstrucción y los filtros de selección del HLT utilizan el mismo software (CMSSW) que es utilizado en los procesos de reconstrucción y análisis *offline*, es decir, cuando no está teniendo lugar la toma de datos.

Muchos de los *paths* son ejecutados para cada evento en paralelo, formando lo que conocemos como *trigger menu*, que contiene una gran cantidad de *paths* diseñados para seleccionar procesos conocidos del Modelo Estándar así como aquellos de nueva física.

Los sucesos que superan los cortes impuestos por el HLT son tratados por la aplicación de almacenamiento Storage Manager, que transfiere los datos relativos a los sucesos a un disco y finalmente transfiere los archivos con los datos al centro de computación CMS Tier 0 (más adelante en la sección 2.5 se explica detalladamente la estructura jerárquica de la distribución de datos), para su permanente almacenamiento y tratamiento *offline*.

La programación de un *trigger path* es una tarea muy difícil, por lo que CMS cuenta con un gran número de expertos dedicados exclusivamente a definir nuevos *trigger paths*. Tienen que ser capaces de mantener la tasa de eventos que superan el trigger lo más baja posible sin desechar sucesos que son interesantes de estudiar. La elección de dichos *paths* está en constante cambio ya que tienen que adaptarse a las nuevas condiciones con las que el LHC funcione.

2.5. El Grid

La *world-wide LHC computing grid* [24] es una red de centros de computación interconectados a lo largo de todo el mundo utilizada por CERN. La estructura de esta red es jerárquica:

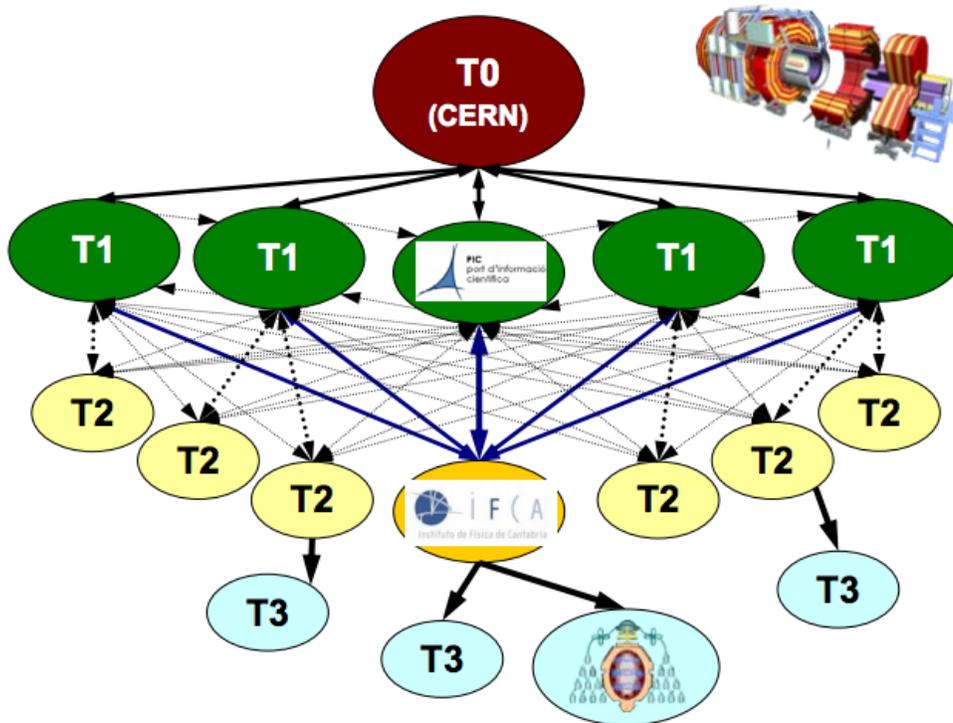


Figura 2.10: Estructura jerárquica de la transmisión de datos producidos por el LHC conocida como *grid*

comenzando con el primer nivel de todos (*Tier 0*) situado en el CERN, Ginebra, el cual es responsable del primer procesamiento y la consiguiente distribución de los datos recopilados por los distintos detectores. El siguiente nivel de la red o *Tier 1* son los centros situados en diferentes regiones del mundo. Se encargan de un procesamiento de los datos más profundo, su almacenamiento y continúan con el proceso de distribución. El *Tier 2* se encarga de un análisis de la física de los datos más detallado, de su almacenamiento y de la producción de muestras de Monte Carlo, mientras que el último nivel *Tier 3* son centros locales útiles para análisis a nivel de usuario.

Únicamente el nivel *Tier 0* tiene una copia de todos los datos producidos mientras que los otros niveles solo guardan fracciones de ellos.

2.6. Simulaciones de Monte Carlo

Una vez recopilados los datos, es necesaria una buena comprensión y análisis de los mismos. Para ello nos servimos de simulaciones de Monte Carlo, las cuáles reproducen los procesos físicos involucrados en las colisiones a partir de la física que conocemos (Modelo Estándar) para verificar si se produce un buen acuerdo entre la simulación y los datos.

Las teorías cuánticas de campos describen las colisiones entre partículas en términos de probabilidades. Por ello resulta obvio utilizar métodos estocásticos para la simulación de los eventos posibles tras la colisión de dos proto-

nes. Los generadores de Monte Carlo calculan la función de onda teórica de un proceso físico concreto (colisión, producción, desintegración..) traduciendo dicha función de onda a un evento caracterizado por unas determinadas variables físicas. Dichas variables son aquellas que nuestro detector es capaz de medir y que nos permitirán comparar los resultados obtenidos con las predicciones teóricas que se ajustan al Modelo Estándar.

Las simulaciones tienen una gran importancia no solo porque nos permiten entender la física que ya conocemos así como el comportamiento de nuestro detector, sino que también se pueden utilizar para imaginar cómo se comportarían las variables físicas que caracterizarían la producción de partículas de nueva física en las que se centra este trabajo.

En el capítulo 6 se ilustra un ejemplo de esto último, ya que en las gráficas relativas a la variable de energía transversa perdida hemos simulado la señal relativa a la producción de scalar-top (*stop*) para confirmar la conveniencia de utilizar esta variable como discriminante en el estudio de dicha partícula supersimétrica.

Para simular colisiones similares a las que se producen en el LHC, los generadores de Monte Carlo necesitan las funciones de distribución de partones (PDFs) de los hadrones que colisionan, sus elementos de la matriz de scattering, las descripciones de las *parton showers* y las hadronizaciones de los quarks.

Dado que tanto la matriz de scattering como los modelos de hadronización pueden tener en cuenta diferentes órdenes de teoría de perturbaciones, las predicciones dependen de en qué orden estos elementos se hayan calculado.

El generador utilizado en este proyecto fin de grado ha sido MadGraph [25], el cual está programado en Python. Aunque los diagramas generados por MadGraph son de primer orden de teoría de perturbaciones (LO: leading order), para el cálculo de las secciones eficaces reescalamos las simulaciones por las secciones eficaces teóricas de segundo (NLO: next-to-leading order) e incluso hasta de tercer orden (NNLO: next-to-next-to-leading order).

Capítulo 3

Reconstrucción de observables físicos en CMS

La capacidad de CMS para una reconstrucción eficiente y precisa de los objetos físicos observables es un aspecto clave para cualquier medida que se quiera realizar o para la búsqueda de objetos de nueva física todavía no observados.

En este trabajo se han estudiado procesos con dos leptones aislados en el estado final. Tal y como se explicará en el capítulo 4, la desintegración de una partícula supersimétrica produce una gran cantidad de actividad hadrónica (jets) y energía transversa perdida E_T^{miss} debida a la partícula supersimétrica más ligera (LSP) neutra y estable que escapa la detección. La manera en que estos objetos y variables físicas son calculados por CMS se explica en este capítulo.

3.1. Muones

La capacidad para reconstruir de manera eficaz la trayectoria dejada por muones en su paso por las distintas capas del detector para un amplio rango de energías y una gran apertura espacial (aceptancia geométrica) es uno de los principales objetivos de CMS [26]. La reconstrucción de muones y su identificación se lleva a cabo esencialmente a partir del tracker y de los detectores de muones explicados en el capítulo anterior.

Para llevar a cabo esta reconstrucción [27] tres algoritmos distintos son utilizados en función de la naturaleza de la señal detectada.

- Reconstrucción Global de los muones: el proceso comienza con la identificación de un muón aislado en la cámara de muones a partir de los choques de este con los píxeles de los TD, las CTC y las CPR. Las distintas señales dejadas por estos choques se unen en *segmentos*. Si se identifica una traza en el tracker que corresponda con la trayectoria de dicho muón, se ajusta una trayectoria global que una ambas trayectorias. Para un valor de momento transverso elevado ($p_T \geq 200 GeV/c$) la reconstrucción global puede mejorar la resolución del momento en comparación con la reconstrucción basada solo en la traza detectada en el tracker.
- Reconstrucción de los muones en el tracker: este algoritmo considera todas las trazas del tracker con momento

transverso $p_T > 0,5\text{GeV}/c$ y momento total $p > 2,5\text{GeV}/c$ como posibles muones y son extrapoladas a las cámaras de muones si se encuentra al menos un hit del muón en la primera cámara de muones. Es necesario tener en cuenta la energía que se estima que el muón pierde a medida que recorre el detector así como la incertidumbre debida a los múltiples procesos de *scattering* que pueda experimentar. Si al menos un segmento situado en la primera cámara de muones se ajusta correctamente a la trayectoria extrapolada desde el tracker, el muón se dice *Tracker-muon* y su traza se define como *Tracker-muon track*. Para valores de momento bajos ($p \leq 5\text{GeV}/c$) este algoritmo es más eficiente que la reconstrucción global ya que requiere solamente un segmento aislado dejado por un muón en las cámaras, mientras que la reconstrucción global exige al menos dos segmentos del muón en las cámaras.

El 99 % de los muones de las colisiones con el suficiente momento son reconstruidos ya sea de forma global, a partir de las *tracker-muon tracks* o combinando ambas. Los candidatos a muón que comparten la misma traza del tracker al aplicar ambos algoritmos se unifican en un único candidato.

- *Standalone-muon*: el 1 % de los muones restantes corresponde a muones detectados únicamente en las cámaras de muones, los *standalone-muons*. No tienen traza en el tracker, por lo que su resolución en momento es peor y pueden ser confundidos con muones de rayos cósmicos. Por ello no son utilizados normalmente en los análisis.

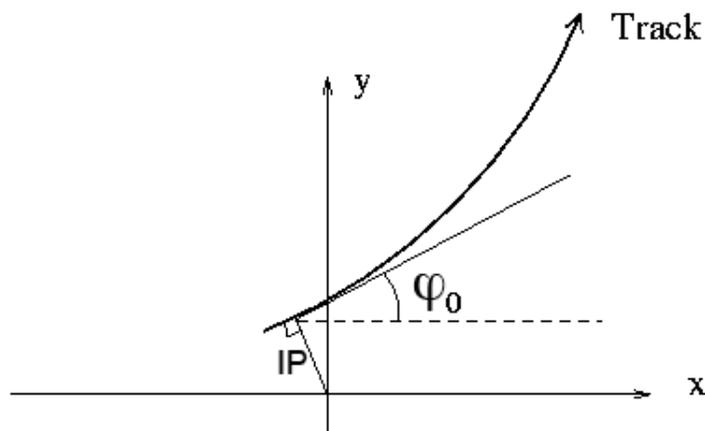


Figura 3.1: Definición del parámetro de impacto **IP** y de φ_0 en el plano transversal. El origen corresponde al vértice primario, donde se ha producido la colisión

La combinación de los diferentes algoritmos proporciona una eficiencia de reconstrucción del 99 % aproximadamente. A partir de las variables de identificación de muones (número de choques identificados en el tracker, χ^2 de los ajustes a las trayectorias...) podemos conseguir el equilibrio entre pureza y eficiencia (inversamente proporcionales entre sí) deseado para nuestro análisis.

Unas variables especialmente interesantes son el parámetro de impacto (IP) y el ángulo de la tangente de la trayectoria en el punto más cercano al vértice primario en el plano transversal (φ_0). Estas variables ayudan a identificar si el muón proviene o no del vértice primario y se muestran en la figura 3.1. El parámetro de impacto se calcula en las tres dimensiones espaciales gracias a la resolución del detector de píxeles del tracker.

Definimos la variable de aislamiento de la siguiente manera:

$$Iso = Iso_{Tracker} + Iso_{ECAL} + Iso_{HCAL} \quad (3.1)$$

donde $Iso_{Tracker}$, Iso_{ECAL} e Iso_{HCAL} son respectivamente la suma del p_T medido en el tracker, de la energía transversal E_T medida en el calorímetro electromagnético y de la energía transversal medida en el calorímetro hadrónico, todas medidas en un cono definido como $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \leq R$ donde R es el parámetro que define el tamaño del cono (normalmente 0.3) en el plano $\eta - \phi$ alrededor de la trayectoria del muón. La definición de la variable de aislamiento no es una tarea fácil ya que se muy afectada por las condiciones con las que el LHC esté funcionando (luminosidad, pile-up...).

Los muones que más nos interesan en este trabajo se esperan que provengan de un bosón y por lo tanto se espera que estén suficientemente aislados. Aplicando requerimientos en aislamiento nos aseguramos de desechar sucesos de QCD que no nos interesan, pero esta selección también afectará a muones en los que sí estamos interesados. A pesar de ello, dicha selección es obligada para poder realizar un análisis adecuado.

Normalmente los muones que provienen de procesos que no nos interesan (fondo) tienen un menor p_T que aquellos que provienen de procesos que queremos estudiar (señal), por lo que la separación entre muones de fondo y muones de señal mejora normalizando la variable de aislamiento Iso por el p_T dando lugar a la variable de aislamiento relativa:

$$RelIso = \frac{Iso}{p_T} \quad (3.2)$$

3.2. Electrones

Para la reconstrucción de los electrones en CMS [28], se recoge información del tracker y del calorímetro electromagnético.

Utiliza dos algoritmos complementarios: *tracker driven*, más adecuado para electrones con bajo p_T así como para aquellos que se encuentren en los jets; y *ECAL driven*. El algoritmo *ECAL driven* comienza con la reconstrucción de los súper cúmulos (*superclusters*) con $E_T > 4\text{GeV}$ almacenados en el CALE, y es optimizado para electrones aislados en el rango de p_T relevante para las desintegraciones de bosones Z y W . Un súper cúmulo es un conjunto de varios cúmulos de energía depositada en el CALE que son reconstruidos a partir de un algoritmo que tiene en cuenta su anchura en la coordenada η y su difusión en ϕ debida al campo magnético.

Como primer paso en el proceso de filtración, los súper cúmulos se enlazan con las *track seeds* (pares o tripletes de

choques registrados en el tracker) en las capas más profundas del tracker, reconstruyéndose las trazas de los electrones a partir de dichas *track seeds*. Dicha filtración está complementada por una preselección. Al igual que para los muones, existen una serie de variables asociadas a cada electrón que nos permiten configurar la selección. Dichas variables se pueden agrupar en tres: variables de identificación, variables de aislamiento y variables de conversión y rechazo.

3.3. Jets

Es común explicar los fenómenos físicos de QCD en el contexto de altas energías en términos de quarks y gluones. Sin embargo ni quarks ni gluones han sido nunca observados de forma aislada. Casi inmediatamente después de ser producidos, un quark o un gluón se transforman en un hadrón con carga de color neutra mediante el proceso que llamamos hadronización. Durante la hadronización (figura 3.2), pares de quark-antiquark se crean debido al campo creado por los gluones formando mesones (formados por un par quark-antiquark) y bariones (formados por tripletes de quark-antiquarks). De esta forma un quark o un gluón de un protón que colisiona con otro quark o gluón de otro protón produce un chorro de hadrones que llamamos **jet**.

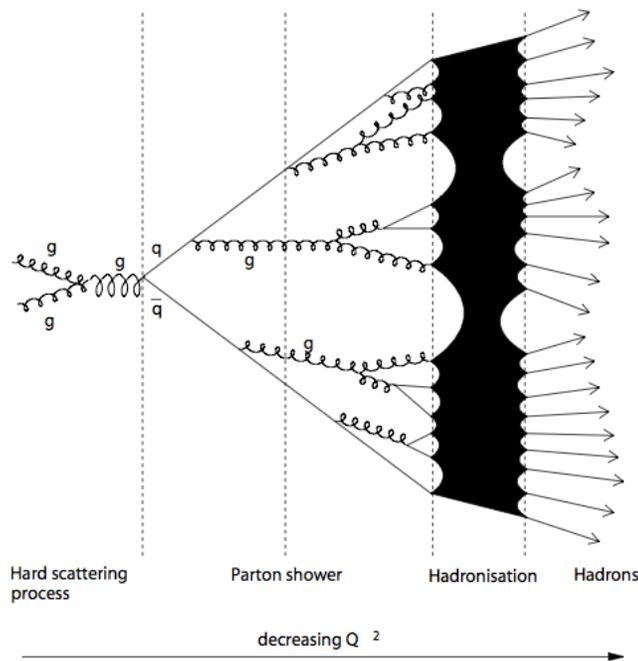


Figura 3.2: Distintas etapas del proceso de hadronización, distinguiéndose las *parton showers* y los productos finales (hadrones) que conforman el jet

En este contexto, intentar explicar este proceso a partir de un análisis perturbativo es prácticamente imposible. A continuación describo tres tipos de jets reconstruidos en CMS:

- Jets del calorímetro: reconstruidos a partir de los depósitos de energía de las células del CALE y CALH combinadas en una torre. Dichas torres consisten en una o más células de detección del CALH y los cristales del CALE que les corresponden por proyección geométrica. En el barril ($\eta < 1,4$) la suma de las energías depositadas en una célula del CALH y 5x5 cristales del CALE forman una torre calorimétrica. La asociación entre células del CALH y cristales del CALE es más compleja en las tapas ($1.4 < \eta < 3.0$). Para reducir el ruido debido a la electrónica del detector, se establecen unos umbrales de energía mínima en cada célula individual de detección a la hora de formar las torres. Para eliminar la contribución del pile-up¹, las torres con energía transversa $E_T^{torre} < 0.3$ GeV no son consideradas en la reconstrucción de jets.
- Jet-Plus-Track:[29] aprovecha la excelente eficacia del tracker de CMS para mejorar la resolución y la respuesta en p_T de los jets del calorímetro. Dichos jets primero se reconstruyen tal y como se ha explicado anteriormente y luego se les asocia partículas cargadas en base a la separación $\eta - \phi$ entre el eje del jet y el momento de la partícula. Las trayectorias registradas de dichas partículas son proyectadas en la superficie del calorímetro para ser clasificadas como trayectorias dentro o fuera del cono del jet alrededor de su eje. El momento asociado a dichas trayectorias (tanto las de dentro como las de fuera el cono) es sumado a la energía asociada al jet del calorímetro.
- Particle-Flow: [30] se trata del algoritmo de reconstrucción más avanzado y potente de CMS, combinando información de todos los subdetectores. Toda traza y deposición de energía es utilizada para identificar y reconstruir todas las partículas de un suceso, principalmente muones, electrones, fotones y hadrones cargados y neutros. Los hadrones cargados son reconstruidos a partir de las trazas que dejan en el tracker. Fotones y hadrones neutros son reconstruidos a partir de los cúmulos de energía del CALE y CALH. Cúmulos que no se asocian con ninguna extrapolación de trayectorias del tracker caracterizan la señal dejada por hadrones neutros. Toda esta información es utilizada para reconstruir los *Particle-Flow* jets. A diferencia de los jets del calorímetro, que utilizan solamente la información de los calorímetros, los jets PF explotan la precisión del tracker de silicio consiguiendo aumentar la resolución en p_T

Existen también otro tipo de jets, los *Track-jets*[31] reconstruidos únicamente a partir de las trazas detectadas por el tracker. Se encuentran en desuso pues solamente aportan información de la componente cargada del jet.

3.4. Energía transversa perdida E_T^{miss}

Partículas neutras y que interaccionan débilmente tales como los neutrinos, escapan del detector sin producir ninguna señal en los elementos del mismo. La presencia de dichas partículas se puede inferir a partir de la falta de momento en la reconstrucción del momento total de las partículas detectadas. El cálculo de esta falta en el plano

¹Llamamos pile-up a la producción de varias colisiones $p\bar{p}$ al mismo tiempo. Se explicará con más detalle en la sección 4.8

transversal es muy útil en colisionadores del tipo pp y $p\bar{p}$ y es conocida como energía transversa perdida, denotada como E_T^{miss} en este trabajo.

