

UNIVERSIDAD DE OVIEDO

FACULTAD DE CIENCIAS



TRABAJO DE FIN DE GRADO

**Búsqueda de procesos de «Nueva Física» usando sucesos con dos leptones aislados del mismo signo en el estado final a energías del LHC**

Autor:

**Sergio Sánchez Cruz**

Tutor:

**Francisco Javier Cuevas Maestro**

Oviedo, junio de 2015

UNIVERSIDAD DE OVIEDO

## *Resumen*

### **Búsqueda de procesos de «Nueva Física» usando sucesos con dos leptones aislados del mismo signo en el estado final a energías del LHC**

Sergio Sánchez Cruz

La construcción y puesta en funcionamiento del LHC ha supuesto una verdadera revolución para el desarrollo de la física de partículas. La posibilidad de observar colisiones  $pp$  a energías no exploradas hasta la fecha permite la búsqueda y el estudio de procesos más allá del modelo estándar inalcanzables hasta ahora, así como la comprobación de las extrapolaciones del modelo estándar a estas energías.

Este trabajo describe el estudio de procesos caracterizados por tener, en el estado final, dos leptones aislados de igual signo, jets y energía faltante, medidos por el detector CMS del LHC. Para este fin, se desarrolla un método *data-driven* para determinar la proporción y distribución de los electrones a los que CMS asigna el signo opuesto a su carga. Se ha aplicado este método a simulaciones de MonteCarlo y se ha determinado que esta proporción está entre  $10^{-3}$  y  $10^{-4}$ , según las propiedades del electrón, con un error estadístico menor al 30%, que es debido al pequeño número de eventos simulados. De esta manera, se consigue cuantificar uno de los fondos experimentales más importantes en la búsqueda.

Se ha realizado igualmente una medida de la sección eficaz de producción de quarks top-antitop ( $t\bar{t}$ ) en colisiones  $pp$  con  $\sqrt{s} = 8$  TeV, que permite sondear la precisión de las predicciones de QCD y de las pdf a estas escalas de energía. El estudio de este proceso es interesante en sí mismo, por ser el quark top el más pesado de todos, pero, además, constituye uno de los procesos de fondo que más contribuyen a la búsqueda. El método usa eventos en el canal de desintegración  $e\mu$  y combina la información sobre el número de eventos con uno y dos b-jets. El resultado obtenido es

$$\sigma_{t\bar{t}} = 246.8 \pm 9.2 \text{ (sis.)} \pm 6.6 \text{ (lumi.)} \pm 1.9 \text{ (stat.) pb,}$$

consistente con predicciones teóricas del modelo estándar calculadas NNLO.

## Lista de acrónimos

<b>ALICE</b>	A Large Ion Collider Experiment (Gran Experimento de Colisión de Iones)	<b>GT</b>	Global Trigger (Trigger Global)
<b>ATLAS</b>	A Toroidal LHC Apparatus (Aparato Toroidal del LHC)	<b>HCAL</b>	Hadronic Calorimeter (Calorímetro Hadrónico)
<b>BSM</b>	Beyond Standard Model (Más Allá del SM)	<b>HLT</b>	High Level Trigger (Trigger de Alto Nivel)
<b>cMSSM</b>	constrained Minimal Supersymmetric SM (SM Supersimétrico minimal restringido)	<b>ISR</b>	Initial State Radiation (Radiación en el Estado Final)
<b>CERN</b>	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Consejo Europeo para la Investigación Nuclear)	<b>JER</b>	Jet Energy Resolution (Resolución en Energía del Jet)
<b>CMS</b>	Compact Muon Solenoid (Solenoid Compacto de Muones)	<b>JES</b>	Jet Energy Scale (Escala de Energía del Jet)
<b>CSC</b>	Cathode Strip Chambers	<b>L1</b>	Level 1 Trigger (Trigger de Nivel 1)
<b>CP</b>	Carga-Paridad	<b>LES</b>	Lepton Energy Scale (Escala de Energía del Leptón)
<b>CSV</b>	Combined Secondary Vertex	<b>LHC</b>	Large Hadron Collider (Gran Colisionador de Hadrones)
<b>DT</b>	Drift Tubes	<b>LHCb</b>	Large Hadron Collider beauty experiment (Experimento «bello» del LHC)
<b>ECAL</b>	Electromagnetic Calorimeter (Calorímetro electromagnético)	<b>LSP</b>	Lightest SUSY Particle (Partícula SUSY más Ligera)
<b>ep</b>	electrón-protón	<b>NLSP</b>	Next-to-LSP (Segunda partícula SUSY más ligera)
<b>FSR</b>	Final State Radiation (Radiación en el Estado Final)	<b>NNLO</b>	Next-to-next-to leading order (Tercer orden de diagramas de Feynman)
<b>GUT</b>	Grand Unified Theory (Gran Teoría Unificada)	<b>pdf</b>	Parton distribution function (función de distribución de los partones)

---

<b>PM</b>	Photomultiplier (fotomultiplicador)	<b>SUSY</b>	SuperSymmetry (Supersimetría)
<b>PS</b>	Proton Synchrotron (Sincrotrón de Protones)	<b>SPS</b>	Super Proton Synchrotron (Super Sincrotrón de Protones)
<b>pp</b>	protón-protón	<b>TIB</b>	Tracker Inner Barrel
<b>QCD</b>	Quantum Chromodynamics (Cromodinámica Cuántica)	<b>TID</b>	Tracker Inner Disks
<b>RPV</b>	R-Parity Violation (Violación de la conservación de la paridad-R)	<b>TOE</b>	Theory of Everything (Teoría del Todo)
<b>SM</b>	Standard Model (Modelo Estándar)	<b>TOB</b>	Tracker Outer Barrel
<b>SR</b>	Search Region(Región de Búsqueda)		

# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>I</b>
<b>Lista de acrónimos</b>	<b>II</b>
<b>Indice General</b>	<b>IV</b>
<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. El Modelo Estándar y sus extensiones</b>	<b>3</b>
1.1. El Modelo Estándar . . . . .	3
1.2. Extensiones del SM . . . . .	5
1.2.1. Aspectos teóricos . . . . .	5
1.2.2. Aspectos experimentales . . . . .	5
1.3. Supersimetría . . . . .	6
1.4. Modelos y búsquedas de supersimetría . . . . .	8
1.4.1. Clasificación de modelos SUSY . . . . .	9
<b>2. El LHC y el experimento CMS</b>	<b>11</b>
2.1. El gran colisionador de Hadrones . . . . .	11
2.1.1. Funcionamiento del LHC . . . . .	12
2.1.2. Experimentos en el LHC . . . . .	13
2.2. El detector CMS . . . . .	14
2.2.1. Solenoide . . . . .	15
2.2.2. Medidor de trazas . . . . .	16
2.2.3. Calorímetro electromagnético . . . . .	18
2.2.4. Calorímetro hadrónico . . . . .	18
2.2.5. Sistema de muones . . . . .	19
2.3. <i>Trigger</i> . . . . .	20
<b>3. Funcionamiento de CMS. Detección e identificación de objetos</b>	<b>22</b>
3.1. El algoritmo <i>particle flow</i> . . . . .	23
3.2. Identificación y reconstrucción de partículas . . . . .	24
3.2.1. Reconstrucción del vértice primario . . . . .	24
3.2.2. Reconstrucción de muones . . . . .	25
3.2.3. Reconstrucción de electrones . . . . .	27
3.2.4. Reconstrucción de jets . . . . .	28
3.2.5. Identificación de los jets provenientes de los quarks $b$ . . . . .	28

3.2.6. Energía faltante . . . . .	29
3.3. Simulación de colisiones . . . . .	30
3.4. Software usado en el análisis . . . . .	33
<b>4. Perspectivas para la búsqueda de «nueva física» en colisiones <math>pp</math> con <math>\sqrt{s} = 13\text{TeV}</math></b>	<b>34</b>
4.1. Búsquedas de «nueva física» . . . . .	34
4.2. Sucesos con dos leptones del mismo signo . . . . .	35
4.3. Selección de sucesos . . . . .	37
4.3.1. Regiones de búsqueda . . . . .	38
4.4. Procesos de fondo . . . . .	39
4.5. Estimación de la mala identificación de la carga . . . . .	41
4.5.1. Caracterización de los electrones mal medidos . . . . .	42
4.5.2. Método basado en simulaciones . . . . .	44
4.5.3. Método basado en datos . . . . .	46
4.5.4. Método combinado . . . . .	47
4.5.5. Estimación de $p^{\text{miss-ID}}$ . . . . .	48
4.5.6. Dependencia con el número de jets . . . . .	51
4.5.7. Test de clausura . . . . .	54
4.5.8. Potencial de predicción en las regiones de búsqueda . . . . .	54
4.5.9. Estudio del error estadístico . . . . .	56
4.5.10. Resultados . . . . .	57
<b>5. Determinación de la sección eficaz de producción de pares <math>t\bar{t}</math></b>	<b>59</b>
5.1. Canal $e\mu$ . . . . .	61
5.2. Método de clasificación secuencial . . . . .	62
5.3. Método de clasificación secuencial por clases de b-tag . . . . .	64
5.3.1. Selección de sucesos . . . . .	66
5.3.2. Estimación de los fondos y la señal . . . . .	66
5.3.3. Extracción de la sección eficaz . . . . .	68
5.3.4. Estimación de los errores en la medida . . . . .	70
5.3.5. Resultados obtenidos . . . . .	73
<b>6. Conclusiones</b>	<b>75</b>
 <b>Bibliografía</b>	 <b>77</b>

# Introducción

Este trabajo se sitúa dentro del área de conocimiento de Física Nuclear y de Partículas y dentro del contexto de las asignaturas de Física Nuclear y de Partículas Elementales, Física de Altas Energías y Aceleradores y Métodos Numéricos y sus Aplicaciones a la Física. En él, se describe una serie de experimentos destinados a la búsqueda de «nueva física» en el LHC. En esta búsqueda en particular, se trata de identificar procesos con un estado final definido: en el proceso deben producirse dos leptones de igual carga eléctrica. Para obtener mayor sensibilidad a cierto tipo de modelos, se restringe la búsqueda a aquellos sucesos que presenten una alta actividad hadrónica y una energía faltante significativamente alta. Aunque este tipo de procesos son muy raros en el modelo estándar, aparecen de forma natural en muchos modelos de «nueva física», en particular en supersimetría (SUSY).

El principio de esta búsqueda, como en muchos análisis en el área, consiste en aplicar una técnica de clasificación, en el que se define una región de búsqueda motivada por los modelos de «nueva física» que se estudian, con el objetivo de discriminar entre los sucesos debidos a procesos de «nueva física» y aquellos debidos a procesos del modelo estándar. Se determina el número de sucesos en esta región de búsqueda y se compara con la predicción del modelo estándar.

El trabajo se estructura como sigue. El capítulo 1 está dedicado a la motivación de las búsquedas de «nueva física». En su primera parte, se exponen cualitativamente las características de la teoría vigente actualmente en física de altas energías: el modelo estándar (SM), y las partículas que lo conforman, así como sus posibles extensiones. Además, como ejemplo de modelo de «nueva física», se introduce, también cualitativamente, la teoría SUSY, una de las extensiones del modelo estándar más ambiciosas.

En el capítulo 2, se introduce el dispositivo experimental que se utilizará en el trabajo: el colisionador de partículas LHC y uno de sus dos detectores de propósito general: el *Compact Muon Solenoid* (CMS). En este capítulo, se describe el funcionamiento básico del LHC y, con más profundidad, el detector CMS y su comportamiento en la detección y medidas de las partículas relevantes producidas en las colisiones.

A continuación, se dedica el capítulo 3 a describir el modo en el que CMS caracteriza las propiedades de las partículas producidas en las colisiones y se determinan sus magnitudes cinemáticas

relevantes. También se repasan las herramientas de software usadas en el trabajo y se explica cómo se realizan simulaciones de colisiones y su utilidad.

Los capítulos 4 y 5 son los capítulos centrales de este trabajo. En el primero de ellos se describe la búsqueda de «nueva física» en sucesos con dos leptones del mismo signo, justificando su especial relevancia entre las búsquedas de nuevos procesos físicos e introduciendo las principales fuentes de fondo. A continuación, se desarrolla un procedimiento original basado en datos de colisiones para cuantificar una de las fuentes de fondo: aquellos sucesos en los que la carga de un electrón se asigna de forma incorrecta. Este método va a ser utilizado por la colaboración de CMS en las futuras búsquedas de «nueva física» que se lleven a cabo en la segunda fase de funcionamiento del LHC.

El capítulo 5 está dedicado al estudio de las propiedades del quark top. Por ser uno de los procesos más copiosos a escalas de energía del LHC, la física del quark top es un buena forma de sondear las predicciones de QCD a estas escalas de energía. Por otra parte, los procesos de producción de  $t\bar{t}$  afectan a las búsquedas en sucesos con dos leptones porque, como se ve en el capítulo 4, la mayor parte de fondo del modelo estándar en las búsquedas de SUSY es, aunque intervenga de manera indirecta, producción de  $t\bar{t}$ . En particular, se ha implementado un método para calcular la sección eficaz de este proceso, mejorando los resultados obtenidos con los métodos ya existentes. Este método está en fase de publicación en la colaboración de CMS usando datos de colisiones a  $\sqrt{s} = 8$  TeV y formará parte de uno de los primeros análisis con colisiones a  $\sqrt{s} = 13$  TeV realizados por la colaboración. Las conclusiones y resultados en estos estudios se resumen en el capítulo 6.

# 1

## El Modelo Estándar y sus extensiones

### 1.1. El Modelo Estándar

El modelo estándar de la física de partículas [1] describe todos los fenómenos observados hasta la fecha en la física de altas energías. Incluye una descripción y caracterización de las partículas conocidas que forman la materia, así como las interacciones que sufren. La teoría fue establecida a lo largo del siglo XX, alcanzando su formulación actual durante los años 70 del mismo siglo. Su construcción se ha culminado en los últimos años con los descubrimientos del quark top (1995), el neutrino del  $\tau$  (2000) y el bosón de Higgs (2012). Es considerada una de las teorías más completas y precisas de la historia de la ciencia.

Según el SM, la materia está formada por partículas fundamentales llamadas fermiones, que tienen espín  $1/2$  y se rigen por la estadística de Fermi-Dirac, mientras que las interacciones que sufren se representan con partículas llamadas bosones, que tienen espín entero y siguen, por ello, la estadística de Bose-Einstein. Estas partículas se muestran en la figura 1.1.

Los fermiones se dividen en dos grupos: los quarks, que tienen carga de color y sufren la interacción fuerte, y los leptones, que no tienen carga de color. Además, estas partículas están divididas en tres generaciones, ordenadas de menor a mayor masa.

Por cada generación hay dos quarks: *up* y *down*, *charm* y *strange*, y *top* y *bottom*. El primero de cada uno de ellos tiene carga eléctrica positiva ( $+2/3 e$ ) y el segundo tiene carga eléctrica negativa ( $-1/3 e$ ). También hay dos leptones por cada generación: el electrón, el  $\mu$  y el  $\tau$  están acompañados de sus respectivos neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  y  $\nu_\tau$ . El electrón, el  $\mu$  y el  $\tau$  tienen carga eléctrica



## 1.2. Extensiones del SM

A pesar de su gran éxito a la hora de explicar todos los procesos observados hasta la fecha, hay ciertos indicios que hacen pensar que el rango de validez del SM es limitado. En esta sección, se exponen algunas de las razones por las cuales se cree que el SM podría ser una parte de una teoría más fundamental. Estas razones se dividen en dos grupos: aspectos teóricos y aspectos experimentales.

### 1.2.1. Aspectos teóricos

**Interacción gravitatoria** El SM no incluye una descripción apropiada de la interacción gravitatoria como una teoría cuántica de campos. Se cree que la interacción gravitatoria podría estar mediada por partículas llamadas gravitones, que nunca han sido observados, ni están postulados teóricamente en una teoría cuántica de campos renormalizable.

Como la interacción gravitatoria es despreciable comparada con otras interacciones a las escalas de energía sondeadas en física de partículas hasta la fecha, se considera que el SM es una teoría válida a bajas energías. Sin embargo, se cree que la interacción gravitatoria podría producir efectos significativos para la física de partículas a escalas de la energía de Planck, en torno a  $10^{19}$  GeV, 16 órdenes de magnitud por encima de las escalas de energía explorables hasta la fecha. Por esta razón, se toma la escala de energía de Planck como la mayor energía a la cual el SM pueda ser válido.

**Gran Unificación** Algunos de los parámetros que caracterizan las partículas del SM y sus interacciones no están determinadas por la teoría, sino que son parámetros libres, que se han determinado experimentalmente. Juntando las masas de las partículas y las constantes de acoplamiento que rigen sus interacciones, se obtiene un total de 19 parámetros libres. Este número es considerado demasiado alto, y se han propuesto modelos que introducen relaciones entre estas constantes para reducir el número de parámetros libres.

### 1.2.2. Aspectos experimentales

**Materia oscura** Las observaciones experimentales de las curvas de rotación de las galaxias muestran inconsistencias con la cantidad de materia visible. Los modelos cosmológicos proponen

la existencia de un nuevo tipo de materia, conocida como materia oscura. Este tipo de materia tan sólo interactuaría con la materia visible por medio de la atracción gravitatoria y, por ello, no habría sido detectada.

Las únicas partículas del SM que neutras y sin carga de color son los neutrinos, que no son lo suficientemente masivos como para explicar las anomalías observadas, por lo que se cree que la materia oscura estaría compuesta de otro tipo de partículas no conocidas.

**Energía oscura** Las observaciones de la radiación de fondo cósmica de microondas (CMB) muestran una expansión acelerada del universo. Esto es confirmado por el alto *redshift* observado en las galaxias más alejadas. Este fenómeno podría ser a través de la energía oscura, pero el SM no aporta ninguna partícula candidata a constituirlo.

**Violación de simetría CP** Los modelos que explican el desarrollo del universo en sus etapas más tempranas predicen que las cantidades de materia y antimateria en el universo actual deberían ser iguales en ausencia de fuentes de violación de la simetría CP (carga-paridad). La interacción débil no respeta la simetría CP, por lo que la relación entre materia y antimateria podría tener una cantidad mínima de  $10^{-10}$ . Sin embargo, recientes estudios muestran que esta relación es menor que  $10^{-20}$ , por lo que existen fuentes de violación CP no conocidas.

### 1.3. Supersimetría

Debido a que el SM no es capaz de aportar una solución a los problemas mencionados, una de las tareas más importantes de los físicos de partículas es la de encontrar una teoría que explique estos fenómenos y pueda, además, generalizar el modelo estándar a escalas de energías no exploradas. Estas teorías se conocen como teorías más allá del SM (BSM).

Una de las teorías BSM más ambiciosas para resolver las limitaciones del SM es la supersimetría (SUSY). SUSY [3] es una extensión natural al SM que aporta soluciones a muchos de los problemas mencionados en la sección 1.1.

SUSY postula la existencia de una nueva partícula adicional por cada partícula conocida en el SM. Estas nuevas partículas se denominarían compañeras supersimétricas de las partículas del modelo estándar, y mantendrían las mismas propiedades, con la excepción del spin: si la

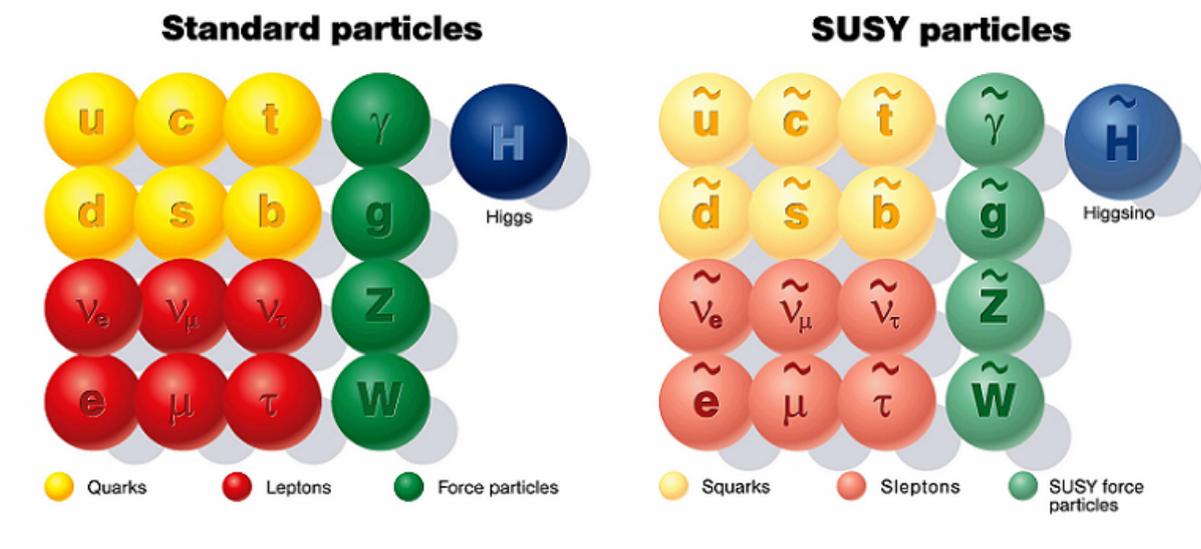


FIGURA 1.2: Esquema de las partículas supersimétricas (derecha) junto con las partículas del modelo estándar (izquierda) [4].

partícula SM es un fermión, entonces su compañera supersimétrica es un bosón de espín 0, mientras que las compañeras supersimétricas de los bosones son fermiones de espín 1/2.

Esto establece una simetría adicional en la teoría, generada por el operador  $Q$ ,

$$Q |\text{fermión}\rangle = |\text{bosón}\rangle$$

$$Q |\text{bosón}\rangle = |\text{fermión}\rangle.$$

Las partículas supersimétricas se denominan *partículas*, y se dividen en dos grupos, los *sfermiones* y los *gauginos*. Los *sfermiones* son las partículas compañeras supersimétricas de los fermiones y son, por lo tanto, bosones de espín 0. Se denotan colocando una «s» delante del nombre de la partícula SM del que es compañera. Así, se habla de *squarks*, *sleptones*, etc.

Los *gauginos* son las partículas compañeras de las partículas de intercambio, es decir, de los fotones, los gluones y los bosones W y Z. Son fermiones de espín 1/2 y se denotan añadiendo el sufijo «-ino» al nombre de la partícula SM (*fotino*, *neutralino*, etc). En la figura 1.2 se muestran esquemáticamente las partículas del SM junto a las partículas SUSY.

Adicionalmente, las compañeras supersimétricas de los portadores de la interacción débil forman combinaciones lineales con el *higgsino* (compañero supersimétrico del bosón de Higgs) dando lugar a 8 partículas adicionales: 4 neutralinos ( $\chi_{1,2,3,4}^0$ ) y 4 charginos ( $\chi_{1,2}^\pm$ ).

**Paridad R** El operador  $Q$  introduce un número cuántico, denominado paridad-R, definido por  $R = (-1)^{2S+3B+L}$ , donde  $S$  es el spín de la partícula,  $B$  el número bariónico y  $L$  el número leptónico; que es  $+1$  para las partículas SM y  $-1$  para las partículas SUSY. La conservación de la paridad-R implicaría que las partículas SUSY deban producirse por pares y, además, sus cadenas de decaimiento deban al menos de una partícula SUSY en el estado final. Esta partícula es estable, neutra y sin color, y se denomina partícula supersimétrica más ligera (LSP). Dependiendo del modelo, esta partícula es el neutralino más ligero ( $\chi_1^0$ ) o el gravitino  $\tilde{G}$ .

**Candidatos a materia oscura** La existencia de la supersimetría implicaría la existencia de partículas no observadas hasta ahora. Algunas de ellas podrían ser candidatos para ser las partículas que componen la materia oscura. En particular, las LSP son partículas neutras y sin color y, además, bastante masivas comparadas con las partículas SM conocidas, por lo que serían candidatas idóneas a conformar la materia oscura. Su estabilidad estaría condicionada a la conservación de la paridad-R.

**Gran unificación** La supersimetría no es una teoría que, a priori, reduzca el número de parámetros libres del SM. La aparición de nuevas partículas conduce a la necesidad de introducir parámetros adicionales que describan completamente la teoría. Este número de parámetros puede ser mayor de 100 en el caso más general.

Sin embargo, muchas extensiones supersimétricas del SM asumen relaciones entre estos parámetros. Un ejemplo de esto es el modelo supersimétrico minimal restringido (mSUGRA), en el que tan sólo hay 5 parámetros libres. Estos modelos se diferencian en los términos que se introducen en el Lagrangiano del modelo para producir la rotura de la simetría. Esto da lugar a modelos de distinta naturaleza, con distintos espectros de partícula, que trataremos en la siguiente sección.

## 1.4. Modelos y búsquedas de supersimetría

A pesar de que SUSY es una solución potencial a muchos de los problemas encontrados en el modelo estándar, hasta la fecha no se ha observado ninguna partícula supersimétrica o indicio de ella.

Se espera que las partículas SUSY sean más masivas que las partículas conocidas. Por esta razón, la manera de buscarlas es tratar de producirlas en un acelerador de partículas. La energía en el

centro de masas,  $\sqrt{s}$ , debe ser razonablemente alta para que estas partículas sean producidas. Estas partículas producidas son inestables y se desintegrarán gradualmente hasta alcanzar un estado final, compuesto por partículas SM y, si la paridad-R se conserva, por la LSP.

Las búsquedas de este tipo de teorías son complicadas por dos razones: por un lado, la ausencia de indicios experimentales se traduce en una ausencia de «pistas» acerca de los procesos y estados finales a los que pueden dar lugar; por otro, a este hecho se le suma el número de parámetros libres en las teorías supersimétricas, que inducen una rica variedad de modelos con características y procesos muy diversos. Estas dos razones se deben a que, en realidad, no se conoce el espectro de las partículas SUSY.

