

UNIVERSIDAD DE OVIEDO

1

2

5

6

7



- ³ Física del Bosón de Higgs en el experimento
- $_{4}$ CMS del acelerador LHC (CERN) a 13 TeV

Daniel Fernández Fernández

 $28~{\rm de}$ junio de 2017



8	UNIVERSIDAD DE OVIEDO
9	DEPARTAMENTO DE FÍSICA
10	GRUPO DE FÍSICA EXPERIMENTAL DE ALTAS ENERGÍAS



Física del Bosón de Higgs en el experimento CMS del acelerador LHC (CERN) a 13 TeV Grado en Física Daniel Fernández Fernández Tutores: Francisco Javier Cuevas Maestro José Enrique Palencia Cortezón de junio de 2017

Resumen

En el presente artículo describiré las Leyes de los Grandes Números y trataré 24 de explicarlas desde su historia hasta su formulación. No serán probadas matemáti-25 camente debido a la extensión de la demostración y que puede además consultarse 26 en diversos artículos de Estadística y Cálculo de Probabilidades. Sin embargo, el 27 eje central de este trabajo radica en una prueba experimental de las mismas, al 28 menos de la denominada Ley Fuerte, ya que presentaré los resultados obtenidos en 29 un experimento llevado a cabo por mi mismo durante largo tiempo. Experimento 30 que detallaré y analizaré en gran parte de este artículo, comprobando mediante una 31 gran muestra de personas si es correcta dicha ley. 32

33

Palabras clave: Ley Fuerte de los Grandes Números, Estadística, Probabilidad,
 Inferencia.

36

37

Abstract

En el presente artículo describiré las Leyes de los Grandes Números y trataré 38 de explicarlas desde su historia hasta su formulación. No serán probadas matemáti-39 camente debido a la extensión de la demostración y que puede además consultarse 40 en diversos artículos de Estadística y Cálculo de Probabilidades. Sin embargo, el 41 eje central de este trabajo radica en una prueba experimental de las mismas, al 42 menos de la denominada Ley Fuerte, ya que presentaré los resultados obtenidos en 43 un experimento llevado a cabo por mi mismo durante largo tiempo. Experimento 44 que detallaré y analizaré en gran parte de este artículo, comprobando mediante una 45 gran muestra de personas si es correcta dicha ley. 46

47

48 Keywords: Strong Law of Large Numbers, Statistics, Probability, Inference.

49

⁵¹ Índice general

1. Introducción 1.3.2. Sistemas de referencia 1.3.2.1.1. Partes de CMS: solenoide 1.3.2.1.2. Partes de CMS: tracker 1.3.2.1.3. 1.3.2.1.4. Partes de CMS: ECAL 1.3.2.1.5. Partes de CMS: cámaras de muones . . . 1.3.2.1.6. 1.3.2.1.7. Partes de CMS: trigger 2. Procesado de datos 2.1. Identificación Partículas 2.1.1.2.1.2. 2.2.1.1. 2.2.1.2.Reconstrucción de electrones 2.2.1.3.Reconstrucción de hadrones cargados Reconstrucción de fotones 2.2.1.4.2.2.1.5.Reconstrucción de hadrones neutros Reconstrucción de objetos físicos 2.2.1.6.2.2.1.6.1.Jet tagging

		2.2.1.6.2. Energía faltante transversa
		2.2.1.7. (Isolation
		2.2.1.8. Reconstrucción del vértice primario. Pile-up 46
	2.3.	Software empleado
	2.4.	Simulación de colisiones
3.	El b	bosón de Higgs en el Modelo Estándar 53
	3.1.	Preámbulo histórico
	3.2.	El mecanismo de Higgs
	3.3.	Búsqueda del bosón de Higgs 68
		3.3.1. Producción del bosón de Higgs en el LHC
		$3.3.1.1. Gluon fusion \dots 70$
		$3.3.1.2. Vector boson fusion \dots \dots$
		3.3.1.3. Higgs-strahlung
		$3.3.1.4. \text{Top fusion} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $
		3.3.2. Canales de decaimiento del bosón de Higgs
		3.3.2.1. Canal $H \rightarrow ZZ$
		3.3.2.2. Canal $H \rightarrow \gamma \gamma$
		3.3.2.3. Canal $H \rightarrow b\overline{b}$
		3.3.2.4. Canal $H \to \tau \overline{\tau}$
		3.3.2.5. Canal $H \rightarrow W^+W^-$
	3.4.	Fondo del canal $H \to W^+ W^-$ dileptónico
		3.4.1. $pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow 2l + 2\nu$
		3.4.2. $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 2W + 2jets \rightarrow 2l + 2\nu + 2jets \dots 78$
		3.4.3. $pp \rightarrow tW^{\pm} \rightarrow 2l + 2\nu + 1jet \ (al \ menos \ uno) \ \dots \ \dots \ 78$
		3.4.4. $pp \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow 3l + 1\nu$
		$pp \rightarrow ZZ \rightarrow 2l + 2\nu pp \rightarrow W\gamma$
		3.4.5. $pp \rightarrow Z + jets \rightarrow l^+ l^- + jets$
		$pp \rightarrow \gamma + jets \rightarrow l^+l^- + jets$ \Box
		3.4.6. $pp \rightarrow W + jets \rightarrow l \nu_l + jets$
		3.4.7. Otros fondos
	3.5.	Estatus de la física del Higgs
		3.5.1. Outlook \mathcal{O}
4.	Med	dida de sección eficaz de WW 🖸 85
	4.1.	Medida de la sección eficaz
	4.2.	Muestras de datos y de Mont <u>eca</u> rlo
	4.3.	Clasificaciones de eventos
	4.4.	Selección de objetos
	3.	2.3. 2.4. 3. El b 3.1. 3.2. 3.3. 3.4. 3.4. 3.5. 4. Mee 4.1. 4.2. 4.3. 4.4.

117			4.4.1. Eficiencias de b-tagging	91
118		4.5.	Selección de sucesos	94
119		4.6.	Estimación de fondos	98
120			4.6.1. Regiones de control: \boldsymbol{t} fondo . $\boldsymbol{\cdot}$	99
121			4.6.2. Regiones de control: $same - sign$ fondo	101
122		4.7.	Incertidumbres sistemáticas	102
123			4.7.1. Incertidumbres experimentales	102
124			4.7.2. Incertidumbres en la estimación de los fondos	104
125		4.8.	Resultados experimentales	105
126	5.	Seña	al $H \to WW^*$	109
127		5.1.	Muestras de datos y de Montecarlo	109
128		5.2.	Separando SM WW de $H \rightarrow WW^*$. \bigcirc	110
129		5.3.	Resultados experimentales	114
130	6 .	Con	clusiones	117
131	Bi	bliog	rafía	117

Desglose y motivación del trabajo

¹³³ ¿por que este trabajo, donde se enmarca, con que contendios o conocimientos?
¹³⁴ Objetivos, porque las divisiones del trabajo estan como estan. Porque escogerlo
¹³⁵ etc...

136 APARTADO 1

137 Introducción

"Where I work, we slam together small things to break them into even smaller things until we have the smallest things possible. This is how we know what matter is made of."

Paul Sorenson¹

¹⁴² 1.1. Física de partículas

Los griegos llamaron "átomo" al componente más pequeño del cual se componía toda la materia. Dos mil años después tras continuar la historia a hombros de gigantes como; J. J. Thomson, Ernest Rutherford, Nils-Bohr, James Chadwick, Wolfgang Pauli, Erwin Schrödinger, Werner Heisemberg, Enrico Fermi, ... que han aportado su granito de arena a la historia de la Física, llegamos a mediados del siglo XX, tras la segunda guerra mundial y la fisión del uranio en la bomba atómica.

149

141

Los físicos comprendieron que sus ideas iniciales, en las que toda la materia estaba conformada por protones, neutrones y electrones como partículas fundamentales, eran insuficientes para explicar los nuevos fenómenos y partículas que se estaban descubriendo. La Física comienza su auge en la exploración de las "piezas" que

¹Physicist studying Quark-Gluon Plasma with the Relativistic Heavy Ion Collider at Brookhaven National Laboratory.

resultan de la desintegración del átomo y se descubren hasta un par de centenas
de nuevas partículas, dando lugar a un caos que se ha calificado como el "particle
zoo". Un caos de partículas que a priori no tenían ningún orden.

¹⁵⁷ 1.2. El Modelo Estándar

Fue Murray Gell-Mann² quien puso orden en ese "particle zoo" introduciendo el concepto de "quark" y también se debe hacer mención a George Zweig³ quien a su vez sentó unas bases de ordenamiento similares a las de Murray. Ambos de manera separada fijaron lo que se ha llamado el Modelo Estándar tiempo más tarde pero sólo a Murray se le concedieron los honores del Nobel.

163

El Modelo Estándar de la física de partículas (**SM**) [1] comprende la teoría unificada de la interacción electrodébil y la cromodinamica cuántica. Un modelo de 1970 que describe los procesos correspondientes a las interacciones electrodébil y fuerte. Abarca de manera general las relaciones y propiedades de las partículas que conforman la materia.

169

Cada componente conocido del universo se sabe que está conformado por unos 170 pocos ladrillos llamados partículas fundamentales, gobernadas por cuatro fuerzas 171 fundamentales. El SM explica las relaciones entre ellas y tres de las fuerzas. También 172 explica de manera muy precisa todos los resultados experimentales y predice con 173 exactitud una gran variedad de fenómenos. Tras el paso del tiempo y muchísimos 174 experimentos físicos que lo corroboran, el SM se ha establecido como una de las 175 teorias físicas más completas y precisas de la historia. [2]. Los componentes del SM 176 se pueden ver en la Figura 1.2.1. 177

 $^{^2 {\}rm F}$ ísico estadounidense que estudió en Yale y en el MIT, ganó el premio Nobel de Física en 1969 por sus descubrimientos en física de partículas elementales.

³Físico estadounidense de partículas, aprendiz de Richard Feynman que introdujo de manera independiente de Murray Gell-Mann el modelo de quarks, el cual él llamó "aces".

De acuerdo al SM la materia está formada por partículas fundamentales que se llaman **Fermiones**, están regidos por la estadística de Fermi-Dirac y poseen spin semientero $\frac{1}{2}$ y las partículas mediadoras de sus interaciones se denominan **Bosones**⁴, están regidos por la estadística de Bose-Einstein y poseen spin entero 1 o 0 (en el caso del Higgs).



Figura 1.2.1: Esquema de las partículas que componen el SM [3]. Se agrupan formando una tabla, donde los quarks, leptones y bosones están representados como morados, verdes y rojos respectivamente. Con el último añadido a esta lista, el Bosón de Higgs en color amarillo.

A su vez y como se puede observar en la Figura 1.2.1, los Fermiones se dividen en dos grupos; los quarks y los leptones. De acuerdo al SM estas partículas se agrupan en tres familias, llamadas generaciones. Se encuentran ordenadas en tres columnas, una por generación, donde la masa aumenta de abajo arriba y según avanzamos de generación hacia la derecha.

 $^{^{4}}$ Hay que distinguir en el SM otro término; bosones de gauge, aunque por abuso de lenguaje se dice simplemente bosones, un bosón de gauge es un bosón que actúa como portador de una interacción fundamental de la naturaleza, el Higgs es un bosón pero no es de gauge.

1.2. El Modelo Estándar

En estas generaciones se puede ver una estructura repetitiva, como se aprecia en la Figura 1.2.1, de abajo a arriba en cada columna, se tiene un leptón sin carga, un leptón cargado y dos quarks de cargas de signo opuesto. Así mismo todos los Fermiones tienen su antiparticula⁵



Figura 1.2.2: Representación de las 3 generaciones y las interacciones que sufren las partículas constituyentes del SM [4].

Cabe destacar una segunda clasificación de acuerdo a las interaccione que sufren las partículas. Las tres interacciones o tres fuerzas del SM son la fuerte, la débil y la electromagnética. Todos los Fermiones sufren interacción débil, la interacción electromagnética la sufren todas aquellas partciulas que poseen carga eléctrica, los neutrinos son por tanto los únicos que no la sufren, y la interacción fuerte que la sufren únicamente los quarks. Como se puede visualizar en la Figura 1.2.2 y que se pasa a explicar a continuación.

⁵Partícula con propiedades físicas idénticas a la original excepto la carga eléctrica que es opuesta. Los neutrinos los cuales no poseen carga eléctrica, no tendrían entonces ninguna diferencia con los antineutrinos. Podrían ser por tanto sus propias antipartículas. Todas las antipartículas en este trabajo se representarán con una barra encima, ejemplo el atimuón será $\bar{\mu}$.

• Los **quarks** son las únicas partículas Fermiónicas que sufren interacción fuerte porque poseen carga de color (RGB) roja, verde o azul. Los quarks de la cúspide de cada generación poseen carga positiva $+\frac{2}{3}$ (en unidades de la carga del electrón e) y el otro quark situado debajo posee carga negativa $-\frac{1}{3}$. De esta forma, tenemos los quarks⁶ up, charm y top con cargas $+\frac{2}{3}$ y los quarks down, strange y bottom con cargas $-\frac{1}{3}$.