El valor de E_T^{miss} es calculado como el opuesto de la suma vectorial de todas las componentes del momento transverso de las partículas en el estado final reconstruidas en el detector. Tal y como hicimos para los jets, distinguimos tres algoritmos principales para el cálculo de E_T^{miss} en función de si utilizan información del calorímetro (CaloMET), si combinan la información del calorímetro con la del tracker para mejorar el p_T (tcMET) o si utilizan la reconstrucción *Particle-Flow* para mejorar en resolución (PFMET). La variable que utilizaremos en este trabajo para describir el momento transverso perdido será PFMET. De hecho esto supondrá una limitación a la hora de calcular la sección eficaz de los pares WW ya que para dicho cálculo se suele tener en cuenta también tcMET.

3.5. Etiquetado de quarks b

Un jet b es aquel que proviene de la desintegración de un mesón B. El mesón B se forma a partir de la hadronización de un quark b, por lo que siempre que aparezca un quark b se formará el correspondiente jet b. Para este trabajo fin de grado resulta de gran importancia comprender el mecanismo que tiene CMS para identificar dichos jets ya que el quark top, principal fondo en la búsqueda de partículas supersimétricas, se desintegra en un bosón W y un quark b el 98 % de las veces. Por ello en esta sección explicaré los principales algoritmos utilizados para identificarlos.

Las principales variables que utilizan los algoritmos de etiquetado de jets b [32][33] son tres: el parámetro de impacto de las trazas (definido en 3.1), la posición del vértice secundario y el momento transverso del leptón relativo al jet.

La posición de la traza con respecto al segmento que une el vértice primario con el momento del jet b determinará el signo de su parámetro de impacto. Será positivo si la traza se produce por encima de dicho segmento y negativo si se produce debajo:

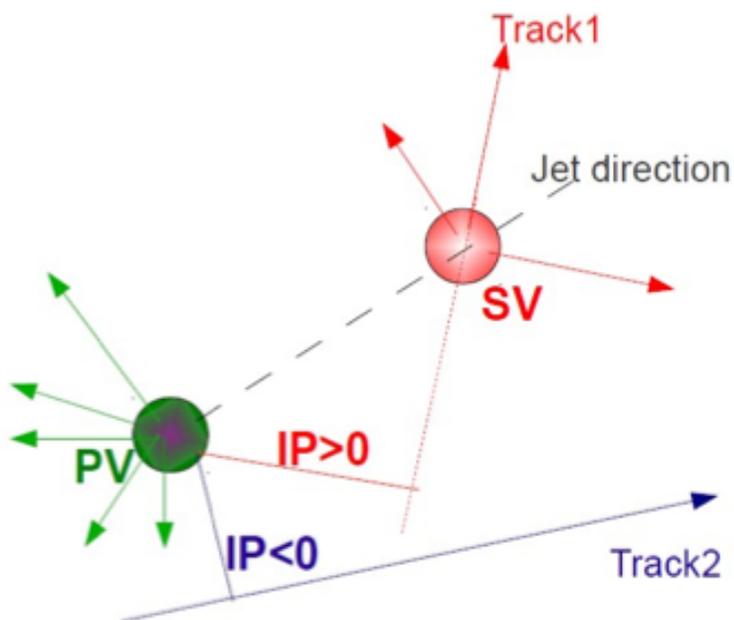


Figura 3.3: Convenio utilizado para definir el signo del parámetro de impacto

Debido a la relativamente larga vida media del mesón B ($\tau_B \approx 10^{-12}s$) los valores típicos del parámetro de impacto son de $\approx 500\mu m$. La significancia del parámetro de impacto:

$$S_{IP} = \frac{IP}{\sigma(IP)} \quad (3.3)$$

donde $\sigma(IP)$ es el error en IP, se utiliza para tener en cuenta los efectos causados por la resolución.

El vértice secundario es el punto donde el hadrón B se desintegra. Gracias a la gran resolución del tracker es posible reconstruirlo directamente. Tras reconstruir todos los posibles vértices secundarios se rechazan aquellos que compartan más del 65 % de sus trazas con el vértice primario.

El hadrón B se desintegra en un jet, que llamamos jet b, y que contiene un par leptón-neutrino un 11 % de las veces [34]. Por ello también se utilizan los leptones de dentro de los jets para estudiar el proceso de etiquetado.

Cada una de estas tres variables es utilizada por los algoritmos proporcionando un variable discriminante para cada jet. Dicha variable discriminante se utilizará para diferenciar los jets b de los jets menos energéticos fruto de la hadronización de otros quarks diferentes del b, los *light-parton* jets. Los umbrales mínimos exigidos para esa variable definirán los puntos de estudio **Loose**, **Medium** y **Tight**, con una probabilidad de aceptación de *light-parton* jets del 10 %, 1 % y 0.1 % respectivamente, para un valor medio de p_T de 80 GeV/c. En el capítulo 6 se ha estudiado cómo varía la producción de $t\bar{t}$ en función de dichos umbrales.

Los principales algoritmos utilizados en CMS para distinguir a los jets b son los siguientes:

- Contador de trazas (TC: *Track Counting*): identifica un jet b si al menos hay N trazas con un valor de S_{IP} para la traza N (correspondiente a la traza menos energética de las consideradas) por encima de un determinado

umbral. Si queremos obtener una alta eficiencia podemos restringirnos a $N=2$, por lo que la variable discriminante sería el valor de S_{IP} de la segunda traza (TCHE). Esta es una de las variables utilizadas en el cálculo de la sección eficaz presentado en el capítulo 6. Si lo que queremos es ganar en pureza pero a costa de perder eficiencia entonces utilizamos $N=3$ (TCHP).

- Probabilidad del Jet (JP: *Jet Probability*): este algoritmo utiliza el valor de $IP/\sigma(IP)$ de todas las trazas de un jet. Utilizando la cola negativa de la distribución de la significancia podemos extraer la función densidad de probabilidad (*probability density function* PDF) para trazas que no provengan de jets b . Integrando la PDF calculamos la probabilidad de que las trazas provengan de un vértice primario. De esta forma, haciendo el cálculo para todas las trazas del jet podemos determinar si el jet proviene o no de un vértice primario y por lo tanto si se trata o no de un jet b .
- Probabilidad del Jet B (JBP: *Jet B Probability*): similar al JP salvo que en este caso le da más importancia a las cuatro (la media de las partículas cargadas fruto de la desintegración de un mesón B) trazas de significancia de IP más alta.
- Etiquetado *soft-lepton* (SLT: *Soft Lepton Tagging*): este algoritmo estudia las propiedades del muón o del electrón fruto de la desintegración semileptónica del mesón B. Debido a la elevada masa del quark b , el momento transversal del leptón del jet es mayor para los jets b que para los *light parton* jets.
- Vértice secundario simple (SSV: *Simple Secondary Vertex*): este algoritmo requiere la reconstrucción de al menos un vértice secundario. La significancia de la distancia espacial ($d/\sigma(d)$) con respecto al vértice primario es empleada como variable discriminante. Se distinguen dos posibilidades en función del número de trazas asociadas al vértice secundario: $N_{trazas} \geq 2$ para una alta eficiencia (SSVHE) y $N_{trazas} \geq 3$ para alta pureza (SSVHP).
- Vértice secundario combinado (CSV: *Combined Secondary Vertex*): este algoritmo combina la información sobre los vértices secundarios y las trazas. De esta forma proporciona una variable discriminante incluso cuando no se encuentre ningún vértice secundario. Las variables que utiliza son las siguientes:
 - Naturaleza del vértice: puede tratarse de un vértice real (cuando distinguimos con claridad que se trata de un vértice secundario), un pseudo-vértice (trazas con $S_{IP} > 2$ se pueden combinar en lo que llamamos pseudo-vértice), o un no-vértice (no podemos hacer lo mismo que para un pseudo-vértice por lo que se utiliza un procedimiento similar al algoritmo JP con las variables de la traza)
 - Significancia de la distancia espacial en el plano transversal entre el vértice primario y el secundario
 - Masa invariante total de las partículas que provienen del vértice secundario.
 - Número de trazas que salen del vértice secundario

- Proporción de la energía de las trazas en el vértice con respecto a todas las trazas del jet
- η de las trazas en el vértice con respecto al eje del jet
- S_{IP} en el plano transversal (2D) de la primera traza cuya masa invariante supere la masa del quark charm ($\approx 1.5 \text{ GeV}/c^2$)
- Número de trazas del jet
- S_{IP} tridimensional para cada traza del jet

En el caso del no-vértice, solamente se tendrán en cuenta las últimas dos variables.

Más adelante, en el capítulo 6, mostraré los resultados del estudio experimental llevado a cabo sobre la influencia del etiquetado de b en el proceso $t\bar{t}$ teniendo en cuenta las variables CSV y TCHE. A su vez, para la variable CSV, definiremos tres regiones de control Loose, Medium y Tight y estudiaremos la producción de $t\bar{t}$ para cada una de ellas

Capítulo 4

Procesos del Modelo Estándar considerados como fondo en la búsqueda de partículas supersimétricas

En mi proyecto he trabajado con datos recopilados por CMS durante el año 2012 con una luminosidad de $19,5 \pm pb^{-1}$. Para entenderlos utilizo muestras generadas por MadGraph que simulan los distintos procesos físicos que puedan explicar el comportamiento de dichos datos. Si las simulaciones se ajustan, entonces puedo decir que la física del Modelo Estándar en la que se basan las simulaciones es capaz de explicar el comportamiento de las variables físicas que detectamos en CMS. Comprobamos este ajuste a partir de histogramas generados con ROOT, en los cuáles compilamos cada una de las muestras y las representamos junto con los datos.

La muestra con el proceso físico que quiero estudiar y calcular su sección eficaz es lo que llamo **señal**, mientras que el resto de muestras serán **fondo**. Para calcular la sección eficaz de producción de un proceso aplico diferentes exigencias o **cortes** a las variables físicas que me caracterizan cada evento (número de leptones, momento transversal de los leptones, su masa invariante, energía transversal perdida...) con el fin de minimizar el fondo y aislar la señal. Dichas variables físicas, en la medida en que me aíslan la señal, las llamo **variables discriminantes**.

En la búsqueda de partículas supersimétricas es muy importante comprender cómo se comportan sus fondos. Por ello en este trabajo se ha calculado la sección eficaz de producción de los fondos $t\bar{t}$ y WW .

Con el objetivo de determinar las variables discriminantes que me permitirán calcular dichas secciones eficaces, conviene destacar qué es lo que espero obtener en el estado final (producto final de la cadena de desintegración) y cómo el detector va a caracterizar dicho estado. El canal estudiado es el dileptónico por lo que

lo primero que espero obtener son dos leptones en el estado final. En lo que sigue definiré cada una de las muestras utilizadas en este trabajo que simulan el fondo a tener en cuenta en la búsqueda de partículas supersimétricas, estudiando la física que pretenden simular. Realizaré un estudio más detallado de la producción de pares $t\bar{t}$ ya que se trata del fondo más importante para SUSY. Dicha importancia la justificaré en la sección 4.1.3.

Finalmente explicaré uno de los principales problemas que se deriva de utilizar una luminosidad elevada (*pile-up*) así como el pesado que tiene que hacerse para cada muestra en función de dicha luminosidad.

4.1. $t\bar{t}$

Se trata del principal fondo que tenemos que considerar al buscar partículas supersimétricas. Por ello realizaré un estudio detallado del mismo, explicando sus mecanismos de producción y desintegración y cómo estos pueden afectar a la búsqueda del squark top.

Tras su descubrimiento en 1995 [35], [36], las propiedades del quark top han sido el objeto de numerosos estudios que hasta hace poco solamente podían realizarse en el colisionador protón-antiprotón situado cerca de Chicago, el Tevatrón. Con la llegada del LHC los procesos que envuelven al top pueden ser estudiados extensivamente en colisiones protón-protón con energías del centro de masas a partir de 7 TeV. En ambos tipos de colisiones, las de protón-antiprotón y protón-protón, quarks top son producidos en pares top-antitop ($t\bar{t}$) o bien de forma individual.

La masa del quark top es un importante parámetro del Modelo Estándar [37]. Ha sido medida en Tevatron y su valor aceptado a día de hoy [38] es:

$$172,31 \pm 0,23(\text{estat.}) \pm 0,27(\text{JSF}) \pm 0,67(\text{bJSF}) \pm 1,35(\text{sist.}) \quad \text{GeV}/c^2 \quad (4.1)$$

donde estat. se refiere al error estadístico, JSF al error debido a las correcciones (factor de escala) en la reconstrucción de jets, BSF al error debido a las correcciones en la reconstrucción de jets-b y sist. al conjunto de los errores sistemáticos.

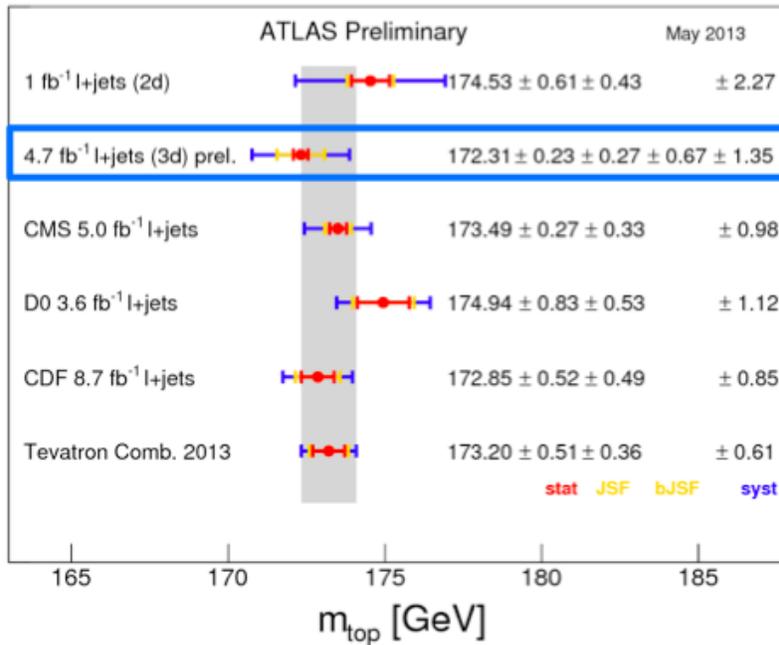


Figura 4.1: Distintas medidas de la masa del quark top en el canal semileptónico [38]

Se trata de la masa mejor conocida de entre todos los quarks. Junto con la masa del bosón W, supone una limitación a la masa del bosón Higgs en el Modelo Estándar. Su carga es $+2/3 e$.

El estudio del quark top está motivado por diversas razones. Su masa es uno de los parámetros fundamentales de la teoría electrodébil y ha dado lugar a teorías alternativas al Modelo Estándar las cuáles reemplazan el campo de Higgs por un condensado compuesto por tops y antitops capaz de romper la simetría electrodébil mediante el mecanismo *seesaw*[39] y causando así la aparición de masa. Durante cierto tiempo se creía que esta teoría podría explicar las masas de los bosones W y Z [40]. Sin embargo la determinación de las masas de W y Z en primer orden de teoría de perturbaciones mostró que dicho condensado debería estar compuesto por quarks de masa en torno a $0.6 \text{ TeV}/c^2$ [41].

Se trata del único quark que no hadroniza. Esta no hadronización se puede explicar a partir de su vida media: $1/\Gamma = 10^{-25} \text{ s}$, menor que la escala de tiempos de la interacción fuerte $1/\Lambda_{QCD} = 10^{-24} \text{ s}$.

La no hadronización del quark top supone una gran ventaja experimental, ya que su producción está asociada a la aparición de vértices secundarios.

Cuando un top se desintegra da lugar a un quark b, el cual se hadroniza inmediatamente en un mesón B que al desintegrarse da lugar a un jet. El mesón B, tal y como hemos visto en la sección 3.5, tiene un tiempo de vida lo suficientemente largo como para poder desplazarse con respecto al punto de colisión y que podamos observarlo. La reconstrucción del jet producido por el mesón permite distinguir un vértice con la suficiente distancia (la recorrida por el mesón B antes de desintegrarse) con respecto al vértice principal (el propio de la colisión protón-protón) como para poder afirmar que se trata de un vértice secundario fruto de la desintegración

del mesón B producido por un quark top. Esto además supone otra ventaja extra ya que permite utilizar el quark top para calibraciones del detector en la reconstrucción de jets, o en el etiquetado de jets b por ejemplo.

4.1.1. Mecanismos de producción

Al chocar dos protones, se pueden producir pares top-antitop a través de dos mecanismos: la fusión de dos gluones y la aniquilación de pares quark-antiquark (figura 4.2). En el Tevatron el mecanismo de producción dominante era la aniquilación de pares quark-antiquark mientras que en el LHC, donde las colisiones se producen a una energía mayor, el mecanismo de producción de $t\bar{t}$ predominante es la fusión de gluones.

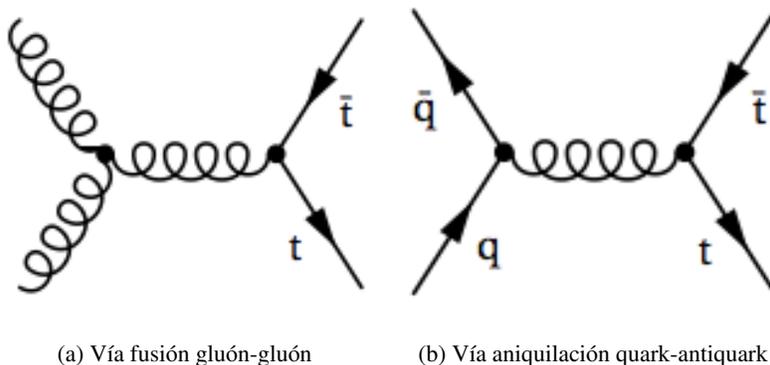


Figura 4.2: Diagramas de Feynman relativos a la creación de pares top-antitop

En el LHC cerca del 87 % de los pares top-antitop se producen a través de la fusión de dos gluones, siendo el 13 % restante debido a la aniquilación quark-antiquark. Aunque mayoritariamente se producen en pares a través de procesos de interacción fuerte, también hay que tener en cuenta la producción de top individuales debido a procesos de interacción débil. Dicha producción se analizará más adelante.

4.1.2. Canales de desintegración del quark top

Según el Modelo Estándar, el quark top se desintegra a través del proceso de interacción débil $t \rightarrow Wb$ el 98 % de las veces [42]. Experimentalmente los eventos de producción de pares top-antitop se clasifican en distintos canales de acuerdo a la desintegración de los bosones W :

- Canal **completamente hadrónico**:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b} \quad (45.7\%)$$

en el cual los dos bosones W se desintegran en quarks que se hadronizan y dan lugar a jets.

- Canal **semileptónico**:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow l^-\bar{\nu}_l b q \bar{q}' \bar{b} + l^+ \nu_l b q' \bar{q} \bar{b} \quad (43.8\%)$$

donde se distinguen en el estado final un leptón y un jet.

• Canal **dileptónico**:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_l b l' \bar{\nu}_{l'} \bar{b} \quad (10.5\%)$$

donde cada uno de los dos bosones W se desintegra en un par leptón-neutrino.

donde los quarks se simbolizan con q , los leptones con l y los neutrinos con ν . Entre paréntesis se indican las probabilidades de que se desintegre de una forma u otra. No busco leptones τ debido a su corta vida media ($10^{-13}s$)¹ aunque sí tengo en cuenta que los leptones obtenidos pueden ser fruto de la desintegración de leptones τ . Por ello es conveniente aclarar que l se refiere bien a e bien a μ .

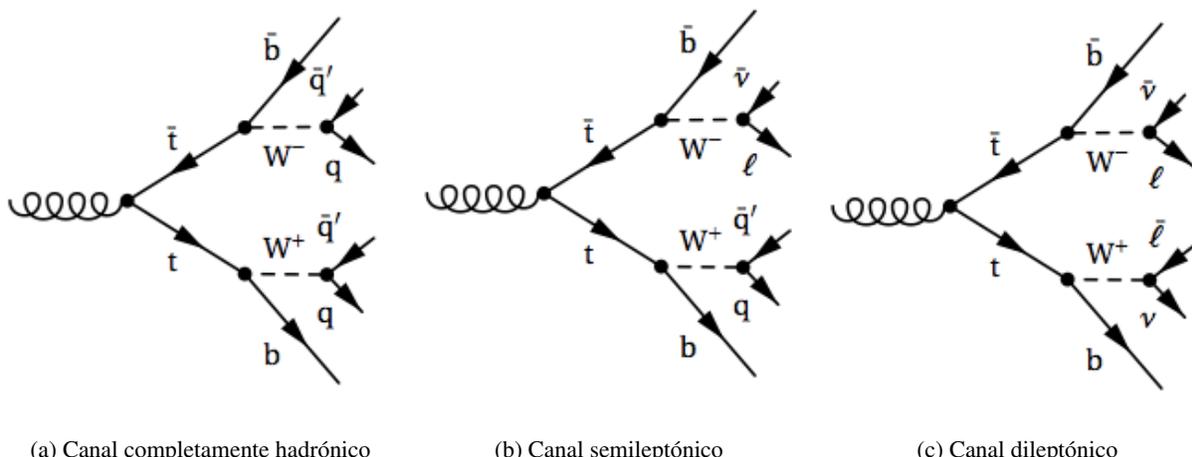


Figura 4.3: Distintas desintegraciones posibles de los bosones W que provienen de pares top-antitop

El canal que he utilizado para medir la sección eficaz de producción de pares top-antitop es el dileptónico distinguiendo a su vez dos subcanales:

- *Same Flavour*, en el que los leptones obtenidos como producto final de desintegración tienen el mismo sabor. Estos leptones pueden ser e^+e^- o $\mu^+\mu^-$.
- *Different Flavour*, en el que los leptones obtenidos tienen diferente sabor, pudiendo tratarse de $e^+\mu^-$ o bien $e^-\mu^+$.