### 1.4.1. Clasificación de modelos SUSY

Por simplicidad, en el contexto de búsquedas de SUSY en el LHC, se procede a clasificar los modelos de acuerdo a tres cuestiones: la naturaleza de la LSP, la compresión del espectro de partículas SUSY y la conservación de la paridad R [5]. La razón para clasificar los modelos de esta forma es que estas tres características condicionan los posibles estados finales que pueden aparecer en el marco del modelo.

**Naturaleza de la LSP** Debido a que la LSP debe ser neutra y sin color, sólo hay dos candidatos para la LSP: el neutralino de menor masa ( $\chi_1^0$ ) y el gravitino ( $\tilde{G}$ ), compañero SUSY del gravitón. Los modelos con el gravitino como LSP predicen estados finales más variados, que dependen de la naturaleza de la segunda partícula SUSY más ligera (NLSP), generalmente el  $\chi_1^0$ .

**Compresión del espectro** La compresión del espectro hace referencia a la diferencia de masas  $\Delta M$  entre  $M^{SUSY}$ , la masa de la partícula SUSY más masiva producida en el LHC y  $M^{LSP}$ , la masa de la LSP. Esta caracteriza la energía de los objetos resultantes en el estado final: las partículas producidas en los modelos de espectro abierto serán, en general, más energéticas, mientras que los modelos de espectro comprimido producen partículas más suaves.

**Conservación de la paridad-R** Por último, es claro que la conservación de la paridad-R condiciona el estado final de los procesos supersimétricos: su conservación implica necesariamente la aparición de una partícula LSP en el estado final.

---

Por último, es necesario mencionar que existen modelos en los que la constante de acoplamiento entre una partícula SUSY y la LSP sea muy pequeño. En estos casos, la partícula producida será metaestable y podrá, incluso, atravesar el detector.

# 2

## El LHC y el experimento CMS

Llamaremos «nueva física» a aquellas partículas e interacciones que no hayan sido observadas hasta la fecha y que puedan ser accesibles a escalas de energía del LHC. En las búsquedas de «nueva física» se trata de producir estas partículas y observar su desintegración. La masa de esas partículas es alta y, por lo tanto, se necesita concentrar una gran cantidad de energía para producirlas. Por ello, la manera canónica de llevar a cabo esta producción consiste en acelerar otras partículas y hacerlas colisionar, de manera que la energía en el centro de masas de las partículas incidentes,  $\sqrt{s}$ , sea lo suficientemente alta para que el proceso sea cinemáticamente posible.

Los sucesos estudiados en este trabajo son los producidos en las colisiones entre protones que ocurren en el LHC y que son medidas por uno de sus detectores, CMS. En este capítulo, introducimos el funcionamiento básico del LHC y las propiedades de su funcionamiento que puedan determinar el tipo de procesos que va a poder explorar. Además, se describe el detector CMS, el detector que ha medido los datos de colisiones usados en este trabajo. En particular, se expondrán sus propiedades, su funcionamiento y sus subdetectores.

### 2.1. El gran colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)[6] es uno de los proyectos más ambiciosos de la física de partículas actual. Situado en el CERN (Ginebra, Suiza), es el acelerador de partículas circular más grande construido hasta la fecha, con una circunferencia de 27 km. Está diseñado para hacer colisionar pulsos de protones con una energía en el centro de masas de  $\sqrt{s} = 14$  TeV y con una

luminosidad instantánea de  $L = 10^{-2}\text{fb}^{-1}\text{s}^{-1}$ . También se utiliza para colisionar iones pesados a energías menores.

Estos valores nominales no se alcanzarán hasta que se encuentre completamente operativo. El LHC se puso en funcionamiento por primera vez en noviembre de 2009, con una energía de  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV. Esta energía se fue aumentando gradualmente hasta alcanzar el valor de  $\sqrt{s} = 7$  TeV en marzo de 2010. Durante este año, hasta 2011, se realizaron colisiones con esa energía. A partir de 2012, se llevaron a cabo mejoras para aumentar la luminosidad instantánea y se elevó la energía de las colisiones a 8 TeV. Durante este periodo, el experimento CMS recopiló una luminosidad integrada de aproximadamente  $23\text{fb}^{-1}$ . En el momento en el que se escribió este trabajo el LHC estaba en un proceso de puesta a punto para la segunda fase de su funcionamiento, en la que se espera que colisione protones a energías de 13 y 14 TeV.

### 2.1.1. Funcionamiento del LHC

Para su correcto funcionamiento, un colisionador de partículas debe cumplir tres funciones: dirigir las partículas de forma que sigan una trayectoria circular, acelerarlas y dirigir las hacia el punto de colisión. La dirección de las partículas se modifica mediante un sistema de imanes dipolares superconductores colocados a lo largo de toda la circunferencia del LHC, que generan un campo magnético de hasta 8.3 T en dirección vertical. Este campo magnético produce una fuerza de Lorentz resultante dirigida hacia el centro de la circunferencia, de manera que la trayectoria de los protones es circular. En el LHC, los protones circulan en dos direcciones opuestas por dos tubos muy próximos, por lo que los imanes han sido diseñados de manera que generan un campo magnético hacia arriba en un tubo y en el sentido opuesto en el otro (figura 2.1).

La aceleración de las partículas se lleva a cabo mediante unas cavidades de radiofrecuencia situadas en un solo punto de la circunferencia. Estas cavidades inducen un campo eléctrico que oscila con una frecuencia de 400 MHz, de manera que los protones circulan a favor del campo tanto cuando entran en la cavidad como cuando salen, siendo acelerados. Además, los protones que se encuentran en la parte frontal del pulso son afectados por un campo eléctrico menor, mientras que los de la parte trasera sufren un campo mayor. De esta manera, las cavidades de radiofrecuencia tienden a comprimir los pulsos en la dirección del movimiento de los protones.

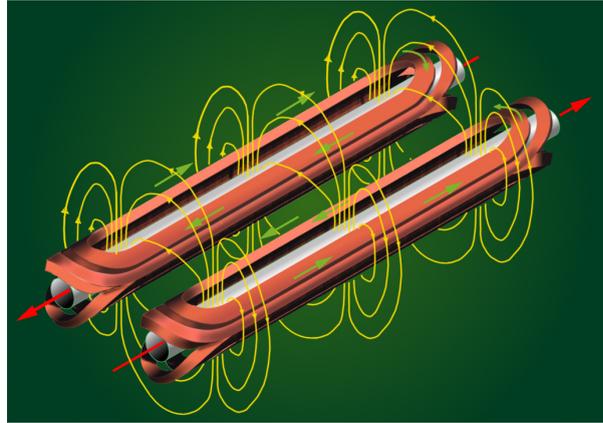


FIGURA 2.1: Esquema de los imanes dipolares que dirigen las partículas aceleradas en el LHC [7].

La compresión del haz en el plano perpendicular a la dirección del movimiento se lleva a cabo por imanes tetrapolares y hexapolares, de forma que el pulso queda comprimido al llegar al punto de colisión, aumentando la luminosidad.

Por último, cabe destacar que el LHC no está diseñado para acelerar partículas desde el reposo, sino que utiliza muchos de los aceleradores disponibles en el CERN, mostrados en la figura 2.2. En primer lugar, los protones o iones son acelerados en sendos aceleradores lineales (LINAC 2 y 3). A continuación, las partículas son inyectados en el Sincrotrón de Protones (PS), donde se agrupan en pulsos y se aceleran hasta una energía de 25 GeV. Por último, los pulsos se transfieren al Super PS (SPS), donde se aceleran a una energía de hasta 450 GeV y tras lo cual se inyectan al LHC para alcanzar su energía de colisión.

### 2.1.2. Experimentos en el LHC

Los dos haces de protones circulan en direcciones opuestas y se hacen colisionar en cuatro puntos de la circunferencia, en cada uno de los cuales se sitúa un detector de partículas dedicado a un experimento distinto: CMS, ALICE, ATLAS y LHCb.

CMS [9] y ATLAS [10] son detectores de propósito general, destinados al estudio de una gran variedad de procesos que puedan tener lugar en las colisiones protón-protón. Están compuestos de 4 capas que envuelven el tubo por el que circula el haz y que permiten detectar e identificar las partículas que sean producidas en las colisiones. Si bien sus objetivos son similares, la tecnología y diseño de ambos detectores son completamente distintas, con la finalidad de garantizar la independencia y reproducibilidad de los resultados encontrados.

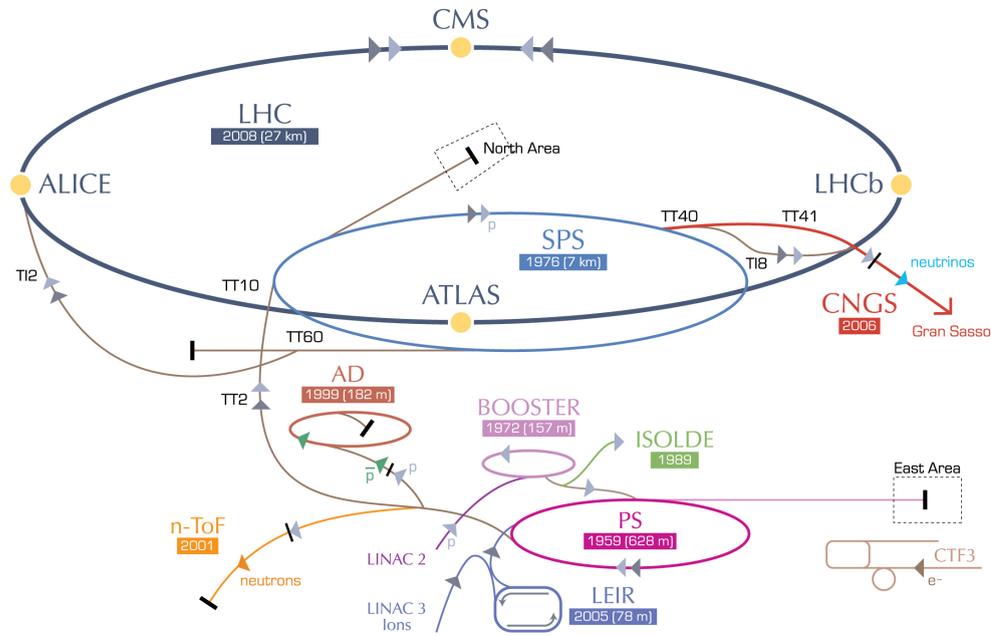


FIGURA 2.2: Esquema de los aceleradores empleados en la alimentación del LHC [8].

ALICE [11] es un experimento dedicado al estudio de las interacciones fuertes y del plasma de quarks y gluones en colisiones de iones pesados, en particular, en colisiones entre núcleos de plomo y núcleos de plomo con protones. El otro experimento dedicado, LHCb [12], se dedica al estudio de la violación CP en la desintegración de mesones B. Para ello, tiene una forma y configuración orientadas a la detección de estos mesones, que suelen ser emitidos en una dirección rasante al tubo por el que circula el haz de protones.

## 2.2. El detector CMS

CMS es un detector de propósito general diseñado para abarcar el estudio de prácticamente cualquier proceso que pueda darse en las colisiones protón-protón a escalas de energía del LHC. En particular, en su diseño se ha hecho un especial énfasis en su capacidad para detectar procesos de nueva física.

El detector tiene una forma cilíndrica y está situado alrededor del tubo por el que circula el haz. Tiene una longitud de 28.7 m, un diámetro de 14.6 m y un peso de 12500 toneladas, siendo el detector más pesado y compacto de los cuatro del LHC. Formado por cuatro capas, cada una de ellas dedicada a la detección de un tipo de partículas, se ha diseñado de forma que cumpla los siguientes criterios:

- Alta eficiencia en la detección e identificación de muones, por ser estas partículas producidas en procesos predichos por muchos modelos de «nueva física».
- Buena resolución en la medida del momento de partículas cargadas en un amplio rango de energías, entre las decenas de GeV y el orden del TeV.
- Precisión en la medida de la energía de las partículas cargadas y los fotones, llevada a cabo por un calorímetro electromagnético.
- Un calorímetro hadrónico hermético, que asegure que las partículas hadrónicas no se escapen de la detección.

**Sistema de coordenadas** Por convenio, en la colaboración de CMS, se ha establecido un sistema de ejes con el objetivo de estandarizar las medidas que se realizan. El origen de coordenadas se sitúa en el centro del detector, en el interior del tubo del haz, y el plano  $x$ - $y$  es el plano perpendicular al haz o plano transversal, apuntando el eje  $x$  hacia el centro de la circunferencia. El eje  $z$  apunta en la dirección oeste, tangente a la circunferencia del LHC (ver 2.2). También se establece un sistema de coordenadas circulares en el plano  $x$ - $y$ , midiendo el ángulo azimutal  $\phi \in [0, 2\pi)$  desde el eje  $x$  y denotando a la coordenada radial como  $r$ . En el plano  $z$ - $r$  se define el ángulo polar  $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$ , midiéndolo desde el eje  $r$ . Se define también la pseudorapidez  $\eta = -\ln \tan(\theta)$ . A lo largo de este trabajo se utilizará este sistema de coordenadas y se definirá el momento transversal  $p_T$  como la proyección del momento al plano transversal y la energía transversal como  $E_T = E \cos \theta$ .

Se puede encontrar una descripción completa de todos los sistemas de detección de CMS en [13]. A continuación se presenta una descripción general del detector.

### 2.2.1. Solenoide

Embebido en el interior del detector, el solenoide de CMS genera un campo magnético de 3.8 T en la dirección del eje  $z$ . Este campo magnético curva la trayectoria de las partículas cargadas, de manera que estas siguen una trayectoria helicoidal. El radio de curvatura de la hélice permite determinar la componente transversal del momento por medio de la expresión

$$p_T = 0.3 \cdot B \cdot R [T^{-1} m^{-1} GeV], \quad (2.1)$$

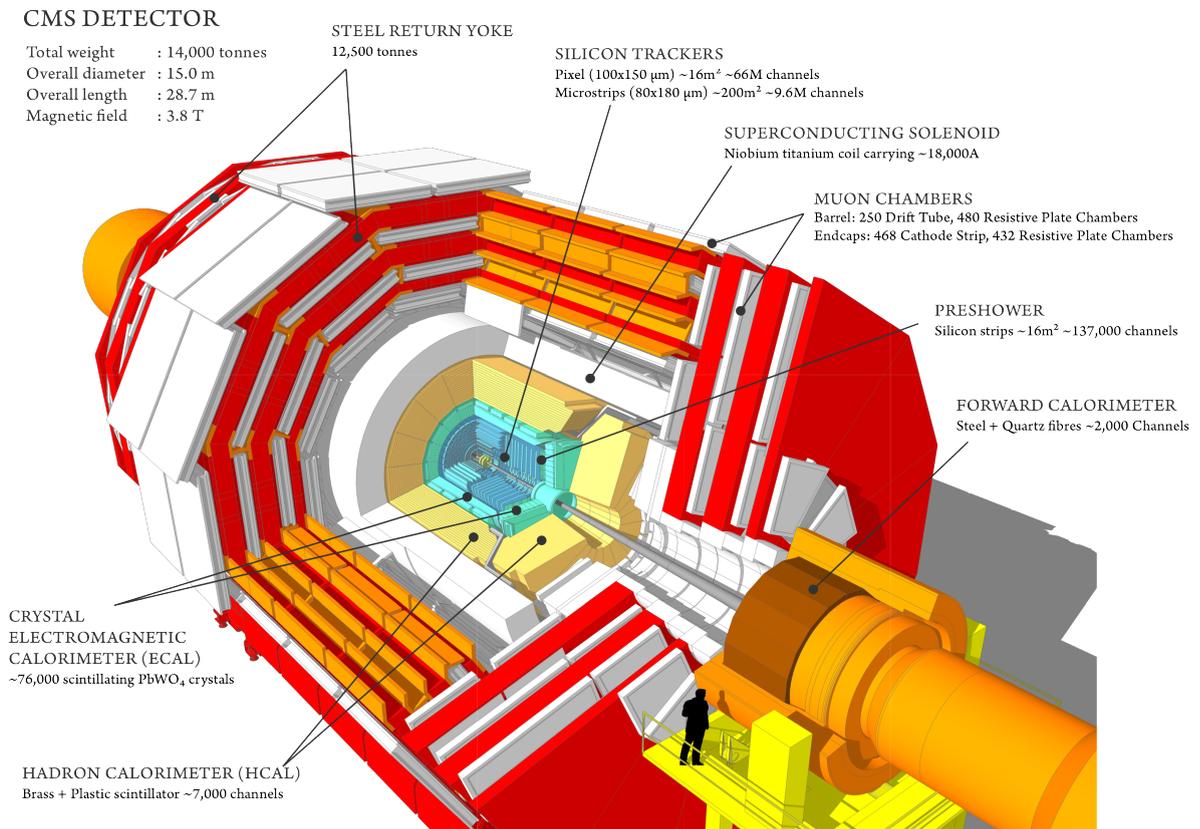


FIGURA 2.3: Dibujo esquemático del detector CMS y sus subdetectores [9].

siendo  $R$  el radio de curvatura y  $B$  el campo magnético.

### 2.2.2. Medidor de trazas

El medidor de trazas o *tracker* es un conjunto de dispositivos que permiten la medida de las trayectorias de las partículas cargadas provenientes de una colisión gracias a las pequeñas deposiciones de energía que realizan estas partículas al atravesar el detector.

El *tracker* de CMS ha sido diseñado de forma que permita obtener una óptima resolución espacial por tres razones. En primer lugar, al ser LHC un colisionador hadrónico de muy alta luminosidad, se espera que por cada colisión entre dos pulsos de protones ocurran muchas interacciones. Este fenómeno se conoce como *pile-up* y hace necesario conocer con gran precisión la trayectoria de cada partícula, para identificar de qué colisión proviene. Por otra parte, en las colisiones pueden producirse partículas de larga vida media, como los  $\tau$  o los quarks  $b$ , que recorren una distancia antes de desintegrarse. Un buen medidor de trazas permite observar los vértices secundarios debidos a estas desintegraciones alejadas del vértice principal e identificar estas

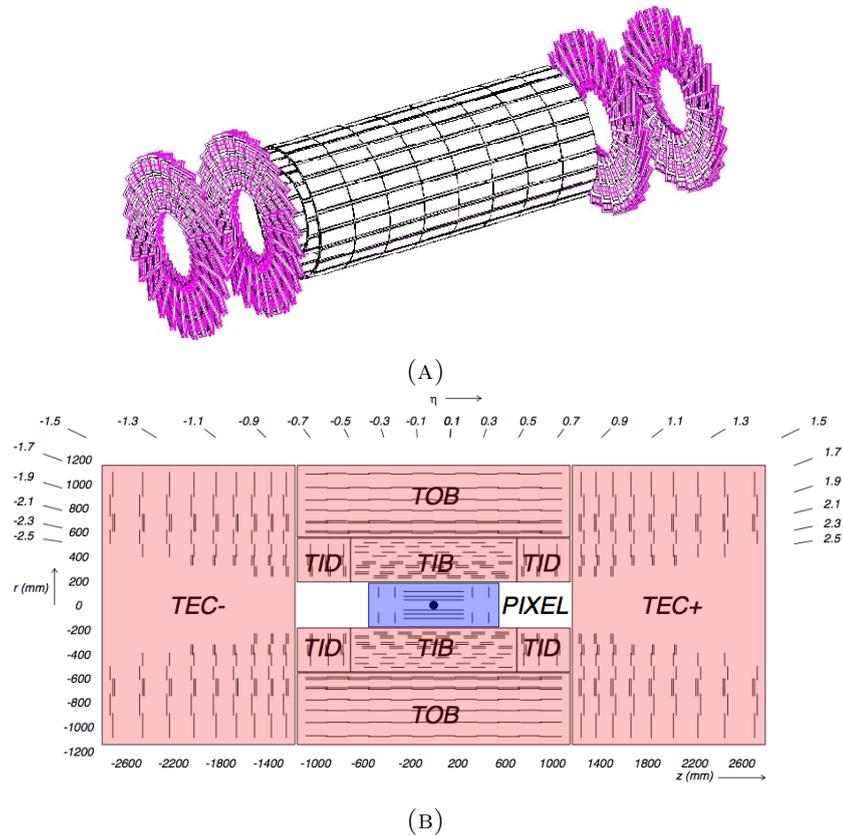


FIGURA 2.4: Representaciones esquemáticas de los píxeles de silicio (A) [14] y del *tracker* completo (B) [15]. En el último se muestran los componentes del *Silicon Strip Detector*, junto con los valores de  $\eta$  que recubre.

partículas. Además, permite discriminar entre los electrones producidos mediante producción de pares de un fotón y los que son productos principales de una desintegración.

El *tracker* de CMS consta de dos partes fundamentales: el *pixel tracker* y los *silicon strip detectors*.

**Pixel tracker** Es el elemento del detector más próximo a la región de interacción y tiene como misión medir la trayectoria de las partículas con la mayor precisión posible. Por este motivo, debido a la gran cantidad de energía liberada en las colisiones entre hadrones, los componentes del *tracker* de píxeles deben ser resistentes a la radiación. El sistema de píxeles consta de tres partes: una parte central cilíndrica compuesta por tres capas concéntricas, y dos partes laterales, compuestas cada una por dos anillos concéntricos perpendiculares al eje  $z$  (figura 2.4a). Esta configuración permite que una partícula que atravesase el detector con  $|\eta| < 2.5$  sea detectada por entre dos o tres píxeles con una muy alta eficiencia.

**Silicon strip detectors** La otra parte del *tracker*, los *silicon strip detector*, son tres subdetectores, que se muestran en la figura 2.4b: el *Tracker Inner Barrel/Disks* (TIB/TID), el *Tracker Outer Barrel* (TOB) y el *Tracker Endcap*. Este sistema permite medir entre 8 y 14 puntos de la trayectoria de una partícula en un rango de  $|\eta| < 2.4$ .

Esta disposición de los detectores divide el detector en dos regiones: el barril o *barrel* ( $|\eta| < 1.5$ ) y las tapas o *endcap* ( $1.5 < |\eta| < 2.5$ ). Esta división será muy relevante en la búsqueda de «nueva física» que se lleva a cabo en este trabajo, ya que las dos partes del detector tienen un comportamiento ligeramente distinto a la hora de medir la carga de las partículas.

### 2.2.3. Calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético (ECAL) permite medir la energía de los electrones, positrones, fotones y, en general, todas las partículas cargadas producidas en las colisiones. Está compuesto por cristales de wolframato de plomo ( $PbWO_4$ ). El  $PbWO_4$  es un material centellador, por lo que, cuando una partícula cargada o un fotón incide sobre él, reemite su energía en forma de luz en el espectro visible. Esta luz es detectada por unos fotomultiplicadores (PM) unidos a cada cristal. A partir del impulso eléctrico inducido en cada PM, es posible inferir la energía que la partícula ha depositado en el cristal. Otra de las características del ECAL de CMS es su alta granularidad, que permite una gran resolución en espacial.

El ECAL está dividido en 2 partes, una que cubre la zona  $|\eta| < 1.479$ , y otra, que cubre la zona  $1.479 < |\eta| < 3.0$ .

### 2.2.4. Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico (HCAL) permite medir la energía y dirección de los hadrones neutros resultantes de las colisiones. Muy limitado en tamaño, debido a que se encuentra contenido en el solenoide, se compone de placas de latón intercaladas con material centellador. Debido a su alta densidad, las placas de latón interactúan con los hadrones neutros, produciendo cascadas de desintegración, que son detectadas por el material centellador.

Además, para una mayor hermeticidad, el HCAL también cuenta con dos detectores en el exterior del solenoide, que cubren las zonas de  $3.0 < |\eta| < 5.0$ .

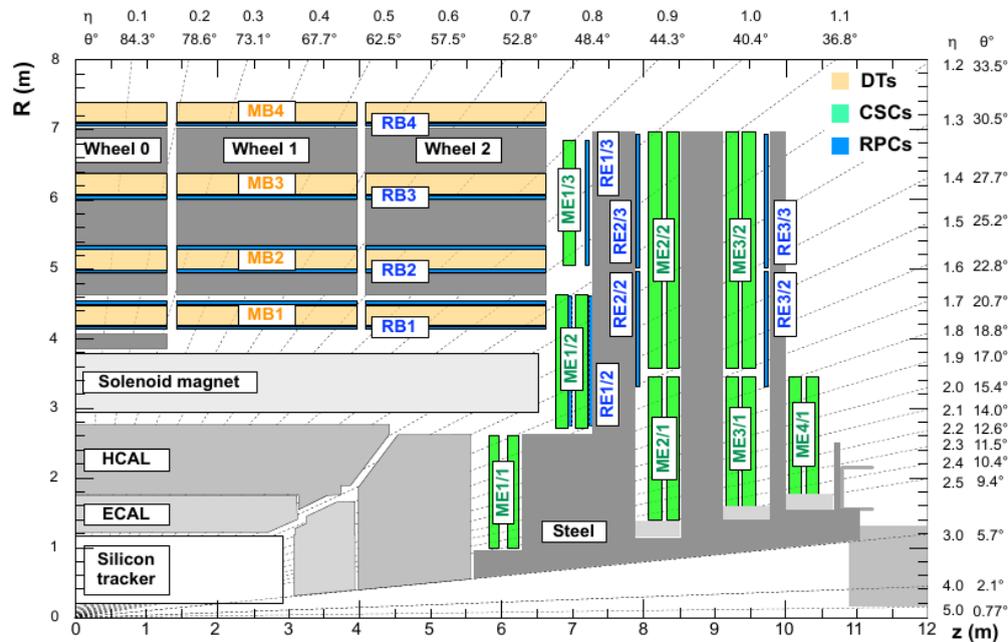


FIGURA 2.5: Esquema del corte transversal del sistema de muones de CMS [16].

### 2.2.5. Sistema de muones

Los muones, pese a ser partículas cargadas y dejar una traza en el *tracker*, no interactúan suficientemente con el detector para que toda su energía quede depositada en los calorímetros. Por esta razón, CMS cuenta con un sistema dedicado a la detección de estas partículas, situado en la capa más externa del detector. Gracias a su situación, los muones son, idealmente, las únicas partículas que llegan a este sistema. Esto permite identificarlas de manera inequívoca, ya que una señal en el sistema de muones sólo puede deberse, en principio, a la presencia de un muón en la colisión.