206

• Los leptones son las partículas que se encuentran una por generación. Poseen todas carga eléctrica negativa -1 y son neutros respecto a la interacción fuerte, ya que no poseen carga de color. Cada uno de estos leptones y en la misma generación, lleva asociado un neutrino. Así, tenemos que: el electrón *e*, el muón μ y el tau τ llevan asociados un neutrino cada uno: el neutrino electrónico ν_e , el neutrino muónico ν_{μ} y el neutrino tauónico ν_{τ} respectivamente.

213

Y finalmente fuera de los Fermiones, se tiene que exponer quienes son los "portadores" o mediadores de las interacciones, esas partículas son los Bosones.

• Los bosones de gauge son las partículas de color rojo en la Figura 1.2.1. 217 • Los bosones de gauge son las partículas de color rojo en la Figura 1.2.1. 218 Son el fotón γ , un bosón vectorial⁷ sin masa responsable de la interacción electro-219 magnética. Se trata de una partícula sin carga, ni eléctrica ni de color, que es su 220 propia antipartícula y que no interacciona consigo mismo.

También están los bosones W^{\pm} y el bosón Z^0 . Son bosones vectoriales masivos responsables de la interacción débil⁸. No poseen caga de color, por lo que no interaccionan fuertemente, y poseen carga eléctrica entera ±1 y 0 respectivamente. Se verá más adelante como estos bosones guardan una relación con el γ de acuerdo a la interacción electrodébil.

⁶El nombre de los quarks hace referencia a una manera rápida, arbitraria y sencilla de recordar una vez se iban descubriendo.

⁷Se trata de bosones que poseen spin igual a la unidad, en $\frac{\hbar}{2\pi}$, el bosón vectorial se considera como una partícula fundamental, es decir, no posee componentes más pequeños que la conformen.

⁸El nombre de la interacción débil proviene del hecho de que literalmente es una interacción menor en cuanto a rango de distancias se refiere comparada con las otras. Esto se debe en parte a que las partículas mediadoras de esta interacción son muy masivas.

También se tiene el bosón g o gluón, el mediador de la interacción fuerte. Se trata de un bosón vectorial que no posee carga eléctrica ni masa, sin embargo, posee carga de color y por duplicado, es decir, es bi-coloreado. Los gluones pueden sentir la interacción fuerte que ellos mismos portan, es decir, interaccionan consigo mismos. Esta particularidad del gluón da lugar al concepto llamado "confinamiento"⁹.

• El bosón de Higgs es la partícula de color amarillo en la Figura 1.2.1. Se trata de un bosón escalar¹⁰ masivo que no tiene carga eléctrica ni tiene carga de color. Interacciona con todas las partículas fermiónicas y con los bosones W^{\pm} y Z^{0} otorgándoles masa a través del mecanismo de Higgs. Este es el bosón central del presente trabajo y hablaremos en secciones posteriores de ello.

²³⁷ 1.2.1. Problemas teóricos no resueltos del SM

Es importante destacar que el SM pese a ser una teoría muy completa y precisa, hay aspectos que no explica. Es decir, es un modelo limitado. En lo que hoy día se denomina "beyond standard model" (**BSM**), pretende dar explicación a dichos problemas y se corresponde con la física más allá del modelo estándar tal como lo conocemos.

El problema de la cuarta fuerza; la interacción gravitatoria. El SM no incluye
los efectos gravitatorios y por tanto no puede aspirar a ser una Teoría de Gran
Unificación. Como la interacción gravitatoria es despreciable frente al resto
de interacciones en cuanto a partículas se refiere, se postula que existirá una
energía por debajo o del orden de la escala de Planck de 10¹⁹ GeV donde los
efectos gravitatorios si que sean relevantes. A la cual el SM pueda ser válido.

⁹El confinamiento de color o simplemente confinamiento es una propiedad exclusiva de las partículas que poseen carga de color. Lo que implica es que estas partículas no pueden estar aisladas y se las observa de tal manera que siempre están acompañadas de otras, dando carga blanca (la suma total de carga de color es nula). Esto da lugar a los hadrones (particulas no elementales conformadas por quarks, como el protón).

¹⁰Se trata de un bosón cuyo spin es idénticamente cero. El bosón de Higgs es el único bosón escalar del modelo estándar.

El problema de los parámetros; el SM posee una gran cantidad de parámetros referentes a las partículas los cuales se determinan experimentalmente y no salen directamente de la teoría como en una teoría de cuántica de campos.
En total, 19 parámetros libres incluyendo masas y constantes de acoplamiento. Esto hace que no pueda ser una gran Teoría de Unificación ya que no posee relaciones suficientes para determinarlos teóricamente.

• Otros problemas que no abordaremos aquí son la explicación de la materia y energía oscura, violación de la simetría carga-paridad (CP) y otros menos relevantes.

²⁵⁸ 1.3. Aceleradores y detectores de partículas

La linea de investigación que sigue la física de partículas en todos los experimentos es la siguiente; producción de colisiones, detección de sus productos finales, reconstrucción de los componentes de esos productos y el análisis de esos datos. En esta sección se va a tratar de exponer los aspectos instrumentales más relevantes en cuanto a la primera de las partes se refiere.

Para poner a prueba el SM o toda aquella teoría física, se hace necesario el posterior procedimiento experimental que lo corrobore, en el caso de la física de partículas, estos experimentos son llevados a cabo por grandes aceleradores de partículas. Sin ellos no se tendría el instrumental para poder descubrir nueva física o corroborar fenómenos teóricos. Por tanto, los avances en física de partículas están íntimamente ligados al uso de aceleradores. Tanto que la teoría y la experimentalidad se puede decir que van a la par, avanzando una avanza la otra.

272

Los aceleradores tanto lineales como circulares, hoy en día constituyen la herramienta mecánica fundamental en los descubrimientos de nueva física como se ha dicho antes. Consisten básicamente en alcanzar energías lo suficientemente altas como para que, al hacer colisionar dos partículas, se produzcan todos los procesos posibles en cantidades considerablemente grandes, que desencadenen nuevas partículas

²⁶⁴

y por tanto nuevos avances y fenómenos. Lo que se entiende por un proceso que sea cinematicamente posible. Esta energía condicionante para los descubrimientos de nuevos procesos se traduce como \sqrt{s} y se corresponde con la energía en centro de masas. Una mayor energía en centro de masas, en principio, implicará una mayor sección eficaz en los procesos de producción.

283

²⁸⁴ 1.3.1. LHC

En este caso, el acelerador de partículas de donde provienen los datos que se 285 usaran y es la mejor herramienta de trabajo, es el *"Large Hadron Collider"* (LHC) 286 [5] situado en los laboratorios del "European Organization for Nuclear Research" 287 más conocido como **CERN**¹¹, en la frontera franco-suiza. Es el mayor acelerador 288 circular de partículas del mundo, con 27 km de circunferencia y a unos 100 m bajo 289 tierra. Está diseñado para hacer colisionar haces de protones o iones pesados entre 290 sí. La energía (siempre hablando en términos de \sqrt{s}) en el 2016 fue de 13 TeV con 291 una luminosidad integrada $L = 36.8 fb^{-1}$. Donde se entiende por luminosidad como 292 uno de los parámetros fundamentales para caracterizar un acelerador de partículas 293 y se define como el número de colisiones por unidad de tiempo y área de colisión 294 de los paquetes de partículas que conforman los haces (de los que hablaremos más 295 adelante): 296

$$L = \int \mathcal{L}dt \tag{1.3.1}$$

²⁹⁷ donde $\mathcal{L} = f \cdot n \frac{N^2}{A}$ es la luminosidad instantánea con f la frecuencia de revolución ²⁹⁸ de los haces, n el número de paquetes por haz, N el número de partículas por pa-²⁹⁹ quete y A el área de colisión de los haces.

300

Todos los datos numéricos que se exponen y se expondrán del LHC están en los límites que el acelerador puede ofrecer, se prevé que su vida se prolongue 15 años más dando 14 TeV, el máximo de su capacidad.

¹¹www.home.cern/about

Como se sabe, el radio en un acelerador circular es un parámetro a tener muy en cuenta, ya que es necesario un mayor campo magnético para hacer que giren correctamente las partículas. En este caso en el LHC, el campo lo crean 9300 imanes superconductores enfriados con Helio cerca del cero absoluto y alcanza los 8,33 T. A estas energías se espera que se encuentre nueva física como ocurrió en el 2012 con uno de los descubrimientos más sonados en la ciencia, el bosón de Higgs.

311

El funcionamiento de los aceleradores de partículas es es siempre muy similar. 312 Para que las partículas alcancen las energías suficientes se utilizan "cavidades de ra-313 *diofrecuencia*¹² que consisten en alternar campos eléctricos en secciones contiguas 314 a frecuencias de centenares de MHz. Consiguiendo que las particulas que circulan 315 por el haz se coordinen con cada sección generando un momento eléctrico en la 316 dirección del desplazamiento. Es decir, sienten un momento causado por un campo 317 eléctrico a cada paso que avanzan por las distintas secciones produciendo un au-318 mento efectivo en la energía de las mismas, que se aceleran en cada tramo. 319

320

El LHC se nutre de otros aceleradores más pequeños que estaban ahí inicialmente buscando nueva física, entre ellos el *"Large Electron-Positron collider"* (LEP) cuyo hueco fue aprovechado por el LHC cuando dejó de funcionar en el 2000. Estos aceleradores más pequeños¹³ sirven para acelerar inicialmente las partículas y luego lanzarlas al LHC donde harán el recorrido completo de 27 km. Esto se llama inyección y básicamente consiste en darles a las partículas la suficiente energía como para que consigan en el LHC obtener 6,5 TeV por haz.

328

Este haz, contiene protones o iones pesados y están distribuidos en lo que se llaman *trains*, donde se empaquetan en *bunches* o agrupaciones de centímetros de largo (vagones) separados una distancia controlada entre si. A fin de conseguir finalmente que al chocar produzcan la mayor cantidad de colisiones aprovechables

¹²Esta parte se expone de manera muy breve, para obtener más información sugiero consultar https://home.cern/about/engineering/radiofrequency-cavities

¹³Dos aceleradores lineales llamados LINAC's, el Proton Synchrotron (PS) y el Super Proton Synchroton (SPS) son los aceleradores que nutren al LHC.

posibles. Este haz tiene que ser corregido constantemente debido a la interacción 333 de la gravedad con él, a la repulsión entre los propios protones haciendo que el 334 haz se expanda y tenga que ser colimado de nuevo y finalmente a que no existe un 335 vacío perfecto dentro de la llamada "pipa" o tubería donde circulan los protones. 336 Además hay que incluir aquí la radiación de sincrotón. Causando todo ello pérdidas 337 de energía y haciendo que un haz se degrade. Se puede obtener esta y mucha más 338 información en [6]. Y se puede ver en la Figura 1.3.1 los aceleradores del CERN y 339 los detectores que se verán a continuación. 340



Figura 1.3.1: Mapa de los aceleradores y detectores de partículas del CERN [7].

³⁴¹ 1.3.2. Los detectores

La herramienta que nos permite acelerar las partículas es el LHC, sin embargo, este sería inútil si no pudiéramos detectar los productos resultantes de las colisiones. Los detectores situados a lo largo de todo el recorrido del acelerador hacen esta función. Situados en lugares estratégicos de colisión de haces a lo largo de toda la circunferencia se especializan en distintas funciones, mejor dicho, cada detector está mejor dotado para registrar ciertos aspectos de los fenómenos tras las colisiones, aunque sus características base son las mismas.

350

Los dos haces de protón-protón recorren pipas distintas y en sentidos contra-351 rios y se les hace colisionar en cuatro puntos distribuidos por la circunferencia del 352 LCH, en esos puntos es donde se colocan individualmente los cuatro detectores más 353 renombrados que son CMS, ATLAS, ALICE¹⁴ y LHCb¹⁵. Cada uno de ellos 354 consiste en un experimento en sí mismo donde están asociados distintos grupos de 355 físicos experimentales por todo el mundo (se puede obtener mucha más información 356 en [8]). Otros detectores menos conocidos son TOTEM y MoEDAL. A continuación, 357 se hablará extensamente de CMS, de donde provienen los datos experimentales con 358 los que se hará el análisis en posteriores capítulos. 359

360 **1.3.2.1.** CMS

"Compact Muon Solenoid" cuyas siglas son (CMS) es uno de los dos detectores
de partículas de propósito general¹⁶ del LCH. Posee una forma cilíndrica con 21 m
de largo por 16 m de ancho con un peso aproximado de 14000 toneladas. Donde por
su eje central pasan los haces de protones que colisionan en su centro.

365

CMS está pensado fundamentalmente para explorar la física a las altas energías del LCH y fundamentalmente se basa en la detección de muones, los cuales son menos frecuentes que los hadrones que se forman en las colisiones de protones y suponen indicios de procesos electrodébiles.

³⁷⁰

 $^{^{14}}$ Está diseñado para el estudio de las interacciones fuertes y plasma de quarks y gluones en colisiones de iones pesados (plomo-plomo).

 $^{^{15}\}mbox{Dedicado}$ principalmente al estudio de la violación CP en la desintegración de mesones B.