¹Los leptones τ se desintegran rápidamente en un par leptón-neutrino o hadrón-neutrino, por lo que resulta fácil confundirlo con otras partículas. Por ello el estudio de su desintegración requiere métodos de reconstrucción e identificación muy sofisticados.

4.1.3. Importancia en la búsqueda de partículas supersimétricas

En los modelos de nueva física, los quark top aparecen no solo como posibles productos de desintegración de nuevas partículas, sino que además pueden ser el principal fondo en mucho de los procesos, por lo que un estudio detallado de este quark puede dar pistas de las propiedades de nuevas partículas. En <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOP> están disponibles las publicaciones relativas a la producción de pares $t\bar{t}$ a partir de datos recopilados por CMS.

El modelo supersimétrico más simple (MSSM, Minimal Supersymmetric Standard Model) es una extensión del Modelo Estándar que introduce partículas supersimétricas y que supone paridad en R definida como:

$$P_R = (-1)^{2s+3B+L} \quad (4.2)$$

Con s el espín, B el número bariónico y L el leptónico. En MSSM las partículas del Modelo Estándar tienen paridad 1 mientras que las supersimétricas -1.

Otro concepto importante a tener en cuenta es la quiralidad. La quiralidad de un partícula se define según cómo se transforme en la representación del grupo de Poincaré. De esta forma distinguimos dos estados de quiralidad posibles: L y R.

El fuerte acoplamiento de Yukawa[43] entre el top y el stop junto con el campo de Higgs hace que los dos estados de quiralidad posibles para el stop puedan tener masas muy distintas. Puede ser incluso que el estado más ligero tenga una masa menor que la del quark top.

Dependiendo de la jerarquía en las masas, diferentes desintegraciones pueden llevarse a cabo en el sector stop-top. Considerando el stop una partícula pesada (\sim TeV) una de sus posibles desintegraciones sería:

$$\tilde{t} \rightarrow t + \tilde{g} \quad (4.3)$$

donde el gluino \tilde{g} se desintegraría en un par quark-squark. El squark a su vez se desintegraría en otro quark y LSP (partícula supersimétrica más ligera, candidata a componer la materia oscura), por lo que esperaríamos detectar un elevado número de jets y alta energía transversa perdida en el estado final.

Sin embargo, la determinación de la masa del Higgs ha motivado especialmente la búsqueda de partículas supersimétricas ligeras [44], ya que en el contexto de ruptura natural de la simetría electrodébil (*natural SUSY*) el bosón de Higgs más ligero podría tener una masa de $125 \text{ GeV}/c^2$ y el stop sería junto al sbottom el squarks más ligero y por lo tanto más fácil de producir.

En este contexto [45], [46] una de las posibilidades es que el stop se desintegre en un quark b y un chargino. El chargino se desintegraría a su vez en el neutralino más ligero (posible LSP) a través de la emisión de un bosón W :

$$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \rightarrow b\bar{b}W^+W^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \quad (4.4)$$

Otra posibilidad [46] sería si el chargino fuese más pesado que el stop y se cumpliese:

$$m(W) + m(b) < m(\tilde{t}_1) - m(\tilde{\chi}_1^0) < m(t) \quad (4.5)$$

entonces el proceso más probable sería una desintegración del \tilde{t} en $t\tilde{\chi}_1^0$:

$$pp \rightarrow \tilde{t}\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b\bar{b}W^+W^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \quad (4.6)$$

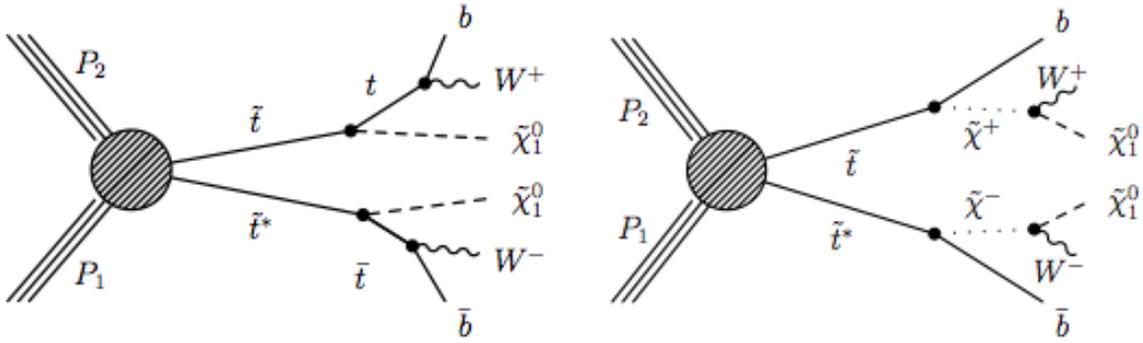


Figura 4.4: Diagramas de producción de pares $\tilde{t}\tilde{t}$ para los canales $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ (izquierda) y $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ [46]

En ambas posibilidades los productos finales de desintegración son dos bosones W , dos quarks b y dos neutra-
linos χ_1^0 . De esta forma resulta evidente que **el principal fondo en la búsqueda de pares $\tilde{t}\tilde{t}$ es la producción de $\tilde{t}\tilde{t}$** , ya que la única diferencia en los productos finales reside en la presencia de χ_1^0 , **lo que se traduce en jets y una energía transversa perdida E_T^{miss} mayor para $\tilde{t}\tilde{t}$** . Por ello esta será una de las variables discriminantes en el estudio del \tilde{t} . Debido a la presencia de dos bosones W en el estado final, otro de los fondos más importantes será la producción de pares WW .

Esta ha sido la motivación que he tenido en este trabajo para calcular la sección eficaz de ambos procesos. El siguiente paso sería determinar, a partir de los resultados obtenidos en el estudio de los fondos (capítulo 6), un límite en la masa del stop. Para ello una separación clara entre la señal de stop y el fondo es necesario. Con este objetivo, para el canal dileptónico definimos la variable discriminante m_{T2} [47] de la siguiente forma:

$$m_{T2}(p_T^{\ell_1}, p_T^{\ell_2}, p_T^{miss}) = \min_{q_T + r_T = p_T^{miss}} \left\{ \max[m_T(p_T^{\ell_1}, q_T), m_T(p_T^{\ell_2}, r_T)] \right\} \quad (4.7)$$

donde m_T es la masa en el plano transversal, $p_T^{\ell_1}$ y $p_T^{\ell_2}$ son los momentos transversos de los dos leptones y q_T y r_T son los vectores cuya suma satisface: $q_T + r_T = p_T^{miss}$. La minimización se hace para todas las posibles descomposiciones de p_T^{miss} .

Los resultados del LHC han mostrado en ciertos casos límites en la masa del stop [47], [48]. En las siguientes gráficas [49] se muestran resultados publicados por CMS en Mayo de 2013. En la primera se muestran los

límites de exclusión para las masas de distintas partículas supersimétricas a $\sqrt{s} = 7$ TeV y $\sqrt{s} = 8$ TeV asumiendo fracciones de desintegración totales (BR=1) y asumiendo conservación de la paridad R. La siguiente gráfica es similar pero en el escenario de SUSY en el que no se conserva la paridad R. La tercera y última muestra estos mismos límites para dos desintegraciones posibles: $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ (línea roja) y $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ (línea azul) donde en esta última consideramos la siguiente parametrización: $m(\tilde{\chi}_1^\pm) = \frac{m(\tilde{t}_1) + m(\tilde{\chi}_1^0)}{2}$.

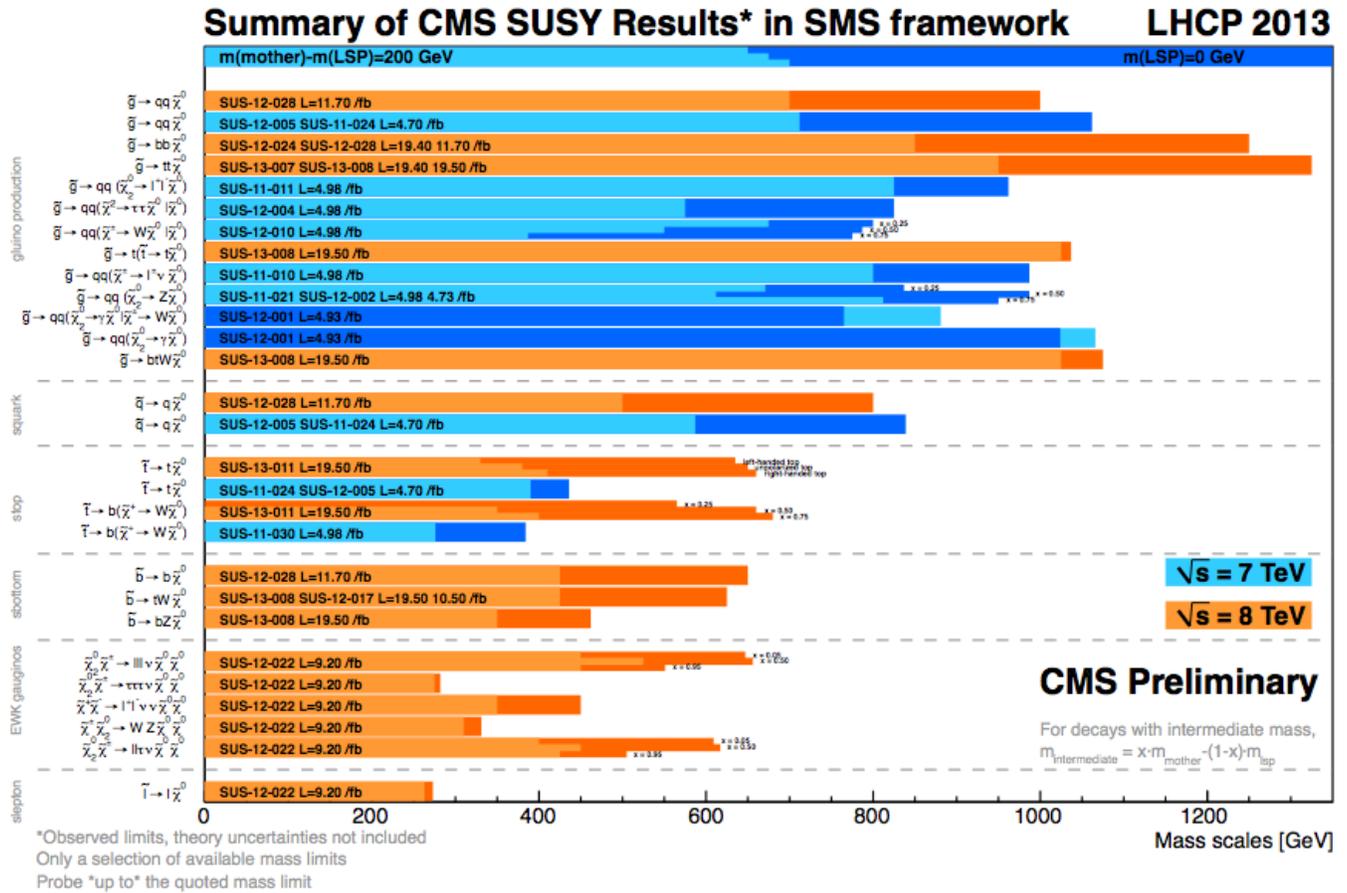


Figura 4.5: Límites de exclusión para partículas supersimétricas obtenidos por CMS en el contexto RPC. Los colores claros corresponden a considerar la $m(\text{partícula madre}) - m(\text{LSP}) = 200$ GeV mientras que los colores oscuros corresponden a $m(\text{LSP})=0$ GeV. Se considera además BR=1

Summary of CMS SUSY Results* in SMS framework LHCP 2013

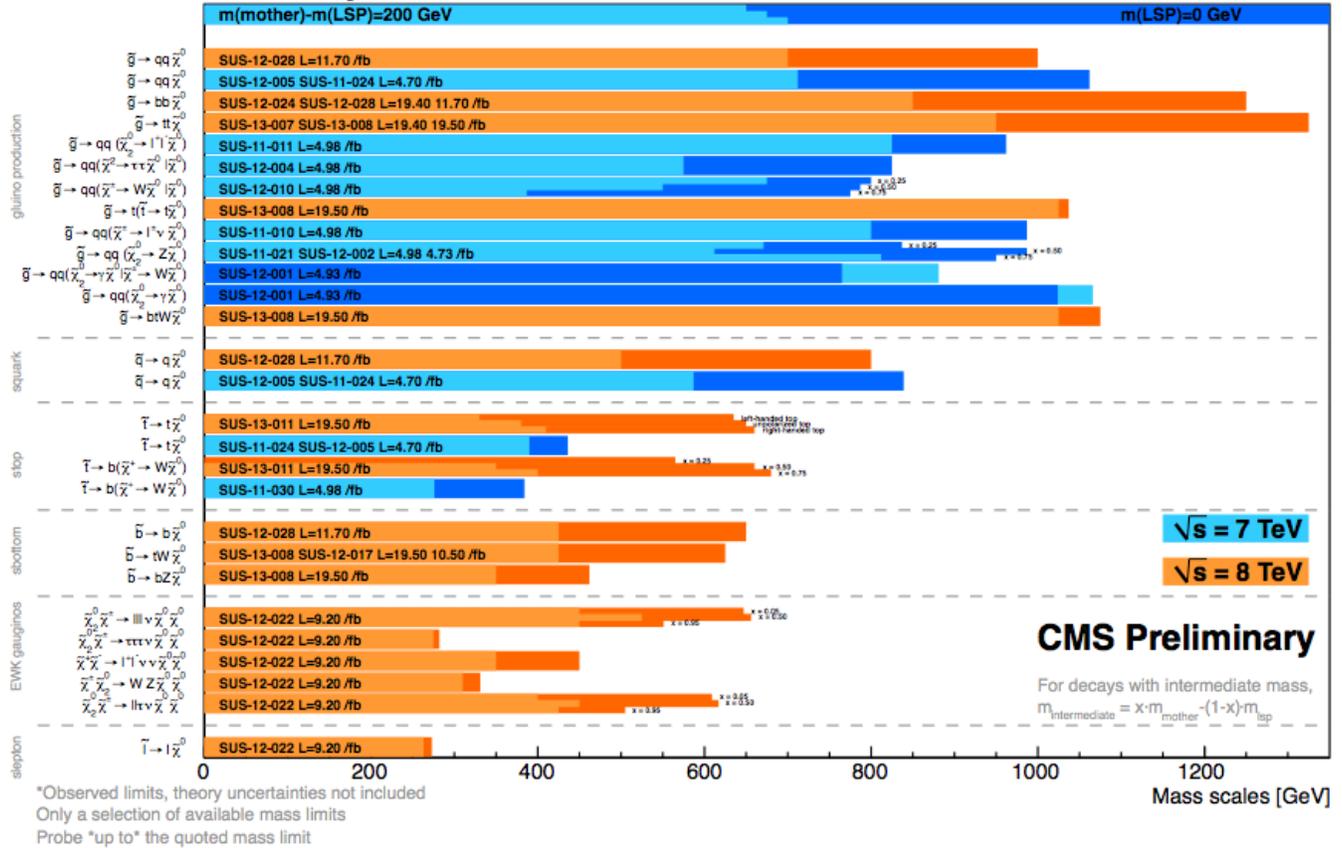


Figura 4.6: Límites de exclusión para partículas supersimétricas obtenidos por CMS en el contexto RPV. Se considera $m(\text{partícula madre}) = 0$ y $BR=1$.

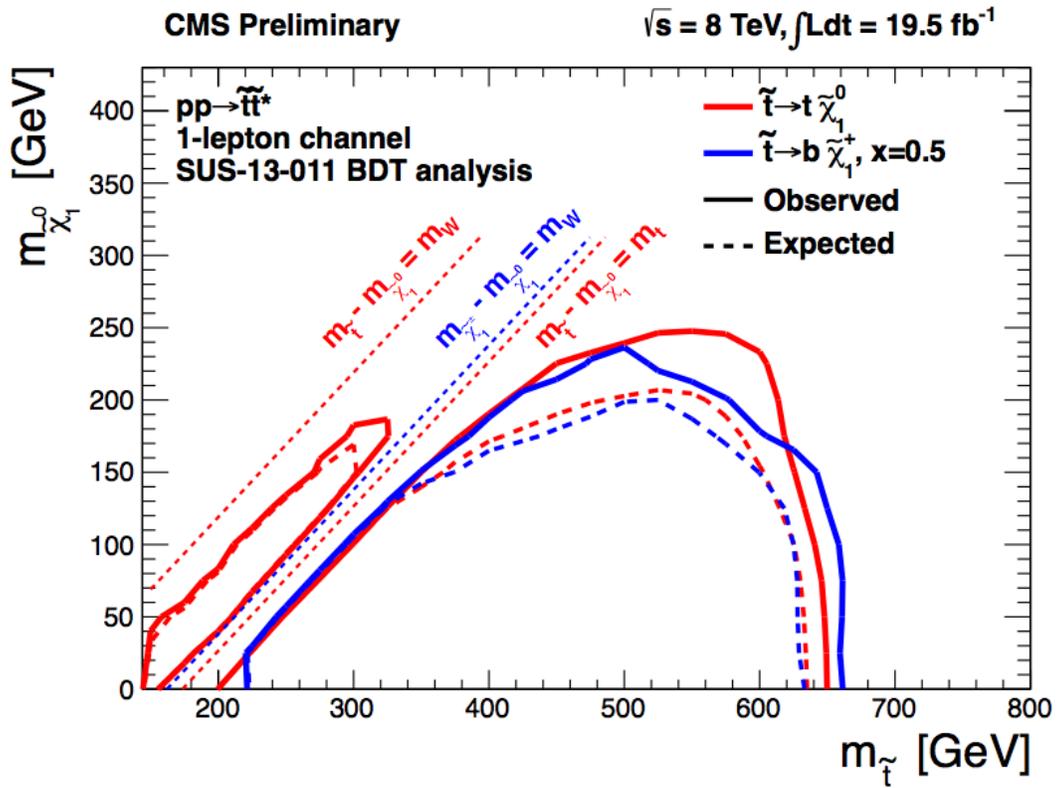


Figura 4.7: Límites de exclusión en las masas de partículas supersimétricas a partir de resultados obtenidos por CMS con colisiones a 19.5 fb^{-1} y $\sqrt{s}=7, 8\text{TeV}$. La línea azul corresponde a la parametrización: $m\left(\tilde{\chi}_1^\pm = \frac{m(\tilde{t}_1) + m(\tilde{\chi}_1^0)}{2}\right)$.

4.2. t individual

Se distinguen tres canales distintos [50] en los cuales pueden producirse quarks top de forma individual:

- Canal t : se produce scattering entre un quark b y otro quark a a través del intercambio de un bosón virtual W^* .
- Canal s : se produce una fusión de dos quarks en un bosón virtual W^* .
- Canal tW : un quark b absorbe un gluón lo que le permite desintegrarse en un quark top y un bosón W^- .

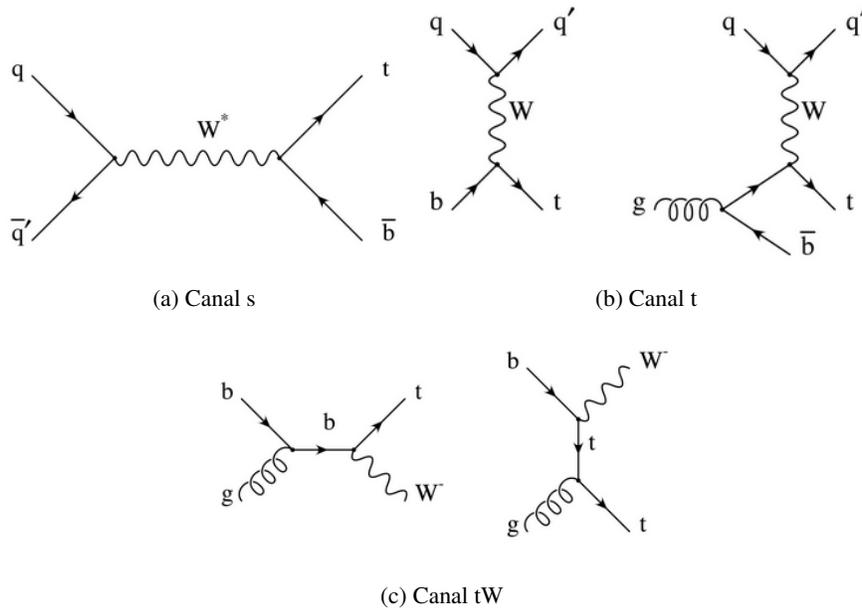


Figura 4.8: Diagramas de Feynman relativos a la creación de quarks top

Siendo el canal t el dominante en el LHC. El canal tW tiene una aportación no despreciable. El canal s es el que menos contribuye.