El sistema de muones está compuesto de cavidades que contienen un cierto gas de llenado que se ioniza cuando un muón atraviesa la cavidad. Esta ionización induce una corriente eléctrica entre dos electrodos, conocida como avalancha, que puede ser detectada. Los detectores basados en este tipo de tecnología tienen un «tiempo muerto» justo después de una avalancha en el cual la cámara de muones no es sensible a una nueva señal.

El sistema de muones consta de tres partes, sido diseñadas teniendo en cuenta la gran superficie que han de cubrir, el número esperado de muones por unidad de tiempo en cada zona del detector y la intensidad irregular del campo magnético en el exterior del solenoide. En la figura 2.5 se muestra un esquema de la disposición de los subdetectores.

En la zona de  $|\eta| < 1.2$ , donde la frecuencia de detección de muones es baja, se colocan los *Drift Tubes* (DT). Los *drift tubes* permiten una gran eficiencia en la detección de muones, pero tienen un tiempo muerto relativamente alto (180 ns). En la región  $1.2 < |\eta| < 2.4$ , tanto número de muones incidentes como el ruido debido a otras partículas son mucho mayores y, además, el campo magnético no es uniforme. En estas condiciones, se utilizan *Cathode Strip Chambers* (CSCs). Complementariamente a estos detectores, se utiliza un sistema adicional, conocido como RPCs. Las RPCs no tienen tanta resolución espacial como los detectores anteriores, pero tienen un tiempo de respuesta muy rápido, lo que los hace ideales para disparar el *trigger*, el dispositivo que describimos a continuación.

### 2.3. *Trigger*

Como se ha mencionado, una de los objetivos de CMS es recoger la mayor parte de la luminosidad posible. Por esta razón, se realizan del orden de  $10^7$  colisiones por segundo, mientras que CMS sólo tiene capacidad para almacenar datos de colisiones con una frecuencia de 100 Hz. Además, en la mayor parte de las colisiones tan solo se producen procesos de interacción elásticos, que son sobradamente conocidos. Por estas razones, es necesario utilizar un *trigger*. El *trigger* es un dispositivo que permite identificar en tiempo real aquellas colisiones que corresponden a procesos interesantes en función de sus características y decide si los resultados deben ser almacenados. De esta manera, el número de colisiones aceptadas por segundo se reduce 5 órdenes de magnitud. Este proceso se lleva a cabo en dos etapas: el nivel 1 del *trigger* (L1) y el *Trigger* de Alto Nivel (HLT).

En el *trigger* L1 se maneja la información proveniente del hardware en bruto, realizando únicamente estimaciones de las cantidades relevantes, lo que permite procesar la información muy rápidamente. Tan sólo utiliza información de los calorímetros y de las cámaras de muones, lo que permite estimar aproximadamente el  $p_T$  y número de partículas producidas en la colisión, pero no identificarlas ni reconstruirlas con precisión. L1 está dividido en tres subsistemas: un *trigger* para calorímetros, otro para las cámaras de muones y un *trigger* global (GT). Los sucesos que son aceptados por los *trigger* de los calorímetros y de las cámaras de muones pasan al GT, donde se evalúa si la colisión puede ser almacenada. La frecuencia de sucesos debe disminuir en el *trigger* L1 de  $10^7$  Hz a aproximadamente 100 kHz.

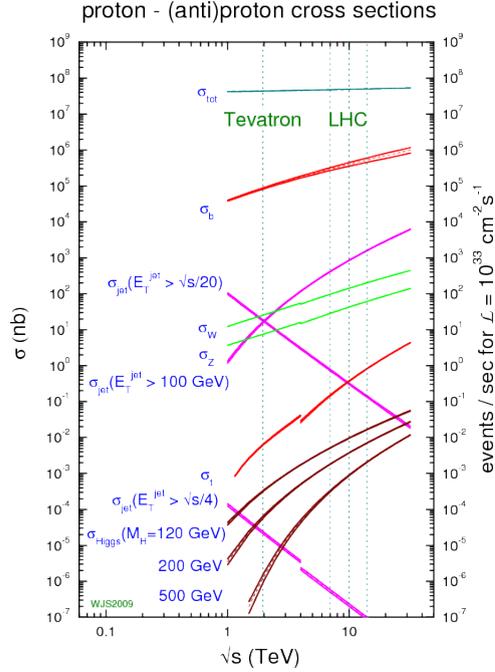


FIGURA 2.6: Sección eficaz de algunos procesos relevantes en LHC y Tevatron. La sección de producción de pares  $t\bar{t}$ , uno de los procesos con leptones más copiosos es más de 8 órdenes de magnitud menor que la sección eficaz total [17].

En el HLT se producen los primeros pasos para la reconstrucción de los sucesos, que se realiza usando dos pasos intermedios, L2 y L3. Estos procesos se realizan a nivel de software y se llevan a cabo en el centro de computación Tier-0 de CMS. Cuanto más alto sea el nivel del *trigger*, se utiliza la información de un número mayor de subdetectores y se realiza una selección más refinada. El HLT se compone de cuatro subsistemas, dedicado cada uno de ellos a la identificación de un tipo de partículas: electrones y fotones, b-jets y leptones producidos por  $\tau$ , jets y muones. Además, en el HLT se dividen los sucesos en «rutas» que siguen de acuerdo con los objetos identificados en el suceso y sus cantidades cinemáticas.

Para este trabajo se han seleccionado los sucesos que hayan disparado alguno de los *triggers* dileptónicos disponibles en CMS. Para poder disparar este tipo de *trigger*, los sucesos deben tener dos leptones (electrones o muones) en el estado final. El primero de ellos debe tener un momento transversal,  $p_T > 17$  GeV y el segundo,  $p_T > 8$  GeV.

# 3

## Funcionamiento de CMS. Detección e identificación de objetos

En las colisiones del LHC ocurren gran variedad de procesos que se pueden caracterizar por las partículas producidas en el estado final. Por ello, para determinar si en una determinada colisión se ha producido un proceso de «nueva física», es necesario identificar inequívocamente cada una de las partículas estables o meta-estables producidas en el proceso. Este procedimiento se conoce como reconstrucción de un suceso, y se realiza de forma *offline*, es decir, después de la toma de datos.

En este trabajo estudiaremos procesos en los que se producen dos leptones del mismo signo. Los leptones son una señal clara de que un proceso inelástico ha ocurrido y, por ello, haremos hincapié en la reconstrucción y medida de estas partículas. Por otra parte, aunque no siempre jueguen un papel crucial en los sucesos detectados, la medida del resto de partículas es también muy importante, ya que una de las cantidades medidas es la energía faltante en la colisión, que se asocia a las partículas que atraviesan el detector sin ser detectadas. Esto permitirá inferir la presencia de este tipo de partículas, como los neutrinos o las LSPs.

El detector CMS es un sistema muy complejo, con un alto potencial para la identificación de partículas. Por ello, es necesario combinar la información de todos los subdetectores de forma óptima para conseguir sacar el máximo a las propiedades del detector. En este capítulo, se expone cómo se realiza la reconstrucción de cada suceso. A continuación, se explicará también cómo se generan simulaciones de colisiones  $pp$  para los análisis que se llevan a cabo.

### 3.1. El algoritmo *particle flow*

El algoritmo *particle flow* [18], desarrollado por la colaboración de CMS, está optimizado para realizar esta reconstrucción con la mayor precisión y eficiencia posibles. Combinando la información de todos los subdetectores, el *particle flow* es capaz de devolver una lista de partículas producidas en la colisión, identificando cada una de ellas. El algoritmo calcula también su momento y energía con gran precisión.

El fundamento del *particle flow* consiste en comenzar por las instancias más simples que el detector puede medir, que llamaremos «elementos» e ir combinándolos hasta poder identificar las partículas.

#### **Trazas medidas en el *tracker***

El *tracker* de CMS permite medir la traza de las partículas cargadas con una gran resolución espacial, lo que permite determinar con gran precisión la localización del vértice de interacción y el momento de la partícula. La alta eficiencia en la identificación de trazas permite detectar, en primera instancia, los leptones. Las trazas son una de las unidades más fundamentales que se pueden medir y, por lo tanto, es necesario evitar medir como traza algo que no lo es: las trazas «falsas», reconstruidas como tales, pueden tener asociados valores del momento distribuidos aleatoriamente, lo que puede llevar a un gran exceso o defecto en la energía observada.

Para conseguir la mayor eficiencia, pero evitar reconstruir las trazas «falsas», se utiliza un método de tracking iterativo. El método consiste en reconstruir primero las trazas que inequívocamente son producidas por el paso de una partícula a través del *tracker*. Esta primera reconstrucción de las trazas tiene una eficiencia baja. A continuación, se asocian deposiciones o *hits* adicionales a estas trazas, pero siguiendo unos criterios más laxos que en el paso anterior. De esta manera, se procede iterando, aplicando en cada iteración unos criterios más laxos. Así, en cada iteración se va aumentando la eficiencia de la reconstrucción, pero manteniendo una tasa de mala medida moderadamente baja. Se repite el procedimiento hasta 4 o 5 iteraciones.

#### **Identificación de depósitos en los calorímetros**

Consiste en identificar depósitos de energía en los calorímetros debidos a la interacción de partículas con el detector. Este proceso se realiza independientemente en cada calorímetro,

localizando en primer lugar máximos locales en las deposiciones de energía. A continuación, se trata de asociar las deposiciones próximas a este máximo de energía dentro de cada calorímetro para formar un objeto, llamado clúster que, en principio, corresponde a la deposición de una única partícula en el calorímetro.

### **Trazas en el sistema de muones**

También se pueden reconstruir las trazas de los muones a partir de los «hits» producidos en el sistema de muones.

Se espera que cualquier partícula producida en una colisión interactúe con más de un subdetector: un electrón, por ejemplo, puede dejar una traza en el *tracker* y una deposición de energía en el ECAL. Para asociar todas estas señales, se utiliza un algoritmo de conexión, que combina la información de algunos de los elementos -normalmente, no más de tres- para formar un «bloque».

Por ejemplo, la traza de una partícula cargada se extrapola desde el último hit en el *tracker* hasta el ECAL o el HCAL. La extrapolación de la traza se asocia a cualquier clúster del calorímetro que se encuentre cerca de la extrapolación.

Por último, el objetivo final del *particle flow* es identificar cada una de las partículas. La estrategia que se sigue es identificar primero aquellas partículas que dejan una señal más característica y, a continuación, pasar al resto de las partículas en orden creciente de ambigüedad.

Las partículas más sencillas de identificar son, por orden decreciente, los muones, electrones, hadrones cargados, fotones y, por último, los hadrones neutros. En la sección siguiente describiremos cómo se realiza esta identificación de las partículas.

## **3.2. Identificación y reconstrucción de partículas**

### **3.2.1. Reconstrucción del vértice primario**

El vértice primario es el punto exacto donde la interacción entre dos protones se ha producido. La manera de medirlo es extrapolando las trazas medidas en el *tracker* hacia el punto donde se cortan. Como veremos en este capítulo, la determinación de la posición de este vértice primario es fundamental para determinar si en un proceso se ha producido un quark  $b$ .

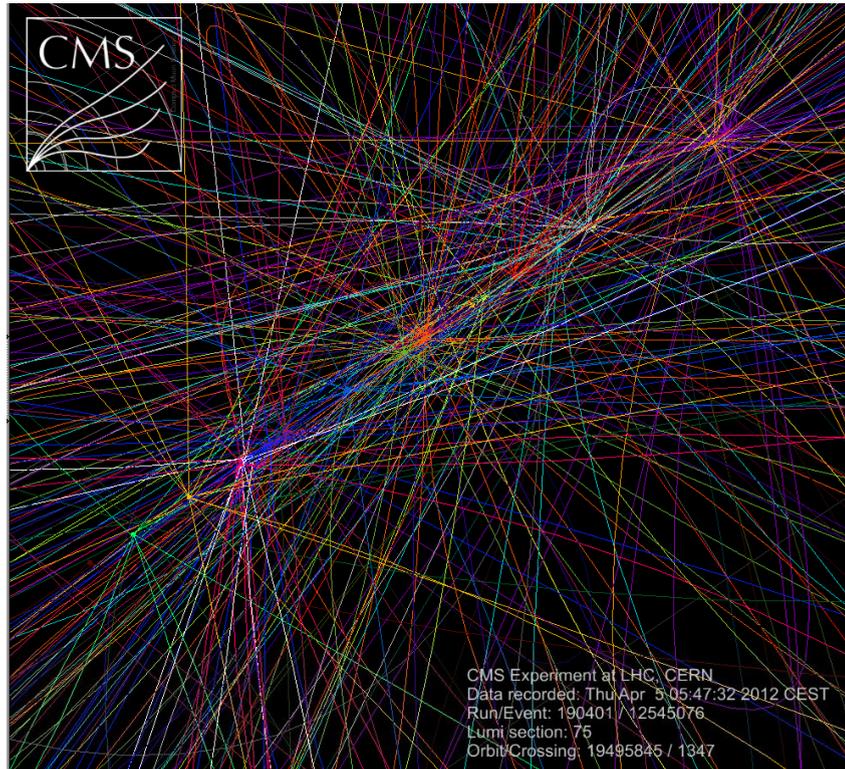


FIGURA 3.1: Representación de una colisión medida por CMS en condiciones de alto *pile-up*. En la figura, se pueden identificar hasta 29 vértices de interacción [19].

Por otra parte, con la intención de obtener una luminosidad mayor, en el LHC se hacen chocar pulsos de protones entre sí. Esto aumenta la probabilidad de que una colisión inelástica se produzca, pero tiene un efecto adverso: en cada choque entre pulsos interaccionan más de una pareja de protones. Este efecto se conoce como *pile-up* y ha de ser tenido en cuenta, ya que introduce vértices de interacción adicionales.

En los casos en los que haya más de un vértice de interacción, el vértice primario se define como aquel en el que la suma del  $p_T$  de las trazas asociadas es más alta. Nótese que, en este tipo de colisiones, determinar el vértice primario permite distinguir qué partículas han sido producidas en la interacción «más fuerte» y han de ser tenidas en cuenta y cuales no.

### 3.2.2. Reconstrucción de muones

Los muones son partículas con unas propiedades muy interesantes para el estudio de «nueva física». En primer lugar, su vida media es lo suficientemente larga como para poder atravesar el detector sin desintegrarse. Además, en las escalas de energía que se estudian en el LHC, los muones apenas dejan una fracción muy pequeña de su energía en los detectores y, por ello,

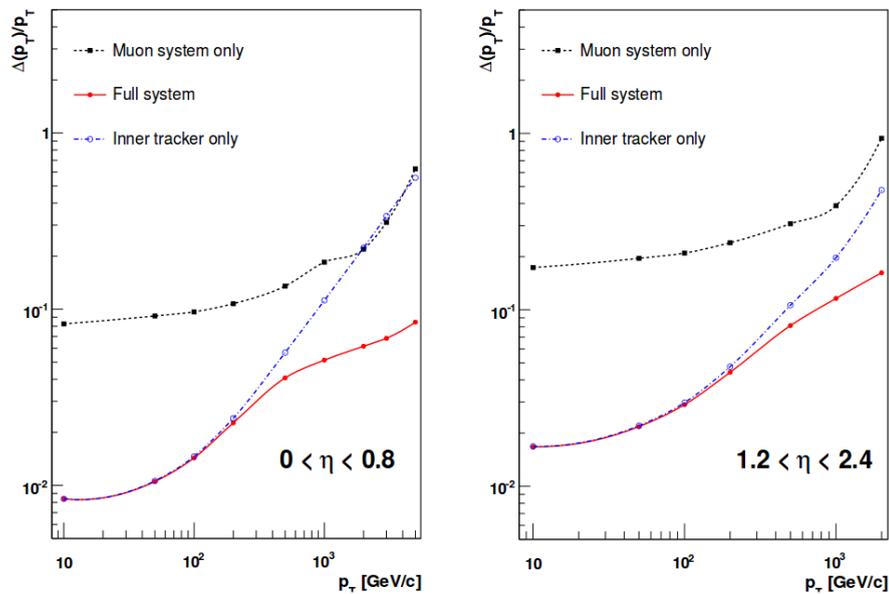


FIGURA 3.2: Resolución de  $p_T$  en los muones con  $|\eta| < 0.8$  (izquierda) y  $1.2 < |\eta| < 2.4$  (derecha), en medidas realizadas por el sistema de muones (negro), el *tracker* (azul) y ambos (rojo). La combinación del sistema de muones y el *tracker* proporciona la medida óptima del  $p_T$  en todos los rangos de energía [20].

aun pueden ser detectadas y medidas en las partes más externas de CMS. Sin embargo, al ser partículas cargadas, dejan una traza tanto en el *tracker* como en el sistema de muones.

Por estas razones, uno de los mayores objetivos de la colaboración de CMS es aprovechar las propiedades de estas partículas para identificarlas y medirlas con gran precisión. Esta detección se lleva a cabo con el *tracker* y con el sistema de muones, descritos en el capítulo 2. En primer lugar, las trazas de los muones se reconstruyen de manera independiente en el *tracker* (traza del *tracker*) y en el sistema de muones (traza independiente del muón). Para combinar estas trazas, se procede de la siguiente manera.

En primer lugar, se extrapola cada traza en el sistema de muones hasta identificar la trayectoria con una traza compatible en el *tracker*. Para ello, se tiene en cuenta el cambio en el sentido del campo magnético de un lado a otro del solenoide y las pequeñas pérdidas de energía que sufren los muones al atravesar el detector.

A continuación, una vez hallada la traza asociada en el *tracker*, se vuelve a determinar de forma más precisa la trayectoria del muón a partir de los «hits» producidos tanto en el *tracker* como en las cámaras de muones.

En la figura 3.2 se muestra la resolución del  $p_T$  de los muones según su  $p_T$  utilizando sólo el *tracker*, sólo el sistema de muones y la combinación de ambos para medir el  $p_T$ . Se muestra que los muones con  $p_T$  menor de 100 GeV pueden medirse con gran precisión usando sólo el *tracker*, mientras que a partir de  $p_T > 200$  GeV es preciso utilizar el sistema de muones. Se muestra también que la determinación del momento es más precisa en la zona del «barrel» que en el «endcap».

### 3.2.3. Reconstrucción de electrones

La reconstrucción de electrones se sustenta en la gran precisión del *tracker* en la medida de momentos y en la granularidad del ECAL, que permite una determinación muy precisa de la energía de la partícula. La interacción característica de un electrón con el detector produce una traza en el sistema de tracking y una deposición de energía en el ECAL asociada a ella.

La identificación de los electrones no es tan sencilla como la de los muones. Los electrones sufren *Bremsstrahlung* al interactuar con los componentes del detector, emitiendo fotones, de manera que pierden energía y varían su trayectoria. Por ello, la traza no tiene una forma de hélice perfecta y, por lo tanto, la determinación de su carga y su momento es más complicada.

Para impedir la influencia de otro tipo de partículas en la medida de los electrones y seleccionar sólo los electrones bien medidos, se imponen una serie de criterios de calidad que los electrones deben cumplir. De esta forma, se consigue que las medidas de los electrones sean lo suficientemente fiables.

Para evitar considerar los electrones mal medidos, se aplican criterios en las cantidades  $\Delta\eta$  y  $\Delta\phi$ , definidas como las «distancia» en  $\eta$  y  $\phi$  entre la traza y la deposición de energía en el ECAL asociada al electrón. También se aplican criterios en el observable  $\frac{1}{E} - \frac{1}{p}$ , donde  $E$  es la energía depositada en el ECAL y  $p$ , el momento asociado a la traza. Esta cantidad es próxima a cero para los electrones bien medidos y tiende a ser negativo para partículas mal medidas. Otra variable usada es  $\frac{H}{E}$ , el cociente entre las energías depositadas en el HCAL y el ECAL.

También se requiere que la extrapolación de la trayectoria del electrón esté lo suficientemente próxima al vértice primario.

Los electrones de señal tienden a estar emitirse alejados del resto de partículas, mientras que los electrones producidos en algunos procesos de fondo, como los emitidos en la desintegración

de quarks  $b$  o  $c$  tienden a estar rodeados de actividad. Por ello, se requiere que los candidatos a electrones estén aislados.

El aislamiento relativo se define como la energía de todas las partículas hadrónicas y fotones alrededor del electrón, normalizada por el  $p_T$  de este:

$$I^{rel} = \left( \sum_{\text{hadrones cargados}} p_T + \max \left( 0, \sum_{\text{hadrones neutros}} E_T + \sum_{\gamma} E_T - p_T^{PU} \right) \right) / p_T^{el}. \quad (3.1)$$

Los tres sumatorios se extienden a todas las partículas identificadas por el *particle flow* en un cono con  $\Delta R := \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.3$  alrededor del electrón. El primero se extiende a todos los hadrones cargados, cuyos momentos se pueden medir en el *tracker*. Los fotones y los hadrones neutros no dejan señal en el *tracker*, por lo que sus energías se miden exclusivamente en el ECAL. Por esta razón, a este último término hay que aplicarle una corrección debido al *pile-up*. Esta corrección se calcula asumiendo que esta la energía debida al *pile-up* es proporcional al número de interacciones en la colisión.

### 3.2.4. Reconstrucción de jets

Muchos de los procesos relevantes en el LHC producen partículas con carga de color en el estado final. Debido al confinamiento de la carga de color, estas partículas no pueden libres, sino en estados ligados. Por ello, todos los gluones y quarks (a excepción del quark top, que trataremos en el capítulo 5) sufren la hadronización, un proceso por el cual emiten partículas hasta formar estados confinados, llamados hadrones. Estos hadrones conforman un chorro de partículas con forma cónica, más o menos ancho y dirigido típicamente en la misma dirección que el quark o gluón del que proviene. Este chorro de partículas se denomina jet.

La colaboración de CMS ha desarrollado una serie de algoritmos que permiten asociar las partículas reconstruidas por el *particle-flow* que provengan de la hadronización de una partícula de manera que el conjunto forme un jet.

### 3.2.5. Identificación de los jets provenientes de los quarks $b$

En muchas ocasiones, es deseable conocer la partícula que ha originado un cierto jet, ya que algunas partículas pueden ser una signatura de procesos de «nueva física». Esto es posible en el caso de que esta partícula sea un quark  $b$ .

Los jets formados por quarks  $b$ , o  $b$ -jets, están formados por hadrones que incluyan quarks  $b$  también. Este tipo de hadrones suelen tener vidas medias lo suficientemente largas como para desplazarse dentro del tubo del haz antes de desintegrarse. Cuando se produce la desintegración, las partículas emitidas modifican ligeramente su dirección respecto a la trayectoria de la partícula madre, produciéndose un vértice secundario dentro del jet. Gracias a la precisión del *tracker* de CMS, se obtiene una resolución espacial lo suficientemente buena como para detectar estos vértices secundarios.

Por otra parte, la gran diferencia de masas entre el quark  $b$  y las partículas en las que se desintegra produce que las partículas que forman los  $b$ -jets sean mucho más energética que los jets provenientes de gluones o quarks ligeros.

Dado un jet, determinar si proviene de un quark  $b$  depende de muchos parámetros. En este trabajo, se usa la identificación por medio del algoritmo *Combined Secondary Vertex* (CSV), que tiene en cuenta todos los parámetros para devolver un discriminante, conocido también como CSV. Los jets con un discriminante mayor que un cierto umbral son identificados como  $b$ -jets. Según la elección del umbral, se han elegido tres puntos de trabajo: laxo (L), medio (M) y fuerte (T). Estos puntos de trabajo son definidos como los umbrales en los cuales la proporción de jets provenientes de quarks ligeros son identificados como  $b$  en un 10 %, 1 % y 0.1 % de los casos, respectivamente.

### 3.2.6. Energía faltante

La determinación de la energía faltante es crucial en las búsquedas de «nueva física». Tanto el SM como los modelos BSM predicen la existencia de partículas que pueden atravesar el detector sin interactuar con él y no ser detectadas. Los neutrinos o la LSP de los modelos supersimétricos que conservan la paridad-R son ejemplos de ese tipo de partículas.

Existe, sin embargo, una manera de inferir si estas partículas han sido producidas en la colisión. Los protones que colisionan se desplazan en la componente  $z$ , luego la componente transversa de su velocidad es nula. Por lo tanto, el momento transverso de los partones de lo conforman será despreciable en las escalas de energía estudiadas. Por la conservación del momento, el  $p_T$  del sistema formado por las partículas en el estado final será nulo también. Por ello, se define

un observable, conocido como energía faltante en el plano transverso, como

$$E_T^{miss} = - \sum_{\text{partículas}} \vec{p}_T,$$

donde la suma recorre todas las partículas identificadas por el *particle-flow*. Claramente, si todas las partículas producidas fueran detectadas,  $E_T^{miss}$  debería ser compatible con cero. Si en un suceso se ha producido una partícula que no es detectada, el valor de  $E_T^{miss}$  sería una estimación del  $p_T$  de esta partícula. Nótese que esta no detección puede deberse a un neutrino o una LSP, pero también a una deficiente reconstrucción de un suceso.

### 3.3. Simulación de colisiones

Las colisiones entre protones involucran procesos muy complejos que, en la mayor parte de los casos, no tienen solución analítica ni se pueden resolver a partir de primeros principios. Además, la complejidad del detector y del experimento complican el entender e interpretar los resultados obtenidos de manera intuitiva. Por esta razón, es muy común utilizar simulaciones de Monte-Carlo para simular estos procesos. Las simulaciones de MonteCarlo son un intento de modelizar y reproducir «artificialmente» los procesos que tienen lugar en las colisiones. Se trata, por lo tanto, de obtener un modelo estocástico del experimento y reproducirlo generando experimentos «pseudo-aleatorios». Estas simulaciones se utilizan fundamentalmente para calcular eficiencias del detector, aceptancias de los análisis realizados y cuantificar el número y distribución de los sucesos de fondo esperados.