¹⁶Cabe destacar que otros detectores son de carácter especifico como ALICE y LHCb diseñados para el estudio de procesos concretos. El otro detector de carácter general sería ATLAS y si bien sus objetivos son similares, el diseño y la tecnología empleada en ambos son completamente distintas, esto no tiene otro propósito que garantizar la reproducibilidad y confirmación independiente de los resultados de uno por parte del otro.

- Los principales objetivos o criterios que cumple este experimento son: 371
- 372 373

374

- Gran eficiencia en la detección de muones gracias a sus cámaras de muones (se verá más adelante), esto es de gran importancia ya que muchos procesos incluyendo posible nueva física llevan implícitos muones.
- Al igual que ATLAS, es un detector de carácter general, por tanto posee una 375 resolución alta en cuanto ardiciones de momento de partículas cargadas de 376 muchas energías distintas. 377
- Está dotado de un calorímetro electromagnético (se verá más adelante) opti-378 mizado para que se detecte con precisión la energía de las partículas cargadas. 379 Así como también la del fotón. 380
- Otra de las partes de las que está dotado, es el calorímetro hadrónico (se 381 verá en detalle más adelante) que lo capacita para asegurar que las partículas 382 hadrónicas y que estas no se escapen de una detección. 383

1.3.2.1.1Sistemas de referencia 384

Es necesario establecer un sistema de referencia de correctionadas canónico en 385 todo el experimento CMS para todos los sucesos y eventos. Por convenio para es-386 tandarizar medidas, la colaboración CMS ha establecido el siguiente sistema. 387 388

El origen de coordenadas se encuentra en el centro del detector, en el espacio 389 entre pipas donde ocurren las colisiones. El plano xy es el plano perpendicular al 390 haz y a las pipas, también llamado plano transverso (la base del cilindro). El eje 391 y apunta hacia arriba y el z es perpendicular al plano transverso y por tanto es 392 tangente a la circunferencia del propio LHC. Además, por convenio se establece un 393 sistema de coordenadas circulares o polares en el plano transverso, donde el ángulo 394 azimutal $\phi \in [0, 2\pi)$ medido desde el eje x y denotando la componente radial como 395 r. El ángulo polar $\theta \in \left[\frac{-\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right)$ medido desde la componente radial r. Dado este 396 sistema se define en el plano zr se define un parámetro fundamental en física de 397 partículas que es la pseudorapidez y se denota por $\eta = -Ln(tag(\theta))$, el momento 398

transverso $p_T = p \cos(\theta)$ que es la proyección del momento en el plano transverso y finalmente la energía transversa $E_T = E \cos(\theta)$ que es la proyección de la energía en el plano transverso. Puede verse la colocación espacial de los ejes en la Figura 1.3.2 en referencia al detector.

403

Aunque la información más relevante sobre el sistema de referencia está aquí plasmada, se recomienda consultar [9] donde se encuentra la descripción completa tanto de este apartado como de todo CMS y las partes fundamentales de su estructura que veremos en las siguientes páginas. Se puede ver en la siguiente Figura 1.3.2 una representación del detector y de las partes que se pasará a continuación a describir.



Figura 1.3.2: Esquema representativo de las partes fundamentales de CMS [10].

410 1.3.2.1.2 Partes de CMS: solenoide

Centrado en el interior del detector se encuentra el solenoide o el imán solenoi-411 dal, el cual genera un campo de 4 Teslas en la dirección del eje z y que le otorga el 412 nombre al detector. Puede verse colocado en color morado en la Figura 1.3.2 entre 413 el (HCAL) "Hadron Calorimeter" y las cámaras de muones. Ocupa un volumen 414 cilíndrico de 13 metros de largo por 6 metros de ancho. La utilidad fundamental 415 del solenoide es crear un campo magnético tal, que "curve" las trayectorias de las 416 partículas (tanto dentro como fuera de él, dando curvas ondulantes o hélices) como 417 puede verse en la Figura 1.3.3, proporcionando un método geométrico directo, sim-418 ple y efectivo para determinar el p_T . Teniendo en cuenta que la Fuerza de Lorentz 419 es la que actúa sobre las partículas, se puede ver que: 420

$$p_T = q \, R \, B \tag{1.3.2}$$

⁴²¹ Donde q es la carga en unidades de la carga del electrón, R es el radio del acelerador ⁴²² y B es el campo magnético y dado que en física de partículas la unidad de energía ⁴²³ es el eV o sus múltiplos, tenemos que al multiplicar por c los momentos la relación ⁴²⁴ clásica es:

$$p_T [GeV] = 0, 3 q[e] R[m] B[T]$$
(1.3.3)



Figura 1.3.3: Corte de CMS donde se muestran sus partes y las partículas que las atraviesan [11].

Como se puede observar en la Figura 1.3.3, el solenoide hace que las trayecto-425 rias de las partículas se curven (podemos ver distintos ejemplos de partículas con 426 las travectorias en colores). Esta Figura 1.3.3 sirve para ilustrar que no todas las 427 partículas atraviesan el detector, si no que se van quedando en las distintas capas. 428 Justificando que para ser un detector general posea todas las capas que iremos 429 describiendo y sea compacto, detectando así el mayor número posible de sucesos y 430 pudiendo identificarlos, en parte, gracias a la curvatura que les provoca el solenoide 431 en sus trayectorias. 432

433 1.3.2.1.3 Partes de CMS: tracker

El **tracker** o detector de trazas¹⁷ es la primera de las partes del detector que se utiliza para reconstruir de manera precisa las trazas de cada partícula que surge de cada colisión. Puede verse en color cyan en la Figura 1.3.2.

437

El fundamento básico de su funcionamiento es medir los radios de curvatura de las distintas trazas de las distintas partículas. Registra el paso de las partículas a través de un mallado muy denso de sensores (unos 75 millones) colocados muy cerca del punto de colisiones de tal manera que sin alterar prácticamente la trayectoria de la partícula, registrarán las pequeñas deposiciones de energía que la partícula deje cuando los atraviese.

444

Los sensores del tracker no permiten discernir entre los tipos de partículas que depositan energía en ellos. Por lo que se está obligado a emplear la resolución espacial para distinguirlas, en breves palabras, reconstruir especialmente esas deposiciones e intentar formar trazas completas. Por tanto, es imprescindible una gran densidad de sensores de un tamaño minúsculo (del orden de 100 por 150 μm) para que el tracker sea lo suficientemente efectivo. Se verá más adelante en las reconstrucciones esta parte mas detenidamente.

 $^{^{17}\}mathrm{Se}$ entiende por traza el rastro energético que deja una partícula.

El principio físico por el que se rigen los sensores del tracker es la interacción de las partículas con carga y los electrones propios del sensor, el cual es de silicio. Esta interacción con la materia fomenta los pares electrón-hueco creando una corriente que es directamente lo que se puede medir en realidad.

456

⁴⁵⁷ Se tienen entonces dos partes en el tracker; la primera el "*pixel tracker*", un de-⁴⁵⁸ tector (envoltorio) de **píxeles** de silicio de tres recubrimientos (capas superpuestas ⁴⁵⁹ apiladas) que se sitúan entre los 4 cm y 15 cm en dirección radial y de medio metro ⁴⁶⁰ de largo en el eje z. Cubriendo así la parte más cercana al haz.

La segunda el "strip tracker", un recubrimiento de strips o tiras también de silicio 461 conformado por 10 láminas que ocupan un ancho entre los 25 cm y 110 cm y de casi 462 tres metros de largo en el eje z. Con ello cubren hasta $|\eta| < 2.5$. Es evidente que 463 todas estas capas cilíndricas superpuestas poseen huecos en la zona de la pipa por 464 donde entra el haz y esta zona exacta no podrá medirse. De este modo una partícu-465 la de baja $|\eta|$ atravesará al menos tres capas de píxeles, dando tres señales en los 466 detectores de silicio y por tanto tres puntos con los que reconstruir la curvatura de 467 la traza. 468

469

Existen complicaciones, una denominada "*pile-up*". Es el fenómeno de producción de varias colisiones en un intervalo de tiempo muy pequeño. Esto sumado a la gran cantidad de protones en los vagones de cada haz hace que exista una alta densidad de varias colisiones, propiamente simultáneas, que registra el tracker como detecciones simultaneas. Acarreando problemas en la reconstrucción de trazas.

El fenómeno de *pile-up* ocurre de continuo ya que el LHC es un colisionador hadróni-475 co de gran luminosidad y por tanto en el choque de dos pulsos de protones ocurren 476 muchas interacciones. Otra complicación es la producción por colisión de partícu-477 las con una vida media larga o lo suficientemente longeva como para recorrer una 478 distancia suficiente antes de desintegrarse, es el caso de los τ y los quarks b. Estas 479 desintegraciones tardías causan vértices secundarios alejados del vértice principal 480 (creado por la primera desintegración que origina esas partículas de larga vida me-481 dia). 482

El tracker de CMS está preparado para observar y reconstruir con precisión las trazas de todas las interacciones cuando hay un alto *pile-up* y cuando ocurren vértices secundarios (por ejemplo de un b-jet). Pudiendo identificar todas las partículas reconstruyendo trazas, todos los vértices y discernir entre los electrones producidos mediante producción de pares de un fotón y los que son producto principal de una desintegración.

489 1.3.2.1.4 Partes de CMS: ECAL

El calorímetro electromagnético conocido por (ECAL) permite medir la energía de los fotones y en general de todas las partículas con carga producidas tras las colisiones. Se encuentra situado después del *tracker*, con un color agua verdoso en la Figura 1.3.2.

494

Empleado para medir y detectar todas aquellas partículas que interaccionan 495 electromagnéticamente, es decir, partículas con carga eléctrica o el fotón, como se 496 comentaba antes. Se trata básicamente de un centellador a unas escalas enormes. 497 El proceso de centelleo consiste en que una partícula ionizante produzca excitacio-498 nes de los electrones del material del centellador. La desexcitación como se sabe 499 produce emisiones de fotones¹⁸ en ciertas longitudes de onda y es lo que se co-500 noce como centelleo. Estas partículas ionizantes, en principio todas aquellas con 501 carga y el fotón, irán atravesando el material y perderán energía en cada interac-502 ción. Provocando que finalmente dejen señales en forma de deposiciones energéticas. 503 504

El ECAL de CMS lo conforman 80.000 de cristales translúcidos centelleantes de tungstenato de plomo ($PbWO_4$). Se trata de un material pesado ya que cada cristal tiene de masa 1,5 kg y sumamente denso. Su alta densidad es la característica fundamental junto con su transparencia los que los hace idóneos para el objetivo del ECAL, ya que emitirán luz en ráfagas de fotones rápidas, cortas y bien definidas que permiten finalmente un detector preciso, rápido y muy compacto.

¹⁸Cabe destacar que los fotones emitidos en el centelleo son amplificados con fotomultiplicadores especiales adheridos a los cristales y que están especialmente diseñados para soportar y funcionar bien en el seno del campo magnético del solenoide.



1.3. Aceleradores y detectores de partículas

El ECAL, al igual que se expuso con el *tracker*, puede considerarse dividido 511 en dos partes; el **barrel** y el **endcap**. La primera parte está en $|\eta| < 1,479$ y 512 se trata de un cilindro (de ahí su nombre) central formado por bloques en forma 513 de tiras estrechas de cristales. La segunda parte es una capa en 1,479 < $|\eta|$ < 514 3,00 de cristales anchos en forma de bloques alargados. Sin entrar en detalles, 515 esta construcción en dos capas proporciona al igual que en el tracker, una mayor 516 precisión en las medidas y una mejor reconstrucción espacial de las trazas a través 517 de las deposiciones energéticas como se comentaba antes. 518

519 1.3.2.1.5 Partes de CMS: HCAL

El calorimetro hadrónico conocido por (HCAL) permite medir la energía y el camino que han seguido los hadrones neutros producidos tras las colisiones (en combinación con el ECAL y el *tracker* lógicamente). Puede verse de color amarillo mostaza en la Figura 1.3.2 situado justo detrás y en el interior del solenoide.

524

⁵²⁵ Con un funcionamiento similar al ECAL (radiación ionizante produce en cente-⁵²⁶ lladores emisiones), el HCAL tiene como objetivo fundamental la detección y absor-⁵²⁷ ción de hadrones neutros, los cuales no interactúan en principio electromagnética-⁵²⁸ mente. Realmente lo que mide es energía y dirección, pero no de hadrones neutros, ⁵²⁹ si no de chorros hadrónicos conocidos como **jets** formados tras las colisiones o de-⁵³⁰ sintegraciones de partículas cuando los posibles quarks que se crean y se juntan ⁵³¹ formando hadrones, lo que se conoce por **hadronización**¹⁹.

532

El HCAL está constituido por un conjunto de capas de materiales centelleadores y materiales de alta densidad como latón²⁰, las partículas hadrónicas interactúan mediante interacción fuerte con el material de alta densidad y las partículas resultantes (cascadas de partículas) llegan al material centellador donde finalmente se detectan.

¹⁹Todos los quarks se hadronizan y no pueden observarse en libertad, como se comentó anteriormente, a excepción del Top que se desintegra antes por su vida media tan sumamente corta.

²⁰Como curiosidad, hay que mencionar que el latón y el bronce empleados en la construcción del HCAL de CMS han salido de la reutilización de más de un millar de recubrimientos de proyectiles de la armada rusa construidos para la segunda Guerra Mundial.