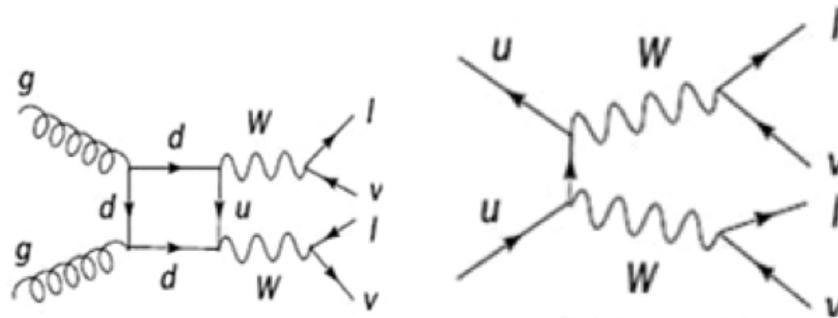
En el canal dileptónico solamente consideramos la producción de tops individuales del canal tW de las dos formas posibles: tW^- y $\bar{t}W^+$. El producto final de desintegración para este fondo es un jet b , un leptón y un neutrino fruto de la desintegración del bosón W^+ (W^-) que proviene del top (antitop) y otro par leptón neutrino proveniente de la desintegración del bosón W^- (W^+). Se trata del principal fondo para $t\bar{t}$ ya que la única diferencia con respecto a la señal es la presencia de un jet b menos.

4.3. W^+W^-

Este fondo se caracteriza por la producción de dos bosones W . Es un fondo a tener en cuenta ya que la producción de $t\bar{t}$ lleva consigo la de dos bosones W . La única diferencia es la presencia de jets b . Por ello este

fondo es relativamente fácil de reducir exigiendo jets b. Los mecanismos de producción de pares W^+W^- son dos:

- Aniquilación de un par quark-antiquark. Ocurre un 97 % de las veces.
- Fusión de dos gluones. Tiene lugar un 3 % de las veces.



(a) Por fusión de gluones

(b) Por aniquilación de quark-antiquark

Figura 4.9: Diagramas de Feynman relativos a la producción de pares W^-W^+

4.4. $W + Jets$

El fondo de $W + jets$ del canal dileptónico tiene como productos finales un leptón que proviene de la desintegración del bosón W y otro leptón falso o *fake*. Todo leptón que no provenga de la desintegración de un W o de un Z es considerado como *fake*, lo cual incluye no solamente los jets identificados como leptones sino también algunos leptones reales tales como los generados a partir de fotones lo suficientemente energéticos o los que provienen de la desintegración de mesones B .

Los leptones *prompt* son aquellos que provienen de la desintegración de un bosón W o un Z . Distinguimos entre leptones *prompt* y *fakes* a partir de sus propiedades de aislamiento e identificación.

La frecuencia con que se producen *fakes* en el detector no es calculada correctamente por los simuladores de Monte Carlo, por lo que para estimar este fondo utilizamos otro método en el que tenemos en cuenta los datos. Este método consiste en estimar el fondo a partir de los datos por lo que se conoce como técnica de data driven.

Primero definimos dos cortes diferentes en las variables de aislamiento e identificación: un corte estricto (*tight*) y un corte menos restrictivo (*loose*). De esta forma todo leptón que supere el corte *tight* también superará el corte *loose*. El número de leptones *fake* que superen el corte *tight* entre el número de leptones *fake* que superen el corte *loose* se conoce como tasa de *fakes* f . El cociente equivalente entre leptones *prompt* será la tasa de *prompts* p .

La tasa de *fakes* es calculada a partir de los datos en una región del espacio de fases donde el fondo QCD² sea predominante. Se calcula para distintos valores de p_T y η para estudiar la dependencia de f con la cinemática del leptón.

La tasa de *prompts* se calcula a partir de los datos en una región del espacio de fases en la que predominan procesos de producción del bosón Z y su desintegración en dos leptones: $Z \rightarrow ll$.

Tras haber calculado f y p calculamos cuatro pesos distintos, uno para cada una de las cuatro posibilidades siguientes: *prompt-prompt* si los dos leptones son provienen de un W o un Z, *prompt-fake*, *fake-prompt* si solamente proviene uno y *fake-fake* si no proviene ninguno. Los pesos se calculan en función de los cortes superados por los leptones: *tight-tight* si ambos superan los cortes *tight*, *tight-loose*, *loose-tight* si solo uno supera el corte *tight* y *loose-loose* si ninguno los supera. De esta forma obtenemos el fondo de $W + Jets$ estimado a partir de los datos.

4.5. Drell – Yan

Los procesos de Drell-Yan son aquellos en los que un quark y un antiquark se anulan generando un bosón Z el cual se desintegra en un par leptón-antileptón:

$$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^- \quad (4.8)$$

El bosón Z es su propia antipartícula. De esta forma su carga eléctrica sea 0 y se desintegra en pares partícula-antipartícula. El 10 % de las veces lo hace en un par leptón-antileptón, el 20 % lo hace sin dejar rastro por lo que suponemos que se desintegra en neutrinos y el 70 % restante lo hace de forma hadrónica, en pares quark-antiquark que al hadronizarse darán lugar a jets.

Aquellas partículas que interaccionan intercambiando un bosón Z (corriente neutra) no se ven afectadas salvo por un intercambio de momento. De hecho el único mecanismo de intercambio de momento de manera elástica de los neutrinos con la materia es mediante el intercambio de bosones Z. Fueron predichos por Salam, Glashow y Weinberg en su unificación electrodébil y descubiertos experimentalmente en la cámara de burbujas *Gargamelle* en el CERN.

Al igual que para $W + jets$ este fondo se estima a partir de los datos. Para ello definimos una región de control en la que la señal sea pequeña y el fondo de Drell-Yan grande. Esta región es lo que conocemos como ventana del Z y se define a partir de la masa invariante de los leptones: $76 < M_{ll} < 106 GeV/c^2$. Se trata del pico de resonancia del bosón Z. El máximo de este pico está en $91,1876 \pm 0,0021 GeV/c^2$ [51]. La anchura del pico

²Los fondos de QCD del canal dileptónico son eventos en los que se producen varios jets donde dos de esos jets se identifican erróneamente como leptones.

se relaciona con la vida media de la partícula a través del principio de incertidumbre de Heisenberg:

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{2 \cdot \Delta E} \quad (4.9)$$

Si la masa invariante de los leptones recae en esta región decimos que se ha generado un bosón Z real. La sección eficaz de generación del bosón Z en esta región es tan elevada que prácticamente todos los datos dentro de esta ventana corresponden al fondo de Drell-Yan. Por ello un corte en la ventana del Z siempre es necesario para canales del tipo *same flavour*.

Nuestro análisis está caracterizado por la presencia de dos leptones, por lo que si la masa invariante de ambos leptones recae en la ventana del Z y dado que procesos de creación del bosón Z más dos leptones que no provengan del Z como puede ser WWZ o $WZ\gamma$ tienen una sección eficaz muy pequeña, consideraremos que en nuestro análisis los Z que detectemos se habrán desintegrado en dos leptones, a pesar de que esto suponga solamente el 10 % de su fracción total de desintegración.

A partir del número de eventos del fondo de Drell-Yan determinados con los datos en la región de control $N_{Z/\gamma^*}^{in,data}$, extrapolaremos dicho fondo a la región del espacio de fases en la que estamos estudiando la señal, esto es, fuera del pico del bosón Z ($N_{Z/\gamma^*}^{out,data}$). Este método se describe detalladamente en [52]. Para hacer esta extrapolación utilizaremos la siguiente fórmula:

$$N_{Z/\gamma^*}^{out,data} = R_{MC}^{out/in} \cdot N_{Z/\gamma^*}^{in,data} \quad (4.10)$$

El cociente $R_{MC}^{out/in}$ se estima a partir de las simulaciones de Monte Carlo, lo que conlleva un error sistemático. Para estimar este cociente dividimos el número de sucesos de la simulación de Drell-Yan fuera de la ventana del Z entre los que se encuentren dentro de dicha región. Esto lo hacemos para diferentes valores de energía perdida transversa con el objetivo de estudiar la dependencia del cociente con dicha variable y determinar el error sistemático que este cálculo conlleva.

El número de eventos cerca del pico del Z ($N_{Z/\gamma^*}^{in,data}$) lo hemos calculado a partir del número de todos los eventos de datos dentro de la región del veto N^{in} a los cuales le hemos sustraído los eventos que no provienen de procesos de Drell-Yan, esto es, sucesos del canal *different flavour* que pasan el mismo corte $N_{e^\pm\mu^\mp}^{in,data}$ corregidos por las diferencias entre las eficiencias de detección de muones y electrones (k), así como los sucesos de la simulación relativa a la producción de ZZ ($N_{ZZ}^{in,MC}$) y a WZ ($N_{WZ}^{in,MC}$) aunque la contribución de WZ es relativamente pequeña ya que exigimos únicamente dos leptones en el estado final. De esta forma la contribución de Z/γ^* viene dada por lo tanto por:

$$N_{Z/\gamma^*}^{out,data} = R_{MC}^{out/in} N_{Z/\gamma^*}^{in,data} = R_{MC}^{out/in} \left(N^{in,data} - 0,5k N_{e^\pm\mu^\mp}^{in,data} - N_{ZZ}^{in,MC} - N_{WZ}^{in,MC} \right) \quad (4.11)$$

La corrección k es calculada así:

$$k = \frac{1}{2} \cdot \left(\sqrt{\frac{N_{e^+e^-}^{in,data}}{N_{\mu^+\mu^-}^{in,data}}} + \sqrt{\frac{N_{\mu^+\mu^-}^{in,data}}{N_{e^+e^-}^{in,data}}} \right) \quad (4.12)$$

donde $N_{e^+e^-}^{in,data}$ ($N_{\mu^+\mu^-}^{in,data}$) es el número de sucesos de producción de pares electrón-positrón (muón-antimuón) cerca del pico de la masa del bosón Z , con un corte en energía perdida transversa de 15 MeV.

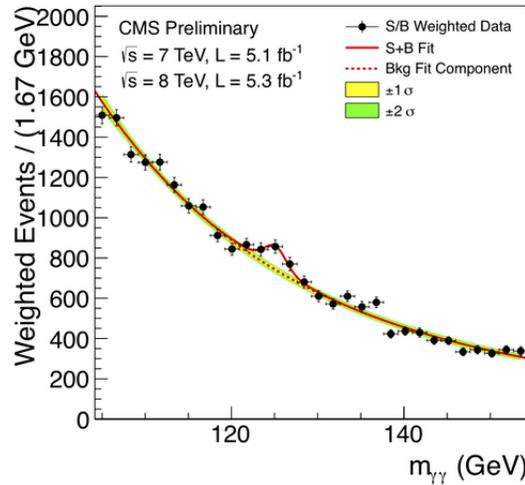
4.6. $WZ, ZZ, W + \gamma, Z + \gamma$

El fondo WZ consiste en la generación de ambos bosones mientras que el ZZ consiste en la generación de dos bosones Z . El fondo WZ se elimina casi completamente al exigir solamente dos leptones ya que típicamente el bosón W se desintegrará en leptón-neutrino y el Z en leptón-antileptón. Lo mismo sucede con el fondo ZZ salvo cuando éste dé como producto final dos leptones y dos neutrinos $ZZ \rightarrow 2l2\nu$, en cuyo caso la contribución no será despreciable. Cuando los dos Z se desintegren en dos leptones (y por lo tanto sin presencia de neutrinos) el requerimiento de una energía perdida mínima eliminará dicho fondo.

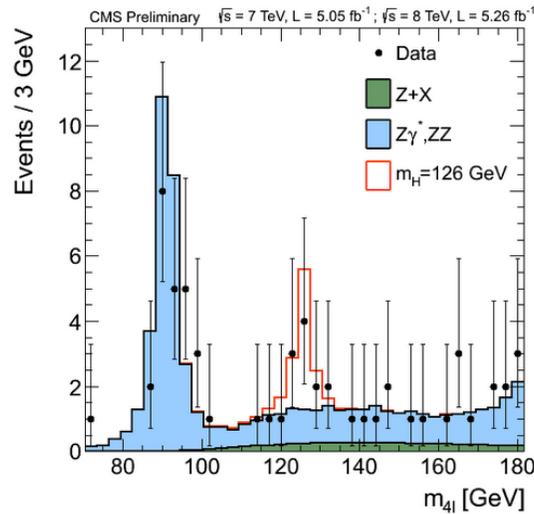
Los fondos $W + \gamma$ y $Z + \gamma$, donde se produce un bosón y se detecta un fotón, los eliminamos al exigir un mínimo de energía perdida. Este fotón puede haberse producido de diversas maneras: puede que uno de los leptones en los que se desintegra el bosón lo haya radiado (*final state radiation*), puede que sea fruto de la colisión de dos quarks, etc. Resulta imposible determinar su origen. Es posible también que se desintegre en un par leptón-antileptón, en cuyo caso detectaremos dos leptones en el fondo $W + \gamma$ y más de dos en el $Z + \gamma$.

4.7. *Bosón de Higgs*

El bosón de Higgs es la partícula predicha por el Modelo Estándar responsable del campo de Higgs, el cual causa la ruptura espontánea de la simetría electrodébil de la que se deriva la aparición de masa. Su descubrimiento ([53], figuras 4.10a y 4.10b) ha causado un gran impacto en la comunidad científica.



(a) Distribución de la masa invariante de los dos fotones del canal $\gamma\gamma$, a partir de datos obtenidos entre 2011 y 2012. Los datos están reescalados al cociente señal/fondo. La línea roja sólida muestra el resultado del ajuste para señal+fondo; la línea roja discontinua muestra la aportación únicamente del fondo.



(b) Suma de las distribuciones de la masa invariante de los cuatro leptones para los canales $4e$, 4μ y $2e2\mu$. Los puntos negros representan los datos, el histograma azul relleno representa el fondo y el histograma rojo vacío representa la señal del Higgs, para datos relativos a $\sqrt{s}=7$ y 8 TeV.

Figura 4.10: Reconstrucciones de la masa invariante para los canales $\gamma\gamma$ y ZZ que evidencian el descubrimiento de una nueva partícula en torno a $125 \text{ GeV}/c^2$.

El campo de Higgs tiene como particularidad que parece ser diferente de 0 en regiones del espacio vacías. Su descubrimiento ha sido el principal objetivo del LHC desde sus inicios ya que supondría la confirmación experimental de la existencia de todas las partículas predichas por el Modelo Estándar.

CMS está diseñado para optimizar la búsqueda del bosón de Higgs en un rango de masas que comienza desde el límite establecido por LEP de alrededor de $114 \text{ GeV}/c^2$. El principal proceso de producción del bosón de Higgs es la fusión de dos gluones, aunque también puede producirse por la fusión de dos bosones vectoriales (bosones de espín 1) o por producción conjunta con un bosón W o un par $t\bar{t}$.

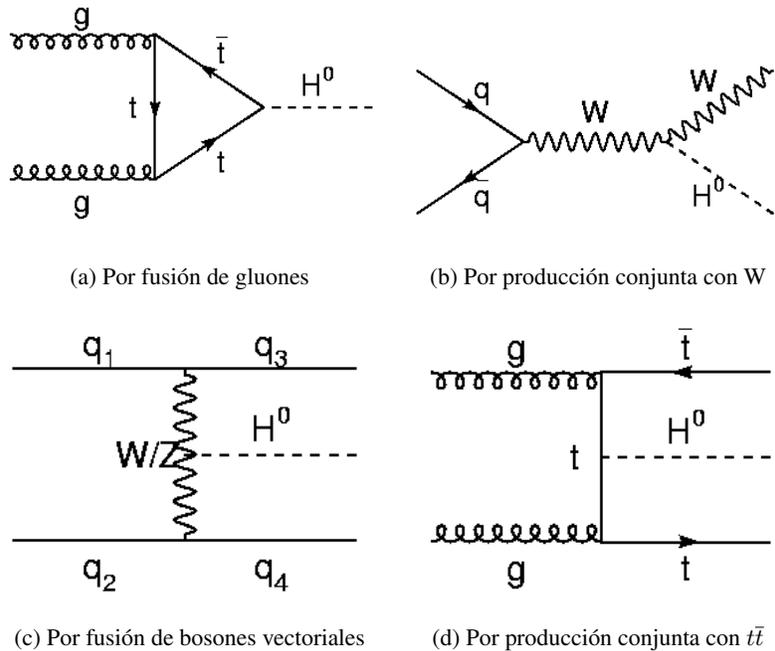


Figura 4.11: Diagramas de Feynman relativos a la producción del bosón de Higgs

Los productos finales de desintegración del Higgs dependen del canal que estemos considerando. A continuación explico los tres más importantes.

$$H \rightarrow \gamma\gamma$$

Es el canal con mayor sensibilidad para el rango de masas más bajo, aunque su fracción de desintegración es del 0,2%. En el espectro de masas se puede distinguir el pico en torno a la masa invariante reconstruida de los dos fotones, pero presenta un fondo amplio y continuo. La masa de Higgs cubierta por este canal es $110\text{-}150 \text{ GeV}/c^2$.

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$$

Conocido como el *Golden Channel* o canal dorado, resulta el canal más adecuado para buscar el bosón de Higgs ya que no solo abarca un rango de masas posibles amplio ($110\text{-}1000 \text{ GeV}/c^2$) sino que en sus productos de desintegración no aparecen neutrinos sino leptones, que a diferencia de los primeros sí se pueden

detectar en CMS. El fondo dominante en este canal es la producción de ZZ .

$$H \rightarrow WW \rightarrow 2l2\nu$$

La mayor ventaja de este canal es que es el principal mecanismo de producción de Higgs para un amplio rango de masas (en la figura 4.12 se puede apreciar cómo para masas cercanas a $180 \text{ GeV}/c^2$ la fracción de desintegración del Higgs está prácticamente dominada por WW), siendo el canal dominante para masas intermedias y altas. El inconveniente es que tiene dos neutrinos como producto final de desintegración, los cuales son imposibles de detectar.

Se trata del canal en el que está especializado el grupo de Física Experimental de Altas Energías de la Universidad de Oviedo. Las simulaciones que utilizaré tanto para calcular la sección eficaz de producción de WW como de $t\bar{t}$ se basarán en la producción de Higgs de $125 \text{ GeV}/c^2$ en este canal.

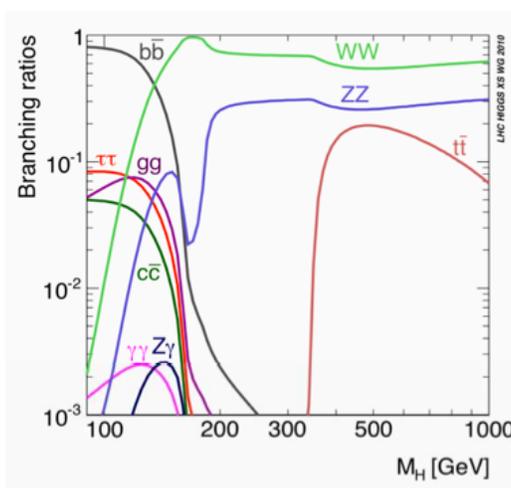


Figura 4.12: Dependencia de la fracción de desintegración de cada canal para los distintos posibles valores de masa del Higgs

4.8. Pile-up y pesado de las simulaciones MC

Como consecuencia de la alta luminosidad y el elevado número paquetes que conforman el haz en el LHC, varias colisiones tienen lugar en el mismo tiempo cuando los dos haces se encuentran. Este fenómeno se conoce como *pile-up*. Las colisiones extra contribuyen a un aumento de E_T^{miss} y de actividad hadrónica que no pertenecen a la colisión principal, la que se produce en el centro del detector y que queremos estudiar.

Por otra parte, las muestras de MC tienen un número determinado de eventos. Dicho número tiene que adaptarse al número de eventos que se producen en el LHC en función de la luminosidad con la que esté funcionando. Para ello pesamos la muestra aplicando el siguiente peso:

$$Weight = \frac{\sigma \cdot L}{N_{MC}} \quad (4.13)$$

donde σ es la sección eficaz del proceso que esté simulando la muestra, L la luminosidad con la que esté funcionando el LHC y N_{MC} el número de sucesos iniciales de la muestra.