La simulación se divide en diversas etapas, que se llevan a cabo con distintas herramientas de software. En la figura 3.3, se muestra un esquema de los distintos procesos que se llevan a cabo para completar la simulación de una colisión. A continuación, se detallan estos pasos.

#### Scattering fuerte o dispersión

El scattering fuerte es el proceso de interacción inelástica entre los partones de los dos protones (quarks de mar, quarks de valencia y gluones). La simulación de este proceso se lleva a cabo con un generador, normalmente MADGRAPH, que permite obtener las partículas producidas en el estado final, así como sus 4-momentos. El generador MADGRAPH sólo tiene en cuenta el primer

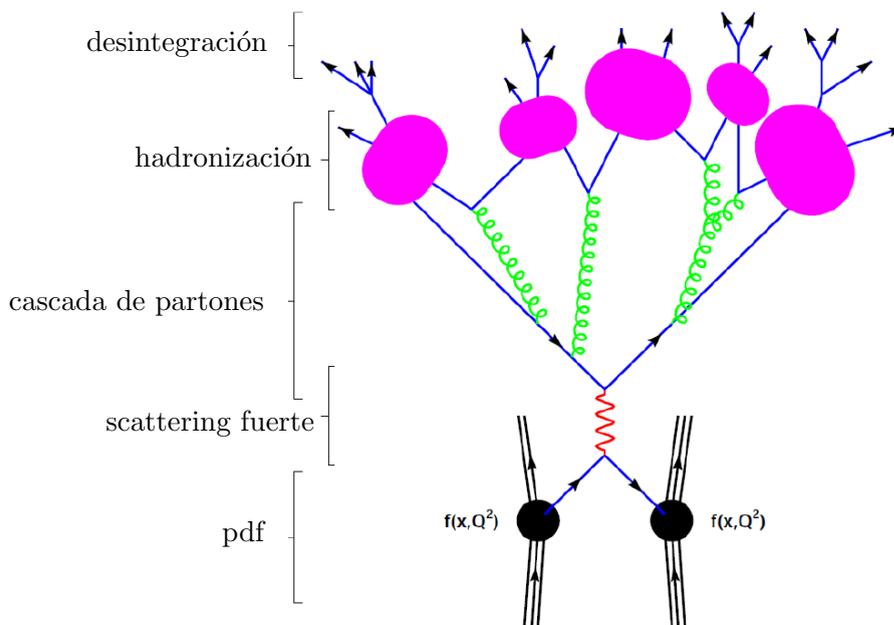


FIGURA 3.3: Esquema de una colisión  $pp$  indicando cada una de los pasos en los que se divide su simulación [21].

orden de diagramas de Feynman. Otros generadores, como POWHEG o MC@NLO permiten tener en cuenta el siguiente orden de diagramas.

La distribución de energía de los partones (pdf) es crucial para la determinación de estos procesos, pero no se puede calcular de forma teórica, sino que se extrapola a partir de los resultados obtenidos en las colisiones  $ep$  en el colisionador HERA.

### Cascadas de partones

Algunas partículas de los estados iniciales y finales pueden tener carga de color y, por lo tanto, son susceptibles de emitir gluones. Estos procesos se conocen como radiación en el estado inicial (ISR) y radiación en estado final (FSR). Estos gluones tienen también carga de color y emiten, a su vez, más radiación, produciendo cascadas de partones. En principio, estos procesos corresponden a diagramas de Feynman de órdenes mayores, pero no es factible calcularlas analíticamente. La simulación de estos procesos se realiza con el simulador de propósito general PYTHIA.

## **Hadronización**

La evolución de las cascadas de partones finaliza cuando la energía de las partículas es demasiado pequeña para emitir otras partículas. Llegados a este punto, se produce la hadronización, el proceso por el cual las partículas de color forman estados ligados, llamados hadrones. Este proceso se produce cerca del régimen no perturbativo de QCD, cuando la constante de acoplamiento fuerte  $\alpha_S$  es alta, próxima a uno. Este proceso se modeliza también con PYTHIA.

## **Suceso subyacente**

En las colisiones entre protones, hay otro tipo de interacciones que no se puede interpretar ni como interacción fuerte ni como radiación del estado inicial o final. Estas interacciones son las interacciones entre los partones que no forman parte del scattering fuerte, pero están dentro de los protones que interactúan. La simulación de estos procesos se realiza también con PYTHIA.

## **Desintegración de las partículas**

Las partículas en el estado final son leptones y hadrones, alguno de los cuales tienen vidas medias lo suficientemente cortas para que se desintegren antes de entrar en el detector. Por ello, la simulación de los procesos también incorporan una componente aleatoria adicional que es el tiempo de vida de una partícula.

## **Simulación del detector**

Una vez calculados los 4-momentos de todas las partículas en el estado final, se procede a simular su interacción con el detector. Esta simulación se lleva a cabo con el paquete de simulación GEANT4, que calcula la trayectoria de cada una de las partículas teniendo en cuenta la deposición de energía que realiza en cada parte del detector. Para este cálculo, se tiene en cuenta las propiedades de cada partícula, el tipo de material que atraviesa y la disposición geométrica del detector.

A partir de esta información, GEANT4 es capaz de determinar la deposición de energía en cada subdetector y la respuesta electrónica que produce. A continuación, toda esta información se recoge y se reconstruye como si se tratara de datos de colisiones reales.

Las simulaciones de GEANT4 son extremadamente precisas, ya que suponen una simulación íntegra de todos los componentes del detector. Por esta razón, este tipo de simulaciones se denominan simulaciones completas, y exigen grandes recursos computacionales.

En algunas ocasiones, no es necesario obtener simulaciones de sucesos de una forma tan precisa, pero sí una gran cantidad de sucesos simulados. En estos casos, se utilizan las llamadas simulaciones rápidas, que no simulan el detector, sino que aplican correcciones a los parámetros de cada una de las partículas para emular su paso por el detector. Para llevar a cabo este tipo de correcciones, se varía aleatoriamente la energía y el momento de las partículas y la  $E_T^{miss}$  de acuerdo con su resolución su resolución. Esta resolución se determina a partir de simulaciones completas o directamente a partir de datos de colisiones. Las simulaciones rápidas se suelen usar para simular los modelos de «nueva física» o para realizar estudios fenomenológicos.

A lo largo del trabajo, nos referiremos a las partículas producidas por el generador como partículas «generadas». En contraste, nos referiremos como partículas reconstruidas a las obtenidas después de simular la respuesta del detector.

### 3.4. Software usado en el análisis

Para manipular la gran cantidad de datos producidos en la detección de y simulación de colisiones se necesitan amplios recursos de computación, para lo cual se necesitan herramientas de software robustas y eficientes. C++ es un lenguaje de programación multiparadigma que cumple estos requisitos. En particular, en este trabajo, se ha usado ROOT para realizar todos los análisis. ROOT [22] incorpora una serie de librerías de C++ que lleva algunas funcionalidades genéricas de la física de altas energías y el análisis de datos incorporadas, así como librerías gráficas para representar histogramas y distribuciones. También consta de un interprete de C++, CINT, y de un compilador. Las gráficas experimentales y resultados mostrados en este trabajo han sido obtenidos con ROOT, a menos que se indique lo contrario.

# 4

## Perspectivas para la búsqueda de «nueva física» en colisiones $pp$ con $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$

En este capítulo, se describen los estudios realizados para estudiar las nuevas posibilidades que se abrirán en la segunda fase de funcionamiento del LHC para las búsquedas de nueva física. En la primera sección, introduciremos cómo se realizan estas búsquedas en el contexto del LHC. A continuación, describiremos el canal con dos leptones del mismo signo, justificando su utilidad para las búsquedas de nueva física y repasaremos las fuentes de fondo SM que puedan influir en él. Por último, la parte central del capítulo resolverá uno de los problemas más importantes para este tipo de búsquedas: consistirá en la caracterización y cuantificación de uno de los fondos más copiosos en el análisis: los sucesos con dos leptones de signo opuesto en los que la carga de uno de ellos se ha determinado incorrectamente. Para ello, desarrollamos un método capaz de determinar, a partir de datos de colisiones, la probabilidad de medir mal un electrón en función de sus propiedades cinemáticas. Exponemos el desarrollo del método, su validación con simulaciones de MonteCarlo y su viabilidad de su aplicación en las primeras búsquedas de «nueva física» de CMS.

### 4.1. Búsquedas de «nueva física»

A la hora de realizar búsquedas de «nueva física», se pretende que el experimento realizado sea sensible al mayor rango de modelos de nueva física posible. Por esta razón, no se realiza

una búsqueda de un proceso específico, sino que se trata de realizar un análisis lo más general posible.

La manera de trabajar elegida consiste en seleccionar la signatura que puede ser producida por algún proceso de «nueva física». A continuación, basándose en esa signatura, se establece una serie de criterios que deben cumplir los sucesos candidatos a ser identificados como procesos de «nueva física». Además, por otra parte, se determina el número de sucesos debidos a procesos fondo, es decir, aquellos procesos incluidos en el SM y que ya son conocidos.

Se concluye que se ha descubierto «nueva física» si el número de sucesos seleccionados es significativamente mayor que el número de sucesos de fondo encontrados. En caso contrario, se puede comprobar si un modelo específico ha sido excluido o no.

La ventaja fundamental de este método es que, aunque una selección de sucesos dada pueda estar inspirada por algún modelo específico de «nueva física», la búsqueda no se restringe a él, sino que puede ser sensible a una gran variedad de modelos. De hecho, a la hora de construir los análisis, se hace de forma que puedan sondear el mayor rango de modelos posibles.

Durante la primera puesta en funcionamiento del LHC, en la que se llevaron a cabo colisiones con  $\sqrt{s} = 7$  y  $8$  TeV, se realizaron múltiples búsquedas de SUSY y otros modelos de «nueva física», pero no encontraron excesos significativamente elevados. Estos resultados sirvieron para excluir un número de estos modelos [5].

La segunda fase de funcionamiento del LHC, programada para verano de 2015, supone un gran cambio respecto a estos primeros análisis, ya que tanto las condiciones de funcionamiento del acelerador y detector, como la energía de las colisiones -se aumenta a  $\sqrt{s} = 13$  TeV-son distintas. Las búsquedas que se presentan en el trabajo se realizan en el contexto previo a esta segunda toma de datos, durante el cual se trata de evaluar las condiciones de funcionamiento del dispositivo experimental y la sensibilidad de los análisis a los modelos de «nueva física» explorables, lo que incluye una estimación de la incertidumbre en las magnitudes que se vayan a medir.

## 4.2. Sucesos con dos leptones del mismo signo

Los análisis de los resultados obtenidos en el LHC se pueden clasificar en función del número de leptones observados en el estado final. Nótese que, en este trabajo, nos referiremos por

leptones únicamente a los electrones y a los muones. Los  $\tau$  se desintegran antes de ser detectados y no entran, por lo tanto, en el cómputo. Las búsquedas «hadrónicas», aquellas que buscan firmas sin leptones en el estado final se benefician del hecho de que los modelos de señal suelen tener secciones eficaces más altas, aunque los procesos de fondo sean más copiosos y complicados de cuantificar. Las búsquedas que incluyen leptones aprovechan el hecho de que CMS esté optimizado para la detección e identificación de leptones. De este modo, las búsquedas con leptones sacrifican la alta sección eficaz para poder restringir y caracterizar los procesos de fondo de un modo más preciso. Además, permiten realizar medidas más precisas de los procesos que se producen en la colisión, permitiendo calcular, en muchos casos, la masa de las partículas producidas.

En este trabajo, se describe una búsqueda de «nueva física» utilizando sucesos con dos leptones de mismo signo. Este tipo de sucesos son predichos por muchos modelos de SUSY, pero también cubre un gran rango de modelos [23].

La producción de pares de leptones de signo opuesto ocurre de forma natural en la desintegración de partículas neutras, como los bosones  $Z$  y los mesones  $J/\psi$ , y también en las desintegraciones de pares de partícula-antipartícula como la producción de  $t\bar{t}$  o de  $W^\pm W^\mp$ .

Sin embargo, esta situación cambia radicalmente cuando se estudian sucesos con pares de leptones del mismo signo. Los procesos que dan lugar a este tipo de sucesos de forma natural son muy raros y tienen una baja sección eficaz. Existen, sin embargo, una serie de procesos experimentales que dan lugar a leptones de signo opuesto, aunque estos no se hayan producido de forma directa en el proceso, constituyendo otra fuente de fondo que, aunque es pequeña, contribuye significativamente.

De esta manera, al estar los fondos muy restringidos, es posible aplicar criterios más laxos sobre los objetos estudiados sin producirse un aumento desmesurado de los procesos de fondo esperados. De esta manera, los análisis con dos leptones del mismo signo tienden a ser más sensibles a modelos de «nueva física» con espectro comprimido. Por esta razón, la búsqueda de «nueva física» en sucesos con dos leptones del mismo signo será uno de los primeros en llevarse a cabo en la segunda puesta en funcionamiento del LHC.

Como ejemplo, mostramos cómo la producción de partículas supersimétricas puede dar lugar, de forma natural, a este tipo de procesos [24]. Dependiendo de los espectros de masas de las

partículas supersimétricas, la producción de partículas SUSY en el LHC puede estar dominada por  $\tilde{q}\tilde{q}$ ,  $\tilde{g}\tilde{g}$  o  $\tilde{g}\tilde{g}$  [25].

La búsqueda en el canal del leptones con el mismo signo es sensible a los modelos en los que los  $\tilde{q}$  se pueden desintegrar formando un quark y un chargino ( $\tilde{q} \rightarrow q'\chi_1^\pm$ ). En estos casos, el chargino puede desintegrarse formando leptones por dos ramas:  $\chi_1^\pm \rightarrow \tilde{l}^\pm\nu \rightarrow l^\pm\nu\tilde{\chi}_1^0$  y  $\chi_1^\pm \rightarrow l^\pm\tilde{\nu} \rightarrow l^\pm\nu\tilde{\chi}_1^0$ .

Nótese que el signo de los leptones está determinado por el tipo de *squark*. En un suceso  $\tilde{q}\tilde{q}$ , si ambos *squarks* se desintegran por uno de estos canales, se habrán producido dos leptones del mismo signo.

Si la producción predominante de SUSY es a través de la producción de  $\tilde{g}\tilde{g}$  el análisis es sensible a los modelos en la que desintegración de los gluinos como  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$  sea cinemáticamente posible. En estos modelos, el *squark* producido puede dar lugar a un leptón, desintegrándose por alguna de las ramas mencionadas en el párrafo anterior. Además, como es su propia antipartícula, las probabilidades de que se desintegre a un fermión o a un antifermión son iguales. Por esta razón, un suceso  $\tilde{g}\tilde{g}$  producirá con igual probabilidad leptones con el mismo signo y leptones con signo opuesto.

El caso de la producción de  $\tilde{g}\tilde{g}$  es una combinación de los dos anteriores. La figura 4.1 muestra un ejemplo de como un suceso de producción de  $\tilde{g}\tilde{g}$  puede producir un par de leptones con mismo signo.

### 4.3. Selección de sucesos

Basándonos como ejemplo en el suceso de la figura 4.1, seleccionamos los sucesos conforme a unos criterios que nos permitan minimizar el número de sucesos de fondo esperados manteniendo una alta aceptación de la señal.

Los sucesos seleccionados deben cumplir los siguientes criterios:

- Deben haberse identificado dos leptones de mismo signo. Los leptones deben cumplir los criterios de identificación y aislamiento descritos en el capítulo 3.
- Deben haberse producido al menos dos jets con  $p_T > 40$  GeV.



El número de b-jets puede ser una buena manera de discriminar la señal del fondo en el caso de que la señal produzca b-jets de forma natural, ya que el único proceso de fondo que los produce, como veremos en el capítulo 5, es la producción de  $t\bar{t}$ .

Las regiones de señal definidas son

- **SR0.** Sin requerimientos adicionales a los sucesos.
- **SR1.** Exactamente 1 b-jet en el suceso.
- **SR2.** Exactamente 2 b-jets en el suceso.
- **SR3.** Al menos 3 b-jets en el suceso.

Las regiones SR1, SR2, y SR3 son ortogonales, lo que garantiza que el número de sucesos en cada región sean variables descorrelacionadas.

#### 4.4. Procesos de fondo

Una vez seleccionadas las regiones de búsquedas, la tarea más importante es determinar el número de sucesos de fondo esperados con la mayor precisión posible. Aunque muchos modelos de «nueva física» permiten la producción de pares de leptones del mismo signo de forma natural, esta signatura no es tan común en los procesos de modelo estándar. De hecho, con excepción de una serie de procesos con baja sección eficaz, el resto de procesos de fondo son debidos a las características del detector y su determinación pone a prueba su capacidad de resolución. En esta sección, describimos estos procesos de fondo que se pueden encontrar en las regiones de búsqueda.

##### Leptones «falsos»

Los leptones que no son originados directamente por un proceso inelástico, es decir, que no provienen de la desintegración de un bosón  $W$  o  $Z$ , son considerados «falsos». Este tipo de electrones pueden provenir de distintos procesos

- Desintegración de quarks  $b$ .

- Desintegración de quarks ligeros ( $c, s, u, d$ ).
- Leptones producidos en la interacción de fotones con el detector.
- Jets reconstruidos incorrectamente como leptones.

Aunque los leptones de los primeros dos casos son leptones genuinos y bien medidos, los consideramos «falsos» porque no son indicativos de procesos de «nueva física». Además, suelen ser producidos dentro de un jet, por lo que sus características topológicas no se diferencian mucho de los jets mal reconstruidos.

Los leptones «falsos», lejos de estar tan aislados como los leptones «verdaderos», suelen estar rodeados de otras partículas, por lo que la selección de las variables de aislamiento es crucial en el análisis.

Además, tienen el problema de que el signo del leptón producido puede ser, en la mayor parte de los casos, el signo del electrón «falso» no depende de las características del suceso. Por esta razón, en aquellos procesos en los que se produzca un electrón «verdadero», es posible que se produzca un electrón «falso» del mismo signo. La mayor contribución en la región a este tipo de procesos es debido a la producción de  $t\bar{t}$  en su modo de desintegración semileptónico. En la figura 4.2 se muestra cómo una producción de  $t\bar{t}$  puede dar lugar a un par de electrones del mismo signo, así como jets, b-jets y  $E_T^{miss}$ . La contribución de este tipo de procesos es de hasta el 70 % del total de los fondos. En el capítulo 5 estudiaremos con más detenimiento los procesos de producción de  $t\bar{t}$ .

### Procesos de baja sección eficaz

Existen procesos del SM que genuinamente producen sucesos con dos leptones del mismo signo. Estos procesos, que tienen bajas secciones eficaces, se conocen, por ello, como «raros». Estos procesos son la producción de  $ttV$ ,  $VV'V''$  y  $ttWW$ , donde  $V, V'$  y  $V''$  denotan bosones de  $W$  y  $Z$ . Presentan una señal similar a la señal por lo que, a pesar de su baja sección eficaz, contribuyen significativamente al número de sucesos esperados. Se espera que el porcentaje de sucesos esperados en las regiones de búsqueda sea de aproximadamente el 25 %.

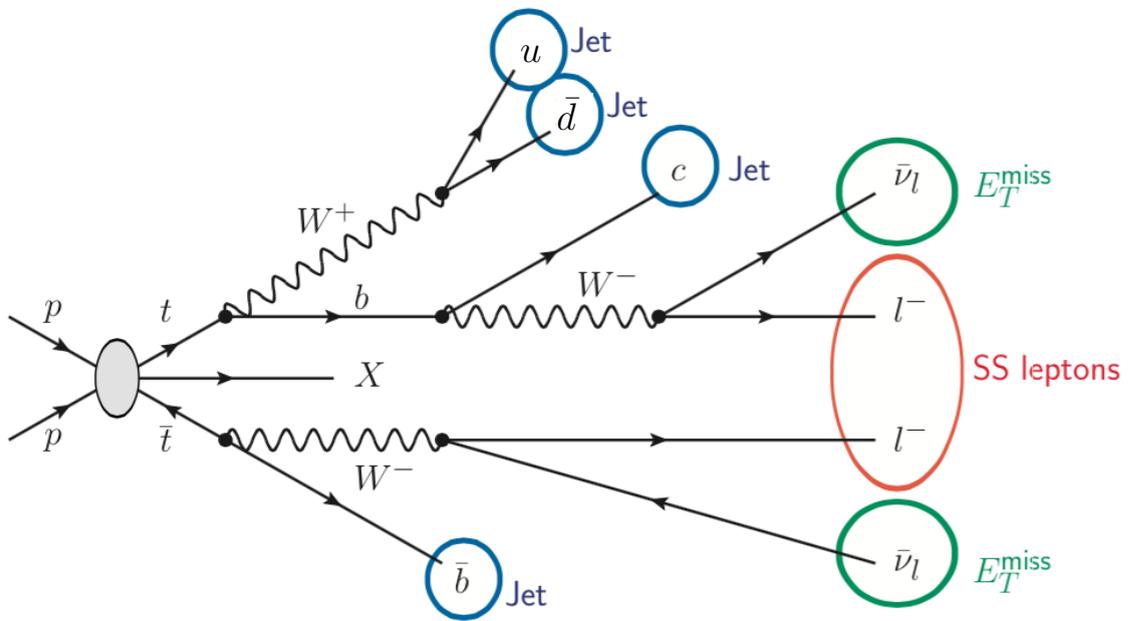


FIGURA 4.2: Diagrama de Feynman de la producción de quarks  $t\bar{t}$  y su desintegración para formar un par de leptones con el mismo signo, jets, b-jets y  $E_T^{miss}$  [26] .

### Mala identificación de la carga

Hay un último fondo que contribuye significativamente a las regiones de señal. Aunque el número de sucesos con leptones del mismo signo debidos al SM es muy pequeño, existe una gran variedad de procesos que pueden dar lugar leptones con signo opuesto. El proceso que más contribuye a la región de señal es  $t\bar{t}$ , aunque otros procesos como Drell-Yan o  $W^+W^-$  pueden dar este tipo de firmas.

Si la carga de un electrón es medida incorrectamente, dos leptones de distinto signo pueden ser detectados e identificados como si tuvieran el mismo signo. Aunque la probabilidad de que esto ocurra es muy pequeña, la contribución a la región de señal es significativa, de hasta el 5%. En la próxima sección, estudiamos con detenimiento esta fuente de fondo.

### 4.5. Estimación de la mala identificación de la carga

Los procesos que llevan a dos leptones de signo opuesto en el estado final  $-t\bar{t}$ , DY y  $W^\pm W^\mp$  también pueden ser detectados como leptones de mismo signo. Esto ocurre cuando la carga de uno de ellos se determina incorrectamente, y se identifica como si tuviera el signo opuesto. Esta mala reconstrucción puede deberse a dos procesos. Por una parte, los leptones de alto  $p_T$  siguen

trayectorias muy rectas en las que la curvatura puede ser mal medida, llevando a una mala identificación de la carga. Sin embargo, el proceso predominante es aquel en el cual un electrón, al interactuar con el *tracker*, emite un fotón ( $\gamma$ ) por *Bremsstrahlung* que, a su vez, produce un par electrón-positrón ( $e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma \rightarrow e^\pm e^\mp e^\pm$ ). Si el electrón de signo opuesto tiene el  $p_T$  más alto, y su trayectoria es próxima a la del electrón original, es posible que las trazas de ambos electrones se junten y, por ello, se identifique mal la carga.

Aunque es posible medir mal la carga de un muón, es muy improbable que esto ocurra: los muones interactúan muy débilmente con el *tracker*, por lo que apenas sufren *Bremsstrahlung*. Además, su trayectoria se curva dos veces: el campo magnético dentro y fuera del solenoide tiene sentido opuesto. Por esta razón, la fracción de muones cuya carga se mide mal es despreciable. Este hecho ha sido comprobado a partir de muestras de sucesos simuladas.

El objetivo de esta sección es determinar la probabilidad de medir incorrectamente la carga de un electrón. Esta probabilidad depende, por un lado, del  $p_T$  del electrón ya que, cuanto más energético sea, más recta será su trayectoria y hay, además, más probabilidad de que emita un fotón energético que lleve a una mala medida de la carga. Hay, además, una dependencia en  $\eta$ , debido a lo siguiente. Cuanto mayor sea la pseudorapidez de un electrón, atravesará una distancia más grande de *tracker* y, por lo tanto, hay una probabilidad mayor de que se irradie un fotón (ver figura 4.3). Por otra parte, las zonas de  $|\eta| < 1.5$  y  $|\eta| > 1.5$  (*barrel* y *endcap*) presentan comportamientos muy distintos, debido a la disposición de los subdetectores del *tracker*.

Para estimar esta probabilidad, seguiremos dos métodos complementarios. Por un lado, usaremos un método basado en simulaciones de MonteCarlo (*MonteCarlo-driven*), que nos permitirá determinar si cada uno de los electrones ha sido medido correctamente. Este método, pese a ser simple, no es del todo preciso ya que no se puede esperar que el modelado del detector sea perfecto. Por ello, utilizaremos paralelamente un procedimiento basado en datos de colisiones (*data-driven*). Compararemos, también, los resultados obtenidos con ambos métodos para determinar su validez. Por último, trataremos de combinar estos dos métodos en un tercero, que trate de paliar los puntos débiles de cada uno de ellos con las ventajas del otro.