Como particularidad hay que añadir que el HCAL, posee dos "tapas" en las bases del recubrimiento cilíndrico, constituidas con los mismos materiales y del mismo modo. Lo que hacen es cerrar el cilindro casi por completo, proveyendo de una hermiticidad muy completa y compacta, pudiendo medir con precisión partículas que posean un alto momento longitudinal.

⁵⁴³ 1.3.2.1.6 Partes de CMS: cámaras de muones

Una de las partes más fundamentales y posiblemente de las más importantes en CMS son las cámaras de muones. Situadas en la capa más externa del detector, la más grande y gruesa. Se pueden ver en la Figura 1.3.2 de color rojo, blanco y naranja. Hay que mencionar que al encontrarse externas al solenoide, el campo magnético va en sentido contrario que en el interior de este. Provocando la curvatura de la trayectoria de los muones como se puede apreciar en la Figura 1.3.3.

550

Los muones son partículas con carga, pero aún dejando una traza en el *tracker* no interactúan lo suficiente con el detector como para que toda la energía que poseen se quede en los calorímetros. Por ello, para detectarlos bien, en CMS se instaló un sistema en la capa más externa especialmente diseñado para estas partículas. Al instalarse en la capa más externa se espera que las únicas partículas, al interaccionar poco con los calorímetros y que puedan entonces atravesar todas las demás partes, sean idealmente²¹ los muones.

558

El estudio de los muones es algo fundamental para entender los diversos fenómenos producidos durante las colisiones ya que son una fuente útil y simple de información directa sobre procesos del SM. Por ello, en CMS se hace especial interés en tener una de sus capas especialmente preparadas para detectarlos. Las cámaras de muones colocadas en la capa más externa hasta los 8 metros de radio están aisladas por un barril de hierro del resto del detector, ya que solo queremos detectar muones y cabe la posibilidad de que sin el hierro se escapen partículas hadrónicas del HCAL.

²¹Decimos idealmente siendo conscientes de que siempre existe la posibilidad y de hecho ocurre, de que otras partículas lleguen a esta capa externa o incluso la atraviesen sin interaccionar con nada como los neutrinos.



Están formadas por tres partes que pueden verse representadas en el esquema de la
Figura 1.3.4 sin la que sería muy difícil imaginarse su situación espacial.

Figura 1.3.4: Corte de las cámaras de muones diferenciando sus tres partes [12].

Las tres partes son DT (en color verde oscuro), RPC (en color rojo) y CSC 568 (en color azul oscuro) señalas en la Figura 1.3.4. Todas poseen un funcionamiento 569 básico similar a los detectores Geiger. Las cámaras de muones son cavidades que 570 contienen un cierto gas en su interior que se ioniza cuando una partícula con carga 571 las atraviesa, provocando una corriente eléctrica en su interior entre dos electrodos 572 de signos distintos (uno el gas y otro un conductor). La existencia de una diferencia 573 de potencial entre dos electrodos hace que los electrones se aceleren, estos a su vez 574 vuelven a ionizar nuevos átomos y sucesivamente hasta dar lugar a una corrien-575 te que se denomina corriente de avalancha. La cual se puede medir con aparatos 576 electrónicos más o menos sensibles. 577

578

Todas las partes están pensadas de acuerdo a detectar el mayor número posible de muones y dejando los menos resquicios posibles sin detección. Para ello, se ha estudiado que la distribución óptima de las cámaras de muones en CMS es una división en tres, cubriendo tres regiones de distintas $|\eta|$ con pinceladas de distinción entre la construcción de las mismas como se verá a continuación de manera resumida.

1. Los **DT**, siglas de "Drift Tubes", están situados en un cilindro (barrel) con $|\eta| < 1,2$ aproximadamente como se aprecia en la Figura 1.3.4, los muones con esa pseudorapidez son escasos en proporción al resto que llegan a las otras partes. Poseen una gran eficiencia, en contrapartida tienen un tiempo de reacción²² o tiempo muerto que es el mayor de las tres partes (≈ 180 ns).

- 2. Las CSC, siglas de "Cathode Strip Chambers", están situados como se puede apreciar en la Figura 1.3.4 entre $1, 2 < |\eta| < 2, 4$ con un tiempo de reacción menor. Les llegarán un número alto de muones aunque también mucho más ruido que a sus compañeras y el campo magnético que sufrirán las partículas no será uniforme. Por todo ello, el tiempo de reacción de las CSC es rápido << 180 ns.
- 3. Las **RPC**, siglas de *"Resistive Plate Chambers"*, están situados entre las otras 596 partes. Son un complemento a las otras dos, rodean a los DT y CSC, poseen el 597 tiempo de reacción menor y la menor eficiencia de todas las partes. Pero nos 598 proporcionan una respuesta rápida que nos da en tiempo una mayor precisión 599 de los muones, aunque la incertidumbre (debido a su baja eficiencia) en la 600 posición es mayor. No deja de ser un complemento a las otras partes que nos 601 permite discernir cuando hay ambigüedad entre partículas que llegan a las 602 cámaras de muones. 603

Los tres detectores o partes de las cámaras de muones envían la información al *trigger* (se expone a continuación) de manera separada, es decir, las DT y CSC por un lado y la RPC por otro, siendo esta última la que discierne cuando hay información inconexa y la que disparará rápidamente (debido a su tiempo de respuesta tan corto) el *trigger*.

 $^{^{22}}$ El tiempo de reacción es el tiempo que tarda el gas ionizado tras el paso de una partícula en volver a estar operativo para detectar más partículas. Este tiempo se puede controlar en dependencia del gas o material que se use para que sea ionizado.

609 1.3.2.1.7 Partes de CMS: trigger

El **trigger** es un dispositivo que permite, en tiempo real, identificar las colisio-610 nes asociadas a procesos importantes o reseñables, en función de lo que estamos 611 estudiando, sus características, fenómenos interesantes del SM, etc. Recogiendo los 612 datos totales y decidiendo guardar o almacenar solo aquellos que nos interesan. En 613 otras palabras es un filtrador de sucesos. Es completamente necesario ya que como 614 sabemos hay del orden de 10⁷ colisiones por segundo en LHC y CMS únicamente 615 puede almacenar datos con una frecuencia de unos 1000 Hz, es decir, no se pueden 616 guardar todos los sucesos y se recogen los que realmente son interesantes. Este fil-617 trado lo hace el triqger, reduciendo a unos miles de sucesos por segundo en vez del 618 orden millonario que teníamos antes. Para ello emplea una granja de más de 1000 619 ordenadores que analizan datos. 620

621

Todos los componentes citados con anterioridad de CMS responden a la detec-622 ción de casi todas las posibles partículas que se crean tras las colisiones. El problema 623 real que nos acontece es la gran cantidad de información que se produce en ellas 624 y que es físicamente imposible almacenarla toda. El trigger, como se comenta en 625 el anterior párrafo, nos resuelve este problema y sería la primera herramienta que 626 empleamos para seleccionar datos. Es evidente que queremos guardar los máximos 627 sucesos interesantes posibles dentro de las limitaciones físicas que tenemos, entonces 628 el trigger lo dividimos en dos partes o niveles. 629

1. El nivel 1 o (L1). Es el primer nivel de filtrado basado únicamente en pro-630 cesos automáticos extremadamente rápidos lo que le capacita para filtrar en 631 intervalos de 25 ns. Es sumamente rápido y nos permite en un primer vista-632 zo cuáles son las colisiones importantes, las cuales se guardarán y pasan al 633 siguiente nivel. Si no se activa el L1, los datos no pasan el filtro y la colisión 634 se descarta lógicamente. Cálculos simples e información en bruto recogida del 635 hardware de los calorímetros y las cámaras de muones, permiten al L1 ser tan 636 sumamente rápido filtrando datos. Reduciendo de primera mano en tres orde-637 nes de magnitud los eventos. Lo hace con mediciones directas, sin reconstruir 638

ni identificar partículas, de las cantidades físicas relevantes (ej: p_T o el número 639 de partículas). El nivel L1 lo constituyen tres subsistemas. En el ECAL y el 640 HCAL con el trigger de calorímetro y en las cámaras de muones con el trigger 641 *de muones* se filtran las informaciones recogidas de las propias subdivisiones 642 de cada una de sus posibles capas de detector²³. Esta información se procesa 643 independientemente por ambos y se combina en lo que se denomina (\mathbf{GT}) o 644 trigger global (el tercer subsistema) que ahora sí, decide si guardar o no un 645 evento en función de los resultados. Los eventos guardados pasan al siguiente 646 nivel del trigger. 647

2. El nivel superior o (**HLT**). Es el nivel siguiente al L1 y a donde llegan sus 648 datos guardados. Este segundo subsistema se divide en dos niveles, el L2 y el 649 L3 y están intimamente relacionados mediante secuencias comunes. Es decir, 650 ambos se aplican a lo mismo, en común y no están especializados en unos 651 eventos u otros. Sin embargo, el HLT al completo sí que subdivide sus rutinas²⁴ 652 especializando cada una de ellas en los distintos objetos físicos que ocurren 653 tras las colisiones. A saber, electrones y fotones, muones, jets (hadrónicos), b-654 jets²⁵ y finalmente τ -jets (producidos con un leptón τ en vez de un quark b). Si 655 el proceso no pasa el HLT, no se almacena habiendo pasado el L1 previamente. 656 Los datos que finalmente han pasado por las distintas rutinas, son conjuntos 657 de procesos que poseen algo en común al pertenecer a una misma rutina. Esos 658 procesos tendrán datos de fenómenos interesantes del SM o de otra nueva 659 física. Todos estos procesos se realizan a un nivel puro de software y serán 660 guardados en lo que se llama **Tier-0**, un centro de computación de CMS, de 661 forma permanente para que puedan ser posteriormente analizados. 662

 $^{^{23}}$ Esto se consigue subdividiendo a su vez cada uno de esos dos *triggers* en más partes y relacionándolos con las distintas capas que existan.

 $^{^{24}}$ Los datos que pasan el L1 se envían a diferentes procesadores que constituyen el HLT denominados trigger path donde cada uno de ellos emplea información recogida del L1 y la cruza con aún más información de los detectores e impone criterios de selección de eventos filtrando las muestras de datos. Como cada trigger path es independiente puede pedir distintos requisitos, es muy posible que un mismo suceso esté guardado en varios. Por lo que al final tendremos distintos conjuntos de sucesos donde en cada conjunto compartirán características.

 $^{^{25}}$ Los b-jets se separan casi siempre de los jets. Ya que tras un jet si se forma un quark b, este creará otro jet tras su desintegración. Produciendo un jet y un tiempo muy pequeño después otro jet dentro (se verá más adelante con detalle).

El resultado final es un conjunto de datos filtrados, ordenados de tal manera que si se estudia un proceso completo concreto, por ejemplo en el que intervengan dos leptones, se puede pedir datos que pasasen por un *trigger dileptónico*. De forma general se podrán pedir datos que hayan pasado tantos filtros como necesitemos.

El proceso completo de filtrado que sufren los procesos en el *trigger* es muy extenso y complejo, lo que se sale de esta introducción y no es el objetivo final del presente trabajo. Para obtener más información del *trigger* se recomienda consultar [13] de donde se ha sacado este pequeño resumen.

672 APARTADO 2

⁶⁷³ Procesado de datos

"I have to be where the best work can be done"

675

674

Carlo Rubbia¹

676 2.1. Identificación

Hasta este apartado se ha visto los componentes y el funcionamiento teórico y 677 mecánico del LHC y de CMS, ahora esta sección se centrará en el tratamiento de 678 los datos recogidos tras las colisiones. En esencia, analizar las señales eléctricas que 679 provienen en los distintos detectores, de las trazas de energía que dejan las partícu-680 las a su paso. El resultado final de este análisis será una reconstrucción de partículas 681 y reconstrucción de objetos físicos (más adelante se entenderá esta diferenciación). 682 Estas reconstrucciones son fundamentales, ya que sea cual sea el proceso que es-683 temos estudiando, lo hacemos a través de sus productos finales que son los que 684 realmente medimos. De tal forma que uno debe cerciorarse sin duda alguna de que 685 los productos finales, partículas estables o meta-estables, son realmente lo que se 686 espera que sean. El proceso de reconstrucción se realiza tras una toma de datos lo 687 que se conoce como offline y se realiza mediante simulaciones por ordenador. 688

¹Carlo Rubbia is an Italian particle physicist and inventor who shared the Nobel Prize in Physics in 1984 with Simon van der Meer for work leading to the discovery of the W and Z particles at CERN.