También hay que tener en cuenta que el pile-up cambia con la luminosidad. Las muestras simulan un pile-up que sigue una distribución plana en el centro con los extremos similares a las colas de una distribución de Poisson. Para corregir la simulación del pile-up en cada rango de luminosidad se utiliza la luminosidad instantánea del LHC integrada a todo el rango de funcionamiento y normalizada. La distribución obtenida es utilizada para repesar la simulación la cual se adapta de esta forma a los datos.

Capítulo 5

Errores sistemáticos

La estimación de los errores sistemáticos son un punto crucial de todo análisis. Especialmente cuando utilizamos un análisis en el que la interpretación de los resultados está basada en la forma de la distribución de alguna variable discriminante. Es muy importante comprender bien los efectos que puedan afectar a las distribuciones de señal y fondo.

Distinguimos dos diferentes incertidumbres:

- Errores de normalización: donde tenemos que tener en cuenta el efecto que tiene renormalizar una distribución sin modificar su forma. Estas incertidumbres se introducen en nuestro análisis como una constante de normalización.
- Errores de forma: donde el cambio en la forma que tiene la distribución es tomada en cuenta. Son calculadas a partir de tres histogramas: el nominal, $-\sigma$ y $+\sigma$.

5.1. Eficiencias del trigger

Este método utiliza sucesos que pasan unas condiciones de trigger débilmente correlacionadas con los triggers dileptónicos, contando el número de tales sucesos que pasan y no pasan los criterios de selección del trigger dileptónico. El principio de este método se puede resumir en tres pasos: 1) Determinar una serie de triggers débilmente correlacionados (*cross triggers*) con los triggers dileptónicos utilizados en el análisis, 2) contar el número de sucesos N_{Xtrig} que pasan los *cross triggers* y la selección de nuestro análisis, 3) contar el número de sucesos $N_{Xtrig+DILtrig}$ que pasan las condiciones de los *cross triggers*, las de los triggers de nuestro análisis y las de los triggers dileptónicos.

Entonces, la eficiencia del trigger dileptónico para los datos es $\epsilon_{trig} = N_{Xtrig+DILtrig}/N_{Xtrig}$. La principal dificultad de este método es definir los *cross triggers* que nos permitan seleccionar el suficiente número de

sucesos dileptónicos como para tener un error estadístico suficientemente pequeño.

Para los análisis de $t\bar{t}$ y W^+W^- se ha escogido triggers de E_T^{miss} como cross triggers ya que parecen estar poco correlacionados con los triggers dileptónicos, y contienen datos suficientes como para mantener un error estadístico por debajo del 1%. Una fuente de error sistemático está relacionada con las correlaciones entre los triggers en E_T^{miss} y los dileptónicos. Dichas correlaciones se estiman a partir de las simulaciones de $t\bar{t}$ o W^+W^- contando los sucesos que pasan solamente los triggers de E_T^{miss} , los que pasan solamente los dileptónicos y los que pasan ambos. En el caso en el que el trigger dileptónico y el de E_T^{miss} sean independientes, la eficiencia que satisface ambos se puede calcular como el producto de ambas eficiencias:

$$\epsilon_{trgLL, trgE_T^{miss}} = \epsilon_{trgLL} \cdot \epsilon_{trgE_T^{miss}} \quad (5.1)$$

De esta forma si las selecciones en E_T^{miss} y las dileptónicas están correlacionadas, el valor de dicha correlación se podría calcular de la siguiente manera:

$$\alpha = \frac{\epsilon_{trgLL}^{MC} \cdot \epsilon_{trgE_T^{miss}}^{MC}}{\epsilon_{trgLL, trgE_T^{miss}}^{MC}} \quad (5.2)$$

El valor de α está calculado para cada canal de $t\bar{t}$ y aporta un error sistemático de $\approx 0,5\%$. El error sistemático total en la medida de las eficiencias del trigger dileptónico se ha estimado en un 1%, teniendo en cuenta no solo el cálculo de α , sino también otros factores como por ejemplo el posible diferente comportamiento de los triggers para datos y para simulación.

5.2. Eficiencias en la identificación de leptones

Las eficiencias de los leptones se calculan a partir de los datos utilizando el método *tag and probe* [27] en una región del espacio de fases relativa a una resonancia. Dado que en nuestro análisis requeriremos leptones con alto p_T , escogemos la resonancia de la masa del bosón Z, que nos proporciona una muestra pura de leptones con los cuales mediremos la eficiencia para un determinado corte selectivo. Para uno de los leptones (el *tag*) requeriremos unos criterios de selección fuertes con el fin de eliminar cuanto fondo sea posible, lo que nos permite seleccionar una muestra de Z pura. Con el otro de los leptones (el *probe*) mediremos la eficiencia por lo que para él requeriremos que supere los cortes para los cuales queremos determinar la eficiencia. La masa invariante reconstruida a partir del leptón *tag* y el *probe* tiene que ser consistente con la masa del bosón Z.

Los errores derivados del cálculo de estas eficiencias se determinan desplazando el factor de escala su error estadístico superior e inferior (todos los bins en la misma dirección).

5.3. Escala de la energía de los leptones

El cálculo de la escala de la energía de los leptones conlleva unos errores debido a diferentes efectos del detector. Para los electrones este error es del 2% en el barril y 4% en las tapas. Para muones, es de 1% para todo valor de η . Estos errores se calculan aumentando y reduciendo el momento de los muones un 0,2%, el de los electrones un 0,5% en el barril y un 1% en las tapas y recalculando las variables correlacionadas ($m_{\ell\ell}$, m_T , p_T , E_T^{miss}). El error de normalización es mayor para los electrones que para los muones. El valor de dicho error viene dado por el leptón más energético. El error en la energía de los leptones es del tipo forma.

5.4. Escala en energía y resolución de los jets

Los errores en la energía y resolución de los jets se calculan aumentando y disminuyendo el momento del jet un factor dependiente de p_T y η que varía entre 2 y 5%. Al igual que antes, tras el reescalado se calculan las variables correlacionadas. Esta incertidumbre es del tipo forma.

5.5. Etiquetado de jets b

El parámetro de impacto que interviene en el etiquetado de jets b tiene cierta resolución, la cual nos da un error sistemático. Siguiendo las instrucciones de [32][54] calculamos los factores de escala SF_b , SF_c y SF_l para las simulaciones de señal y fondos. SF_b viene dado como función del p_T y η , SF_c tiene el mismo valor que SF_b con el doble de error y SF_l es calculado como función de p_T del jet para distintos bins en η .

5.6. Pile-up

El error debido al pile-up se calcula a partir de dos ficheros extra de datos con una variación de $\pm 5\%$ en el número de interacciones. El cambio relativo observado en el número de sucesos simulados tras la selección de nuestro análisis es considerado como error sistemático debido al pile-up. El error en pile-up es del tipo normalización.

5.7. Simulación MC

Las funciones de estructura del protón no son conocidas con una precisión lo suficientemente buena como para que la sección eficaz que estamos calculando no dependa de ella. Dicha dependencia se produce en lo

que llamamos escala de QCD. Es en esta escala en la que se produce verdaderamente el proceso físico que estamos estudiando (producción de pares $t\bar{t}$ o W^+W^-).

En todo el proceso de QCD tanto en la producción como en la hadronización de los quarks que aparezcan en el proceso, realizamos un tratamiento perturbativo caracterizado por la radiación de gluones y el choque de quarks. Pero llega un momento en el que dichos gluones y quarks se tienen que hadronizar ya que ni gluones ni quarks se ven en el estado final. Este paso de gluones y quarks al estado final es lo que llamamos *matching partons to showers*.

Los simuladores de Monte Carlo se configuran a partir de unos parámetros que describen tanto la escala QCD como el proceso de *matching partons to showers*. La dependencia de la sección eficaz con el valor de dichos parámetros es determinada como error sistemático. Para calcular dicho error, los parámetros de la escala de factorización QCD y de *matching partons to showers* se han aumentado y disminuido un factor dos.

5.8. Luminosidad

El error debido a la luminosidad es del 4,4%. Se considera como un error de normalización.

Capítulo 6

Resultados y conclusiones

Como ya se ha dicho, un estudio de los fondos es fundamental para la búsqueda de partículas supersimétricas. Por ello en este trabajo he calculado la sección eficaz de producción de pares $t\bar{t}$ y W^+W^- , dos de los principales fondos del squark top. Por cuestión de estadística, dichas secciones eficaces se han calculado para los canales donde mayor número de sucesos tenemos, los del tipo *different flavour*. La fórmula utilizada en ambos casos ha sido:

$$\sigma = \frac{N_{\text{Datos}} - N_{\text{fondo}}}{L_{\text{int}} \cdot \varepsilon \cdot BR} \quad (6.1)$$

donde N_{Datos} es el número de datos obtenidos, N_{fondo} son todos los sucesos de fondo estimado, L_{int} es la luminosidad integrada con la que se han tomado los datos, ε es la eficiencia de la señal (sucesos de la señal que superan los cortes entre sucesos iniciales de la muestra) y BR la fracción de desintegración promedia de la partícula que estemos estudiando. El error asociado al cálculo de la sección eficaz es el siguiente:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma(\text{estad.}) \oplus \Delta\sigma(\text{siste.}) \oplus \Delta\sigma(\text{lumi.}) = \frac{\sqrt{N_{\text{Datos}}}}{L_{\text{int}} \cdot \varepsilon} \oplus \left(\frac{\Delta N_{\text{fondo}}}{L_{\text{int}} \cdot \varepsilon} \oplus \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \sigma \right) \oplus \frac{\Delta L_{\text{int}}}{L_{\text{int}}} \sigma \quad (6.2)$$

donde ΔN_{fondo} es el error en la estimación del fondo, $\Delta\varepsilon$ es la incertidumbre en la eficiencia de la señal y ΔL_{int} es la incertidumbre en el valor de la luminosidad.

El error en la aceptación de la señal (teniendo en cuenta las características del detector y el rango de medida disponible en las variables estudiadas) para la medida de la sección eficaz debido a la variación de las *parton distribution function* (PDF) es estimado a partir del método PDF4LHC explicado en [55]. Utilizando CT10[56], MSTW08[57] y NNPDF[58] el error es del 1,6 % para ambos casos (W^+W^- y $t\bar{t}$.)

El error en la aceptación variando el parámetro de la escala de factorización de QCD se ha calculado a partir del programa MCFM [59]. La variación encontrada en la aceptación es del 2,3 % también para ambos análisis. Los errores debidos a la escala de energía de los jets son 6,0 % para W^+W^- y 2,2 % para $t\bar{t}$. El error asociado a su resolución es del 1,6 % y 1,3 % para W^+W^- y $t\bar{t}$ respectivamente.

Los errores en las eficiencias de identificación y aislamiento de los leptones son del 1 – 2 % para muones y

electrones. El error debido a la eficiencia del trigger es del 1,5 %. El error asociado a la energía de los leptones ronda el 1 – 2,5 % para electrones y el 1,5 % para muones.

Los errores en las eficiencias derivados del etiquetado de jets b son del 0,7 % y 4,7 % para W^+W^- y $t\bar{t}$ respectivamente.

El error asociado al pile-up es del 2,1 % para W^+W^- y del 0,7 % para $t\bar{t}$ y el error en la luminosidad integra del 4,4 %.

6.1. Cálculo de la sección eficaz de producción de pares W^+W^-

En esta sección mostraré los cálculos realizados de la sección eficaz de producción de pares W^+W^- para los canales dileptónicos¹ : $e^\pm\mu^\mp$ y $\mu^\pm e^\mp$ siendo la luminosidad utilizada de $19.5 fb^{-1}$.

La muestra utilizada simula bosones W desintegrándose de la siguiente forma:

$$W \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell \quad (6.3)$$

por lo que la fracción de desintegración es:

$$3 \cdot BR(W \rightarrow \ell\bar{\nu})^2 = 0,1080 \pm 0,0009 \quad (6.4)$$

El factor 3 se debe al considerar que el bosón W se puede desintegrar en los tres leptones (e, μ, τ).

La eficiencia se calcula por separado para cada una de las dos muestras que consideramos señal: $gg \rightarrow WW$ y $q\bar{q} \rightarrow WW$ y ambas se suman ponderadamente. Esta ponderación se debe a la diferente sección eficaz teórica de cada proceso, siendo del 3 % para $gg \rightarrow WW$ y del 97 % restante para $q\bar{q} \rightarrow WW$. Para aislar al máximo la señal de W^+W^- y minimizar el fondo he utilizado los siguientes cortes selectivos:

- Dos leptones de signo opuesto en el estado final. Recordemos que estamos estudiando procesos en el canal dileptónico.
- p_T de los leptones >20 GeV/c, queremos optimizar la identificación de los leptones por lo que exigiremos leptones altamente energéticos que el detector haya podido detectar con claridad.
- $PFMET >20$ GeV. Los cortes en $PFMET$ se deben a la presencia de dos neutrinos en el estado final. Con este corte conseguimos eliminar fondo de Drell-Yan ya que la producción de Z para el canal dileptónico está dominada por $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$.
- $\Delta\phi < 165^\circ$ para eliminar contribución de Z ya que cuando este se desintegra los dos leptones tienden a formar un ángulo $\Delta\phi = 180$

¹La notación utilizada es la siguiente: el primer leptón es el más energético de los dos por lo que el canal $e^\pm\mu^\mp$ corresponde a la desintegración de pares $e^\pm\mu^\mp$ donde los electrones son más energéticos que los muones.

- Masa invariante $m_{\ell\ell} > 12$ GeV para eliminar las resonancias de baja masa ($J/\psi, \psi', \phi, Y, \eta\dots$).
- Jet veto: número de jets = 0 para eliminar la contribución del quark t ya sea de forma individual o en pares tt^* . También se ha exigido 0 jets b, utilizando el etiquetado TCHE.
- $p_T^{\ell\ell} > 45$ GeV/c. Este corte cinemático está basado en las observaciones de los histogramas, donde al aplicar este corte conseguíamos reducir el fondo sin perder mucha señal.

La sección eficaz obtenida para $e^\pm\mu^\mp$ ha sido:

$$\sigma_{WW, e^\pm\mu^\mp} = 63,94 \pm 1,92 \text{ (esta.)} \pm 5,70 \text{ (sist.)} \pm 2,81 \text{ (lumi.) pb} \quad (6.5)$$

Los histogramas relativos a dicho cálculo se muestran a continuación:

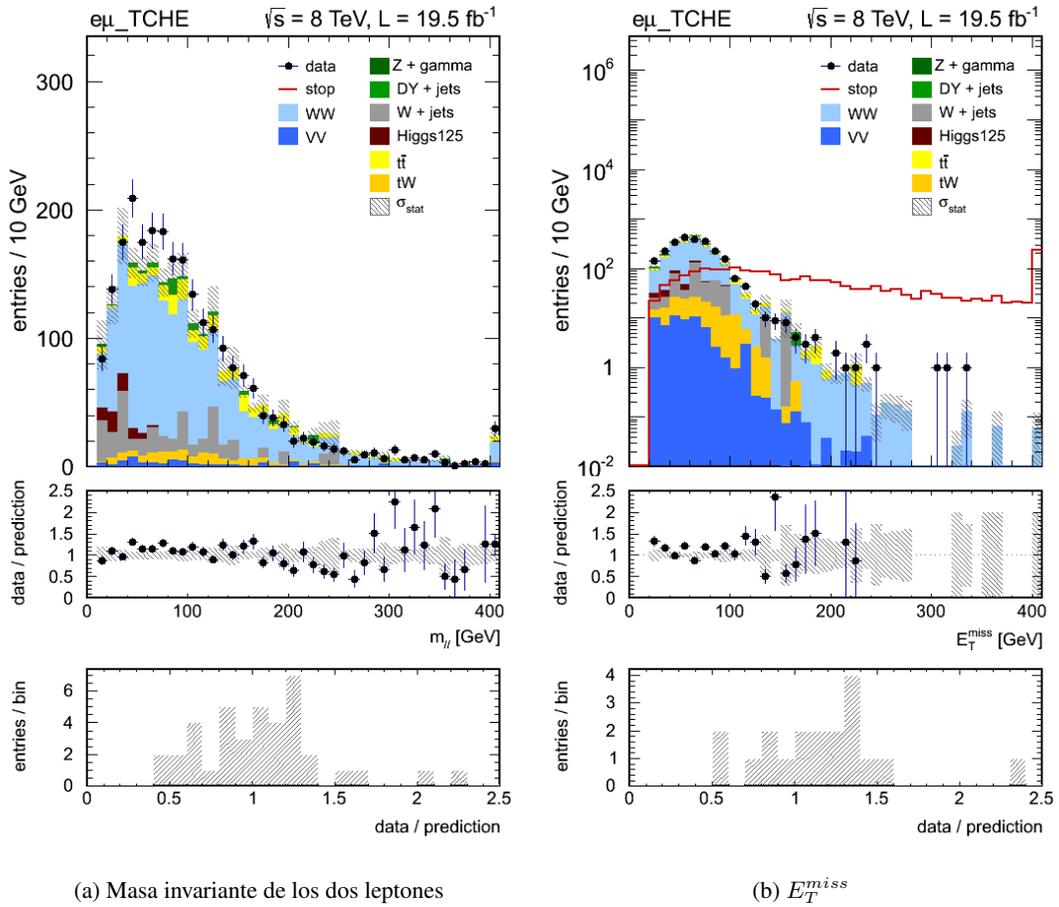
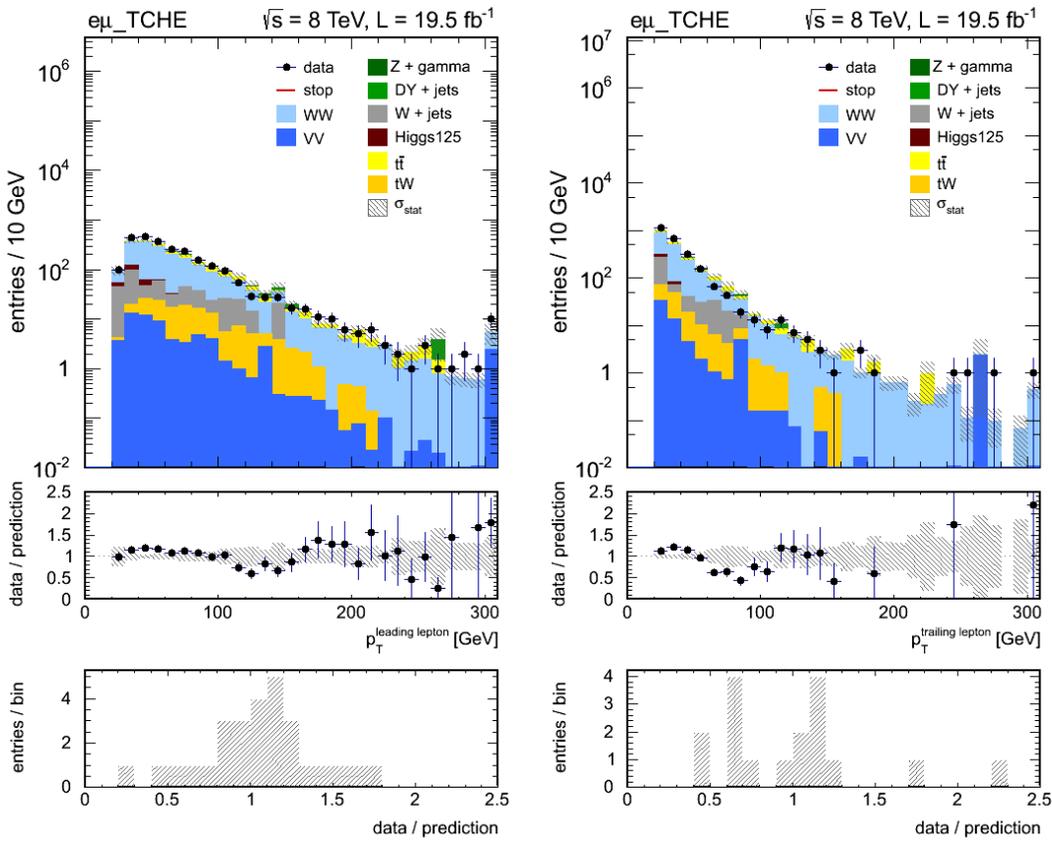


Figura 6.1: Histogramas relativos a la producción de W^+W^- para el canal $e^\pm\mu^\mp$ (1)



(a) p_T del leptón más energético

(b) p_T del segundo leptón más energético

Figura 6.2: Histogramas relativos a la producción de W^+W^- para el canal $e^\pm\mu^\mp$ (2)

Antes de analizar los resultados conviene explicar los diferentes elementos del histograma. En el primer recuadro, el más grande, se representa en el eje Y los sucesos obtenidos por tamaño del bin para cada muestra apilados en función de los distintos bins (eje X) correspondientes a los distintos valores de la variable física que se esté representando. Las variables que he representado han sido la masa invariante de los dos leptones más energéticos, la energía transversa perdida, el momento transverso del leptón más energético y el del segundo leptón más energético (figuras 6.1a, 6.1b, 6.2a y 6.2b respectivamente). Cada una de las muestras está representada acorde al color indicado en la leyenda, donde VV es la suma de los procesos dibosónicos (ZZ , WZ) y $W + \gamma$. Las líneas señaladas como σ_{stat} corresponde a la suma de sus errores estadísticos. Los puntos negros representan los datos siendo sus barras de error su error estadístico.