#### 4.5.1. Caracterización de los electrones mal medidos

Antes de proceder a la medida de la probabilidad de medir mal la carga del electrón, trataremos de caracterizar los electrones mal medidos. En principio, como la carga se mide a partir de la

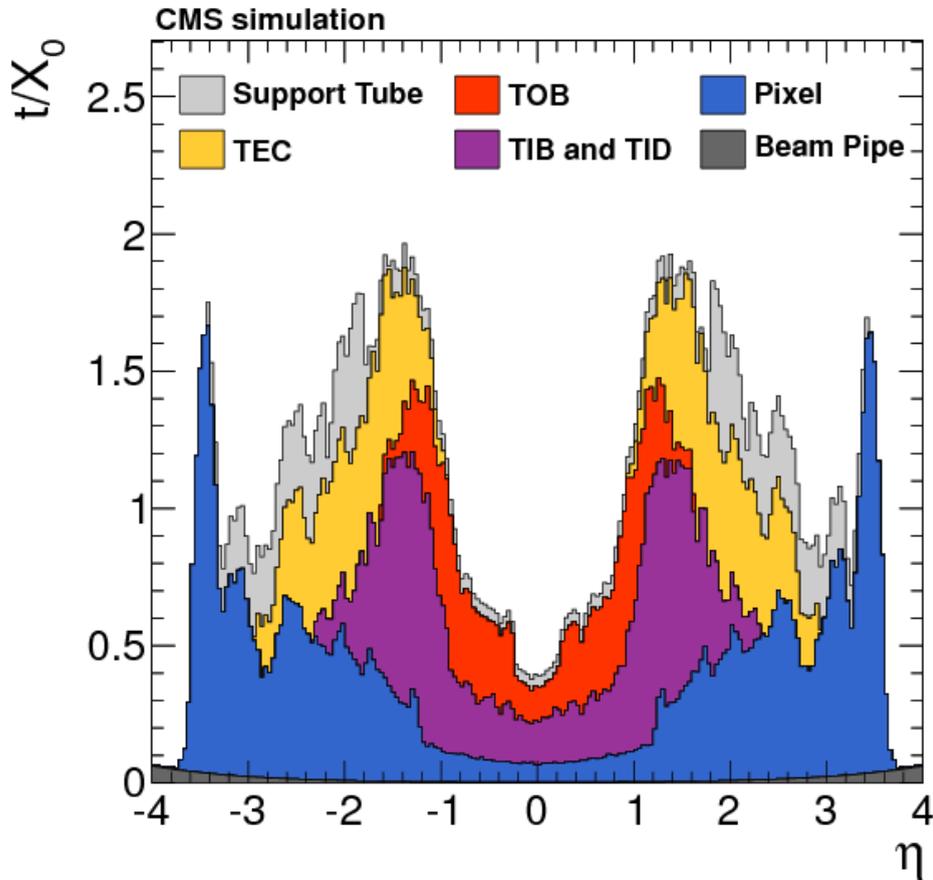


FIGURA 4.3: Longitud de la trayectoria de los electrones en el *tracker* en unidades de su longitud de radiación [27]. Se puede apreciar que, en la zona de bajo  $\eta$  ( $|\eta| < 1.5$ ), los electrones atraviesan una longitud menor que la longitud de radiación. Por el contrario, los electrones de más alto  $\eta$ , atraviesan varias longitudes de radiación y la probabilidad de emitir fotones es más alta.

trayectoria del electrón en el *tracker*, es esperable que alguna de las propiedades cinemáticas de los electrones cuya carga haya sido identificada incorrectamente no esté correctamente medida y tenga un valor anómalo. Si esto ocurre, se puede usar esta información para imponer criterios de calidad adicionales a los electrones para disminuir la contribución de estos electrones mal medidos a las regiones de señal.

En la figura 4.4 se muestran las distribuciones de una serie de variables de identificación en electrones bien medidos y mal medidos. En las figuras 4.4(A) y (B) se puede observar que la distancia entre la traza y la deposición en el calorímetro es mayor para los electrones bien medidos que para los mal medidos. También se puede ver en la figura 4.4(D) que la variable  $\frac{1}{E} - \frac{1}{p}$  toma valores más negativos para los electrones mal medidos. Sin embargo, en la variable  $H/E$  no se observan diferencias significativas.

A pesar de que las colas de las distribuciones sean más largas para los electrones mal medidos, el número de electrones bien medidos es mucho mayor. Por lo tanto, no es posible contemplar ningún corte adicional en estas variables para eliminar la contribución de los electrones mal medidos, ya que se eliminarían muchos más sucesos de señal que de fondo.

#### 4.5.2. Método basado en simulaciones

El método basado en simulaciones de MonteCarlo se aprovecha del conocimiento de la información del suceso antes de pasar por la simulación del detector y su reconstrucción posterior. Por esta razón, es posible saber si se ha medido bien la carga de un electrón dado. Para obtener la probabilidad en función del  $p_T$  y de  $\eta$ , se dividen los electrones en rangos. Para considerar la dependencia en  $\eta$ , se dividen teniendo en cuenta las dos partes del detector: barrel ( $|\eta| < 1.5$ ) y endcap ( $|\eta| > 1.5$ ). La dependencia en  $p_T$  se determina en intervalos de 20 GeV.

La probabilidad se estima

$$p^{miss-ID}(\eta, p_T) = \frac{N_{miss}(\eta, p_T)}{N_{total}(\eta, p_T)}, \quad (4.1)$$

donde  $N_{miss,total}(\eta, p_T)$  denotan el número de electrones mal medidos y totales en una clase de  $(\eta, p_T)$ .

**Selección de sucesos** Para este estudio se emplean simulaciones de procesos de producción de  $t\bar{t}$  y de Drell-Yan. Se consideran para el cómputo sólo aquellos leptones que cumplan los criterios de calidad establecidos en el capítulo 3 (aislamiento, identificación). Adicionalmente, se requiere que su partícula madre sea un bosón  $W$  o  $Z$ , para evitar contribuciones de los electrones «falsos».

Para identificar si la carga está mal medida, se busca un electrón generado que esté muy próximo al reconstruido: se requiere que  $\Delta R$  entre los dos leptones sea menor que 0.3. Se considera entonces que el electrón reconstruido es la respuesta del detector al leptón generado. Si sus cargas coinciden, se concluye que está bien medido.

La probabilidad de medir mal la carga se determina por medio de la ecuación (4.1).

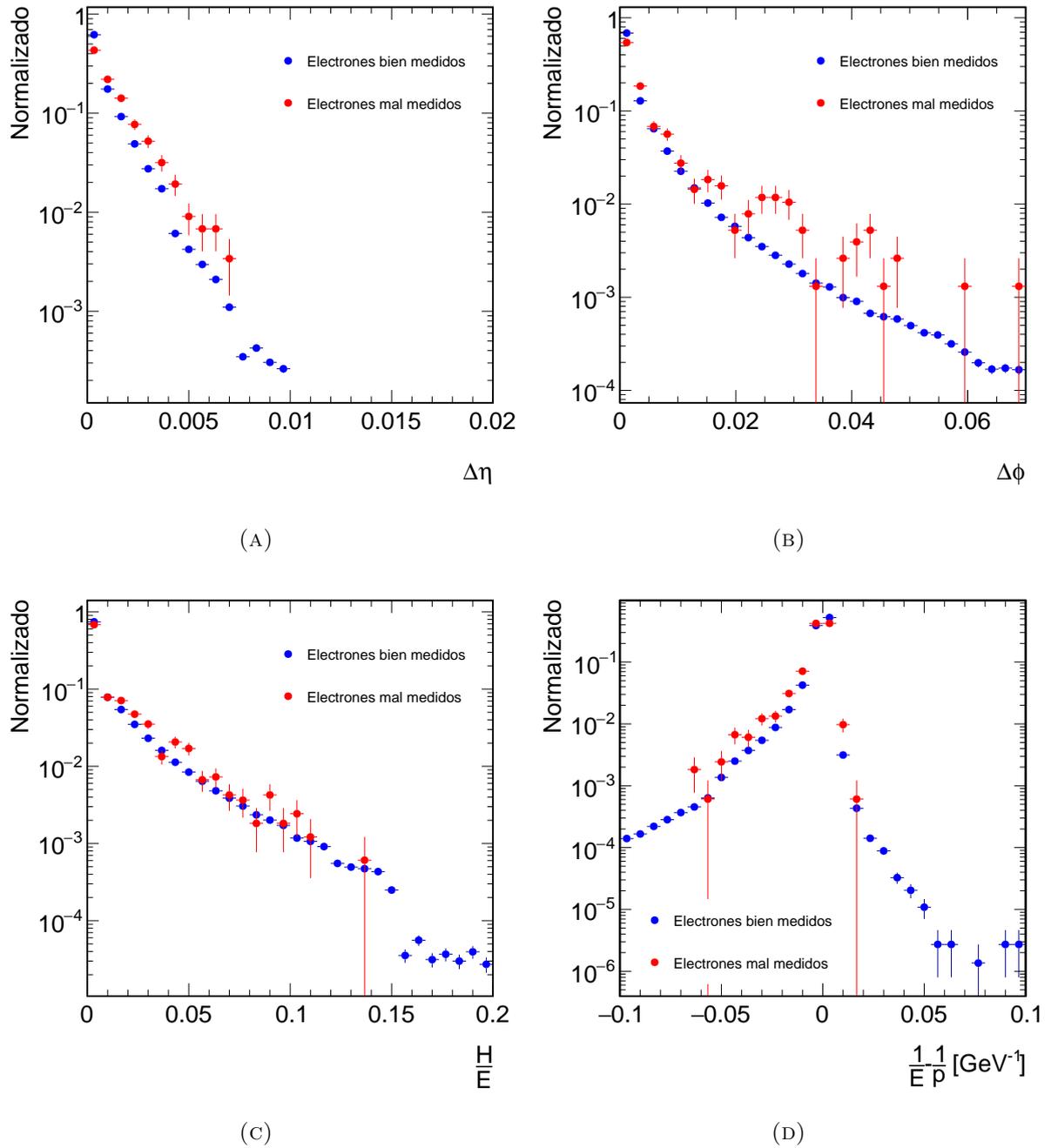


FIGURA 4.4: Variables de identificación de los electrones bien medidos y mal medidos. (A)  $\Delta\eta$ , distancia en  $\eta$  entre la traza en el *tracker* y la deposición de energía en el ECAL. (B)  $\Delta\phi$ , distancia en  $\phi$  entre la traza en el *tracker* y la deposición de energía en el ECAL. (C)  $H/T$ , el cociente entre la energía depositada en el HCAL y el ECAL. (D)  $\frac{1}{E} - \frac{1}{p}$ , la diferencia entre los inversos de la energía medida en los calorímetros y del momento medido en el *tracker*. Todas las distribuciones están normalizadas a la unidad.

### 4.5.3. Método basado en datos

Este método está basado en nuestro conocimiento del bosón  $Z$  para usar los electrones producidos en su desintegración como patrón. El bosón  $Z$  tiene un pico de resonancia a 91.2 GeV y, además, es su propia antipartícula, por lo que se desintegra en un par de partícula-antipartícula. Las características cinemáticas de las partículas producidas son, por lo tanto, conocidas. Además, la sección eficaz de producción de bosón  $Z$  es tan alta en el LHC que la contribución de sucesos de fondo a su pico de resonancia es prácticamente despreciable. Por estas razones, los leptones producidos en la desintegración de esta partícula se suelen usar como referencia para calibraciones y determinación de eficiencias.

En particular, nos interesamos por las ocasiones en las que se desintegra en dos electrones ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ). Por la conservación de la energía, la masa invariante del sistema formado por los dos electrones será igual a la masa del bosón  $Z$ .

Por esta razón, si consideramos sucesos con electrones cuya masa invariante esté dentro del pico del bosón  $Z$ , estos provendrán de la desintegración de este bosón y deberán tener signo opuesto. Sin embargo, alguno de estos electrones puede haber sido medido incorrectamente. El método trata de parametrizar el número de sucesos con electrones de mismo signo a partir de la probabilidad de medir mal la carga.

**Selección de sucesos** Se seleccionan aquellos sucesos que cumplan los siguientes requisitos:

- Se hayan medido exactamente dos electrones. Estos electrones deben cumplir los criterios de calidad descritos en la sección 3.2.3.
- La masa invariante del sistema formado por los dos electrones debe estar contenida en el pico del  $Z$ , es decir,  $96 \text{ GeV} < M_{ll} < 106 \text{ GeV}$ .
- Para eliminar contribuciones de los sucesos de  $t\bar{t}$ , la  $E_T^{miss}$  del suceso debe ser baja, luego se requiere  $E_T^{miss} < 30 \text{ GeV}$ .

**Extracción de la  $p^{miss-ID}$**  Se trata de contar el número de sucesos con un electrón en la clase  $(p_T^{el1}, \eta^{el1})$  y el otro en la clase  $(p_T^{el2}, \eta^{el2})$ , denotado por  $N(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})$ . El número de sucesos con un electrón en cada una de esas clases y con el mismo signo,  $N^{MS}(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})$

vendrá dado, en función de  $p^{\text{miss-ID}}$  por la expresión

$$\begin{aligned} N^{MS}(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2}) &= (p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el1}, \eta^{el1})(1 - p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el2}, \eta^{el2}))) \\ &\quad + p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el2}, \eta^{el2})(1 - p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el1}, \eta^{el1}))) \\ &\quad \cdot N(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2}). \end{aligned}$$

Asumiendo que la probabilidad  $p^{\text{miss-ID}}$  es pequeña, se pueden despreciar los términos del tipo  $(p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el1}, \eta^{el1}))(p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el2}, \eta^{el2}))$ . Esta suposición está justificada: la porción de veces que un electrón se mide mal es muy pequeña: en la próxima sección veremos que es del orden de  $10^{-3}$  o menor.

Por lo tanto, la probabilidad de medir mal la carga de un electrón puede ser estimada por la expresión

$$p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el1}, \eta^{el1}) + p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el2}, \eta^{el2}) = \frac{N^{MS}(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})}{N(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})}, \quad (4.2)$$

donde  $N^{MS}(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})$  es el número de sucesos con dos electrones del mismo signo (número de sucesos totales) con un electrón en la región  $(p_T^{el1}, \eta^{el1})$  y otro en la región  $(p_T^{el2}, \eta^{el2})$ . Si se dividen los electrones en  $k$  clases de  $(\eta, p_T)$ , la expresión anterior es un sistema lineal con  $\frac{k(k+1)}{2}$  ecuaciones pero sólo  $k$  incógnitas, luego el sistema está sobredeterminado. Para resolverlo, se utiliza el método de los mínimos cuadrados ponderados por el error, es decir, la estimación de  $p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el1}, \eta^{el1})$  es aquella que minimice

$$\sum \left( \frac{p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el1}, \eta^{el1}) + p^{\text{miss-ID}}(p_T^{el2}, \eta^{el2}) - \frac{N^{MS}(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})}{N^{SO}(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})}}{\Delta} \right)^2,$$

donde  $\Delta$  es el error estadístico de  $\frac{N^{MS}(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})}{N(p_T^{el1}, \eta^{el1}, p_T^{el2}, \eta^{el2})}$ , que se obtiene asumiendo que  $N^{MS}$  y  $N$  siguen distribuciones Poissonianas, es decir, que su error son  $\sqrt{N^{MS}}$  y  $\sqrt{N}$ , respectivamente, los estimadores insesgados de la desviación típica. El sumatorio de la expresión anterior recorre las  $\frac{k(k+1)}{2}$  ecuaciones.

#### 4.5.4. Método combinado

Los métodos de estimación basados en datos suelen considerarse más fiables que los basados en simulaciones debido a que estos últimos dependen del modelado del detector que se haga.

Normalmente, estos modelados suelen ser lo suficientemente precisos como para poder confiar en ellos. Sin embargo, en este análisis en particular, se utilizan resultados muy próximos a la resolución del detector. En particular, en este caso, para aplicar un método basado en simulaciones, es necesario confiar en que la interacción de los electrones con el detector y la capacidad de la reconstrucción para discriminar entre electrones de señal y los producidos por *Bremsstrahlung* hayan sido simuladas correctamente.

Por otra parte, los métodos basados en simulaciones no están, en principio, limitados por el número de colisiones producidas: siempre es posible generar más sucesos simulados. Esto permite que los rangos de  $p_T$  y  $\eta$  en los que se agrupan los electrones puedan ser más finos y, por lo tanto, se puedan describir mejor las dependencias con estas variables.

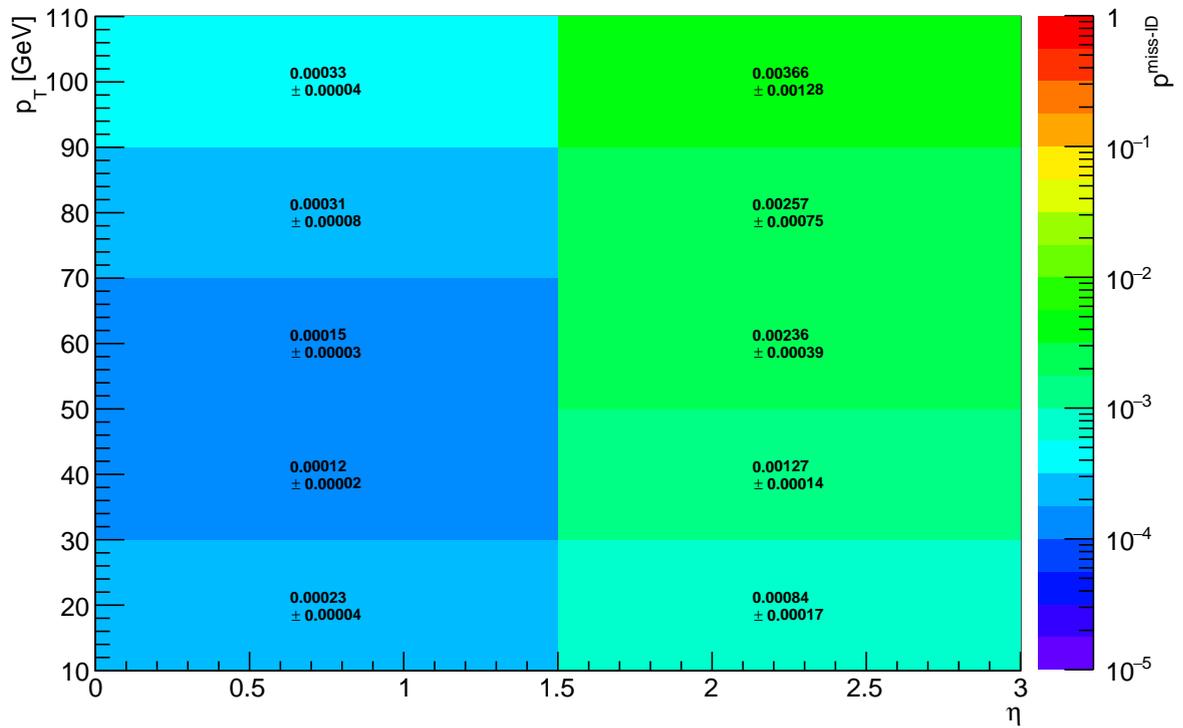
Por esta razón, con el objetivo de sumar las ventajas de ambos métodos, desarrollamos un método combinado con datos y simulaciones de MonteCarlo. Describimos el método como un algoritmo, que consta de los siguientes pasos:

- Calcular  $p^{miss-ID}$  con los métodos de MonteCarlo y *data-driven* agrupando los electrones en clases de  $p_T$  y  $\eta$  suficientemente grandes como para que el error estadístico del método *data-driven* sea pequeño.
- Calcular la razón,  $R = \frac{p_{Datos}^{miss-ID}}{p_{MC}^{miss-ID}}$ , para cada una de las clases.
- Calcular  $p^{miss-ID}$  usando el método de MonteCarlo, pero agrupando los electrones en clases más finas, de manera que se puedan tener en cuenta todas las dependencias deseadas. Los rangos «finos» deben ser una partición de los rangos «gruesos», es decir, deben estar contenidas en uno y sólo un rango.
- Corregir el  $p^{miss-ID}$  obtenido en los rangos finos reescalándolo por  $R$  en cada una de las clases.

Este método combinado permite obtener una dependencia «gruesa» con el método basado en datos y, a continuación, refinarla con el método de MonteCarlo.

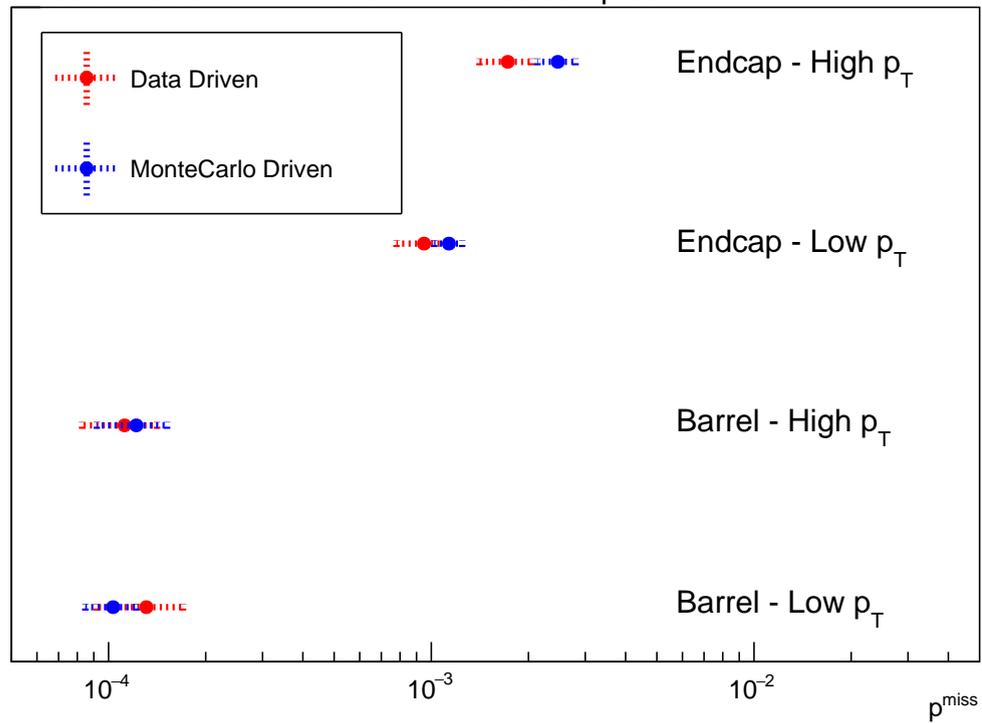
#### 4.5.5. Estimación de $p^{miss-ID}$

$p^{miss-ID}$  fue obtenida con los tres métodos, obteniendo una probabilidad del orden de  $10^{-4}$  en el *barrel* y del  $10^{-3}$  en el *endcap*. Los resultados obtenidos con el método basado en simulaciones



(A)

DYJets Inclusive + DYJets HT-binned samples



(B)

FIGURA 4.5: (A) Probabilidad de identificar mal un electrón en función de las dos variables relevantes,  $\eta$  y  $p_T$ . Los valores han sido obtenidos con el método basado en simulaciones de MC. (B) Comparación de los dos métodos, obteniendo resultados compatibles dentro del error estadístico.

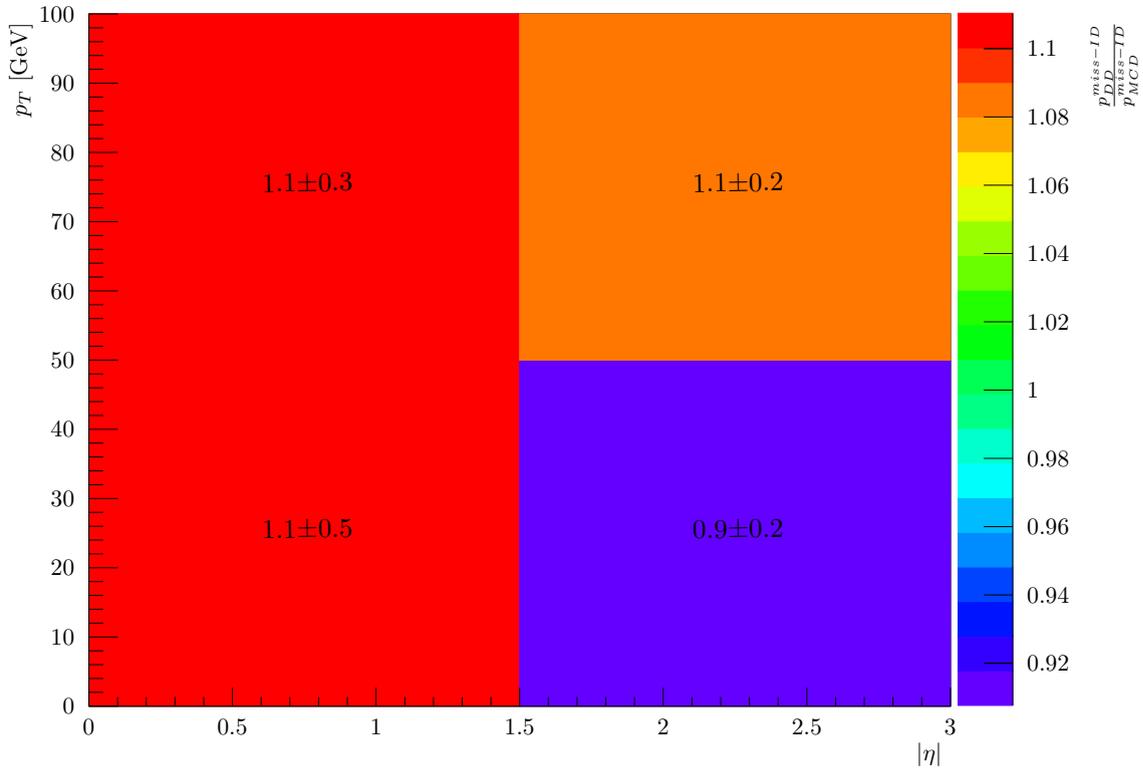


FIGURA 4.6: Razón  $R$  entre los métodos basado en datos y MonteCarlo para las distintas regiones. En este caso, el método en datos se ha obtenido usando sucesos con 2 jets.

se muestran en la figura 4.5a. En la figura 4.5b se muestra la comparación de ambos métodos y se puede observar que son consistentes dentro del error estadístico.

Como cabría la probabilidad es hasta un orden de magnitud mayor en el *endcap* que en el *barrel*: el electrón interactúa con dos subdetectores distintos. Además, se aprecia una dependencia con el  $p_T$  menor, pero que no es despreciable. Como se comentó al inicio de la sección, cuanto mayor sea la energía del electrón, mayor será la probabilidad de que sea mal medido, debido a que su trayectoria es más recta y el efecto del *Bremsstrahlung*, mayor.