Las medidas directas tomadas en los detectores son fundamentales claramente, 690 pero no permite discernir entre que sea un evento u otro el que ha ocurrido ya que 691 muchos eventos dan lugar a los mismos productos finales, pueden ocurrir superpo-692 siciones u otros eventos que provengan de otras colisiones (*pile-up* comentado antes 693 y cual se amplía más adelante). Por ello, entran en juego las simulaciones las cuales 694 son la mejor forma de estudiar los comportamientos de muchos de los procesos que 695 ocurren tras las colisiones. Del marco teórico del SM se obtienen la forma de los 696 procesos que se van a estudiar, es entonces donde las simulaciones proporcionarán 697 una medida de contraste con los datos experimentales como veremos en las suce-698 sivas secciones. También se introducirán los tratamientos de datos necesarios para 699 poder reconstruir partículas de los datos medidos y sus propiedades junto con la 700 simulación de los procesos y las herramientas básicas para comparar éstas con las 701 reconstrucciones. 702

703

Hay que destacar que no solamente es interesante el proceso que se está estudian-704 do. De otro modo, no solamente se tiene que reconstruir y simular aquel fenómeno 705 concreto que se necesita, si no que también debe hacerse en el resto de partículas que 706 hayan surgido. Ya que como se verá, por ejemplo, la medida del resto de partículas 707 proporciona el cálculo de variables fundamentales como la energía faltante en la co-708 lisión debida a partículas "fantasma" que no se detectan. Estas partículas a través 709 de esa energía faltante pueden intuirse o inferirse y asumir que son la explicación a 710 ese defecto de energía. 711

712

Como se sabe del Apartado 1, los modernos detectores de partículas de física de altas energías están basados en el concepto de detector cilíndrico por capas que cubre todas las zonas posibles de la manera más compacta y eficiente. También se sabe que en torno al eje del haz, donde se producen las colisiones, se encuentran aglutinadas todas las estables y quasi-estables partículas tras su producción y que éstas diferentes especies interactúan de diferente manera, tanto entre ellas como con las distintas partes del detector.
721 **2.1.1.** Partículas

Empezando desde la zona de interacción cercana al eje del haz, todas las partícu-722 las entran primero al tracker, donde el primer término que se presenta es tracks o 723 trazas (definido con anterioridad) que siguen las partículas cargadas. El origen de 724 partida de las trazas partículas se denomina vértice y se reconstruye a partir de lo 725 que se llama rechits, en los subdetectores, que son pequeñas deposiciones de energía. 726 Todas las posibles señales que se puedan interpretar que provienen de la misma tra-727 za se denominan seeds. Y tras unos criterios de selección, las seeds que no provengan 728 de la misma traza se descartan (serán de otra traza). 729

La siguiente zona sería el ECAL donde los electrones y los fotones son absorbidos. 730 Las correspondientes cascadas de partículas son detectadas como *clusters*² en donde 731 la energía y dirección de la partícula estarán determinados. Los hadrones cargados 732 y neutros pueden interaccionar con el ECAL también y serán cosecuentemente ab-733 sorbidos por el HCAL posteriormente produciendo *clusters* de energía también. 734 Finalmente se tienen neutrinos y muones, que atraviesan todo el detector. Los pri-735 meros son indetectables y no dejan rastro alguno y los muones llegan a las cámaras 736 de muones donde producen hits que se unirán a los que produjeron en la parte 737 central del *tracker*. Se puede apreciar todo gráficamente en la Figura 1.3.3. 738

739

740 2.1.2. Objetos físicos

La aparente "simp dad" de la interacción de las partículas con CMS como se vio en el punto superior hace que a través de simulaciones con un algoritmo, como se verá en la siguiente sección, se puedan reconstruir. Tanto las partículas como los siguientes entes u objetos físicos:

Jets, están incluidos en las mediciones de los calorímetros, a veces superpues tos encima de otros depósitos de energía.

 $^{^{2}}$ Asociación de deposiciones próximas de energía dentro del calorímetro para formar una agrupación que en principio pertenece a una única partícula. Se aplican criterios en parámetros físicos que nos indican cuánto de probable es que una deposición sea de un cluster de otras deposiciones o no lo sea.

- 2. El tagging o etiquetado³ de los jets originados por leptones τ y por b-quarks, 747 se basa en las propiedades correspondientes a las trazas de las partículas 748 cargadas. El tracker, jugará un papel importante en esto. 749 3. La energía transversa perdida o MET, tras reconstruir todas las demás partícu-750 las y objetos físicos se puede reconstruir la energía faltante. 751 4. Aislamiento⁴ de los fotones y electrones puede ser medido en el propio ECAL. 752 Aunque su reconstrucción incluirá al HCAL también. 753 5. El *primary vertice* también puede incluirse como objeto físico ya que también 754
- ⁷⁵⁴ 5. El *primary vertice* también puède metalise como objeto fisico ya que también
 ⁷⁵⁵ se reconstruye. De forma resumida es el punto de colisión entre dos protones
 ⁷⁵⁶ y del que se verá una descripción más detallada en subsecciones posteriores.

757 2.2. El Particle-Flow

El simple y versátil diseño inicial de CMS cumple con con casi todas las propie-758 dades necesarias para una reconstrucción completa. A saber, un tracker granulado⁵, 759 un calorímetro electromagnético de grano fino, un calorímetro hadrónico hermético, 760 un gran campo magnético y un espectrómetro de muones muy preciso. Como re-761 sultado, los estados finales de las partículas surgidas de colisiones protón-protón en 762 el LHC pueden ser identificadas y reconstruidas con una eficiente combinación de 763 información recogidas en los subdetectores. El Particle-Flow Based Reconstruction 764 con siglas (**PFBRECO**) o simplemente como se le conoce *"Particle Flow"* o (**PF**) 765 es un algoritmo matemático de software desarrollado con ese objetivo. Identifica y 766 reconstruye todas las partículas resultantes de una colisión combinando la informa-767 ción recogida en los subdetectores. 768

³Hace referencia a la diferenciación entre los distintos jets asegurando de qué proviene cada uno.

⁴Lo que se conoce con el término de *isolated*. Cuando no hay otras trazas o energías que afecten a la reconstrucción de partículas u objetos se dice que está aislado. Existe un criterio que se verá más adelante.

 $^{^5{\}rm Gran}$ cantidad de sensores de muy pequeño tamaño con gran densidad que permiten un mallado muy fino y denso.

Fue desarrollado por la colaboración de CMS [14] y mejoró el anterior proceso 770 algorítmico que había. La descripción global del resultado final del proceso de re-771 construcción de PF consigue una significante diferenciación en las identificaciones 772 y reconstrucciones, entre otros de: un electrón y un muón, un jet y un decaimiento 773 τ hadrónico, y una evaluación de MET. También se verá como el PF está opti-774 mizado con distintos métodos para mitigar eficientemente las situaciones de alto 775 *pile-up*, identificando y reconstruyendo todas las partículas finales producidas. A 776 continuación de forma resumida se ven las partes y maneras de actuación del PF. 777

778 2.2.1. Reconstrucción con PF

El PF es un algoritmo de cadena que sigue los siguientes pasos por orden: reconstrucción de muones, reconstrucción de electrones, reconstrucción de hadrones cargados, reconstrucción de fotones, reconstrucción de hadrones neutros y reconstrucción de objetos físicos. Empleando para el siguiente paso todos los anteriores. Puede verse el diagrama de flujo en la Figura 2.2.1.



Figura 2.2.1: Diagrama de flujo del Particle-Flow.

784 2.2.1.1. Reconstrucción de muones

En CMS las partículas que más fácilmente se identifican son los muones. Los muones que se tienen, tras las colisiones a las energías de $\sqrt{s} = 13$ TeV, interactuarán muy poco con las primeras partes de CMS (podrían hacerlo en calorímetros) y dejarán toda o gran parte de su energía en las cámaras de muones. Dejando entonces sus trayectorias casi inalteradas al interactuar (únicamente al principio y al final del detector) y dejando poca energía en el resto de los subdetectores.

791

Teniendo en cuenta esto, los muones interacturán en el *tracker* y dejarán deposiciones en las cámaras de muones. Sabiendo además, como se comentó anteriormente,
que el campo del solenoide curvará las trayectorias de los muones en distintos sentidos. El PF determinará su traza con datos del *tracker*, datos de las cámaras de
muones y leyes físicas sobre electromagnetismo.

En esencia el PF será capaz de enlazar las deposiciones finales con las del principio prolongando la traza hacia "atrás en el tiempo", desde las cámaras hasta el *tracker* y hasta el *primary vertice*⁶ o (**PV**) de la colisión p-p.

800

Se tiene ahora que nombrar de manera genérica para todas las reconstrucciones de leptones el término mencionado anteriormente, "aislado" o *isolated*. En el PF se denomina **Particle Isolation** y por norma general es un concepto para fotones, electrones y muones. El cual se ve más adelante y en el que por ahora se hace suficiente saber que el PF guarda todas las reconstrucciones y a su vez en otra clasificación guarda la variable *isolated* de las partículas.

807

Una vez el PF ha identificado y reconstruido las trayectorias de los muones, se estiman consideraciones de las posibles contribuciones residuales que aún puedan quedar en el HCAL y ECAL para finalmente guardar los datos. Cada vez que el PF reconstruye y finaliza un paso, para realizar el siguiente, retira del conjunto de datos los que ya ha reconstruido.

 $^{^{6}}$ Se diferencia un vértice principal del resto de vértices, que serán secundarios, en las colisiones entre protones. Esto está relacionado con el *pile-up* como se puede imaginar. Se verá más adelante.

813 2.2.1.2. Reconstrucción de electrones

La siguiente de las partículas que reconstruye el PF son los electrones. Se puede decir que es la segunda partícula que mejor se detecta en CMS. A diferencia de los muones las señales que van a dejar serán los *rechits* y *super-clusters* en ECAL y trazas en el *tracker*. Y su reconstrucción junto con los muones ha de ser de la manera más eficiente posible ya que constituyen un ingrediente básico en la física de partículas y por ende en la búsqueda de nueva física. Estas dos reconstrucciones, electrones y muones, se denominan *clean channels* en los análisis.

821

Pero la identificación de los electrones no es tan directa como con los muones. Los electrones sufren *Bremsstrahlung*⁷ o radiación de frenado cuando interactúan con los componentes del detector. Esta radiación electromagnética causa la emisión de fotones, haciendo que los electrones pierdan energía y modifiquen ligeramente su trayectoria inicial. Lo que causa una alteración en su momento y en sus trayectorias, las cuales no serán helicoidales perfectas. Esto complica su reconstrucción.

828

El PF a través de muchos criterios y algoritmos internos como el GSF tracking, 829 que se salen del marco de este trabajo, consigue reconstruir electrones muy eficien-830 temente. Se requieren extrapolaciones de trayectorias lo suficientemente cerca del 831 primary vertice de colisión y al igual que ocurría con los muones el PF guardará el 832 isolated de los electrones. Ya que si provienen de un quark b o un c vendrán acom-833 pañados por muchas otras trazas de partículas y esto por lo general no interesa en 834 los análisis. Otro de los criterios más relevantes es una correlación entre la energía 835 E_T depositada en el ECAL y el momento transverso p_T que se mide en el tracker. 836 837

Anotación 1: Se entiende por jets hadrónicos a los chorros de hadrones que son
resultado de la hadronización de quarks que se producen tras las colisiones. Aquí
se incluyen los hadrones cargados y los hadrones neutros resultantes, los cuales son

⁷El Bremsstrahlung es una radiación electromagnética producida por la deceleración de una partícula cargada, como por ejemplo un electrón, cuando es desviada por otra partícula cargada, como por ejemplo un núcleo atómico.

⁸⁴¹ reconstruidos por separado como se verá en el PF a continuación.

Se sabe que los quarks no se observan en libertad, como se comentó en páginas 842 anteriores, debido al confinamiento y que tienden a hadronizarse (a excepción del 843 top) antes de desintegrase. Al hadronizarse casi instantáneamente cuando se crean 844 provocan chorros de partículas, que por su origen denominamos jets hadrónicos. Al 845 igual que los jets, se forman en un cono en una cierta dirección que es la inicial 846 que seguía el quark. Otro concepto importante es la energía de jet, la cual es 847 la suma de todas las partículas que lo conforman. Lo que cabría pensar ahora es 848 que tras esta suma se encuentra directamente la energía del quark inicial, pero esto 849 no es cierto. Solamente se recupera parte de esa energía debido a que la respuesta 850 de los detectores no es lineal, hay pérdidas mínimas y puede ser que no se recoja 851 o identifique todas las trazas que conforman un jet. Sin embargo en CMS todas 852 estas y más complicaciones han sido simuladas y existen algoritmos que permiten 853 reconstruir a partir de esta, la total del quark inicial de manera muy eficiente. 854

855 2.2.1.3. Reconstrucción de hadrones cargados

Así se llega al tercer paso. Donde se busca la reconstrucción de los hadrones cargados. Estos dejan sus trazas en el *tracker* y los *rechits* en el ECAL y el HCAL, como cualquier otra partícula con carga.

859

El PF los reconstruye a través de sus deposiciones de energía y las trazas del 860 tacker los hadrones cargados, retrocediendo en el tiempo la trayectoria del hadrón 861 hasta distancias muy próximas al primary vertice. En el ECAL y el HCAL se en-862 cuentran las deposiciones de energía denominadas clusters, de acuerdo a los criterios 863 físicos que emplea el PF en el p_T , se asocia las trazas del *tracker* con estas deposi-864 ciones. Posiblemente toda la energía que se le asocia al hadrón cargado no sea toda 865 la energía que existe en los clusters. Este exceso de energía se relaciona (si fuese 866 significativo) a la aparición de fotones en las hadronizaciones. 867

Una vez se han detectado los hadrones cargados el PF los guarda y los sustrae del total de datos dejando únicamente dos partículas por identificar.