En el segundo recuadro, el central, se representa la discrepancia entre los datos y las simulaciones (eje Y) para cada uno de los bins (eje X).

En el último recuadro se representa el número de entradas por bin (eje Y) para los distintos valores de discrepancia entre datos y simulación (eje X). Su finalidad es la misma que el cuadro dos, salvo que en lugar de ser

función de la variable física, está integrada. Lo ideal es que la distribución en este recuadro esté centrada en 1, ya que esto supone una buena concordancia entre simulación y datos.

Pasemos a analizar estos histogramas. En general se observa una buena concordancia entre datos y simulación. En la figura 6.1a se puede distinguir una discrepancia notoria en el bin de 40-50 GeV. Por falta de tiempo no se ha realizado una estimación del fondo $W + Jets$ en ningún análisis, lo cual podría explicar la falta de simulación en esta región. También hay que tener en cuenta que no se están representando los errores sistemáticos asociados a cada fondo. Los principales fondos observados son $W + Jets$ y $t\bar{t}$

En la figura 6.1b se ha representado la señal del squark top. La intención ha sido verificar cómo en regiones del espacio de fases de alto valor de E_T^{miss} la señal de la partícula supersimétrica predomina frente al fondo W^+W^- . Sin embargo, la falta de estadística en esta región hace que observemos fluctuaciones importantes tanto de los datos como de simulación. El eje Y se ha representado en escala logarítmica para poder observar la aportación de los distintos fondos.

Las figuras 6.2a y 6.2b muestran un buen acuerdo entre datos y simulación, salvo por las fluctuaciones a partir de 200 GeV 6.2a y de 180 GeV en 6.2b en las que tenemos poca estadística. También se ha representado el eje Y en escala logarítmica para poder observar los fondos. Se distinguen regiones en las que ligeramente tenemos más simulación que datos (bines entre 60 y 100 GeV del p_T del segundo leptón más energético).

Para el canal $\mu^\pm e^\mp$ se ha obtenido la siguiente sección eficaz:

$$\sigma_{WW, \mu^\pm e^\mp} = 61,16 \pm 1,93 \text{ (esta.)} \pm 5,45 \text{ (sist.)} \pm 2,69 \text{ (lumi.) pb} \quad (6.6)$$

Los histogramas relativos a dicho canal se muestran en las figuras 6.3 y 6.4. Al igual que en el caso anterior obtenemos un buen ajuste general entre datos y simulación. En este caso, para la figura 6.3a las discrepancias observadas entre los bins entre 60-100 GeV son ligeramente menores. Se observa un mejor ajuste en la variable E_T^{miss} , salvo a partir de 100 GeV donde, al igual que en el caso anterior, tenemos poca estadística. Las figuras 6.4a y 6.4b muestran un comportamiento similar al caso anterior.

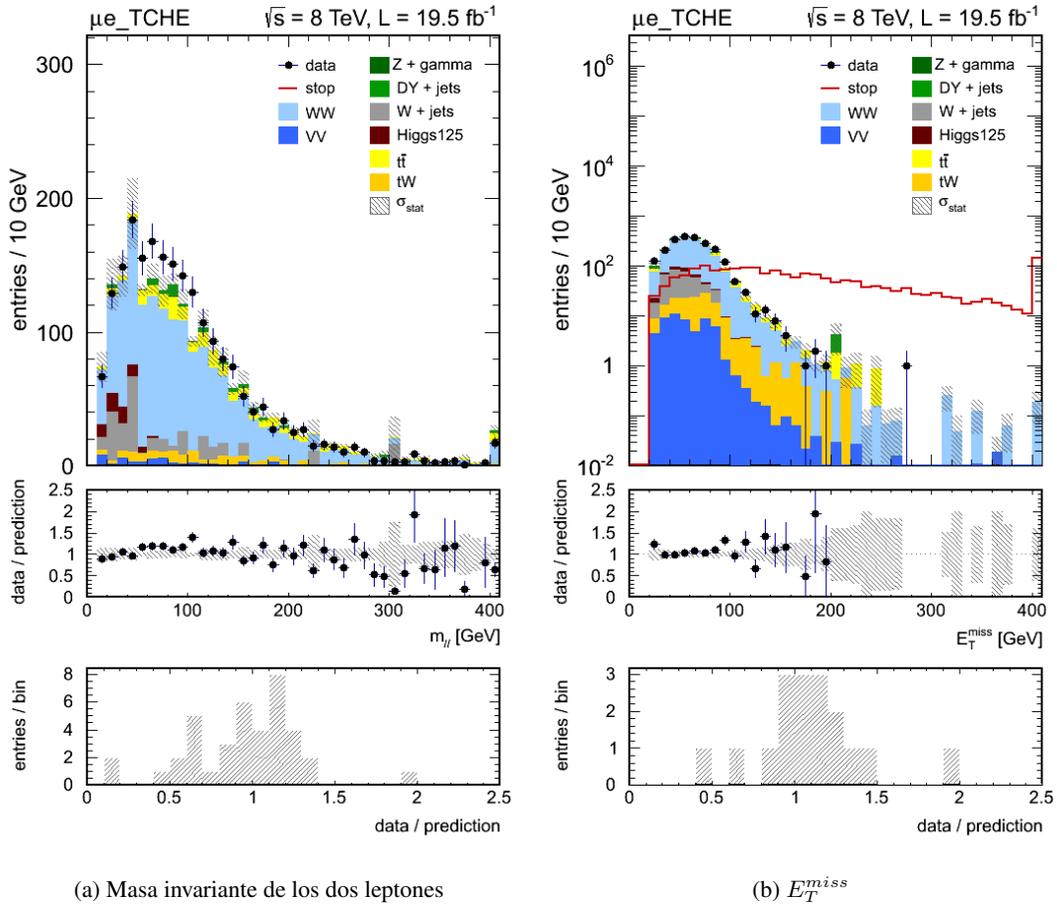


Figura 6.3: Histogramas relativos a la producción de W^+W^- para el canal $\mu^\pm e^\mp$ (1)

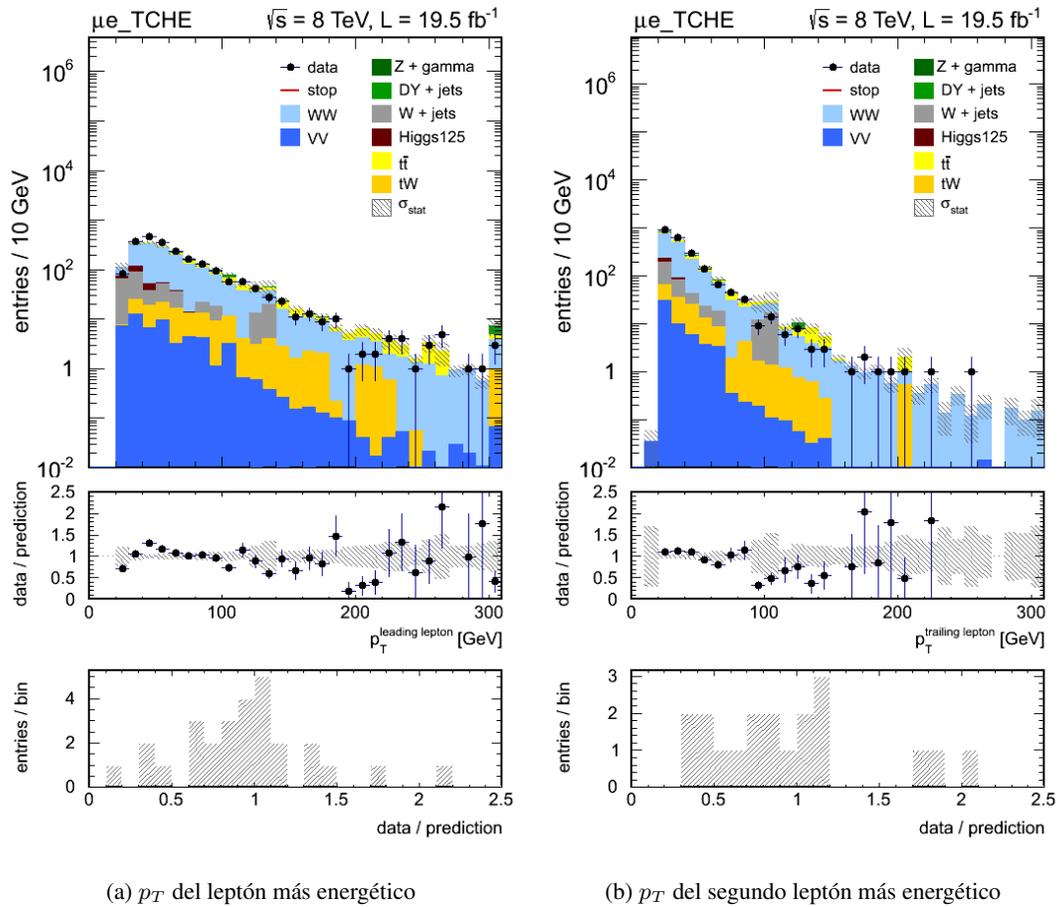


Figura 6.4: Histogramas relativos a la producción de W^+W^- para el canal $\mu^\pm e^\mp$ (2)

El recuento de señal y de fondo obtenidos para ambos canales se muestran en la siguiente figura:

Muestra	Entradas	Muestra	Entradas
$gg \rightarrow WW$	154.32 ± 2.31	$gg \rightarrow WW$	143.21 ± 2.23
$qq \rightarrow WW$	1303.46 ± 9.03	$qq \rightarrow WW$	1225.41 ± 8.78
$t\bar{t}$	203.52 ± 11.88	$t\bar{t}$	189.91 ± 11.48
tW	57.13 ± 5.12	tW	54.04 ± 5.04
$\bar{t}W$	57.93 ± 5.16	$\bar{t}W$	53.22 ± 5.04
W+Jets	312.14 ± 55.80	W+Jets	237.76 ± 49.02
$W + \gamma$	27.56 ± 8.30	$W + \gamma$	24.57 ± 7.62
$Z + \gamma$	4.31 ± 1.33	$Z + \gamma$	3.33 ± 1.21
ZZ	2.43 ± 0.22	ZZ	1.82 ± 0.19
WZ	34.04 ± 0.61	WZ	29.40 ± 0.57
Drell Yan	51.55 ± 11.08	Drell Yan	45.33 ± 10.51
Higgs	54.07 ± 1.29	Higgs	50.46 ± 1.24
Fondo total	804.68 ± 59.18	Fondo total	689.82 ± 52.51
<i>Señal + Fondo</i>	2073.66 ± 59.91	<i>Señal + Fondo</i>	1882.77 ± 53.28
Datos	2452 ± 50	Datos	2169 ± 47

(a) Canal $e^\pm\mu^\mp$ (b) Canal $\mu^\pm e^\mp$

Figura 6.5: Recuento de sucesos obtenidos (yields) para cada uno de los canales

Se puede comprobar cómo el principal fondo para ambos casos es el de $W + Jets$, representando casi el 39 % del fondo total para el canal $e^\pm\mu^\mp$ y algo más del 34 % para el canal $\mu^\pm e^\mp$. A este fondo le sigue el de $t\bar{t}$ con aproximadamente un 25 % y un 27 % con respecto al fondo total para $e^\pm\mu^\mp$ y $\mu^\pm e^\mp$ respectivamente.

Para comparar los resultados de ambos canales podemos utilizar la variable S/B donde S es el número de sucesos obtenidos de señal y B los obtenidos de fondo. Conviene maximizar esta variable ya que lo que queremos es obtener un número de sucesos finales (*yields*) con la mayor cantidad de señal posible y el menor de fondo. Sin embargo, la búsqueda de una excesiva pureza en la señal viene acompañada con una menor eficiencia, por lo que perdemos estadística.

También podemos comparar la desviación de ambas secciones eficaces con respecto a la teórica[60]:

$$\sigma(gg \rightarrow WW + qq \rightarrow WW) = 57,25 \text{ pb} \left(\begin{array}{c} +4,1\% \\ -2,8\% \end{array} \right) \quad (6.7)$$

Calculada de forma inclusiva (todos los canales, *same flavour* y *different flavour*) para $\sqrt{8}$ TeV y en una aproximación perturbativa de segundo orden. Dichas comparaciones se ilustran en la siguiente tabla:

Canal	S/B	Desviación con σ_{teor} (%)
$e^\pm\mu^\mp$	1.81	11.69
$\mu^\pm e^\mp$	1.98	6.83

En el canal $\mu^\pm e^\mp$ hemos obtenido un mejor valor de S/B así como una desviación en la sección eficaz más baja, por lo que concluimos que en este canal se ha realizado un mejor cálculo de σ_{WW} .

6.2. Cálculo de la sección eficaz de producción de pares $t\bar{t}$

En esta sección presentaré los cálculos realizados de la sección eficaz de producción de $t\bar{t}$ para los canales dileptónicos *different flavour*: $e^\pm\mu^\mp$ y $\mu^\pm e^\mp$ a partir de datos recopilados por CMS cuando el LHC trabajaba con una luminosidad de 19.5 fb^{-1} . Se han realizado cálculos de la sección eficaz para dos algoritmos de etiquetado de jets b distintos: TCHE y CSV. En el etiquetado CSV a su vez se ha calculado la sección eficaz para diferentes criterios de exigencia de pureza: *Loose*, *Medium* y *Tight*.

Primero comenzaremos hablando de los aspectos comunes a cada uno de los cuatro análisis. Después dividiremos el análisis en dos secciones: una para cada algoritmo utilizado distinguiendo para el último (CSV) diferentes subsecciones según los criterios de pureza.

La muestra utilizada simula todos los procesos posibles de desintegración de $t\bar{t}$ por lo que la fracción de desintegración será 1. Además dado que solo hemos utilizado una muestra no hará falta calcular por separado la eficiencia.

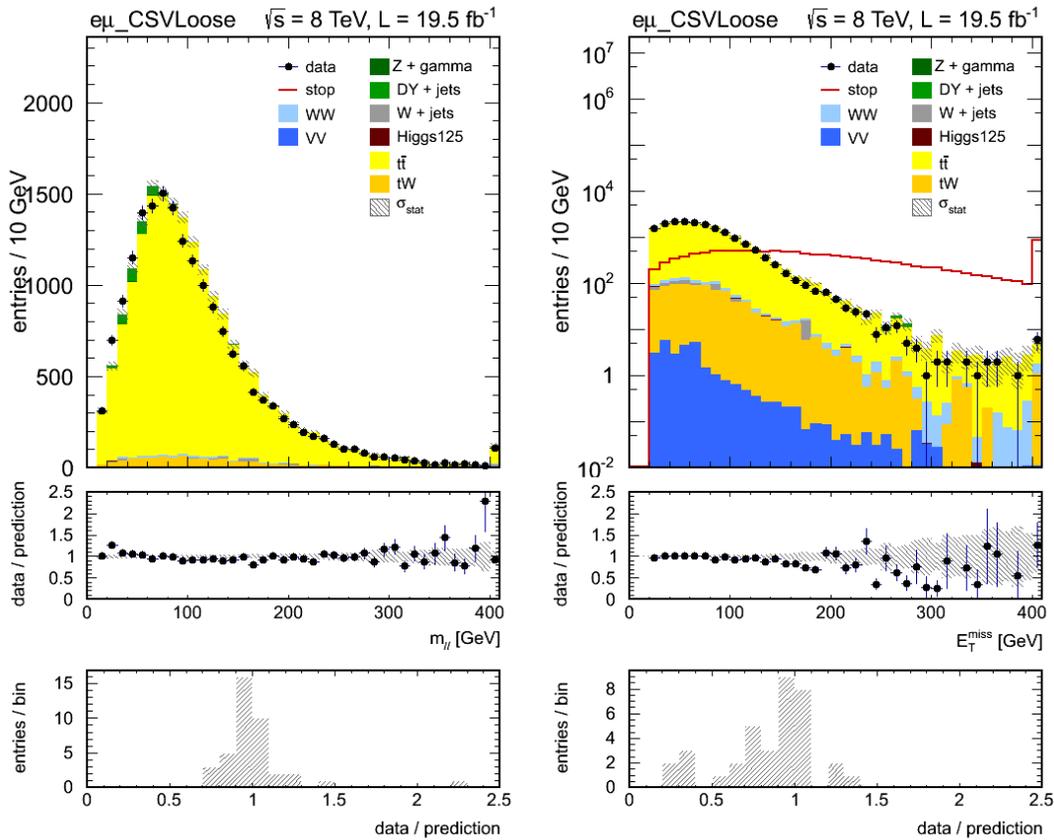
Para aislar al máximo la señal de $t\bar{t}$ he utilizado los siguientes cortes:

- Dos leptones de carga opuesta en el estado final, al estudiar el canal dileptónico.
- p_T de los leptones $>20 \text{ GeV}/c$ para optimizar la identificación.
- $PFMET >20 \text{ GeV}$ para eliminar fondo de Drell-Yan.
- $m_{\ell\ell} >12 \text{ GeV}/c^2$ para eliminar las resonancias a baja masa.
- Número de jets ≥ 2 . Buscamos alta actividad hadrónica debido a la presencia de quarks.
- Número de jets b ≥ 1 . Como estamos buscando $t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W^*$ queremos que la actividad hadrónica esté dominada por la presencia de quarks b, producidos por el t al desintegrarse. Se han utilizado cuatro diferentes criterios para el etiquetado de jets B. En las siguientes secciones calcularemos la sección eficaz para cada uno de ellos comparándolos finalmente y concluyendo cuál ha sido el que mejores resultados ha dado.

- p_T de los jets $>30 \text{ GeV}/c$.

A pesar de que estrictamente la teoría predice que la desintegración de $t\bar{t}$ dé dos jets b en el estado final, solo exigiremos uno en nuestro análisis. La razón es que el algoritmo que etiqueta los jets reconstruidos como jets b no es del todo eficaz. De hecho de todos los jets b que se hayan producido, el algoritmo será capaz de etiquetar en torno al 70 % por lo que el 30 % restante los considerará como jets que no provienen de la hadronización de un quark b. Además, de ese 70 % el algoritmo se habrá equivocado en torno al 5 % de las veces. Si bien al exigir como mínimo dos jets b nuestra señal será más pura, habremos perdido demasiada eficiencia sin haber conseguido con ello eliminar el suficiente fondo como para que merezca la pena.