En la figura 4.6 se muestra la razón  $R$  entre la  $p^{miss-ID}$  obtenida por el método *data-driven* y el método de MonteCarlo. Aunque esta razón, obtenida con simulaciones, sea compatible con la unidad, puede no serlo al obtenerla usando datos reales de colisiones, debido a una deficiente simulación de la interacción de los electrones con el *tracker*.

#### 4.5.6. Dependencia con el número de jets

Los sucesos de Drell-Yan en el que el bosón  $Z$  está en reposo producen leptones con un  $p_T$  generalmente menor de 40 GeV. Por esta razón, la clase de  $p_T > 50$  GeV está poblada, fundamentalmente, por electrones de  $p_T$  bajo, próximo a 50 GeV, provenientes a la cola de la resonancia del bosón  $Z$ , cuya distribución en  $p_T$  tiene un pico entre 40 y 50 GeV. Pero esto no ocurre con los electrones de las regiones de búsqueda, cuyo fondo está compuesto en gran medida por sucesos de  $t\bar{t}$  y, por ello, los leptones pueden llegar a ser bastante energéticos, con un  $p_T$  del orden de 100 GeV. Esto se muestra en la figura 4.7d.

Esto introduce un cierto sesgo en la medida de  $p^{miss-ID}$ , que es conveniente eliminar. Para lograr que las características de los leptones sobre los que medimos  $p^{miss-ID}$  sean más parecidas a la de los leptones en las regiones de búsqueda, consideramos el efecto de la presencia de jets en el suceso. En la figura 4.7 se muestran algunos de los diagramas de producción de  $Z$  en la colisiones protón-protón. Se puede notar que, en los procesos que no van acompañados de ningún jet, el  $Z$  se produciría con momento transversal despreciable: los protones y, por lo tanto, los partones incidentes en la colisión deben tener momento transversal nulo. En cambio, en los diagramas en los que aparecen jets, el momento transversal del  $Z$  deberá ser no nulo para compensar el momento transferido a los jets. Por esta razón, en aquellos sucesos de Drell-Yan que contengan jets en el estado final, el bosón  $Z$  tendrá un  $p_T$  mayor y, por lo tanto, los electrones producidos en la desintegración serán más energéticos.

Para constatar esta dependencia, hemos medido  $p^{miss-ID}$  en función del  $p_T$  del bosón  $Z$ . En la figura 4.8a se muestran los resultados obtenidos. Aunque el error estadístico es alto en la zona de  $p_T > 40$  GeV es alto, se puede apreciar una clara tendencia ascendente debida a los motivos ya señalados.

Por último, también comprobamos la dependencia de  $p^{miss-ID}$  con el número de jets en el suceso, utilizando el método *data-driven*, cuyos resultados se muestran en la figura 4.8b. Como habíamos esperado,  $p^{miss-ID}$  tiene una clara tendencia de aumentar con respecto al número de jets.

Esta tendencia es más patente en las regiones de alto  $p_T$ , debido a que esta región es la que puede estar poblada de manera distinta en la región de señal y en el pico del  $Z$ . Las fluctuaciones en las zonas de bajo  $p_T$  se deben al alto error estadístico: la sección eficaz de los procesos con jets es mucho menor.

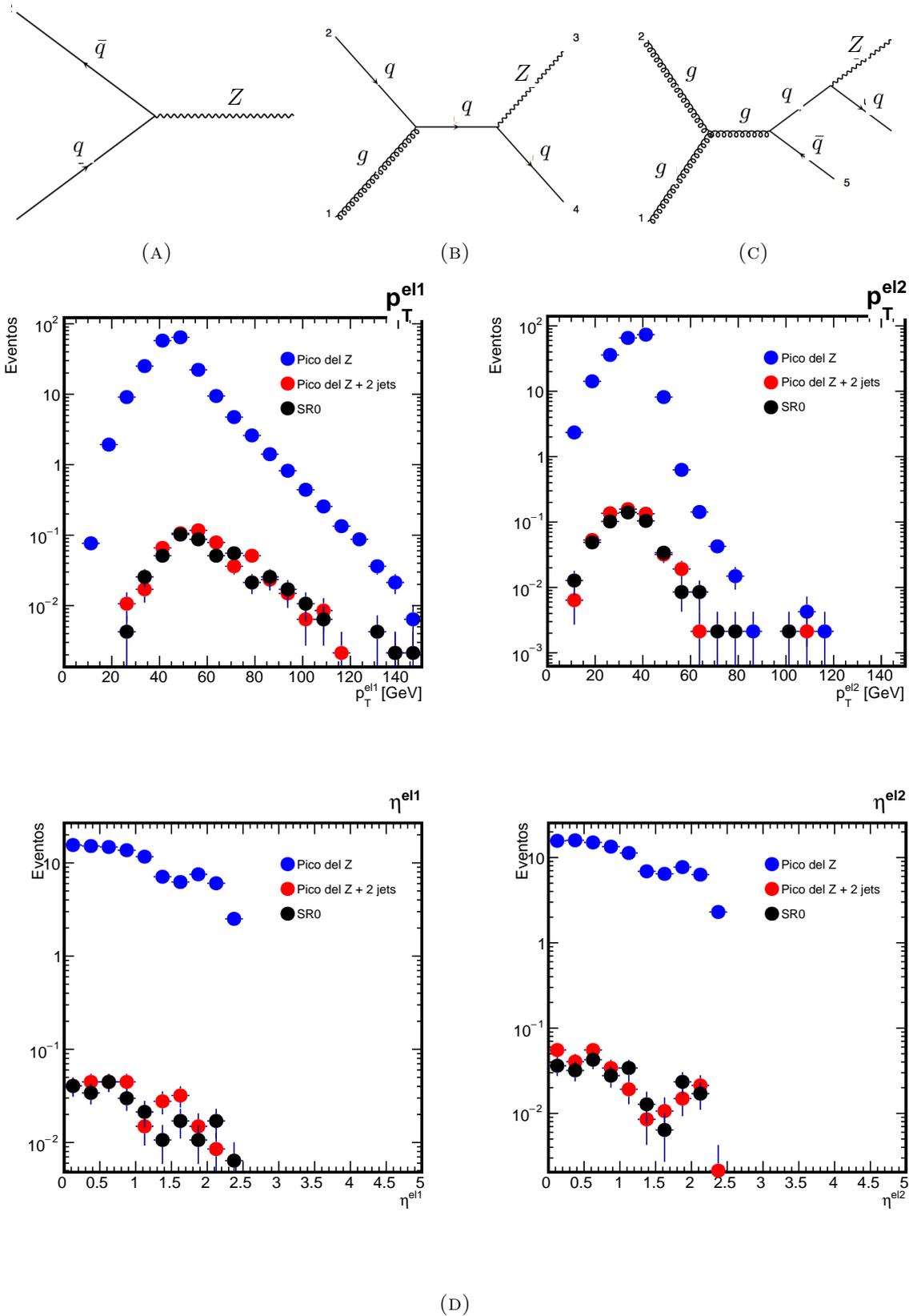
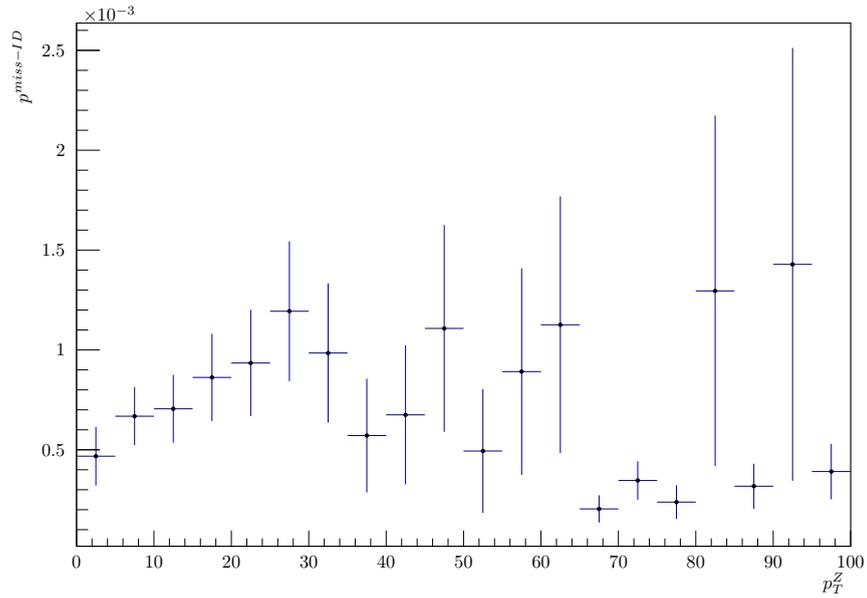
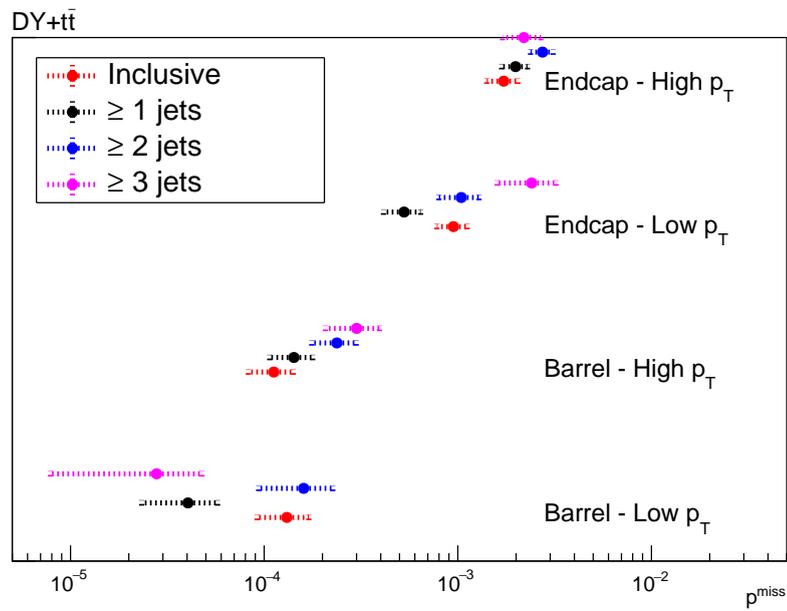


FIGURA 4.7: Diagramas de Feynman más probables de producción de Z (A), Z+1 jet (B) y Z+2 jets (C) en colisiones protón-protón generados por MadGraph [28]. (D) Espectro de  $p_T$  y  $\eta$  del primer y segundo electrón en el sucesos del pico del Z, inclusivo o con al menos dos jets y sucesos de la región de búsqueda SR0. Gráfica normalizada por la sección eficaz a  $1\text{pb}^{-1}$ .



(A)



(B)

FIGURA 4.8: (A)  $p^{miss-ID}$  en electrones producidos en la desintegración de un bosón  $Z$  en función del  $p_T$  con el que el  $Z$  es producido. Se observa una clara dependencia ascendente debida al aumento del  $p_T$  de los electrones producidos. (B)  $p^{miss-ID}$  en función del número de jets en el suceso. Se observa también una tendencia ascendente con el número de jets.

Por las razones expuestas al comienzo de este epígrafe, decidimos medir la  $p^{miss-ID}$  en sucesos con dos leptones en el pico del  $Z$  y con al menos dos jets con un  $p_T$  de 40 GeV.

#### 4.5.7. Test de clausura

En esta sección, ponemos a prueba la capacidad del método para predecir números de sucesos con electrones del mismo signo en el pico del  $Z$ . Las diferencias observadas son debidas únicamente al error cometido por el método, ya que las probabilidades están medidas con la misma muestra de sucesos que se quiere predecir.

Para llevar a cabo esta comprobación, seleccionamos aquellos sucesos de Drell-Yan que cumplan los mismos criterios que los sucesos en la sección 4.5.3. Dada una  $p^{miss-ID}$  calculada con cualquiera de los métodos, el número de sucesos predicho viene dado por

$$N^{SS} = \sum_{MS+SO} p^{miss-ID}(el^1) + p^{miss-ID}(el^2),$$

donde la suma recorre todos los sucesos pasando la selección en cuestión. En la figura 4.9 se muestran el número de sucesos predichos por todos los métodos. Se observa que todas las predicciones realizadas son consistentes con los valores observados dentro del error estadístico.

El valor central del método basado en datos (sin jets) es más similar al valor esperado, mientras que el resto de los métodos cuentan con correcciones para que el valor se ajuste mejor a las regiones de búsqueda, obteniendo valores más altos.

#### 4.5.8. Potencial de predicción en las regiones de búsqueda

Por último, comprobamos si es posible aplicar estos métodos a las regiones de búsqueda descritas en el principio del capítulo.

Al contrario que en la sección anterior, en el que los sucesos estudiados eran de producción y desintegración del bosón  $Z$ , las regiones de búsqueda están pobladas por sucesos de  $t\bar{t}$  y sucesos «raros». Los sucesos «raros» son una fuente genuina de leptones de mismo signo y, por lo tanto, no nos interesan. Por otra parte, los procesos de  $t\bar{t}$  pueden producir leptones de mismo signo de dos formas: debido a leptones cuya carga ha sido mal medida y debido a leptones *non-prompt*.

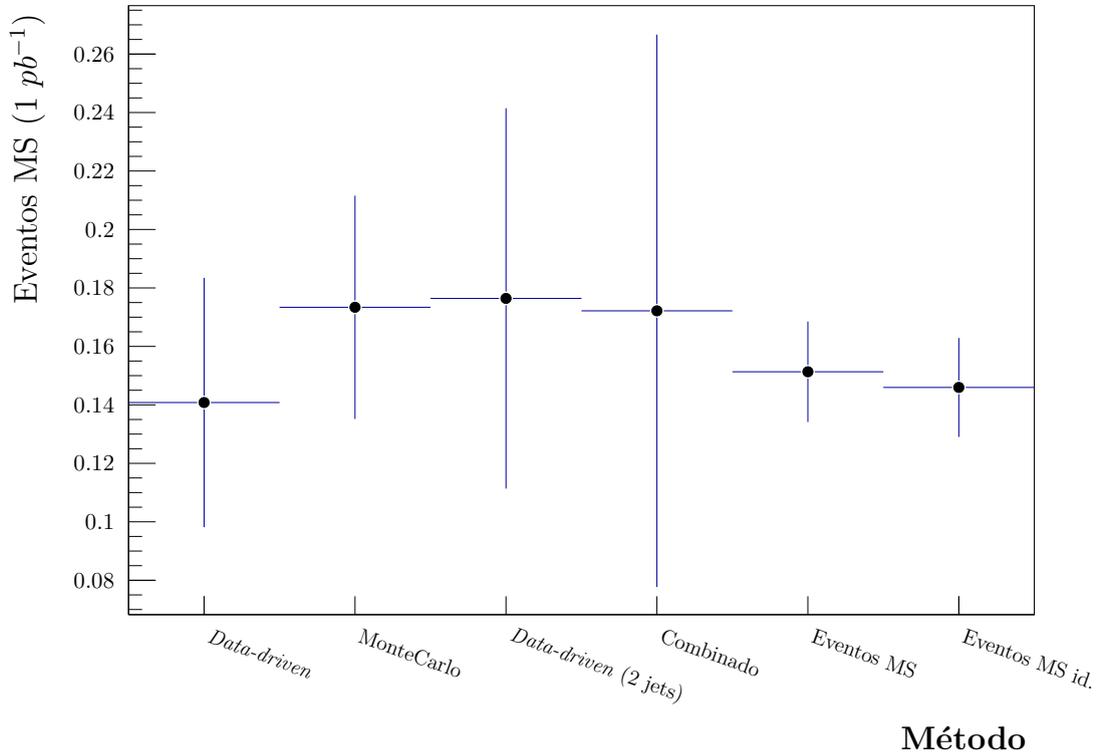


FIGURA 4.9: Número de sucesos con dos leptones con mismo signo (MS) predichos para una luminosidad de  $1 \text{ pb}^{-1}$ . Los resultados han sido predichos usando cada uno de los métodos estudiados. Se muestran también el número de sucesos MS observados y el número de sucesos MS cuyos electrones estén identificados con electrones generados.

Como nuestro objetivo es comparar el número de sucesos de mismo signo en las regiones de búsqueda predicho por las simulaciones de MonteCarlo con el número predicho por los métodos desarrollados, es necesario que ni los sucesos «raros» ni los leptones *non-prompt* entren en el cómputo. Evitar la contribución de los sucesos «raros» es sencillo; se utilizan muestras simuladas de  $t\bar{t}$  y no de «raros». Para evitar la contribución de los leptones *non-prompt* se requiere que su partícula madre sea un bosón  $W$  o  $Z$ .

En la figura 4.10 se muestran el número de sucesos MS en las regiones de búsqueda predicho con todos los métodos. En todos los casos, el número de sucesos predicho por las simulaciones de MonteCarlo es consistente con las estimaciones de los métodos.

Se observa también que todos los métodos subestiman ligeramente el número de sucesos. Esto es debido a que el número de electrones de alto  $p_T$  en el pico del  $Z$  son insuficientes a pesar de que haya dos jets en el estado final.

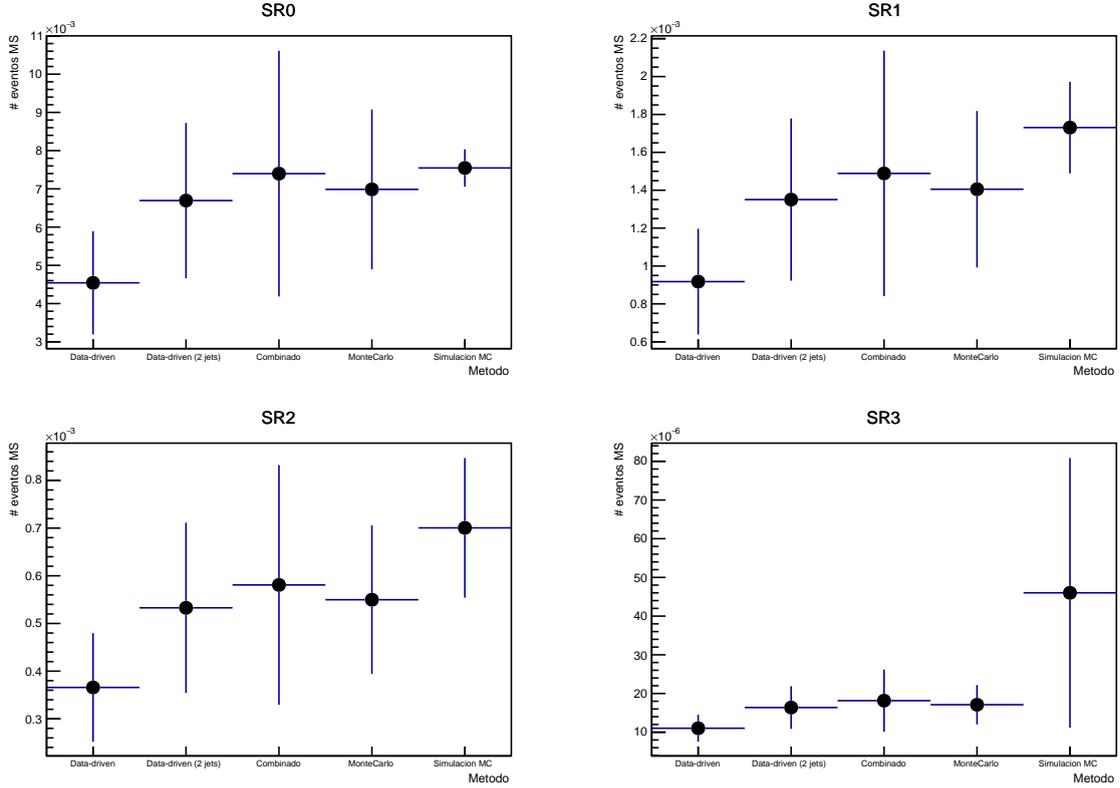


FIGURA 4.10: Número de sucesos con dos leptones con mismo signo (MS) predichos para una luminosidad de  $1 \text{ pb}^{-1}$  en las regiones de búsqueda.

#### 4.5.9. Estudio del error estadístico

En este epígrafe, tratamos de estimar la incertidumbre estadística con la cual se conocerá  $p^{\text{miss-ID}}$  tras la toma de datos. Con las muestras de MonteCarlo utilizadas en este trabajo, el error estadístico obtenido en el cálculo de la probabilidad es de, aproximadamente, el 30%. El número de sucesos de la muestra es equivalente al número de sucesos esperados para una luminosidad recogida de  $0.5 \text{ fb}^{-1}$ .

En la figura 4.11, se muestra el error estadístico para distintos valores de la luminosidad integrada.

Para este cálculo, se ha asumido que el error estadístico es inversamente proporcional a  $\sqrt{N}$ , siendo  $N$  el número esperado de sucesos. Esta suposición viene del hecho de que se calcule  $p^{\text{miss-ID}}$  usando la ecuación (4.2). Usando propagación de errores, se obtiene la dependencia del error con  $N$  mencionada.

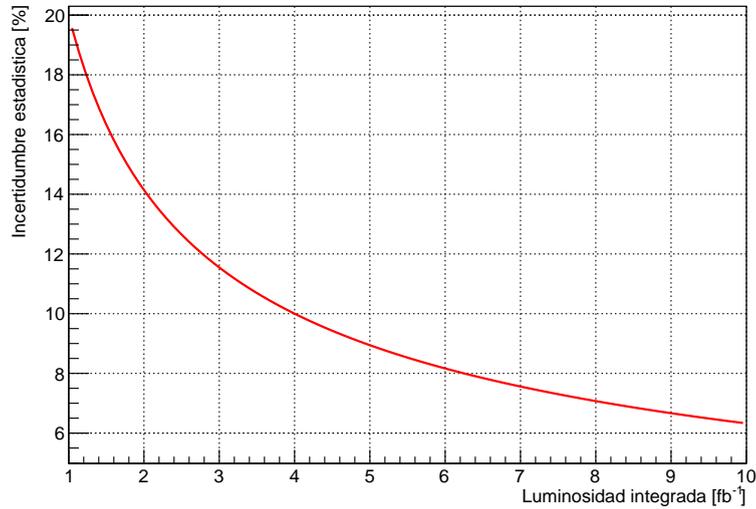


FIGURA 4.11: Incertidumbre estadística en el método combinado en función de la luminosidad total recogida.

#### 4.5.10. Resultados

Hemos llevado a cabo un estudio sobre la proporción de electrones cuya carga es identificada con el signo incorrecto. Esta porción de electrones, aunque es pequeña, constituye un fondo relevante en la búsqueda de «nueva física» que nos ocupa. Esta mala medida de la carga es debida en la mayor parte de los casos a que un electrón radie un fotón.

Hemos tratado de utilizar las variables de identificación y aislamiento para discriminar los electrones bien medidos y mal medidos. Aunque estas distribuciones son significativamente diferentes en ambos casos, el número de electrones bien medidos es tan alto que no tiene sentido plantearse hacer cortes en estas variables: un corte en cualquiera de ellas eliminaría muchos más electrones bien medidos que mal medidos.

Para la determinación de la proporción de electrones mal medidos, hemos desarrollado tres métodos. Los tres son consistentes con el número de sucesos MS en las simulaciones de Monte-Carlo. Sin embargo, el valor central obtenido con el método combinado es más próximo a este valor, debido a que permite controlar mejor la dependencia con el  $p_T$  y con  $\eta$  que el método basado en datos.

Por otra parte, su error estadístico es el más alto de todos los métodos, debido a que se suman los errores del método basado en datos y el método de MonteCarlo. Sabiendo que el error estadístico

disminuirá cuando se obtengan los datos reales de las colisiones, se concluye que el método más apropiado es el combinado.

Además, tanto el test de clausura realizado en el pico del  $Z$  y el estudio del potencial de predicción en las regiones de búsqueda muestran que las estimaciones realizadas con los distintos métodos son autoconsistentes, luego se puede dar el método por validado.

Concluimos que este método ha sido validado correctamente usando simulaciones de MonteCarlo, y que, por lo tanto, puede ser utilizado por la colaboración de CMS para estimar las fuentes de fondo en los análisis dedicados a la búsqueda de nueva física en sucesos con dos leptones del mismo signo en el estado final.

# 5

## Determinación de la sección eficaz de producción de pares $t\bar{t}$

El quark top es la partícula más masiva del modelo estándar, con una masa de  $173.3 \pm 0.8$  GeV [29]. Es un fermión, tiene una carga de  $+2/3e$  y, al igual que todos los quarks, sufre las tres interacciones del modelo estándar. Además, el quark top tiene una propiedad adicional, que lo hace un interesante objeto de estudio: su masa es tan alta que, al producirse, se desintegra antes de hadronizarse. Por ello, es el único quark que puede estudiarse en libertad a partir de sus productos de desintegración [30]. Su modo de desintegración más frecuente es  $t \rightarrow W^+b$ , proceso que ocurre en un 99.8% de las veces [29].

Además, como se muestra en la figura 2.6, la sección eficaz de producción de pares  $t\bar{t}$  es una de las más altas de todos los procesos con leptones en el estado final que se producen en las colisiones del LHC. Por ello, el LHC es un experimento idóneo para estudiar las propiedades de esta partícula.

Por otra parte, esa alta tasa de producción de  $t\bar{t}$  puede ser un impedimento para el estudio de otro tipo de procesos, ya que su desintegración puede dar lugar a señales similares a las que se pretenden detectar. En particular, en la búsqueda de «nueva física» con dos leptones en el estado final que se estudia en este trabajo, la producción de  $t\bar{t}$  y los subprocesos que conlleva son la mayor fuente de fondo del modelo estándar.