870 2.2.1.4. Reconstrucción de fotones

Aún quedan por identificar dos tipos de partículas, los fotones y los hadrónes 871 neutros. El siguiente paso son los fotones, que únicamente con rechits interactúan 872 con el ECAL. El PF llegado a este paso habrá retirado de los datos todas aquellas 873 travectorias que han sido curvadas, el fotón con carga eléctrica nula, tendrá una 874 travectoria rectilínea desde el vértice de colisión. Su reconstrucción partirá de las 875 deposiciones de energía significativas en el ECAL (que serán las únicas que queden 876 en el ECAL) hacia atrás en el tiempo. Se recuerda que los fotones interactúan con 877 el ECAL debido a su interacción electromagnética con los componentes de los sub-878 detectores de cristal que lo conforman. 879

880

A los fotones también se les puede aplicar la variable isolated del mismo modo que a los muones o los electrones. Una vez se han reconstruido y registrado por el PF todos los datos, se sustraen dejando el último tipo de reconstrucción.

⁸⁸⁴ 2.2.1.5. Reconstrucción de hadrones neutros

La última partícula que identifica el PF es el hadrón neutro. El PF emplea los *rechits* que deja en el HCAL. Posee carga neutra por tanto su trayectoria no será curvada al igual que los fotones, por tanto se puede prolongar una trayectoria rectilínea hacia atrás en el tiempo hasta el *primary vertice* de la colisión. Empleando algoritmos de reconstrucción y basándose en que es la última de los datos para el PF, este asume que aquellas deposiciones (si son suficientemente significativas) que se encuentran en los subdetectores del HCAL se atribuyen a los hadrones neutros.

⁸⁹² 2.2.1.6. Reconstrucción de objetos físicos

Una vez se han identificado y reconstruido todas las partículas. Como se ve en la Figura 2.2.1 se puede ver que a raíz de ellas se reconstruyen principalmente tres objetos físicos. El aislamiento de muones, electrones y fotones es una variable directa que obtiene el PF, los otros dos objetos físicos son de los que se hablará a continuación.

$_{898}$ 2.2.1.6.1 Jet tagging

También conocido como etiquetado de los jets consiste fundamentalmente en decir de que partícula inicial provienen los jets. Por ejemplo de un quark b y serán b-jets.Los jets, como se explicó en varias ocasiones anteriormente, son chorros de partículas y para la física de partículas es fundamental el identificar el quark u otra partícula de la que provienen.

904

Los jets son reconstruidos con un algoritmo denominado *anti-k_t* (previo al PF), el parámetro de la distancia a la cual se forma medida desde el vértice, el agrupamiento de las partículas reconstruidas con el PF que pasan a denominarse (**PF jets**), las deposiciones de energía observadas en los calorímetros denominados (**Calo jets**) y teniendo en cuenta las partículas estables del generador de eventos⁸ excluyendo los neutrinos, denominadas (**Ref jets**).

911

En promedio se puede afirmar que: el 65% de la energía de un jet es debida a hadrones cargados, el 25% a fotones y el 10% restante a hadrones neutros. La eficiencia de identificar la partícula inicial en los jets se basa en la comparación de las fracciones de energía medidas por el PF con uno de los correspondientes Ref jet. Fundamentalmente se hace interesante conocer si provienen o no de quarks.

El etiquetado de jets en CMS no es una tarea sencilla pese a tener algoritmos muy potentes con este cometido y tampoco es muy eficiente. Pero es algo fundamental ya que concretamente en este análisis y en muchos otros ejemplos, se necesita el etiquetado de los quarks b, es decir *b-tagging*. Porque se hace necesario imponer, como se verá en este trabajo, que no se quiere ningún quark b y para ello es necesario saber cuales son de quarks b para su posterior descarte.

⁸En CMS existe un gran variedad de *"events generator"*. El propósito de estos es proporcionar de la manera más precisa posible de manera simulada y teórica de lo que ocurre en una colisión. Contienen tanto teoría como distintos modelos para dar con algoritmos una serie de aspectos físicos, tales como interacciones fuerte y débil, distribuciones de partones, parton showers (se verá más adelante) de estado inicial y final, interacciones múltiples, desintegración y decaimiento. En esencia, proporcionan partículas de referencia para que puedan ser usadas en una comparación.

Sin embargo en el caso de los quarks b y al igual que ocurre con los τ es que son casos particulares ya que en la reconstrucción se encontrará un jet inicial y dentro de ese, alejado un poco del primer vértice, otro. En las trazas, al prolongarlas, se verá que provienen de dos puntos alineados y espaciados una muy pequeña distancia. Debido a la hadronización inicial y al tiempo de vida de esas partículas antes de desintegrarse provocan un jet y dentro otro. El primero de los vértices se denomina principal y el siguiente se llama secundario.

932 2.2.1.6.2 Energía faltante transversa

⁹³³ Conocida como "missing energy transverse" o (MET) es una variable crucial en ⁹³⁴ la física de partículas. Se reconstruye haciendo una suma vectorial proyectada en el ⁹³⁵ plano trasverso de todas las partículas asociadas a un mismo vértice de colisión p-p. ⁹³⁶ Debido a la conservación del momento el total ha de ser cero puesto que los protones ⁹³⁷ en sentidos opuestos colisionan sobre el eje z (perpendicular al plano transverso). ⁹³⁸ Al tener que ser cero, se define la energía faltante como el opuesto del total, lo que ⁹³⁹ es lo mismo que la siguiente definición matemática para todas las partículas (i):

$$\overrightarrow{MET} = -\sum_{i} p_T(i) \tag{2.2.1}$$

Esto es algo ideal sobre papel con una conservación del momento. Existen va-940 rios problemas; el primero es un detector imperfecto que no es contra de asimilar 941 el cien por cien de los sucesos. Es inevitable el no poder "ver" lo todo aún sien-942 do partículas teóricamente detectables, las cuales se sumarán irremediablemente 943 a las que de por sí no se detectan. Por ello, ya tenemos una discrepancia con el 944 caso ideal. El segundo problema es que el detector no es capaz de detectar todas 945 las partículas, ejemplo de los neutrinos u otras partículas desconocidas, las cuales 946 pueden estar interaccionando débilmente afectando a las medidas. Otro de los pro-947 blemas es en la reconstrucción, pese a que el PF es eficiente no siempre reconstruye 948 todos los fenómenos, es decir existen las reconstrucciones deficientes de los sucesos 949 (son inevitables pese a mejorar el software y es debido por cuestiones físicas). 950

Todos estos y más problemas hacen que no se esté nunca en un caso ideal y la 952 reconstrucción de la energía faltante no sea tan simple. Cabe uno preguntarse ahora 953 como mejorar la estimación de la MET. Existen nuevos algoritmos que reconstruyen 954 esta variable a partir del PF y de implementar nuevos datos y estadísticas de tal 955 forma que den una muy buena estimación de la energía faltante. La explicación de 956 estos últimos algoritmos se sale del objetivo de este trabajo, sin embargo para esta 957 cuestión y entrar en más detalle en todos los aspectos de esta sección se recomienda 958 consultar [14], [15] y [16] de donde se han obtenido todos estos datos. 959

2.2.1.7. Isolation

Se define un volumen cónico en torno a la traza reconstruida de la partícula en el espacio de (η, ϕ) y se establece un límite máximo a la relación entre diferencias en ese espacio de tal forma que:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2} < 0.4 \tag{2.2.2}$$

donde el límite lo implementa el PF y es de 0,4. De manera simple, si dentro de ese
cono solamente se encuentra la traza de nuestra partícula, el PF la guarda y además
con la categoría de partícula *isolated*. Si no, el PF la guardará como la partícula
que es sin más. Se puede ver una representación del cono tomado en torno a un
muón en la Figura 2.2.2 siguiente⁹.



Figura 2.2.2: Representación del cono espacial tomado en torno a la traza de un muón para medir su *isolated*.

968

 $^{^{9}}$ Aunque hoy en día se sabe que no es el método más efectivo porque podrían escaparse gluones que al final no se tendrían en cuenta como energía.

Interesa en gran medida saber si los muones por ejemplo, se crean junto a jets o si crean *isolated*. La razón es simple, al poder distinguir unos de otros tendremos la certeza de si, en el caso de muones, provienen de desintegraciones de bosones (ejemplo el W) o si no están *isolated* que pueden venir de un quark.

Se define ahora la variable física *I* denominada *isolation*, la cual indica cómo de aislada se encuentra una partícula. Existen muchas definiciones y dependiente de la física que se está buscando se aplican unas u otras. Por ejemplo, se puede aplicar con un simple criterio numérico, si la partícula esta acompañada dentro del "cono" por un numero de partículas. Estableciendo un limite para que sea isolated o no.

Otra forma de medir la *isolation* es dividirla en tres componentes. Exigiendo que la energía y el momento detectados en un cono alrededor de los leptones, referidas al momento de este ultimo, cumplan la siguiente relación matemática:

$$R = \frac{I_{ECAL} + I_{HCAL} + I_{tracker}}{p_T} < 0.2 \tag{2.2.3}$$

983 donde cada I serian:

973

$$I_{ECAL} = \sum_{ECAL, \ \Delta R} |E_T| \tag{2.2.4}$$

$$I_{HCAL} = \sum_{HCAL, \ \Delta R} |E_T| \tag{2.2.5}$$

$$I_{tracker} = \sum_{trazas, \ \Delta R} |p_T| \tag{2.2.6}$$

donde ΔR hace referencia al límite que establece por ejemplo el PF de 0,4 definido arriba en 2.2.2. Los leptones que cumplan el criterio serán denominados *isolated*.

Esta relación se puede aplicarla a muones, electrones y fotones generalmente que son los que interesan y de los que se han ido explicando sus reconstrucciones.

989 2.2.1.8. Reconstrucción del vértice primario. Pile-up

Como se comentó anteriormente, la alta luminosidad de LHC provoca una gran densidad de choques entre protones en torno al eje central del detector en intervalos de tiempo muy pequeños. La interacción entre más de una pareja de protones lo denominamos *pile-up*. Esto sucede constantemente y a veces con una densidad enorme, lo que se conoce como *high pile-up* donde pueden aparecer tantas trazas y vértices de colisión como en la Figura 2.2.3 o más.

996

El *primary vertice* es la reconstrucción del punto exacto de la colisión entre dos protones. Al igual que la reconstrucción de trayectorias de partículas, el PF está capacitado para reconstruirlo. Se hace fundamentalmente extrapolando las trazas registradas en el *tracker* hasta que se corten por primera vez entre sí.



Figura 2.2.3: Reconstrucción de trazas con alto *pile-up* [17]. Los vértices están reconstruidos de amarillo y todas las trazas de todos los eventos en color verde.

De manera general debido a la alta luminosidad se crean una gran cantidad de vértices de interacción. Se designa por *primary vertice* aquel en el que la suma en p_T de las trazas asociadas es más alta. Esto es una elección que se le ha asignado al PF y es lógico si pensamos en términos energéticos ya que la interacción p-p será
la más "grande". Todos los vértices restantes al designado como *primary vertice* se
denominarán *pile-up vertice*.

1007

La información básica de reconstrucción de vértice primario es esta, aunque se recomienda consultar el siguiente articulo [18] de donde se han obtenido estos datos.

¹⁰¹⁰ 2.3. Software empleado

Los análisis en física de partículas son generalmente enormemente copiosos desde el punto de vista computacional. Necesitando a veces grandes cantidades de núcleos de procesadores para realizarlos. Para procesar los datos se emplea como lenguaje de programación básico C y C++ por ser una herramienta robusta de un carácter general y orientada a objetos. Otros como Python o R se suelen emplear como lenguaje complementario o auxiliar.

1017

En este análisis se ha empleado ROOT (Data Analysis Framework). Se trata de 1018 una herramienta desarrollada por el CERN que incorpora una serie de librerías de 1019 C y de C++. De otro modo, es un entorno de trabajo (basado en C++) que provee 1020 de las herramientas necesarias para realizar los análisis de física de partículas, ha 1021 sido desarrollado únicamente con ese propósito por lo que esta optimizado y funcio-1022 na eficientemente en ese aspecto. ROOT reúne distintos módulos o librerías que se 1023 complementan entre sí proporcionando funcionalidades genéricas especializadas en 1024 la física de altas energías. Como por ejemplo el realizar histogramas y representarlos 1025 en un entorno gráfico, ajustes estadísticos de datos, generadores de distribuciones, 1026 etc. ROOT también consta de un intérprete de C++ y de un compilador propio. 1027 Existe gran número de bibliografía y se remite a su página oficial para consultar más 1028 detalles [19]. Además se hace necesario otra herramienta para compartir de manera 1029 cómoda y eficiente programas y líneas de código. Para ello, únicamente mencionar 1030 que en este análisis se ha usado con ese fin *GitHub*. 1031

¹⁰³³ 2.4. Simulación de colisiones

En esta sección se expone brevemente como se realizan las simulaciones de las colisiones en el LHC. El uso de simulaciones es necesario y se podría decir que obligado, ya que en colisiones protón protón se encuentran procesos terriblemente complejos del SM que de manera analítica no pueden resolverse de manera exacta.