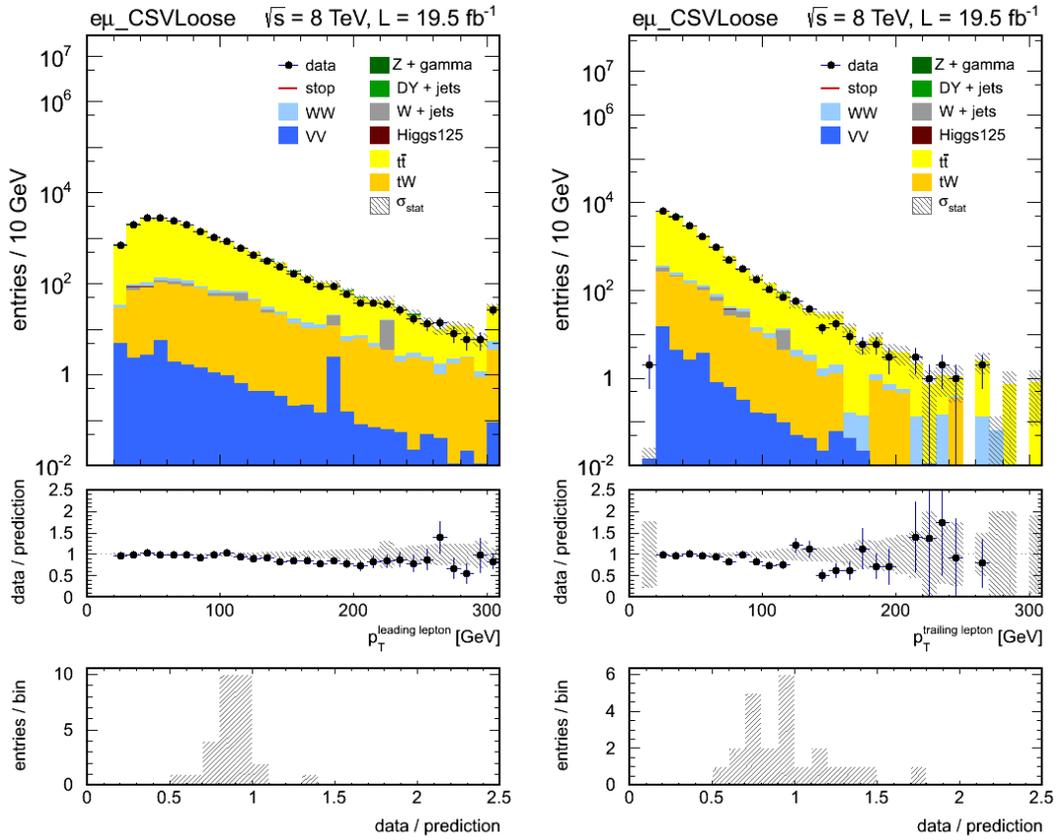
Representaré en primer lugar los histogramas que son comunes a los dos algoritmos de etiquetado de jets b utilizados: $m_{\ell\ell}, E_T^{miss}, p_T$ de los leptones, número de jets y p_T de los jets con el algoritmo donde hemos obtenido mayor estadística: el CSV en la región *loose*. Si bien los yields obtenidos en cada caso no son los mismos, la forma de estos histogramas no cambia ya que estamos exigiendo los mismos cortes para las variables representadas. Lo que sí cambia es la relación entre eficiencia y pureza de los jets b. En el canal $e^\pm\mu^\mp$ he obtenido los siguientes histogramas:



(a) Masa invariante de los dos leptones

(b) E_T^{miss}

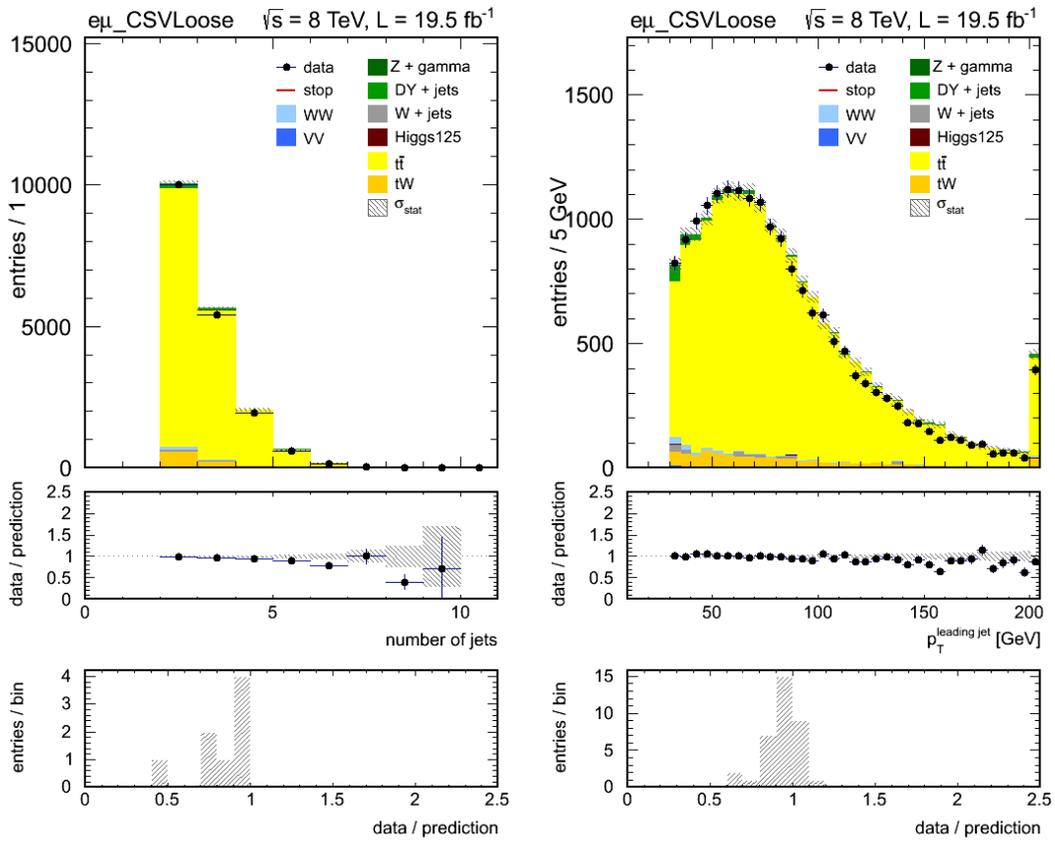
Figura 6.6: Histogramas relativos a la producción de $t\bar{t}$ para el canal $e^\pm\mu^\mp$ (1)



(a) p_T del leptón más energético

(b) p_T del segundo leptón más energético

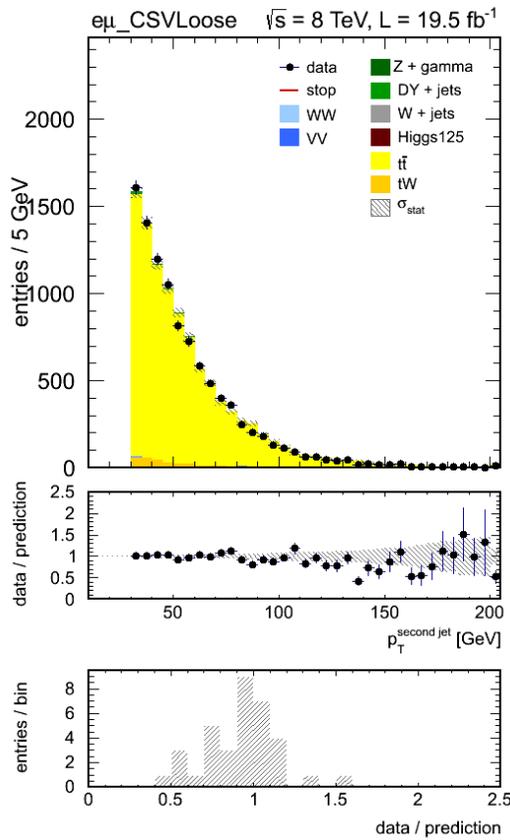
Figura 6.7: Histogramas relativos a la producción de $t\bar{t}$ para el canal $e^\pm\mu^\mp$ (2)



(a) Número de jets

(b) p_T del jet más energético

Figura 6.8: Histogramas relativos a la producción de $t\bar{t}$ para el canal $e^{\pm}\mu^{\mp}$ (3)



(a) p_T del segundo jet más energético

Figura 6.9: Histogramas relativos a la producción de $t\bar{t}$ para el canal $e^\pm\mu^\mp$ (4)

En general se observa un buen acuerdo entre la simulación y los datos. En la figura 6.6a se distingue un desplazamiento hacia la derecha de la simulación frente a la forma que toman los datos, lo que se traduce en una falta de simulación que excede los errores estadísticos en el bin 20-30 GeV y en un exceso entre 60 y 160 GeV aunque este exceso está permitido por el error estadístico. En la figura 6.6b, donde el eje Y se ha representado en escala logarítmica para poder diferenciar los fondos, se observa que la simulación respeta la forma que toman los datos, apareciendo fluctuaciones a partir de 180 GeV. Estas fluctuaciones se deben a la falta de estadística. Se observa cómo la fracción de señal de stop frente a fondo aumenta a medida que nos desplazamos a la derecha en el eje de E_T^{miss} . El fondo predominante es tW

En la figura relativa al número de jets (6.12a) se observa el exceso de simulación anteriormente comentado. Obtenemos la mayor parte de la señal para los bins de 1 y de 2 jets b.

En la figura 6.8b obtenemos un exceso de simulación para $p_T > 70$ GeV dentro de los límites del error estadístico salvo para la región $p_T \in [150 - 165]$ GeV. El último bin no se ajusta a la distribución ya que incluye un rango de p_T con cota solamente inferior: $p_T \geq 200$ GeV.

La figura relativa al segundo jet más energético (6.9a) muestra también un exceso de simulación el cual supera los límites de error a partir de 80 GeV, donde tenemos poca estadística.

Para el canal $\mu^\pm e^\mp$ los histogramas obtenidos fueron los siguientes:

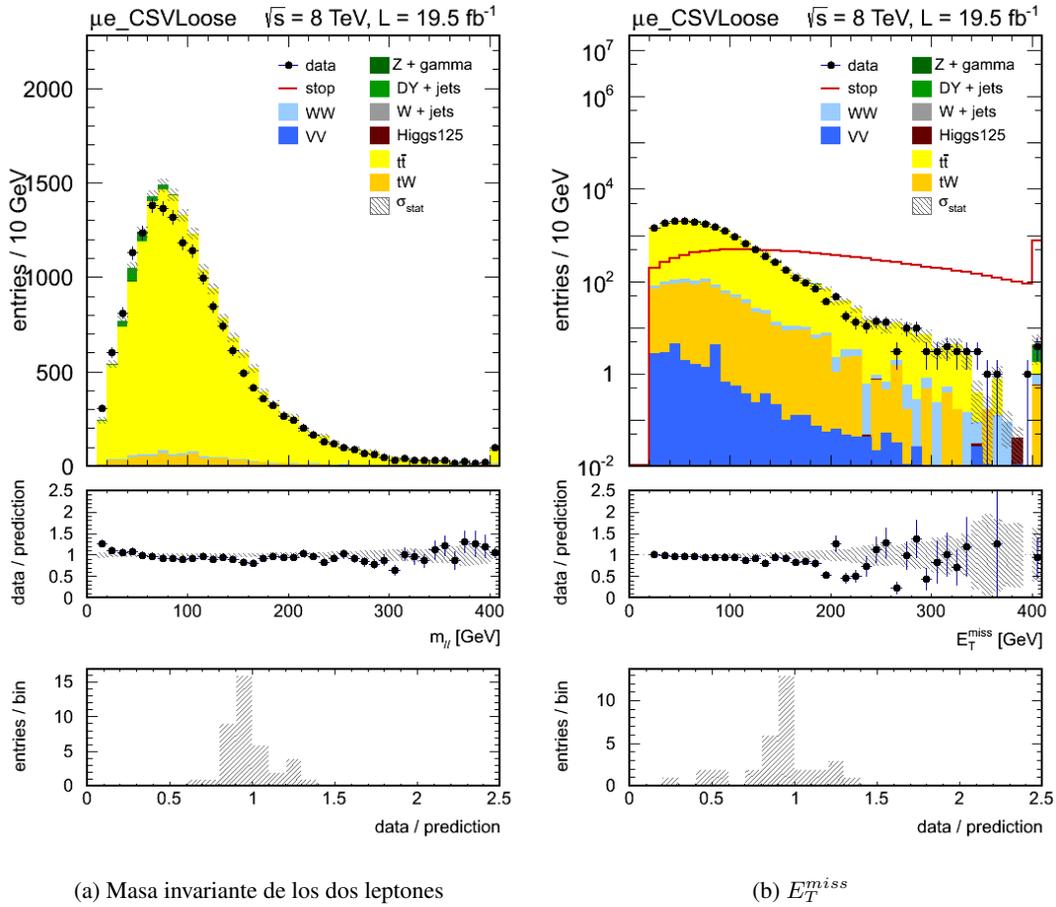
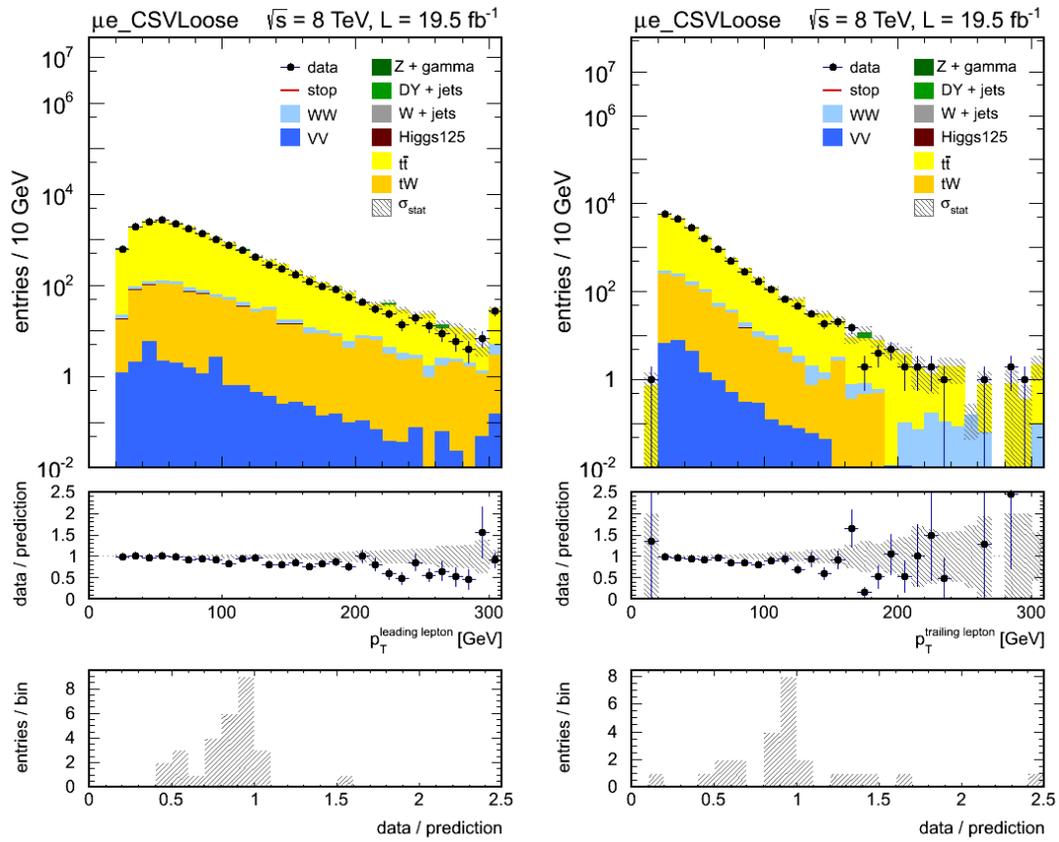


Figura 6.10: Histogramas relativos a la producción de $t\bar{t}$ para el canal $\mu^\pm e^\mp$ (1)



(a) p_T del leptón más energético

(b) p_T del segundo leptón más energético

Figura 6.11: Histogramas relativos a la producción de $t\bar{t}$ para el canal $\mu^\pm e^\mp$ (2)

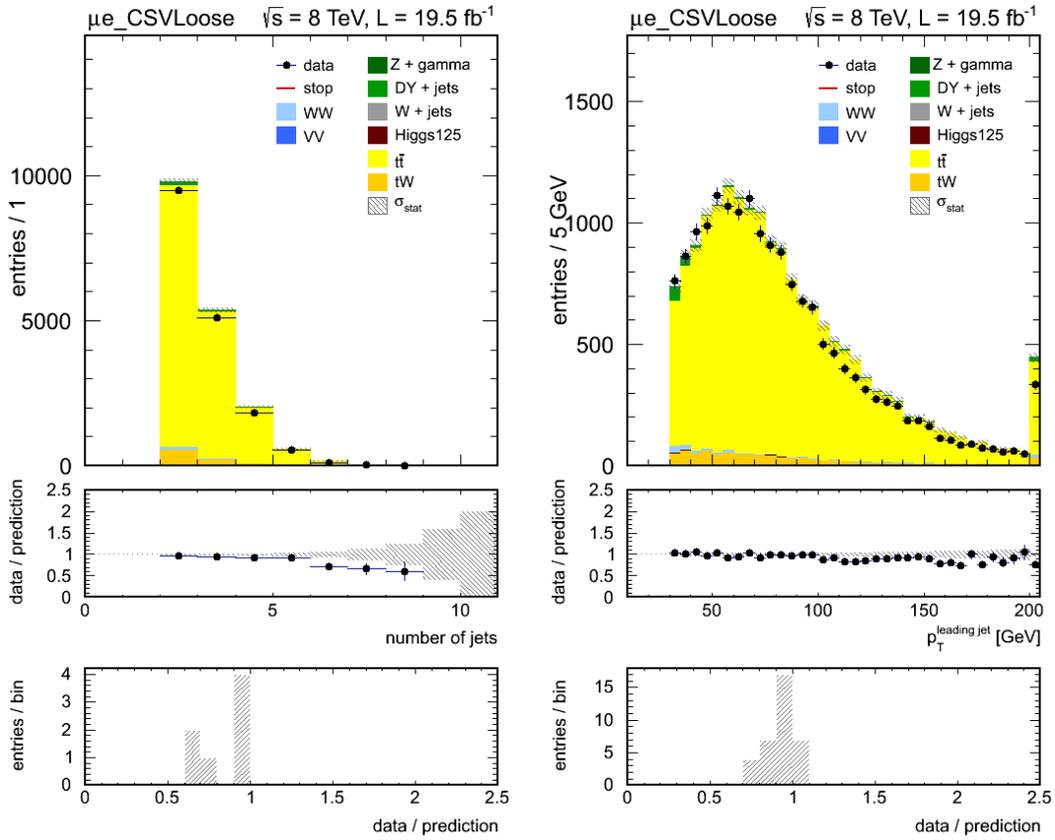


Figura 6.12: Histogramas relativos a la producción de $t\bar{t}$ para el canal $\mu^\pm e^\mp$ (3)

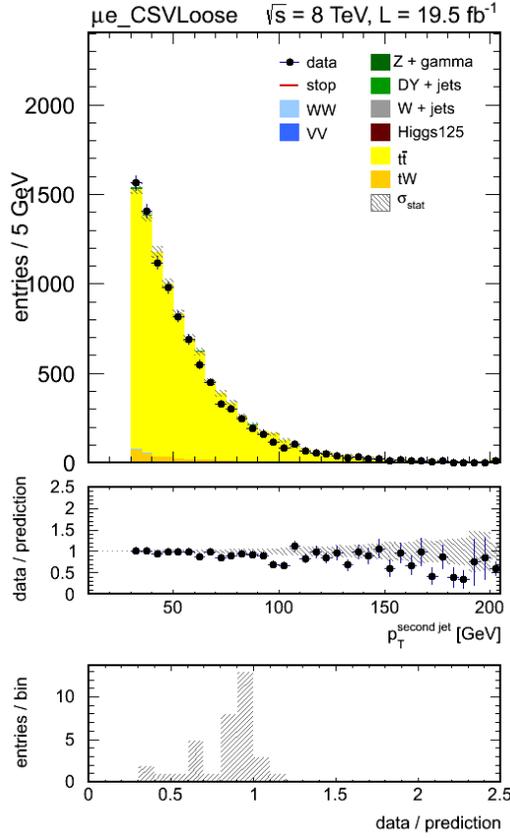


Figura 6.13: Histogramas relativos a la producción de $t\bar{t}$ para el canal $\mu^\pm e^\mp$ (4)

El ajuste datos / Monte Carlo es muy similar en ambos canales para todas las gráficas.

Analicemos a continuación la dependencia con el etiquetado de jets b.

6.2.1. TCHE tagging

En este análisis hemos utilizado el mismo algoritmo de etiquetado de jets b que para el cálculo de W^+W^- . Dicho algoritmo se ha explicado en el capítulo 3 sección 3.5 y consiste en exigir que el valor de S_{IP} de la segunda traza identificada en el tracker esté por encima de un determinado umbral. Dicho umbral ha sido $S_{IP} > 2,1$.