Por esta razón, para estar seguros de que la estimación del fondo es correcta, es necesario para el análisis estudiar la tasa de producción del  $t\bar{t}$  y comprobar si es consistente con los cálculos

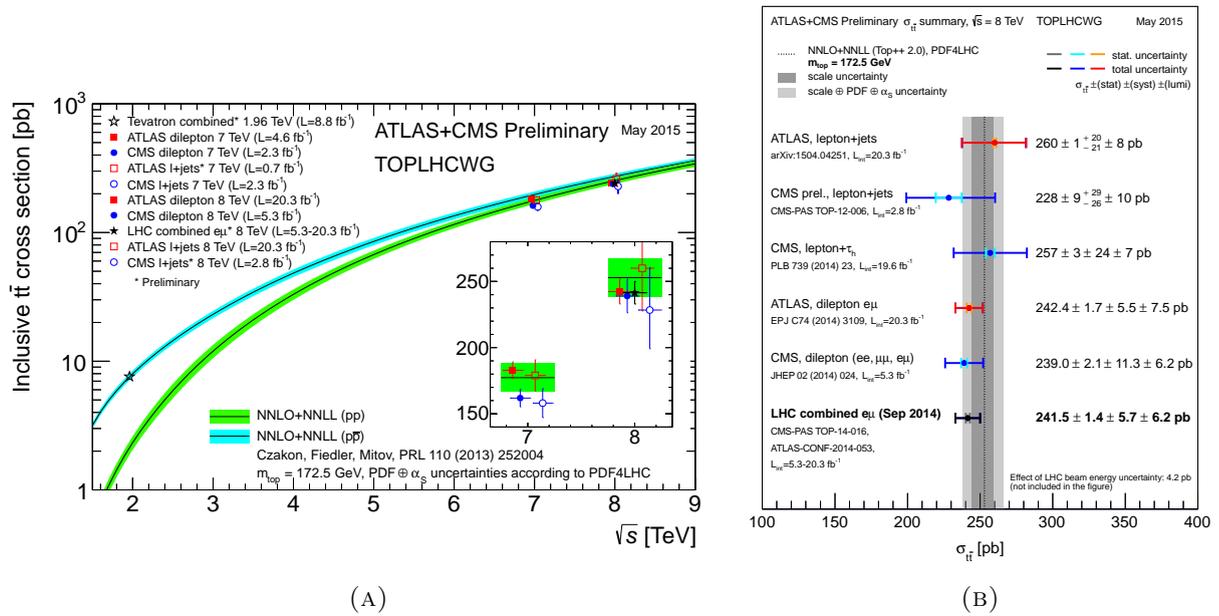


FIGURA 5.1: (A) Sección eficaz de producción de pares  $t\bar{t}$  en colisiones  $p\bar{p}$  (Tevatron) y  $pp$  (LHC) según la energía en el centro de masas,  $\sqrt{s}$ . (B) Medidas de la sección eficaz de producción de  $t\bar{t}$  por los detectores CMS y ATLAS en el LHC en colisiones  $\sqrt{s} = 8$  TeV [31].

teóricos. Esta tasa está caracterizada por la sección eficaz, definida como el número de pares  $t\bar{t}$  producidos por unidad de tiempo y por flujo unidad de partículas.

Este estudio cobra mayor importancia por el contexto en el que se encuentra la física de altas energías en el momento de escribir este trabajo. Por un lado, años después de la primera puesta en funcionamiento del LHC, se ha entendido el funcionamiento correcto de tanto el detector como el colisionador, así como el escenario físico que se presenta en un colisionador hadrónico de energías no estudiadas hasta la fecha. Por esta razón, es necesario consolidar este entendimiento, realizando una medida de alta precisión de uno de los procesos más copiosos y más importantes de los producidos en el LHC.

Por otra parte, es necesario realizar una rápida determinación de la sección eficaz de producción de  $t\bar{t}$  en las primeras colisiones a  $\sqrt{s} = 13$  TeV por dos razones. En primer lugar, es necesario comprobar que las predicciones teóricas se siguen cumpliendo a estas escalas de energía. Además, es una de las formas más sencillas de comprobar el correcto funcionamiento del dispositivo experimental.

De hecho, este tipo de estudios han sido realizados a las escalas de energía accesibles en los colisionadores hadrónicos (figura 5.1A) y se ha comprobado que, hasta la fecha, los resultados

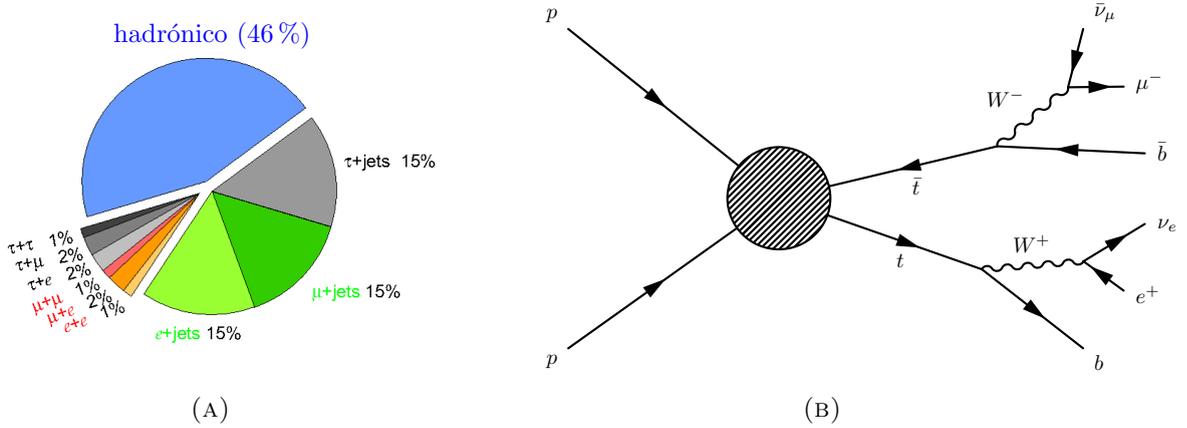


FIGURA 5.2: (A) Productos de la desintegración de los pares  $t\bar{t}$  junto con sus fracciones de desintegración [32]. (B) Diagrama producción y desintegración de un par  $t\bar{t}$  siguiendo el proceso estudiado.

experimentales son compatibles con las predicciones de QCD. En la figura 5.1B se muestran las medidas de la sección eficaz de producción de  $t\bar{t}$  en ATLAS y CMS.

En este capítulo se describirá la determinación experimental de la sección eficaz de producción de pares  $t\bar{t}$  en colisiones del LHC a  $\sqrt{s} = 8$  TeV en el canal  $e\mu$ .

## 5.1. Canal $e\mu$

Estudiaremos aquellos procesos de  $t\bar{t}$  en los cuales el bosón  $W$  producido en la desintegración de un quark top se desintegra en un electrón y el producido por el otro, en un muón. El diagrama de Feynman del proceso estudiado se muestra en la figura 5.2b. El estudio de este canal es particularmente interesante por la presencia de estos dos leptones en el estado final. Por un lado, estos leptones tienden a ser energéticos y estar aislados del resto de los productos de desintegración, por lo que son fácilmente identificables y medibles. Por otro lado, este canal está íntimamente relacionado con el canal estudiado en la búsqueda llevada a cabo en el capítulo anterior.

Aunque en el capítulo anterior conocíamos como fondo a los procesos del SM y como señal a los modelos de «nueva física», en este capítulo esta denominación cambia: nos referiremos como señal a los procesos de producción de  $t\bar{t}$  y como fondo al resto de los procesos del SM. A continuación se repasan los fondos que afectan a este canal [33].

- Producción de quark top ( $tW$ ). Producción combinada de un quark top junto a un bosón  $W$ . Ambos pueden desintegrarse leptónicamente, y el quark top produce quarks  $b$  en su desintegración.
- Drell-Yan. Los procesos de Drell-Yan son propios de colisionadores hadrónicos, en los que un quark interactúa con un antiquark, produciendo un fotón o un bosón  $Z$  ( $\gamma^*, Z$ ). Estos producen pares partícula anti-partícula y, en particular, pueden producir una pareja de leptones. Sin embargo, estos son del mismo sabor, por lo que la única manera de que se produzca un par  $e\mu$  es a través de producción y desintegración de  $\tau$  ( $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^\pm\mu^\mp\bar{\nu}_e\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\nu_\tau$ ). Además, este fondo apenas produce jets- $b$ , pero tiene una sección eficaz muy alta. De hecho, la elección del canal  $e\mu$  en este estudio se debe a la necesidad de reducir la contribución de este fondo a la señal, que es muy alta en los canales  $ee$  y  $\mu\mu$ .
- Procesos «raros». Se conocen como procesos «raros» a los procesos de producción de  $ttV$ ,  $VV'V''$  y  $ttWW$ , donde  $V, V'$  y  $V''$  denotan bosones  $W$  y  $Z$ . Se denominan raros porque sus secciones eficaces son muy pequeñas. Sin embargo, producen una señal muy similar a la de los procesos de producción de  $t\bar{t}$ .
- Leptones no provenientes de la desintegración de bosones  $W$  o  $Z$ . Generalmente se producen en la desintegración de quarks  $b$ . Sus contribuciones más importantes provienen de sucesos  $t\bar{t}$  en el que uno de los  $W$  se desintegra hadrónicamente, y los procesos de producción  $Wbb$  y  $W\gamma$ . En general estos electrones tienden a tener un bajo  $p_T$  y a no estar aislados.
- Producción de dibosones. Es poco frecuente que los procesos de producción de  $WZ$ ,  $ZZ$  y  $WW$  den lugar a b-jets. Sin embargo, los procesos tienen una sección eficaz alta y su contribución es, por ello, relevante.

La estimación del número de sucesos de fondo se realiza utilizando simulaciones de MonteCarlo de los procesos.

## 5.2. Método de clasificación secuencial

La sección eficaz de un proceso se determina usando su definición, la fórmula

$$\sigma^{\text{proceso}} = \frac{N}{\mathcal{L}} \quad (5.1)$$

donde  $N$  es el número de sucesos que han ocurrido y  $\mathcal{L}$  es la luminosidad integrada, que se puede determinar estudiando las propiedades de las partículas incidentes y es independiente del proceso. En los datos tomados por CMS en el periodo estudiado, la luminosidad integrada es de  $19.7 \pm 0.5 \text{ fb}^{-1}$  [34].

La dificultad del cálculo consiste, por lo tanto, en la estimación de  $N$ , que es la única magnitud dependiente del proceso. Como se comentó en la sección anterior, restringiremos la búsqueda a la desintegración del par  $t\bar{t}$  a un par  $e\mu$ . Sin embargo, si definimos  $N$  como el número de sucesos con un par  $e\mu$  en el estado final, es posible que los fondos detallados en la sección anterior puedan contribuir a la determinación  $N$  y desvirtuar la medida. Por esta razón, es necesario tratar de identificar los procesos producidos en cada suceso y clasificarlos en función de sus propiedades cinemáticas.

El método más comúnmente usado para realizar esta clasificación es el de clasificación secuencial. La clasificación secuencial consiste en seleccionar sucesos en función de las características cinemáticas que los diferencien, imponiéndoles criterios basados en estas. Por ejemplo, la producción de quark top ( $tW$ ) da lugar a un único b-jet, mientras que los procesos de  $t\bar{t}$  dan lugar a dos.

El hecho de seleccionar sucesos permite trabajar con muestras de sucesos enriquecidas en procesos de  $t\bar{t}$ , acotando el número de sucesos de fondo que se han producido.

Sin embargo, el simple hecho de realizar la selección impide utilizar la ecuación (5.1). Por un lado, los criterios de clasificación no son perfectos; por ejemplo, aunque sea poco probable, un suceso de producción de  $tW$  puede dar lugar a 2 b-jets. Por esta razón, aunque los procesos de fondo se vean acotados, siguen siendo relevantes.

Por otro lado, es posible que, por limitaciones del detector o por la propia selección de sucesos, no se seleccionen todos los sucesos  $t\bar{t}$  que han sido producidos. Además, en general, no se estudian todas las formas de desintegración del quark top: la manera a proceder es escoger un modo de desintegración y extrapolar a la sección eficaz total el resultado obtenido conociendo el porcentaje de veces que una partícula se desintegra de una forma. Por ello, en general, la manera práctica de usar la expresión (5.1) es a partir de la fórmula

$$\sigma = \frac{N - N^{\text{fondo}}}{BR \cdot \epsilon \cdot \mathcal{L}}, \quad (5.2)$$

donde  $N$  es el número de sucesos seleccionados,  $N^{\text{fondo}}$  es el número de sucesos de fondo estimados,  $BR$  es la proporción de desintegración,  $\epsilon$  es la eficiencia de la selección y  $\mathcal{L}$ , la luminosidad integrada.  $N$  se determina directamente contando el número de sucesos producidos que cumplan todos los criterios,  $BR$  se conoce, en general, por medio de cálculos teóricos, mientras que  $\epsilon$  y  $N^{\text{fondo}}$  se determinan de diversas maneras, según se adecuen al análisis.

### Clasificación de procesos $t\bar{t}$

Como se puede observar en la figura 5.3a, los sucesos de  $t\bar{t}$  suelen presentar dos o más jets energéticos en el estado final. Por otra parte, las contribuciones más copiosas del fondo se deben a procesos de Drell-Yan (azul) y producción de dibosones (naranja). Estos dos procesos tienden a no tener jets en el estado final, o tener dos jets. Por esta razón, requerir dos jets en el estado final supone la eliminación de la mayor parte de los procesos de fondo.

El número de sucesos seleccionados tras imponer ese criterio, se muestran en la figura 5.3b, en el que se representa la distribución del número de b-jets en los sucesos seleccionados. Idealmente, los sucesos de  $t\bar{t}$  presentan 2 b-jets en el estado final. Sin embargo, la identificación de este tipo de jets es muy compleja y es, por lo tanto, bastante probable, que uno de los b-jets no se identifique. Por ello, el número de sucesos de  $t\bar{t}$  con un b-jet es mucho más alto que el número de sucesos con dos b-jets.

Por esta razón, y por el hecho de que los fondos son bastante moderados, en vez de requerir al menos dos b-jets en el estado final, relajamos el requerimiento a tan sólo un b-jet.

### 5.3. Método de clasificación secuencial por clases de b-tag

El método de clasificación secuencial permite una estimación muy precisa de la sección eficaz y se ha utilizado en todos los artículos de CMS hasta la fecha. Sin embargo, la incertidumbre en la eficiencia del b-tag es la que más afecta a la precisión de la medida. En esta sección, se describe un procedimiento para el cálculo de la sección eficaz diseñado específicamente para disminuir la incertidumbre del b-tagging. Este método ha sido usado por primera vez por la colaboración de ATLAS [33].

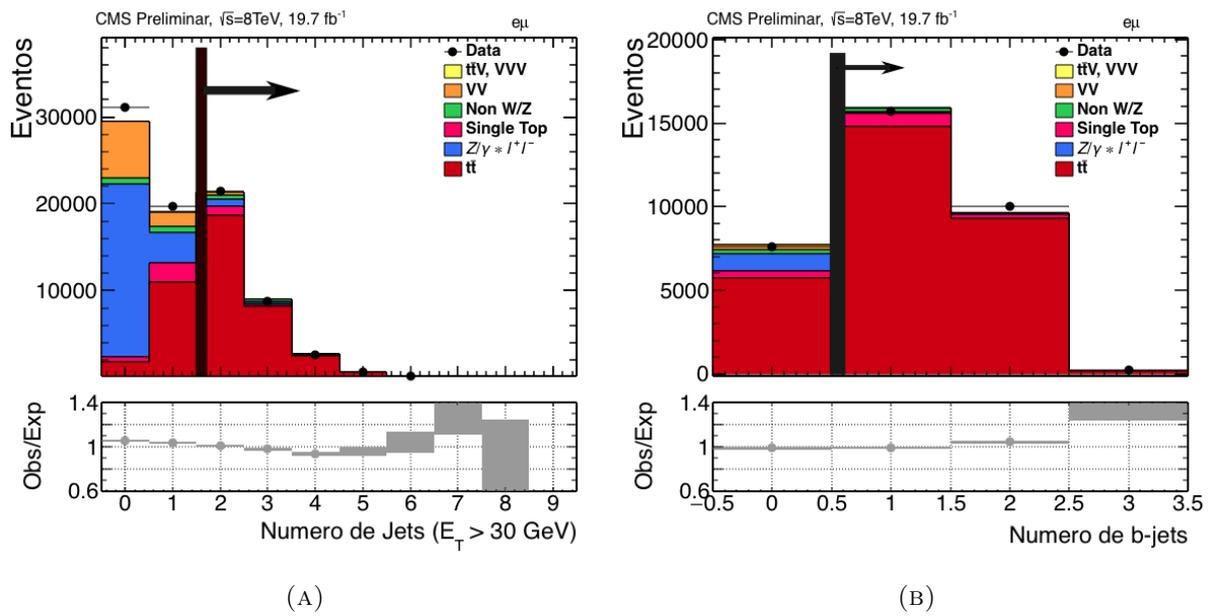


FIGURA 5.3: Pasos de la clasificación secuencial. La figura (A) muestra la distribución del número de jets en los sucesos con un par  $e\mu$  en el estado final. La figura (B) muestra la distribución del número de b-jets en los sucesos con un par  $e\mu$  y dos jets en el estado final. En ambas figuras se muestran los criterios que se aplican en cada paso en la selección.

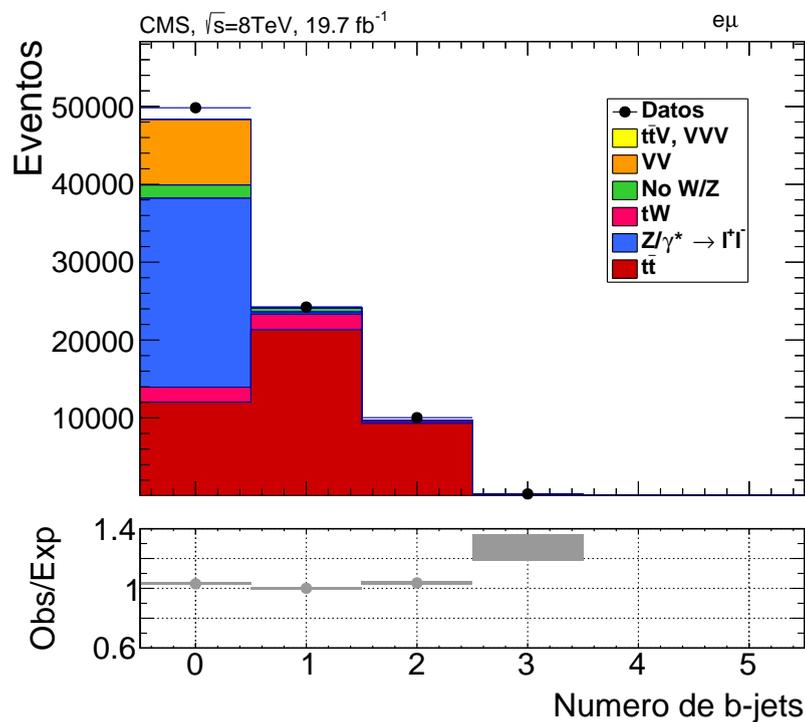


FIGURA 5.4: Distribución del número de b-jets para señal y fondo en sucesos con un par de leptones de distinto sabor en colisiones con  $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ . La estimación ha sido realizada con simulaciones de MonteCarlo.

### 5.3.1. Selección de sucesos

Para el estudio se realiza una preselección de sucesos con un par dileptónico. Se seleccionarán aquellos sucesos con un par  $e\mu$  con carga opuesta en el estado final. Los leptones seleccionados deben tener un  $p_T > 20$  GeV y sus trayectorias deben estar dirigidas hacia el vértice de interacción.

Además, los leptones deben estar aislados, siguiendo el siguiente criterio. El aislamiento relativo, definido en el capítulo 3 a partir de la ecuación (3.1), debe ser menor que 0.15.

Se espera que los sucesos  $t\bar{t}$  contengan dos jets provenientes de un quark  $b$ . Estos jets no siempre son identificados como tales, debido a que la eficiencia en el b-tag es del orden del 70%. Por ello, aquellos sucesos que pasen la preselección se agrupan en dos clases dependiendo de si tengan 1 o 2 b-jets. Estos jets deberán tener  $E_T > 30$  GeV y cumplir los criterios del punto de trabajo medio para ser identificados como  $b$ .

### 5.3.2. Estimación de los fondos y la señal

Para modelar la señal se utiliza una muestra de sucesos simulados de producción de pares  $t\bar{t}$  producida usando el generador MADSPIN, como se describe en la sección 3.3.

La estimación del número de sucesos de fondo se realiza de forma distinta para cada uno de los fondos. Los procesos de producción de  $tW$ , los sucesos «raros» y la producción de dibosones se modelizan utilizando muestras dedicadas de sucesos simulados de cada uno de los respectivos procesos. Para la estimación de las contribuciones del Drell-Yan y los leptones no provenientes de la desintegración de  $W$  o  $Z$  se utilizan métodos basados en datos de colisiones, que se detallan a continuación.

#### Estimación del Drell-Yan

Aunque existen simulaciones de procesos de Drell-Yan, estas no son consideradas muy precisas, debido a la dificultad de modelar la  $E_T^{miss}$ . Aunque este análisis no use esta propiedad explícitamente, el modo de desintegración  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu\nu_e\nu_\mu$  presenta  $E_T^{miss}$ . Por ello, vamos a tratar de utilizar la información obtenida en las colisiones para estimar el efecto de este fondo.

Nuestro objetivo es obtener un coeficiente,  $SF$ , que de la relación entre la simulación de MonteCarlo y el número de sucesos de DY producidos. Para ello, utilizamos la información en sucesos con dos leptones del mismo sabor en el estado final. La contribución del DY a este sucesos es predominante, especialmente dentro del pico de resonancia del  $Z$ , es decir, si  $\text{GeV} < |M_{ll} - M_Z| < 106\text{GeV}$ .

Utilizando simulaciones de MonteCarlo, se determina el coeficiente  $R^{ll}$

$$R^{ll} = \frac{N_{MC}^{ll}(\text{dentro})}{N_{MC}^{ll}(\text{fuera})},$$

la relación entre los sucesos de Drell-Yan dentro y fuera del pico de resonancia, donde  $ll = ee$  o  $ll = \mu\mu$ , denotando el canal de desintegración. A continuación, usando datos de colisiones, se puede estimar el número de sucesos fuera del pico del  $Z$  a partir de los sucesos

$$N_{\text{estimación}}^{ll}(\text{fuera}) = R^{ll} \left( N_{\text{datos}}^{ll}(\text{dentro}) - \frac{1}{2} N_{\text{datos}}^{e\mu}(\text{dentro}) \cdot k^{ll} \right),$$

donde el último sumando aparece para contrarrestar el efecto de los procesos de  $t\bar{t}$  (notar que la fracción de desintegración es el doble en el canal  $e\mu$  que en el  $ll$ ), y el coeficiente  $k^{ll}$  parametriza la diferencia en la eficiencia de identificación de electrones y muones,  $k^{ee} = \sqrt{N^{ee}(\text{dentro})/N^{\mu\mu}(\text{dentro})}$  y  $k^{\mu\mu} = \sqrt{N^{\mu\mu}(\text{dentro})/N^{ee}(\text{dentro})}$ .

De esta manera, se puede calcular el coeficiente  $SF$  para cada uno de los canales:

$$SF^{ee,\mu\mu} = \frac{N_{\text{estimación}}^{ee,\mu\mu}(\text{fuera})}{N_{MC}^{ee,\mu\mu}(\text{fuera})}$$

en los canales de mismo sabor, y para el canal  $e\mu$  se escribe como la media geométrica

$$SF^{e\mu} = \sqrt{SF^{ee} \cdot SF^{\mu\mu}}.$$

### **Estimación de los leptones no provenientes de $W$ o $Z$**

A diferencia de los leptones producidos en la desintegración de bosones  $W$  o  $Z$ , los leptones «falsos» no tienen un origen en un único proceso, aunque su mayor contribución es la de los procesos  $t\bar{t}$  en su desintegración semileptónica. En esta desintegración uno de los  $W$  se desintegra en un leptón y el otro en dos jets, uno de los cuales es identificado como un leptón. Además, su

producción está ligada a la existencia de jets que, en general, son difíciles de modelar con alta precisión.

Para estimarlos, se emplea la siguiente propiedad: es igualmente probable que un leptón «falso» tenga carga positiva y carga negativa. Por lo tanto, la contribución de estos procesos será igual en los canales de dos leptones de mismo signo y de signo opuesto. Por lo tanto, podremos estimar el número de sucesos debidos a leptones «falsos»

$$N_{SO}(\text{raros}) = N_{MS}(\text{datos}) - \sum_{\text{proceso}} N_{MS}(\text{proceso}),$$

donde  $SO$  denota «signo opuesto» y  $MS$ , «mismo signo». El último sumando se aplica para eliminar la contribución de sucesos de otros procesos ( $t\bar{t}$  y  $DY$ , fundamentalmente) que presentan dos leptones de signo opuesto en el estado final, pero la carga de uno de ellos no se ha medido correctamente.

El número de sucesos seleccionados y la estimación de fondos y señal en cada una de las clases se muestra en la tabla 5.1.

	$N_1$	$N_2$
sucesos seleccionados	$24231 \pm 156$	$10023 \pm 100$
Señal	$21290 \pm 146$	$9312 \pm 97$
$tW$	$2018 \pm 605$	$246 \pm 74$
Drell-Yan	$302 \pm 91$	$15 \pm 4$
Sucesos raros	$195 \pm 58$	$84 \pm 25$
No-W/Z	$237 \pm 71$	$33 \pm 10$
Dibosones	$163 \pm 33$	$8 \pm 2$

TABLA 5.1: Número de sucesos seleccionados en colisiones a  $\sqrt{s} = 8$  TeV para una luminosidad integrada de  $19.7 \text{ fb}^{-1}$ . Se muestran también el número de sucesos de señal y fondo esperados, estimados con simulaciones de MonteCarlo.