Las simulaciones se emplean fundamentalmente para obtener información añadi-1039 da a la hora de medir eficiencias y evaluar la cantidad de procesos **fondo**¹⁰ esperados 1040 que se tienen en la señal experimental. El problema radica al final, en un desconoci-1041 miento de distintos comportamientos que ocurren en cada colisión. Se puede ver la 1042 complejidad del detector y que no posee una hermeticidad completa en torno a las 1043 pipas del haz, el desconocimiento de la energía total de los partones¹¹, la presencia 1044 de partículas que interactúan débilmente y no se es capaz de detectar, etc. Estos y 1045 otros problemas añadidos hacen que para estimar los procesos fondo, reconstruir la 1046 masas invariante de las partículas, ... en física de partículas se está de manera obli-1047 gada a aplicar simulaciones, estimando cual tendría que ser el resultado y pudiendo 1048 compararlo con los datos obtenidos. 1049

1050

La simulación por excelencia suele ser el *Monte Carlo* o (**MC**) que en esencia es una técnica de reproducción de colisiones a partir de las distribuciones teóricas de los fondos esperados y las señales buscadas, simulando la respuesta del detector y reconstruyendo finalmente los sucesos de igual forma que los datos recogidos. Lo ideal con un MC es intentar reproducir de forma fidedigna un proceso concreto empleando la teoría y la interacción que ocurre con el detector.

¹⁰Se denominan procesos fondo o fondo de señal a todos aquellos procesos que pueden dar en los estados finales los mismos productos que el proceso que se estudia, provocando superposición de resultados iguales con procesos diferentes que no interesa en ningún concepto. Todos los procesos con estados finales iguales interferirán cuánticamente y hay que tenerlos en cuenta.

¹¹El nombre de "el partón" fue propuesto por Richard Feynman en 1969 como una descripción genérica para cualquier partícula constituyente del protón, del neutrón y de otros hadrones. Estas partículas han sido renombradas y hoy en día las conocemos como quarks (los quarks de valencia *uud*), gluones y quarks del mar (pares de quarks-antiquarks).

Esta simulación de MC se realiza en bloques separados, por simplicidad, de acuerdo a la física en una colisión p-p y donde en cada bloque se aplican distintos algoritmos de software. Los bloques son los siguientes:

1. **PDF** o Parton Distribution Functions. La estructura de partones de un nu-1060 cleón está más que probada en procesos como Deep Inelastic Scattering o 1061 (DIS) de protón protón que ocurren en el LHC. En DIS el poder de resolu-1062 ción que se consigue es suficiente para "ver" la estructura interna del nucleón. 1063 Así que, de manera simple, lo que ven los objetivos que colisionan son chorros 1064 de partones y cada uno portaría una fracción, X, del momento longitudinal 1065 total del protón. La función de distribución de los momentos de los partones 1066 en el protón se llama simplemente Parton Distribution Functions o (PDFs) 1067 (cuando no se considere la dirección spin de los partones). Estas funciones 1068 representan las densidades de probabilidad (normalizadas al número de par-1069 tones) para encontrar la fracción de momento X a la escala del cuadrado de 1070 la energía $Q^2(=-q^2)$ (donde q es el módulo del cuadrimomento transferido). 1071

10722. High-Q² Scattering o scattering fuerte o dispersión. En este segundo bloque1073se recoge la colisión entre uno de los partones de un protón y otro de los1074partones del otro protón, cada uno con una cierta, X, fracción del momento.1075Aquí se simula el proceso de interacción entre ambos con un event generator1076normalmente a distintos ordenes y con distintos algoritmos; MadGraph (a1077primer orden¹²) y POWHEG o aMC@NLO (a orden superior).

3. Las parton showers hacen referencia a las "cascadas de partones". Tras la interacción de los partones se pueden producir partículas con carga de color que pueden emitir gluones los cuales a su vez pueden interaccionar entre si (ya que tienen carga de color) provocando aún más gluones y lo que desencadena en el estado final una cascada de partones. Esto suele darse en órdenes superiores de diagramas de Feynman, lo cual representa que sin simulaciones sería muy difícil o imposible realizarlo analíticamente.

 $^{12}Leading \ Order$ o (**LO**) hacer referencia al primer orden en los diagramas de Feynman. También ordenes superiores *Next-to-leading-order* o (**NLO**) de diagramas de Feynman.

4. Hadronización. Tras las cascadas de partones, los productos finales (cuando 1085 estamos en el régimen de baja energía y no se pueden emitir nuevas partícu-1086 las) se hadronizan. La hadronización, como se mencionó anteriormente, es 1087 el nombre que recibe la unión de las partículas con carga de color entre sí 1088 para formar hadrones. Estos hadrones son estados ligados de partículas de 1089 carga de color que antes de desintegrase se juntan. Podría darse el caso de 1090 que las partículas con vidas cortas muy pequeñas se desintegren y formen de 1091 nuevo mas partículas adicionales. El simulador empleado en este bloque es 1092 generalmente PYTHIA. 1093

5. La desintegración de las partículas. Los productos finales son partículas y hadrones que en el estado final pueden, debido a vidas medias cortas, desintegrarse dando lugar a partículas adicionales en el detector aunque antes de llegar a las partes del detector debido a vidas medias extremadamente cortas podrían hacerlo. Por eso, en este último caso se implementa software estadístico que simula estas partículas adicionales.

1100

Anotación 2: El resto de los partones de los protones que interaccionan podrían hacerlo también dando lugar a procesos secundarios adicionales que no pertenecerían al scattering fuerte. Esto se denomina *suceso subyacente* y también está implementado en las simulaciones con por ejemplo *PYTHIA*.

1105

Anotación 3: Cabe mencionar la distinción de los procesos en dos partes: los su-1107 cesos a baja energía y los sucesos a alta energía. A baja energía se está con una 1108 interacción dentro del régimen no perturbativo de QCD, es decir cuando la constan-1109 te de acoplamiento fuerte α_s es alta, tiende a 1. A alta energía se estaría dentro del 1100 régimen perturbativo de QCD donde la constante de acoplamiento fuerte α_s es baja. 1111 Ahora, una vez realizadas las simulaciones de los bloques y obtenido principalmente el cuatro-momento de las partículas del evento, se necesita simular el detector.

Es decir, todo el detector CMS está recreado virtualmente y todas sus interacciones, capas, eficiencias, etc. En ese modelo enormemente completo del funcionamiento del detector se introducen las partículas simuladas anteriormente (supuestas teóricas ideales) reproduciendo la acción de CMS obteniendo una equivalencia de las medidas finales que se miden con él mismo de manera real. Se divide en dos partes:

1121

• La *full-sim* o la simulación completa. Con la cual se reproduce el detector por completo con todas sus partes, toda su estructura y todas sus interacciones con sus eficiencias. Para hacer esto se requiere un gran gasto en tiempo de computación. La simulación suele realizarse con *GEANT4*. Debido al gran gasto en tiempo de computación existe la otra parte.

1127

• La *fast-sim* o la simulación rápida, como su nombre índica es una simulación más rápida que su compañera. Es un gasto de simulación más pequeño y consiste en introducir variables generadas por variaciones estadísticas del comportamiento en las interacciones. No reproduce por completo el detector simplemente se ciñe a las interacciones del detector con la materia.

1133

Se denomina *gobal event simulation* al conjunto de todas las simulaciones realizadas con MC donde se incluyen los bloques de las colisiones de partones mencionados antes y la simulación completa del detector. Lo que en su conjunto proporciona el objetivo de los MC el cual se hablaba al principio.

1139 APARTADO 3

El bosón de Higgs en el Modelo Estándar

"In the beginning there was symmetry"

1143

Werner Heisemberg¹

¹¹⁴⁴ 3.1. Preámbulo histórico

El SM de física de partículas es una teoría cuántica de campos que describe tanto las partículas como sus interacciones, es decir, busca entender los constituyentes de la materia. Como se mencionó al inicio de este trabajo. Sin embargo hace relativamente poco tiempo que se planteó el explicar el origen de la masa de las partículas que describía.

1150

El concepto de masa fue introducido por Isaac Newton en su famosa ecuación F = ma para indicar lo que por entones era la "inercia" de un cuerpo, que es su resistencia a cambiar de estado de movimiento.



¹Werner Karl Heisenberg (1901-1976) was a German theoretical physicist and one of the key pioneers of quantum mechanics. Heisenberg was awarded the Nobel Prize in Physics for 1932. In his popular book "The Part and the Whole" (1969), Werner Heisenberg wrote: "In the beginning there was symmetry".

3.1. Preámbulo histórico

La masa m aparece como un atributo intrínseco de un objeto que se define operacionalmente². Esta es la definición de masa en objetos macroscópicos. En cambio en el SM la masa de las partículas es una propiedad que depende de la interacción de estas con un campo bosónico, que "rompe espontáneamente" la simetría electrodébil. El SM requiere de este mecanismo, que se irá desglosando a continuación, que rompe la simetría de manera espontánea y predice la existencia de una partícula escalar masiva, el bosón de Higgs H^0 , que completa el SM.

1161

De manera simple se puede decir que una simetría de un sistema está "es-1162 pontáneamente rota" cuando el sistema está en un estado en el que la simetría no 1163 es evidente. Un ejemplo macroscópico muy simple es el llamado; ruptura espontánea 1164 de simetría de una mesa redonda. Consiste en que cada comensal sentado en ella 1165 posee un vaso delante suya equidistante entre dos platos de dos comensales conti-1166 guos. Cuando un comensal elige un vaso, el de su izquierda o el de su derecha, todos 1167 los otros comensales por cortesía se ven obligados a hacer lo mismo. La simetría 1168 entre una mesa de "izquierda" o una mesa de "derecha" está rota espontáneamente 1169 una vez un comensal escoge un vaso. 1170

1171

Yochiro Nambu en 1960 y luego de nuevo Nambu con Giovanni Jona-Lasinioen 1172 1962 propusieron un mecanismo de formación de pares³ similar al de la supercon-1173 ductividad para dar masa a los hadrones, pero no en el marco de una teoría gauge. 1174 En 1962, por analogía con el efecto Meissner, Philip Anderson, un físico de materia 1175 condensada, mantuvo que también en teorías de campos la rotura espontánea de 1176 la simetría gauge llevaría a tener bosones gauge con masa. Pero el artículo de An-1177 derson usaba un lenguaje no familiar para los físicos de partículas y sus ejemplos 1178 concretos no eran relativistas. 1179

 $^{^2}$ Usando la misma ley de Newton para medir la mas
a de un cuerpo relativa a la de otro definida como unidad.

 $^{^{3}}$ El fenómeno de la superconductividad fue explicado por Bardeen, Cooper y Schrieffer en 1957 a través de la formación de un condensado de *pares de Cooper* (cada par consiste en dos electrones ligados que forman un quasi bosón).

Hoy en día el mecanismo de ruptura de simetría se conoce como el **mecanismo** 1181 de Higgs pero su nombre real debido a todas las contribuciones sería *El mecanismo* 1182 Nambu-Goldstone-Anderson-Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble. La prue-1183 ba del mecanismo, válido con teorías relativistas de campos cuánticos, fue dada 1184 en 1964 en tres artículos casi simultáneos e independientes: el primero de Francois 1185 Englert y Robert Brout, el segundo de Peter Higgs y el último de Gerald Guralnik, 1186 Carl Richard Hagen y Tom Kibble [22]. Por los dos primeros artículos, Englert y 1187 Higgs han recibido el premio Nobel en 2013 (Brout murió en 2011) [21]. En estos 1188 artículos, un campo bosónico elemental rompe la simetría espontáneamente por pri-1189 mera vez y solamente en el artículo de Higgs (de los tres), se mencionan algunas de 1190 las propiedades de la partícula asociada con el campo bosónico, el bosón de Higgs 1191 mencionado antes. Es por esto precisamente que es el nombre de Higgs el relevante 1192 y el que asocia con el mecanismo, el campo y finalmente el bosón⁴. Cabe destacar 1193 que en ninguno de estos artículos se aplicó el mecanismo al SM sino que fueron 1194 Weinberg y Salam tiempo después quienes lo hicieron 1195

1196

Llegados a este punto la física de partículas se encuentra con que la única manera de probar que es en verdad el mecanismo de Higgs el que opera en el SM para dotar de masa a las partículas era detectar el Boson de Higgs y se habla en pasado porque fue descubierto en el CERN en 2012 y por tanto, la confirmación del acto de la ruptura espontánea de simetría que define las partículas tal y como se conocen hoy día [20].

1203

Se debe, antes de continuar con el mecanismo de Higgs, aclarar que por ejemplo, la masa adquirida por el mecanismo de Higgs de los quarks $u \ge d$ de un neutrón o un protón⁵ sólo constituye aproximadamente un 2 % de la masa del hadrón.

 $^{^{4}}$ Como anécdota interesante se sabe que en 1993 el entonces Ministro de Ciencias británico ofreció una botella de champagne como premio a quien pudiera explicarle mejor el mecanismo de Higgs. Lo ganó David Miller del *University College*, quién ideó la analogía entre el condensado de Higgs y un salón lleno de físicos, al llegar una persona famosa como Einstein mucha gente se aglomerará a su alrededor tratando de verlo y esta ya no se desplazará sola sino como un grupo, con dificultad para cambiar su velocidad y adquirirá inercia, o sea masa. Una persona desconocida atravesaría la sala sin dificultad alguna ya que ningún físico se inmutará.