Para $e^\pm \mu^\mp$ obtuve la siguiente sección eficaz:

$$\sigma_{t\bar{t}, e^\pm \mu^\mp}^{TCHE} = 219,51 \pm 1,84(\text{esta.}) \pm 10,26(\text{sist.}) \pm 9,66(\text{lumi.}) \text{ pb} \quad (6.8)$$

Para el canal $\mu^\pm e^\mp$:

$$\sigma_{t\bar{t}, \mu^\pm e^\mp}^{TCHE} = 213,67 \pm 1,83(\text{esta.}) \pm 9,98(\text{sist.}) \pm 9,40(\text{lumi.}) \text{ pb} \quad (6.9)$$

Los yields para cada canal fueron los siguientes:

Muestra	Entradas	Muestra	Entradas
$t\bar{t}$	16271.37 ± 107.30	$t\bar{t}$	15918.59 ± 106.04
$gg \rightarrow WW$	1.88 ± 0.27	$gg \rightarrow WW$	1.85 ± 0.25
$qq \rightarrow WW$	98.15 ± 2.47	$qq \rightarrow WW$	98.06 ± 2.50
tW	373.79 ± 13.27	tW	371.22 ± 13.22
$\bar{t}W$	380.18 ± 13.49	$\bar{t}W$	364.83 ± 13.24
W+Jets	30.55 ± 15.98	W+Jets	0.00 ± 0.00
$W + \gamma$	0.00 ± 0.00	$W + \gamma$	1.98 ± 1.98
$Z + \gamma$	5.62 ± 1.54	$Z + \gamma$	2.31 ± 0.95
ZZ	2.22 ± 0.21	ZZ	1.95 ± 0.19
WZ	6.45 ± 0.26	WZ	7.14 ± 0.28
Drell Yan	187.11 ± 21.47	Drell Yan	150.42 ± 19.41
Higgs	4.03 ± 0.30	Higgs	4.00 ± 0.30
Fondo total	1089.97 ± 32.91	Fondo total	1003.76 ± 27.17
<i>Señal + Fondo</i>	17361.34 ± 112.24	<i>Señal + Fondo</i>	16922.35 ± 109.47
Datos	16354 ± 128	Datos	15539 ± 125

(a) Para el canal $e^{\pm}\mu^{\mp}$

(b) Para el canal $\mu^{\pm}e^{\mp}$

Figura 6.14: Yields obtenidos con etiquetado TCHE

De los yields se verifica que en el canal $e^{\pm}\mu^{\mp}$ obtenemos más estadística por cuestiones de identificación y aislamiento. Para ambos canales el fondo predominante es la producción individual de top (tW y $\bar{t}W$) representando un 58 % para $e^{\pm}\mu^{\mp}$ y un 66 % para $\mu^{\pm}e^{\mp}$. El siguiente fondo más abundante es el de Drell-Yan (20 % y 18 %) seguido de WW (11 % y 13 %).

6.2.2. CSV tagging

En esta sección se presentan los resultados obtenidos utilizando el etiquetado CSV (capítulo 3, sección 3.5). Dicho etiquetado combina información de los vértices secundarios y las trazas combinando distintas variables como el tipo de vértice, el número de trazas, el valor de η de las trazas con respecto al vértice, etc. Las regiones que estudiaremos ya han sido definidas en el capítulo 3 siendo *loose* para una aceptación de light-parton jets del 10 %, *medium* para una aceptación del 1 % y *tight* para una aceptación del 0,1 %.

Loose

Las secciones eficaces obtenidas para esta región han sido:

$$\sigma_{t\bar{t}, e^\pm \mu^\mp}^{CSVLoose} = 226,89 \pm 1,83(esta.) \pm 10,61(sist.) \pm 9,98(lumi.) pb \quad (6.10)$$

Para el canal $\mu^\pm e^\mp$:

$$\sigma_{t\bar{t}, \mu^\pm e^\mp}^{CSVLoose} = 221,67 \pm 1,82(esta.) \pm 10,36(sist.) \pm 9,75(lumi.) pb \quad (6.11)$$

Los yields correspondientes se muestran en la figura 6.15

Muestra	Entradas	Muestra	Entradas
$t\bar{t}$	17188.38 \pm 110.25	$t\bar{t}$	16791.64 \pm 108.96
$gg \rightarrow WW$	5.00 \pm 0.42	$gg \rightarrow WW$	4.66 \pm 0.39
$qq \rightarrow WW$	149.72 \pm 3.07	$qq \rightarrow WW$	148.56 \pm 3.07
tW	415.98 \pm 14.01	tW	405.52 \pm 13.80
$\bar{t}W$	413.45 \pm 14.07	$\bar{t}W$	397.49 \pm 13.80
W+Jets	114.15 \pm 34.34	W+Jets	0.00 \pm 0.00
$W + \gamma$	9.25 \pm 5.43	$W + \gamma$	5.28 \pm 3.94
$Z + \gamma$	8.89 \pm 1.95	$Z + \gamma$	6.62 \pm 1.63
ZZ	3.90 \pm 0.28	ZZ	3.13 \pm 0.24
WZ	14.97 \pm 0.40	WZ	14.30 \pm 0.40
Drell Yan	283.72 \pm 26.42	Drell Yan	221.44 \pm 23.39
Higgs	6.92 \pm 0.38	Higgs	7.21 \pm 0.39
Fondo total	1425.94 \pm 48.11	Fondo total	1214.21 \pm 30.92
<i>Señal + Fondo</i>	18614.31 \pm 120.29	<i>Señal + Fondo</i>	18005.85 \pm 113.26
Datos	18092 \pm 135	Datos	17121 \pm 131

(a) Para el canal $e^\pm \mu^\mp$

(b) Para el canal $\mu^\pm e^\mp$

Figura 6.15: Yields obtenidos con etiquetado CSV en la región Loose

Los resultados del recuento muestran la misma tendencia que en el caso anterior: obtenemos más estadística en el canal $e^\pm \mu^\mp$. Además obtenemos más estadística en comparación con el etiquetado TCHE (figura 6.14). El fondo predominante sigue siendo la producción de t individuales seguido de procesos de Drell-Yan y W^+W^- .

Medium

Las secciones eficaces obtenidas para esta región han sido:

$$\sigma_{t\bar{t}, e^\pm \mu^\mp}^{CSVMedium} = 221,04 \pm 1,89(esta.) \pm 10,33(sist.) \pm 9,73(lumi.) pb \quad (6.12)$$

Para el canal $\mu^\pm e^\mp$:

$$\sigma_{\bar{t}t, \mu^\pm e^\mp}^{CSV\text{Medium}} = 216,54 \pm 1,91(\text{esta.}) \pm 10,12(\text{sist.}) \pm 9,53(\text{lumi.}) \text{ pb} \quad (6.13)$$

Los yields obtenidos se ilustran en la figura 6.16. En comparación con la región Loose, hemos perdido casi un 12 % de señal frente a un 40 % de pérdida de fondo, con lo que conseguimos que nuestra señal de $\bar{t}t$ esté más aislada.

Muestra	Entradas	Muestra	Entradas
$\bar{t}t$	15208.62 \pm 103.76	$\bar{t}t$	14755.49 \pm 102.09
$gg \rightarrow WW$	0.88 \pm 0.18	$gg \rightarrow WW$	0.65 \pm 0.14
$qq \rightarrow WW$	46.64 \pm 1.70	$qq \rightarrow WW$	46.03 \pm 1.70
tW	339.61 \pm 12.69	tW	333.01 \pm 12.52
$\bar{t}W$	344.99 \pm 12.83	$\bar{t}W$	336.55 \pm 12.67
W+Jets	13.13 \pm 10.04	W+Jets	0.00 \pm 0.00
$W + \gamma$	0.00 \pm 0.00	$W + \gamma$	0.00 \pm 0.00
$Z + \gamma$	2.49 \pm 0.99	$Z + \gamma$	0.41 \pm 0.41
ZZ	1.45 \pm 0.17	ZZ	1.42 \pm 0.17
WZ	2.76 \pm 0.17	WZ	3.11 \pm 0.18
Drell Yan	72.08 \pm 13.41	Drell Yan	68.51 \pm 13.25
Higgs	1.51 \pm 0.18	Higgs	1.80 \pm 0.20
Fondo total	825.54 \pm 24.71	Fondo total	791.48 \pm 22.27
Señal + Fondo	16034.16 \pm 106.66	Señal + Fondo	15546.97 \pm 104.50
Datos	15192 \pm 123	Datos	14446 \pm 120

(a) Para el canal $e^\pm \mu^\mp$

(b) Para el canal $\mu^\pm e^\mp$

Figura 6.16: Yields obtenidos con etiquetado CSV en la región Medium

Tight

Las secciones eficaces para esta región son:

$$\sigma_{\bar{t}t, e^\pm \mu^\mp}^{CSVTight} = 218,43 \pm 2,06(\text{esta.}) \pm 10,20(\text{sist.}) \pm 9,61(\text{lumi.}) \text{ pb} \quad (6.14)$$

Para el canal $\mu^\pm e^\mp$:

$$\sigma_{\bar{t}t, \mu^\pm e^\mp}^{CSVTight} = 213,38 \pm 2,07(\text{esta.}) \pm 9,97(\text{sist.}) \pm 9,39(\text{lumi.}) \text{ pb} \quad (6.15)$$

Presentamos los yields de esta región en la figura 6.17. Si comparamos con la región Medium, vemos cómo nuestra señal se ve reducida en un 30 % , y el fondo en un 26 % por lo que al realizar un corte tan exigente

estamos perdiendo demasiada eficiencia en la señal frente a la que perdemos en fondo.

Muestra	Entradas	Muestra	Entradas
$t\bar{t}$	12646.08 ± 94.62	$t\bar{t}$	12240.04 ± 93.02
$gg \rightarrow WW$	0.52 ± 0.14	$gg \rightarrow WW$	0.43 ± 0.12
$qq \rightarrow WW$	24.58 ± 1.23	$qq \rightarrow WW$	23.65 ± 1.21
tW	264.95 ± 11.21	tW	254.08 ± 10.91
$\bar{t}W$	271.50 ± 11.36	$\bar{t}W$	270.05 ± 11.37
W+Jets	3.85 ± 3.85	W+Jets	0.00 ± 0.00
$W + \gamma$	0.00 ± 0.00	$W + \gamma$	0.00 ± 0.00
$Z + \gamma$	0.00 ± 0.00	$Z + \gamma$	0.41 ± 0.41
ZZ	0.94 ± 0.13	ZZ	0.88 ± 0.13
WZ	0.86 ± 0.10	WZ	0.96 ± 0.10
Drell Yan	30.82 ± 8.59	Drell Yan	40.10 ± 10.42
Higgs	0.60 ± 0.11	Higgs	0.79 ± 0.14
Fondo total	598.64 ± 18.57	Fondo total	591.35 ± 18.94
<i>Señal + Fondo</i>	13244.72 ± 96.43	<i>Señal + Fondo</i>	12831.39 ± 94.93
Datos	12403 ± 111	Datos	11753 ± 108

(a) Para el canal $e^\pm \mu^\mp$

(b) Para el canal $\mu^\pm e^\mp$

Figura 6.17: Yields obtenidos con etiquetado CSV en la región Tight

Para comparar los distintos análisis calcularemos los valores de S/B para cada uno de ellos así como las desviaciones de sus secciones eficaces con respecto a la teórica [61] en tercer orden de teoría de perturbaciones:

$$\sigma_{t\bar{t}} = 245,8 \left(\begin{matrix} +2,5\% \\ -3,4 \end{matrix} \right) \text{ pb} \quad (6.16)$$

Los resultados de dichas comparaciones se resumen en la siguiente tabla:

Etiquetado	S/B	Desviación con σ_{teor} (%)
TCHE $e^{\pm}\mu^{\mp}$	14.93	10.69
TCHE $\mu^{\pm}e^{\mp}$	15.86	13.07
CSV $^{Loose}e^{\pm}\mu^{\mp}$	12.05	7.69
CSV $^{Loose}\mu^{\pm}e^{\mp}$	13.83	9.81
CSV $^{Medium}e^{\pm}\mu^{\mp}$	18.42	10.07
CSV $^{Medium}\mu^{\pm}e^{\mp}$	18.64	11.90
CSV $^{Tight}e^{\pm}\mu^{\mp}$	21.12	11.14
CSV $^{Tight}\mu^{\pm}e^{\mp}$	20.69	13.19

Cuadro 6.1: Resultados de S/B y desviaciones con σ_{teor} para diferentes algoritmos de etiquetado de jets b.

Al exigir un corte más estricto conseguimos una mejor relación S/B , dejando la señal más aislada.

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo fin de grado hemos calculado la sección eficaz de W^+W^- en el canal dileptónico, con dos leptones de signo opuesto y distinto sabor, así como restricciones en las variables del p_T , masa invariante y suma de los p_T de los leptones, la energía transversa perdida, $\Delta\phi$. Hemos exigido también que no haya jets en el estado final. Los resultados fueron los siguientes:

$$\sigma_{WW,e^\pm\mu^\mp} = 63,94 \pm 1,92 (esta.) \pm 5,70 (sist.) \pm 2,81 (lumi.) pb \quad (7.1)$$

$$\sigma_{WW,\mu^\pm e^\mp} = 61,16 \pm 1,93 (esta.) \pm 5,45 (sist.) \pm 2,69 (lumi.) pb \quad (7.2)$$

Hemos calculado también la sección eficaz de $t\bar{t}$ en el canal dileptónico, exigiendo en el estado final dos leptones de signo puesto de momento y de diferente sabor, la presencia de al menos dos jets, de los cuales al menos uno fuese un jet b, y energía transversa perdida. Tomamos como referencia la secciones eficaces calculadas utilizando el etiquetado CSV para la región *loose*:

$$\sigma_{t\bar{t},e^\pm\mu^\mp}^{CSVLoose} = 226,89 \pm 1,83(esta.) \pm 10,61(sist.) \pm 9,98(lumi.) pb \quad (7.3)$$

$$\sigma_{t\bar{t},\mu^\pm e^\mp}^{CSVLoose} = 221,67 \pm 1,82(esta.) \pm 10,36(sist.) \pm 9,75(lumi.) pb \quad (7.4)$$

Estos estudios podrá ser tomados como referencia en la futura búsqueda a mayor energía de partículas supersimétricas, en concreto del squark top, ya que como se ha discutido a lo largo de la memoria, se trata de dos de los principales fondos a tener en cuenta.

Bibliografía

- [1] Antonio Ferrer Soria, Eduardo Ros Martínez. **Física de partículas y de astropartículas** 2005. PUV
- [2] P. Lipari: **Introduction to Neutrino Physics** 2002.
- [3] Bryan W. Lynn, Glenn D. Starkman: **Chiral Symmetry Restoration, Naturalness and the Absence of Fine-Tuning I: Global Theories** Junio 2013
- [4] Luca Vecchi: **The Natural Composite Higgs** Mayo 2013
- [5] S. Weinberg, **Implications of Dynamical Symmetry Breaking**, Phys. Rev. D13 (1976) 974.
- [6] E. Gildener, **Gauge Symmetry Hierarchies**, Phys. Rev. D14 (1976) 1667.
- [7] S. Weinberg, **Implications of Dynamical Symmetry Breaking: An Addendum**, Phys. Rev. D19 (1979) 1277.
- [8] L. Susskind, **Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg- Salam Theory**, Phys. Rev. D20 (1979) 2619
- [9] **LHC Design Report, Vol.1 The LHC Main Ring**. 2004
- [10] Large Hadron Collider Project **LHC Luminosity and Energy Upgrade: A Feasibility Study**
- [11] <http://te-epc-lpc.web.cern.ch/te-epc-lpc/machines/lhc/general.stm>
- [12] <http://home.web.cern.ch/about/experiments/>
- [13] <http://cms.web.cern.ch/news/cms-detector-design>
- [14] CMS Collaboration: **CMS physics: Technical Design Report**. 2006
- [15] CMS Collaboration **The CMS electromagnetic calorimeter project : Technical Design Report** 1997
- [16] Mathieu Buchkremer, Alexander Schmidt **Long-lived heavy quarks : a review** Abril 2013
[arXiv:1210.6369]
- [17] CMS Collaboration: **The CMS experiment at the CERN LHC**. JINST 3, S08004. 2008
- [18] **CMS tracking Performance Results from early LHC Operation**. Julio 2010.

- [19] CMS Collaboration: **Performance and Operation of the CMS Electromagnetic Calorimeter** Octobre 2009
- [20] <http://cms.web.cern.ch/news/electromagnetic-calorimeter>
- [21] CMS Collaboration. **The CMS muon project: Technical Design Report**. CERN, Ginebra, 1997
- [22] Particle Data Group. **Passage of Particles Through Matter**. 2006
- [23] <http://cms.web.cern.ch/news/how-cms-detects-particles>
- [24] <http://wlcg.web.cern.ch>
- [25] J. Alwall et al., **Madgraph**, JHEP 0709 (2007) 028
- [26] CMS Collaboration: **CMS technical design report, volume II: Physics performance**. J. Phys. G. G34:995-1579, 2007
- [27] CMS Collaboration: **Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s}=7$ TeV** Marzo 2013 [arXiv:1206.4071]
- [28] CMS Collaboration: **Electron reconstruction and identification at $\sqrt{s}=7$ TeV**. 2010.
- [29] CMS Collaboration: **The Jet Plus Tracks Algorithm for Calorimeter Jet Energy Corrections in CMS**
- [30] CMS Collaboration: **Particle–Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and E_T^{miss}**
- [31] CMS Collaboration: **Performance of Jet Reconstruction with Charged Tracks only** 2009
- [32] CMS Collaboration: **Identification of b-quarks jets with the CMS experiment** Mayo 2013
- [33] Cristina Ferro: **B-tagging at CMS** Enero 2012
- [34] <http://pdg.lbl.gov/2010/tables/rpp2010-tab-mesons-bottom.pdf>
- [35] CDF collaboration, F. Abe et al., **Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions**, Phys. Rev. Lett. 74 (1995)
- [36] D0 collaboration, S. Abachi et al. **Observation of the top quark**, Phys. Rev. Lett. 74 (1995)
- [37] H. Flacher et al., Gfitter **Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond**
- [38] Giorgio Cortiana **Measurement of Top Mass and Properties with the ATLAS Detector** CERN Seminar July 2013 <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=259686>
- [39] Hael Collins, Aaron Grant, Howard Georgi, **The Phenomenology of a Top Quark Seesaw Model** Agosto 1999 [arXiv:hep-ph/9908330]
- [40] V.A. Miransky, Masaharu Tanabashi, Koichi Yamawaki, (Nagoya U.) **Is the t quark Responsible for the Mass of W and Z bosons?** Enero 1989 [<http://cds.cern.ch/record/196298>]

- [41] R. Sekhar Chivukula, Bogdan A. Dobrescu, Howard Georgi, Christopher T. Hill **Top Quark Seesaw Theory of Electroweak Symmetry Breaking** [arXiv:hep-ph/9809470.pdf]
- [42] Particle Data Group **Top Quark (rev.) 2012.** [<http://pdg.lbl.gov/2012/reviews/rpp2012-rev-top-quark.pdf>]
- [43] W. Beenakker, R. Höpker, t. Plehn, P.M. Zerwas **Stop decays in SUSY-QCD.** Octubre 1996. [arXiv:hep-ph/9610313]
- [44] Kfir Blum, Raffaele Tito D’Agnolo, JiJi Fan: **Natural SUSY Predicts: Higgs Couplings** [arXiv:1206.5303]
- [45] Priscilla Pani **Searches for direct pair production of third 2 generation squarks with the ATLAS detector** Junio 2013
- [46] Verena I. Martinez Outschoorn **Search for Stop Pair Production at the LHC using the CMS Detector** Junio 2013
- [47] The ATLAS Collaboration: **Search for direct top squark pair production in nal states with two leptons in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions using 20 fb^{-1} of ATLAS data.** Mayo 2013 <http://cds.cern.ch/record/1547564/?ln=es>
- [48] Michele Papucci, Joshua T. Ruderman, Andreas Weiler: **Natural SUSY Endures** Octubre 2011 [arXiv:1110.6926]
- [49] CMS Collaboration: **Search for top-squark pair production in the single lepton final state in pp collisions at 8 TeV** CMS-PAS-SUS-13-011
- [50] M. Mohammadi Najafabadi: **Single Top production at LHC** Mayo 2006 [arXiv:hep-ex/0605034]
- [51] Particle Data Group. <http://pdg.lbl.gov/2012/listings/rpp2012-list-z-boson.pdf>
- [52] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., **First Measurement of the Cross section for Top-Quark Pair Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV**
- [53] <http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>
- [54] BTV performance group, **Recipes to use the b-tag and mistag scale factors"** 2012
- [55] M. Botje, J. Butterworth, A. Cooper-Sarkar, A. de Roeck, J. Feltesse, S. Forte, A. Glazov, J. Huston, R. McNulty, T. Sj ostrand, and R. Thorne, **"The PDF4LHC working group interim recommendations."** 2011
- [56] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. Nadolsky, J. Pumplin, and C.-P. Yuan, **New parton distributions for collider physics**, Phys. Rev. D 82 (2010) 074024. [arXiv:1007.2241]
- [57] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, **Parton distributions for the LHC**, Eur. Phys. J. C 63 (2009) 189, [arXiv:0901.0002]

- [58] D. R. Ball, V. Bertone, F. Cerutti, L. Del Debbio, S. Forte, A. Guffanti, J. I. Latorre, J. Rojo, and M. Ubiali, **Impact of heavy quark masses on parton distributions and LHC phenomenology**, Nucl. Phys. B 849 (2011) 296, [[arXiv:1101.1300](#)].
- [59] J. M. Campbell and R. K. Ellis, **MCFM for the tevatron and the LHC**, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 205 (2010) 10, [[arXiv:1007.3492](#)].
- [60] J.M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, **Vector boson pair production at the LHC**, Journal of High Energy Physics 2011 no. 7 1-36.
- [61] Michal Czakon and Paul Fiedler **The total top quark pair production cross-section at hadron colliders through $O(\alpha_S^4)$** [[arXiv:1303.6254](#)]