### 5.3.3. Extracción de la sección eficaz

La parte novedosa de este análisis es el método por el que es calculada la sección eficaz. En lugar de emplear la ecuación (5.2), se escribe un sistema de ecuaciones para cada una de las dos clases seleccionadas, que ha sido obtenido aplicando las reglas de la distribución de probabilidad binomial:

$$N_1 = \mathcal{L}\sigma_{t\bar{t}}\epsilon_{e\mu} \cdot 2\epsilon_b(1 - C_b\epsilon_b) + N_{1,\text{fondo}} \quad (5.3)$$

$$N_2 = \mathcal{L}\sigma_{t\bar{t}}\epsilon_{e\mu} \cdot 2\epsilon_b^2 C_b + N_{2,fondo}, \quad (5.4)$$

donde  $N_{1(2)}$  es el número de sucesos seleccionados en la clase de uno (dos) b-tag;  $\mathcal{L}$ , la luminosidad integrada;  $\sigma_{t\bar{t}}$ , la sección eficaz de producción de  $t\bar{t}$ ,  $C_b = \epsilon_{bb}/\epsilon_b^2$  la correlación entre la identificación del primer b-jet y la identificación del segundo b-jet, que es próxima a la unidad y  $\epsilon_{e\mu}$ , la probabilidad de que un suceso de producción de  $t\bar{t}$  pase la preselección dileptónica. Nótese que esta probabilidad tiene también en cuenta la fracción de desintegración de  $t\bar{t} \rightarrow e\mu\nu_e\nu_\mu$ .  $\epsilon_b$  es la probabilidad combinada de los siguientes hechos:

- Un quark top  $t$  se desintegre por la vía  $t \rightarrow Wb$ . Esta probabilidad es del 99.8%.
- El jet producido por el quark  $b$  esté dentro de la aceptación del detector, sea reconstruido con los criterios de calidad necesarios y con un  $E_T$  mayor de 30 GeV.
- El jet en cuestión tenga un CSV mayor que el umbral medio; es decir, que sea identificado como b-jet.

Las ecuaciones 5.3 y 5.4 son un sistema no lineal de ecuaciones, pero se puede resolver analíticamente para obtener  $\sigma_{t\bar{t}}$  y  $\epsilon_b$  en función del resto de parámetros.

El método no necesita de la determinación directa de la eficiencia del b-tag, sino que utiliza la información combinada de las clases de 1 y 2 b-tag para inferirla. Por ello, este método es más robusto que el método de clasificación secuencial simple de cara a las variaciones en la eficiencia del b-tag. Por otra parte, en otros métodos para obtener la sección eficaz de producción de  $t\bar{t}$  [30], se requiere que los sucesos candidatos a ser producción de  $t\bar{t}$  tengan un mínimo de dos jets de alta energía. En este análisis, este requerimiento no se aplica, y sólo se realizan cortes en energía a los b-jets. Por esta razón, también se introduce una mejora en la incertidumbre de la energía de los jets.

**Determinación de  $C_b$  y  $\epsilon_{e\mu}$**   $C_b$  y  $\epsilon_{e\mu}$  se determinan utilizando una muestra de datos simulados de procesos de producción  $t\bar{t}$ , producida por el generador MADSPIN y por los procedimientos descritos en la sección 3.3.  $\epsilon_{e\mu}$  se determina como el cociente

$$\epsilon_{e\mu} = \frac{N_{e\mu}}{N_{gen}},$$

donde  $N_{gen}$  es el número de sucesos generados y  $N_{e\mu}$  el número de sucesos que pasan la preselección dileptónica. Para determinar  $C_b$  se escriben las ecuaciones (5.3) y (5.4) para los sucesos

de señal:

$$N_1^{t\bar{t}} = N_{e\mu} 2\epsilon_b (1 - C_b \epsilon_b)$$

$$N_2^{t\bar{t}} = N_{e\mu} \cdot 2C_b \epsilon_b^2,$$

donde  $N_{1(2)}^{t\bar{t}}$  es el número de sucesos de producción de  $t\bar{t}$  con uno (dos) b-tags. Operando, se obtiene que

$$\frac{4N_{e\mu}N_2^{t\bar{t}}}{(N_1^{t\bar{t}} + N_2^{t\bar{t}})^2} = \frac{4C_b}{(2 + 2\epsilon_b(C_b - 1))^2} \simeq C_b,$$

donde la última igualdad se ha obtenido aplicando la hipótesis de que  $C_b$  es cercano a la unidad.

### 5.3.4. Estimación de los errores en la medida

En esta sección, desarrollamos la cuantificación de las posibles fuentes de error que puedan afectar a los resultados. Para su estudio, se dividen en tres clases: estadísticos, sistemáticos y el error en la luminosidad. Los errores estadísticos son aquellos que estiman posibles variaciones aleatorias de los resultados, mientras que los errores sistemáticos son aquellos debidos a posibles fallos en la modelización del detector, de la señal y los fondos. Por último, el error en la luminosidad lo mostramos por separado por ser este un parámetro independiente del análisis.

#### Errores estadísticos

Se asume que los parámetros  $N_1$  y  $N_2$  son variables aleatorias con distribución Poissoniana. Para estimar su error, se toma el estimador insesgado de la desviación típica, es decir,  $\sqrt{N_1}$  y  $\sqrt{N_2}$ , respectivamente. Estos errores se propagan a la solución de (5.3) y (5.4).

#### Errores sistemáticos

Las fuentes de errores sistemáticos son aquellas que no son debidas enteramente a efectos estocásticos, sino que se deben al desconocimiento del dispositivo experimental. Estos pueden ser, fundamentalmente, debidos a fallos en el modelado del detector, incertidumbres de los parámetros teóricos y en la modelación de la señal y los fondos.

Para su estimación, en este trabajo se sigue una estrategia «arriba-abajo», que consiste en considerar individualmente cada uno de estas fuentes de error y estudiar sus efectos en la medida

final. A continuación, se explican las fuentes de error tenidas en cuenta. Para su propagación, se ha asumido que están completamente descorrelacionadas.

- Se conoce que la incertidumbre en la eficiencia del *trigger* es del 1%. Las variaciones en esta eficiencia del *trigger* afectan exclusivamente a  $N^{\text{fondo}}$  y a  $\epsilon_{e\mu}$ .  $C_b$  no se ve afectada porque es el cociente de dos cantidades proporcionales al cuadrado de esta eficiencia. Para estimar su efecto, se tiene entonces que  $\Delta N^{\text{fondo}} = 0.01N^{\text{fondo}}$  y  $\Delta\epsilon_{e\mu} = 0.01\epsilon_{e\mu}$ , y se propagan a (5.3) y (5.4).
- La eficiencia del detector en la identificación de leptones se conoce con una precisión del 1%. Como hay dos leptones en el suceso, la incertidumbre total en la identificación de los leptones es del  $\sqrt{2}\% \simeq 1.4\%$ . Esta incertidumbre, al igual que la eficiencia del *trigger*, solo afecta a  $N^{\text{fondo}}$  y a  $\epsilon_{e\mu}$  y, su cálculo es análogo al de esta.
- La incertidumbre en la identificación de jets  $b$  se divide en dos efectos: la incertidumbre en la eficiencia de identificación de quarks  $b$ - que denotaremos,  $b$ -tag- y la incertidumbre en la tasa de identificación de jets provenientes de quarks ligeros como  $b$ -tags, o falso  $b$ -tag. Esta incertidumbre afecta al cálculo de  $C_b$  y  $N^{\text{fondo}}$ , ya que  $\epsilon_{e\mu}$  no depende del  $b$ -tag.

Para estimar el primer efecto, se calculan  $(C_b)_{\text{arriba,abajo}}^{b\text{-tag}}$  y  $(N^{\text{fondo}})_{\text{arriba,abajo}}^{b\text{-tag}}$ , que con  $C_b$  y  $N^{\text{fondo}}$  obtenidos al variar el CSV de todos los jets provenientes de un quark  $b$  por su incertidumbre hacia arriba y hacia abajo. Es posible determinar si un jet proviene de un quark  $b$  identificando los jets reconstruidos con los jets generados. Así, se obtiene que

$$\Delta C_b^{b\text{-tag}} = \text{máx}\{|(C_b)_{\text{arriba}}^{b\text{-tag}} - C_b|, |(C_b)_{\text{abajo}}^{b\text{-tag}} - C_b|\},$$

y

$$\Delta(N^{\text{fondo}})^{b\text{-tag}} = \text{máx}\{|(N^{\text{fondo}})_{\text{arriba}}^{b\text{-tag}} - N^{\text{fondo}}|, |(N^{\text{fondo}})_{\text{abajo}}^{b\text{-tag}} - N^{\text{fondo}}|\}.$$

Para el falso  $b$ -tag, se calcula  $\Delta C_b^{\text{falsob-tag}}$  y  $\Delta(N^{\text{fondo}})^{\text{falsob-tag}}$  de forma análoga, pero variando el CSV de los jets provenientes de quarks ligeros (quarks distintos de  $b$  o  $t$ ).

- La incertidumbre en la energía de los jets influye de dos formas distintas. En primer lugar, existe una incertidumbre en la escala de energía del jet (JES). Esta fuente se estima variando el  $p_T$  de los jets hacia arriba y hacia abajo por su incertidumbre. De esta forma, se calculan  $(\Delta C_b)_{\text{arriba,abajo}}^{\text{JES}}$  y  $(N^{\text{fondo}})_{\text{arriba,abajo}}^{\text{JES}}$  y, de ahí,  $\Delta C_b^{\text{JES}}$  y  $(N^{\text{fondo}})^{\text{JES}}$  tomando el máximo entre las variaciones hacia arriba y hacia abajo.

Por otra parte, existe una incertidumbre en la resolución en energía de los jets (JER). Este efecto se estima variando de forma aleatoria el  $p_T$  de todos los jets por una curva Gaussiana de media 0 y desviación típica igual al poder de resolución del detector en energía. De ahí, se obtiene  $(\Delta C_b)^{\text{JER}}$  y  $(N^{\text{fondo}})^{\text{JER}}$ . Esta fuente de error no afecta a  $\epsilon_{e\mu}$ , ya que el corte a nivel de dileptón no afecta a ningún parámetro dependiente de la energía de los jets.

- La incertidumbre en la escala de energía de los leptones (LES) afecta a  $\epsilon_{e\mu}$  y  $N^{\text{fondo}}$ , pero no a  $C_b$ . Para estimarlo, se calculan  $(\epsilon_{e\mu})_{\text{arriba,abajo}}^{\text{LES}}$  y  $(N^{\text{fondo}})_{\text{arriba,abajo}}^{\text{LES}}$  variando hacia arriba y hacia abajo el  $p_T$  de los leptones por su incertidumbre, que se asume que es del 0.2%.
- Se ha comprobado experimentalmente que los quarks top se producen con un  $p_T$  menor que el predicho por MADSPIN. Para corregir estimar la incertidumbre producida debido a este efecto, se compara los resultados del análisis con los de otro ponderando los sucesos simulados de señal, dando un peso mayor a los sucesos con bajo  $p_T^t$ .
- La incertidumbre debida al desconocimiento los parámetros que rigen el hard scattering y las cascadas de partones afecta al modelado de  $t\bar{t}$  y se estima usando simulaciones generadas con estos parámetros variados.
- El efecto del pile-up se tiene en cuenta repesando los sucesos simulados de manera que la distribución de pile-up coincida con la medida experimentalmente, que tiene una incertidumbre que es tenida en cuenta.
- Las pdf no pueden ser calculadas analíticamente en el contexto de la teoría de QCD. Por ello, fueron determinadas experimentalmente a partir de experimentos de *scattering* inelástico  $ep$  llevados a cabo en HERA. El cálculo de su incertidumbre se lleva a cabo siguiendo las prescripciones de [35].
- La incertidumbre en el modelado de los procesos de fondo afecta únicamente a  $N^{\text{fondo}}$ . Esta incertidumbre incluye tanto el desconocimiento teórico y experimental de la sección eficaz de los procesos como la dificultad de modelar sus distribuciones. Se estima  $\Delta(N^{\text{fondo}})^{\text{fondos}}$  variando  $N^{\text{fondo}}$  por la incertidumbre de cada fondo. Las incertidumbres tenidas en cuenta en cada clase de b-tag se muestran en la tabla 5.2.

Fondo	Incertidumbre $N_1$	Incertidumbre $N_2$
$tW$	30 %	30 %
Drell-Yan	30 %	30 %
Sucesos raros	30 %	30 %
No-W/Z	30 %	30 %
Dibosones	20 %	20 %

TABLA 5.2: Incertidumbre en la estimación de los fondos para cada una de las clasificaciones de b-tag.

### Propagación de errores

En el epígrafe anterior, describimos cómo se calcula  $\Delta C_b$ ,  $\Delta \epsilon_{e\mu}$  y  $\Delta N^{\text{fondo}}$  para cada fuente de error. Para estudiar el efecto de estas incertidumbres en la sección eficaz, se propagan estos errores al cálculo de la sección eficaz. Asumiendo que todas las fuentes de error están completamente descorrelacionadas, se tiene que la desviación típica de  $\sigma_{t\bar{t}}$  se puede estimar como

$$\Delta\sigma_{t\bar{t}} = \sqrt{\sum_{\text{fuentes}} \left( \frac{\partial\sigma_{t\bar{t}}}{\partial N^{\text{fondo}}} \Delta(N^{\text{fondo}})_{\text{fuente}} \right)^2 + \left( \frac{\partial\sigma_{t\bar{t}}}{\partial C_b} \Delta(C_b)_{\text{fuente}} \right)^2 + \left( \frac{\partial\sigma_{t\bar{t}}}{\partial \epsilon_{e\mu}} \Delta(\epsilon_{e\mu})_{\text{fuente}} \right)^2} \quad (5.5)$$

#### 5.3.5. Resultados obtenidos

La estimación de  $C_b$  es  $1.000 \pm 0.015$ , consistente con la hipótesis de que es próxima a la unidad, mientras que  $\epsilon_{e\mu} = (8.85 \pm 0.15) \cdot 10^{-3}$ . Con estos resultados, la sección eficaz obtenida es de

$$\sigma_{t\bar{t}} = 246.8 \pm 9.2(\text{sis.}) \pm 6.6(\text{lumi.}) \pm 1.9(\text{stat.}) \text{ pb,}$$

consistente con la estimación teórica calculada NNLO, cuyo valor es, asumiendo  $m_t = 173.2$  GeV,

$$\sigma_{t\bar{t}} = 247.7 \pm 11.0_{-8.4}^{+6.3} \text{ pb.}$$

La primera incertidumbre de esta expresión corresponde a la incertidumbre en las pdf, mientras que el segundo corresponde a la indeterminación de  $\alpha_S$  [36].

La probabilidad combinada  $\epsilon_b$  tiene un valor de

$$\epsilon_b = 57.4 \pm 2.7 \%,$$

Fuente	$\Delta\sigma_{t\bar{t}}[pb(\%)]$
Eficiencia del <i>trigger</i>	2.5 ( 1.0 %)
Eficiencia en la id. de leptones	3.5 ( 1.4 %)
Energía de los leptones	0.1 ( 0.0 %)
Energía de los jets (escala)	0.2 ( 0.1 %)
Energía de los jets (resolución)	0.0 ( 0.0 %)
Modelado de $tW$	7.4 ( 3.0 %)
Modelado de DY	1.1 ( 0.5 %)
Modelado de procesos «raros»	0.2 ( 0.1 %)
Modelado de no-W/Z	0.9 ( 0.4 %)
Modelado de dibosones	0.4 ( 0.2 %)
$b$ -tag	0.4 ( 0.2 %)
Falso $b$ -tag	0.1 ( 0.0 %)
Pile-up	0.0 ( 0.0 %)
$p_T^t$	0.1 ( 0.0 %)
Cascadas de partones	0.9 ( 0.4 %)
Hard scattering	2.7 ( 1.1 %)
Incertidumbre en las PDF	2.7 ( 1.1 %)
Sistemáticos totales	9.2 ( 3.7 %)
Luminosidad	6.6 ( 2.7 %)
Error estadístico	1.9 ( 0.8 %)
Incertidumbre total	11.4 ( 4.6 %)

TABLA 5.3: Lista completa de todas las incertidumbres tenidas en cuenta para la estimación de la sección eficaz de producción de pares  $t\bar{t}$ .

que es consistente con el valor obtenido en las simulaciones de MonteCarlo.

En la tabla 5.3 se muestran todas las fuentes de error y sus contribuciones a la sección eficaz, siendo las más altas las eficiencias del *trigger* y en la identificación de leptones.

Se concluye que el método desarrollado en este trabajo ha permitido rebajar sustancialmente el error en la identificación de jets  $b$ -tag y, secundariamente, la indeterminación debida a la energía de los jets.

# 6

## Conclusiones

Este trabajo ha sido realizado en el contexto previo a la segunda fase de toma de datos del LHC usando el detector CMS. Esta segunda fase supone paso adelante para las búsquedas de «nueva física», con un gran incremento la sensibilidad de los nuevos experimentos para descubrir o excluir nuevos modelos. La energía a la que se colisionarán los protones se aumentará a  $\sqrt{s} = 13$  TeV y se aumentará la luminosidad instantánea de las colisiones, lo que supondrá un gran cambio tanto en las condiciones de trabajo, como en las secciones eficaces de los procesos que pueden ocurrir. Por esta razón, se necesitan realizar estudios previos que prevean el funcionamiento del acelerador y el detector y evalúen la sensibilidad de los análisis a nuevos modelos.

En este contexto, el trabajo estudia las posibilidades de búsqueda de «nueva física» usando sucesos con un par leptones del mismo signo, jets y energía faltante. En particular, se centra en la estimación de las fuentes de fondo en unas ciertas regiones de búsqueda. En el trabajo, se ha desarrollado un método original que determina, a partir de medidas medidas de los electrones producidos en procesos de Drell-Yan, la proporción de electrones cuya carga ha sido mal determinada, en función de sus variables cinemáticas características:  $p_T$  y  $\eta$ . Este estudio es especialmente relevante, ya que los procesos en los cuales se producen dos electrones de signo opuesto y se determina mal la carga de uno de ellos es una de las principales fuentes de fondo en el canal estudiado. Se muestra también cómo ha sido validado este método en simulaciones de MonteCarlo que emulen las condiciones de trabajo esperadas en la segunda toma de datos del LHC. El trabajo también incluye un breve estudio de caracterización de estos electrones mal medidos en el que, aunque se observan diferencias significativas en las variables de identificación

y aislamiento, no es posible usarlas para discriminar los electrones mal medidos, debido a que el número de electrones bien medidos es mucho más alto.

Los resultados muestran que esta proporción es del orden del  $10^{-4}$  en la zona del *barrel* ( $|\eta| < 1.5$ ) y de  $10^{-3}$  en la zona del *endcap* ( $|\eta| > 1.5$ ). Esta tendencia está justificada por la disposición del *tracker* de CMS, que maximiza la probabilidad de que un electrón radie un fotón en esta última región. Adicionalmente, se encontró una dependencia más suave debida al  $p_T$ , debido a que la probabilidad de que un electrón radie es más alta cuanto mayor sea su momento.

Paralelamente, se ha observado que casi todas las fuentes de fondo en este análisis son debidas a procesos relacionados con la producción de  $t\bar{t}$ . Aunque este proceso sólo puede dar leptones del mismo signo, puede convertirse en una fuente de fondo cuando uno de los leptones es mal medido o cuando uno de los quarks se desintegra hadrónicamente y uno de los jets producidos es reconstruido como un leptón. Por lo tanto, es necesario determinar con gran precisión las características cinemáticas de este proceso.

En el trabajo, se aplica un método de clasificación por clases para calcular la sección eficaz de producción de  $t\bar{t}$ . El método combina la información del número de sucesos con uno o dos b-jets para calcular esta sección eficaz sin determinar la eficiencia de identificar un b-jet. Gracias a esto, la incertidumbre sistemática del análisis se reduce sustancialmente respecto a otros métodos de clasificación simple, debido a que es más robusto frente a variaciones de esta eficiencia.

El resultado obtenido es

$$\sigma_{t\bar{t}} = 246.8 \pm 9.2(\text{sis.}) \pm 6.6(\text{lumi.}) \pm 1.9(\text{stat.}) \text{ pb},$$

consistente con las predicciones NNLO y compatible también con otros estudios experimentales realizados.

# Bibliografía

- [1] Griffiths, D. *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook. Wiley, 2008. ISBN 9783527406012.
- [2] What do we already know? URL <http://cms.web.cern.ch/news/what-do-we-already-know>.
- [3] Martin, S.P. A Supersymmetry primer. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.*, 21:1–153, 2010. doi: 10.1142/9789814307505\_0001.
- [4] University of Glasgow :: School of Physics and Astronomy :: Particle Physics Theory. URL <http://www.physics.gla.ac.uk/ppt/bsm.htm>.
- [5] Melzer-Pellmann, I. and Pralavorio, P. Lessons for SUSY from the LHC after the first run. *Eur.Phys.J.*, C74:2801, 2014. doi: 10.1140/epjc/s10052-014-2801-y.
- [6] LHC Design Report - CERN Document Server. URL <https://cds.cern.ch/record/782076?ln=es>.
- [7] Magnetic field induced by the LHC dipole's superconducting coils. - CERN Document Server. URL <http://cds.cern.ch/record/841511>.
- [8] The CERN accelerator complex - CERN Document Server. URL <http://cds.cern.ch/record/1260465>.
- [9] Chatrchyan, S. et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [10] ATLAS Collaboration, T. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [11] 413235. ALICE: Technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN LHC. 1995.
- [12] *LHCb : Technical Proposal*. Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1998. URL <http://cds.cern.ch/record/622031>.

- [13] Collaboration, T.C. CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 34(6):995, June 2007. ISSN 0954-3899. doi: 10.1088/0954-3899/34/6/S01. URL <http://iopscience.iop.org/0954-3899/34/6/S01>.
- [14] CMS - Pixel Detector. URL <http://www.phy.olemiss.edu/HEP/cms/pixel/>.
- [15] Lenzi, T. and De Lentdecker, G. Development and Study of Different Muon Track Reconstruction Algorithms for the Level-1 Trigger for the CMS Muon Upgrade with GEM Detectors. *arXiv:1306.0858 [hep-ex, physics:physics]*, June 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1306.0858>. arXiv: 1306.0858.
- [16] Castaneda, A. Potential Impact of a New GEM-based Detector on CMS Triggering. *arXiv:1310.2074 [hep-ex, physics:physics]*, October 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1310.2074>. arXiv: 1310.2074.
- [17] Weiglein, G. et al. Physics interplay of the LHC and the ILC. *Phys.Rept.*, 426:47–358, 2006. doi: 10.1016/j.physrep.2005.12.003.
- [18] Beaudette, F. The CMS Particle Flow Algorithm. *arXiv:1401.8155 [hep-ex, physics:physics]*, January 2014. URL <http://arxiv.org/abs/1401.8155>. arXiv: 1401.8155.
- [19] New world record - first pp collisions at 8 TeV | CMS Experiment. URL <http://cms.web.cern.ch/news/new-world-record-first-pp-collisions-8-tev>.
- [20] Collaboration, T.C. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08004, August 2008. ISSN 1748-0221. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004. URL <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08004>.
- [21] Dobbs, M. and Hansen, J.B. The hepMC c++ monte carlo event record for high energy physics. Technical Report ATL-SOFT-2000-001, CERN, Geneva, Jun 2000. URL <http://cds.cern.ch/record/684090>. revised version number 1 submitted on 2001-02-27 09:54:32.
- [22] Brun, R. and Rademakers, F. ROOT: an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 389:81–86, 1997.
- [23] CMS Collaboration, T. Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. *JHEP*, 1401:163, 2014. doi: 10.1007/JHEP01(2015)014, 10.1007/JHEP01(2014)163.

- [24] Pape, L. and Treille, D. Supersymmetry facing experiment: much ado (already) about nothing (yet). *Reports on Progress in Physics*, 69(11):2843, 2006. URL <http://stacks.iop.org/0034-4885/69/i=11/a=R01>.
- [25] Bakhshiansohi, H. and Pape, L. *Search for new physics in same-sign dilepton channel using 35 pb-1 of the CMS data*. PhD thesis, IPM, Tehran, 2012. URL <https://cds.cern.ch/record/1476898>.
- [26] Stein, M. *Search for SUSY in Same-Sign Di-Lepton Events with the CMS Detector*. PhD thesis, Universität Hamburg, 2012. URL <http://cms.desy.de/e48945/>.
- [27] Collaboration, C. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker. *JINST*, 9(10):P10009, 2014. doi: 10.1088/1748-0221/9/10/P10009.
- [28] Alwall, J. et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 1407:079, 2014. doi: 10.1007/JHEP07(2014)079.
- [29] Olive, K. et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38:090001, 2014. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [30] Collaboration, C. Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross section in the dilepton channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. *JHEP*, 1402:024, 2014. doi: 10.1007/JHEP02(2014)024, 10.1007/JHEP02(2014)102.
- [31] TopLHC WG summary plots. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/TopLHCWGSummaryPlots>.
- [32] Erdmann, J. Measurement of the inclusive ttgamma cross section at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. *arXiv:1206.5696 [hep-ex]*, June 2012. URL <http://arxiv.org/abs/1206.5696>. arXiv: 1206.5696.
- [33] Collaboration, A. Measurement of the  $t\bar{t}$  production cross-section using  $e\mu$  events with  $b$ -tagged jets in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C*, 74(10), October 2014. ISSN 1434-6044, 1434-6052. doi: 10.1140/epjc/s10052-014-3109-7. URL <http://arxiv.org/abs/1406.5375>. arXiv: 1406.5375.
- [34] Collaboration, C. CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2013 Update. 2013.

- 
- [35] Lai, H.L. et al. New parton distributions for collider physics. *Phys.Rev.*, D82:074024, 2010. doi: 10.1103/PhysRevD.82.074024.
- [36] Czakon, M. and Mitov, A. Top++: A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders. *Comput.Phys.Commun.*, 185:2930, 2014. doi: 10.1016/j.cpc.2014.06.021.