⁵Los hadrones comunes más conocidos y un sistema extremadamente complejo de entender

El porcentaje restante $\approx 98\%$ de la masa de los átomos y de toda la materia 1207 visible en general se debe a las interacciones de la (QCD) (Quantum Chromody-1208 namics). Dentro de un hadrón un quark interacciona con otros quarks, emitiendo 1200 gluones y pares quark-antiquark que se agruparán y se aniquilarán formando quasi-1210 bosones (similar a los pares de Cooper) y formando un condensado dentro del propio 1211 hadrón. Una mezcla, una nube de partículas e interacciones junto a un condensado 1212 de pares quark-antiquark que se crean y se destruyen. Y todo ello a la vez, com-1213 pensando los movimientos acelerados de los quarks de valencia del propio hadrón 1214 que causa de manera simple inercia, o sea masa que distinguiendola de la que causa 1215 el mecanismo de Higgs se denota como masa constituyente. Para los quarks $u \ge d$ 1216 esta masa constituyente es aproximadamente un tercio de la masa de un protón o 1217 un neutrón. Para los quarks más pesados la masa constiuyente es irrelevante ya que 1218 la masa generada por el mecanismo de Higss es mucho mayor [23]. 1219

1220

Anotación 4: Una teoría de campo gauge (o simplemente teoría gauge) es un 1221 tipo de teoría cuántica de campos que se basa en el hecho de que la interacción entre 1222 fermiones puede ser vista como el resultado de introducir transformaciones denomi-1223 nadas locales pertenecientes al grupo de simetría⁶ interna en el que se base la teoría 1224 gauge. Ahora se debe explicar que una transformación de gauge es una trans-1225 formación de algún grado de libertad interno, que no modifica ninguna propiedad 1226 física observable. También es necesario mencionar que un campo de Yang-Mills 1227 es un tipo de campo físico usado sobre todo en teoría cuántica de campos cuyo 1228 lagrangiano tiene la propiedad de ser invariante bajo una transformación de gauge 1229 local. Y finalmente un campo gauge es un campo de Yang-Mills asociado a las 1230 transformaciones de gauge asociadas a la teoría y que describe la interacción física 1231 entre diferentes campos fermiónicos⁷. 1232

debido a sus componentes y sus interacciones internas

⁶Un grupo de operaciones o transformaciones geométricas que deja invariante cierta entidad geométrica o entidad física. Concretamente, en mecánica cuántica y teoría cuántica de campos, el grupo de simetría se refiere al conjunto de transformaciones de coordenadas o transformaciones de gauge que dejan invariante el lagrangiano que define la evolución temporal de un sistema físico.

⁷Por ejemplo el campo electromagnético es un campo de gauge que describe el modo de interactuar de fermiones dotados con carga eléctrica.

¹²³³ 3.2. El mecanismo de Higgs

Las interacciones dentro del SM se describen mediante teorías gauge y se manifiestan a través del intercambio de partículas de spin entero, lo que se llaman bosones. Las interacciones electromagnética y débil hoy en día se pueden considerar unificadas en lo que se conoce como interacción *electrodébil* o *electroweak* (**EW**). Aunque se sabe que ambas interacciones a bajas energías se comportan de manera distinta, realmente esta unificación en una sola, hace que ambas se vean como dos aspectos visibles distintos de una misma teoría.

1241

1242 El Lagrangiano del SM puede escribirse de la siguiente forma:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{ferm} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{bos} \tag{3.2.1}$$

donde tenemos los términos referentes a los fermiones, interaccion gauge y bosones
gauge libres respectivamente. Escribiendo sus términos se tiene lo siguiente:

$$\mathcal{L} = \underbrace{\left[i\overline{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\phi - m\overline{\psi}\psi\right]}_{fermiones\ libres} - \underbrace{\left[e\overline{\psi}\gamma^{\mu}\psi A_{\mu}\right]}_{interaccion\ gauge} + \underbrace{\left[-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{A}^{2}A^{\nu}A_{\nu}\right]}_{bosones\ gauge\ libres}$$
(3.2.2)

El SM es una teoría gauge como se comentó antes, está basada en la simetría de los grupos $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, los cuales describen las interacciones fuerte, débil y electromagnética respectivamente. La simetría gauge se rompe en el vacío, lo que desencadena la *ruptura espontánea de simetría* (SSB) del grupo electrodébil al subgrupo electromagnético:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{SSB} SU(3)_C \otimes U(1)_{QED}$$
 (3.2.3)

En toda la formulación del SM no existe una elección concreta de la simetría del Lagrangiano que describe esta interacción electrodébil. Se puede demostrar que el mínimo grupo gauge que describe esta interacción es $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dentro del SM el \mathcal{L} , se puede probar que \mathcal{L}_{ferm} y \mathcal{L}_{gauge} son invariantes gauge, es decir son invariantes bajo transformaciones globales U(1):

$$\psi(x) \xrightarrow{U(1)} \psi(x)' \equiv e^{i\theta(x)} \cdot \psi$$
 (3.2.4)

pero el término de \mathcal{L}_{bos} referente a la masa; $\frac{1}{2}m_A^2 A^{\nu}A_{\nu}$ no es un invariante gauge.

De otro modo, el término cinético $\mathcal{L}_{kin} \equiv \frac{-1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x)$, contenido en \mathcal{L} , don-1258 de $F_{\mu\nu} \equiv \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{nu}A_{\mu}$ es el término de campo de interacción electromagnético. 1259 Con un término posible de masa del campo gauge $\mathcal{L}_m \equiv \frac{1}{2}m^2 A^{\mu}A_{\mu}$ también conte-1260 nido en \mathcal{L} , estará prohibido si se quiere que \mathcal{L} sea invariante gauge, porque violará 1261 la invariancia gauge y por lo tanto el campo del fotón es predicho que sea no ma-1262 sivo (haciendo m = 0 y ya será un invariante gauge). Experimentalmente se sabe 1263 que $m_{\gamma} < 6 \cdot 10^{-17}$ eV [24]. Es necesario para que \mathcal{L} sea invariante gauge lo sean 1264 todos sus términos. La posibilidad directa es que $m_A = 0$ implicando que todos los 1265 bosones gauge mediadores deben poseer masa nula. 1266

El problema directo radica en los bosones W y Z mediadores de la interacción electrodébil. Esta construcción implica bosones mediadores de masa nula a pesar de la evidencia experimental de que los bosones W^{\pm} y el bosón Z^0 son muy masivos. Esto a su vez se ve reforzado por que las interacciones débiles son de corto alcance, del orden de unos 10^{-17} m, lo que implica que los bosones portadores de dicha interacción deben ser masivos. Este hecho fue determinado experimentalmente al ser descubiertos en el experimento *SPS* del CERN en el año 1976.

La interacción electrodébil del SM surge de la invariancia de la teoría frente a transformaciones locales del grupo gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Donde L indica la asimetria entre las distintas helicidades de las particulas y donde la simetría gauge local del grupo $SU(2)_L$ se asocia a la conservación del isospin débil T y la cantidad conservada por el grupo gauge $U(1)_Y$ es la hipercarga Y.

1281

¹²⁸² Se puede comentar la relación existente entre la carga eléctrica Q con la tercera ¹²⁸³ componente del isospin T_3 es:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{3.2.5}$$

La exigencia de que \mathcal{L} y más concretamente del término de los campos sea invariante bajo transformaciones gauge locales definidas en $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ introduce de manera natural cuatro campos bosónicos sin masa $W^i_{\mu}(x)$, i = 1, 2, 3 campos gauge no masivos, asociados al grupo $SU(2)_L$ y $B_{\mu}(x)$ asociado al grupo $U(1)_{\gamma}$. Los campos físicos que resultan, correspondientes a los bosones gauge W^{\pm} , Z y al fotón, se construyen a partir de combinaciones lineales de los anteriores:

$$W^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1 \pm i W_2) \tag{3.2.6}$$

1290

$$Z = -\sin(\theta_W) \cdot B + \cos(\theta_W) \cdot W_3 \tag{3.2.7}$$

$$\gamma = \cos(\theta_W) \cdot B + \sin(\theta_W) \cdot W_3 \tag{3.2.8}$$

donde la mezcla entre los bosones neutros se expresa como una rotación del ángulo θ_W de los campos, denominado como ángulo de mezcla débil o angulo de mezcla. Se define en función de g y g' las constantes de acoplamiento, débil y electromagnética, de los grupos SU(2) y U(1), respectivamente:

$$\tan(\theta_W) \equiv \frac{g'}{g} \tag{3.2.9}$$

De manera natural la interacción electrodébil pasa a tener el siguiente Lagrangiano electrodébil:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{bosones} + \mathcal{L}_{fermiones} \tag{3.2.10}$$

donde $\mathcal{L}_{bosones}$ y $\mathcal{L}_{fermiones}$ son los Lagrangianos que describen los campos gauge bosónicos y fermiónicos respectivamente. Se encuentra entonces que según la teoría del SM, los bosones W^{\pm} , Z^{0} deben carecer de masa al ser combinaciones de campos sin masa y en la confirmación experimental tienen masa. Además existe un problema añadido, el introducir un término de masa en el Lagrangiano, como se vio antes, rompería explicitamente la simetría gauge haciendo la teoría no renormalizable.

1305

Esta discrepancia entre teoría y experimento puede reconciliarse mediante un proceso conocido como ruptura espontánea de la simetría electrodébil, un mecanismo llamado el **mecanismo de Higgs** que introduce un nuevo campo escalar complejo en el SM, conocido como campo de Higgs denotado por Φ y también introduce un bosón gauge no masivo A^{μ} , reformulando el lagrangiano del SM a:

$$\mathcal{L} = (D_{\mu}\Phi)^{*}(D^{\mu}\Phi) - \underbrace{(\mu^{2}\Phi^{2} + \lambda\Phi^{4})}_{V(\Phi)} - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$
(3.2.11)

donde la derivada covariante gauge es: $D^{\mu} = \partial^{\mu} + igA^{\mu}$ y donde se recuerda a g y g' como las constantes de acoplamiento gauge de SU(2) y de U(1), débil y electromagnética, respectivamente. De este modo al Lagrangiano \mathcal{L} que describe al sistema se le añade un término más, $V(\Phi)$, de la forma:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^{\dagger} \Phi - \lambda (\Phi^{\dagger} \Phi)^2$$
(3.2.12)

el cual es un potencial renormalizable y por tanto mantiene la invariancia gauge.

¹³¹⁷ Donde $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$. Como se puede ver el potencial posee una simetría bajo ¹³¹⁸ rotaciones en el espacio de ϕ . El potencial tiene la forma de "sombrero mexicano" ¹³¹⁹ como se puede ver en la Figura 3.2.1.

1320

1321

Añadir los comentarios extras del .pdf sobre nu y mu (pietro)



Figura 3.2.1: Potencial de Higgs o potencial de doble pozo en la teoría de campos con ruptura de simetría espontánea.

El campo Φ se transforma bajo $SU(2)_L$ como un doblete, por lo que posee cuatro grados de libertad, ϕ_i (el grupo está definido en \mathbb{C}) de la forma:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i \phi_2 \\ \phi_3 + i \phi_4 \end{pmatrix}$$
(3.2.13)

con una peculiaridad fundamental y es que está sometido a un potencial tal que una de sus componentes de campo posea un valor esperado distinto de cero en el vacío, v. Es decir; $V(v^2) = V_{min}, v \neq 0$ como:

$$\Phi_0 \doteq \langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0\\v \end{pmatrix} \tag{3.2.14}$$

seleccionando un estado concreto del vacío. La elección habitual es aquella con ϕ_3 sea no nula. El valor esperado del vacío se conoce como (**vev**) y podemos ver su representación en la Figura 3.2.2.



Figura 3.2.2: Valor esperado del vacío del potencial de Higgs

De acuerdo al mecanismo de ruptura de simetría se encuentra que los distintos bosones del SM adquieren masa mediante su interacción con el campo de Higgs. Concretamente los bosones W^{\pm} y Z^{0} adquieren masa absorbiendo uno de los grados de libertad del campo de Higgs (uno cada uno), mientras que el fotón sólo interacciona con las componentes que tienen valor esperado nulo, quedando desprovisto de masa. Se obtiene entonces como consecuencia que el último grado de libertad que queda, aparece como una partícula escalar; el bosón de Higgs, H.

1337

Para que se produzca la ruptura espontánea de la simetría es necesario que el valor esperado del campo de Higgs en el vacío sea no nulo. Como se acaba de ver no lo es. Sin embargo, de acuerdo a los parámetros μ y λ , se tienen infinitas soluciones tipo no nulas, en las cuales el módulo del campo de Higgs es común:

$$|\Phi|^{2} = \Phi^{\dagger}\Phi = \frac{\mu^{2}}{2\lambda} = \frac{v^{2}}{2}$$
(3.2.15)

por tanto hay degeneración en el estado fundamental y no se respeta la simetría del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. No obstante la simetría del grupo $U(1)_{em}$ sí se respeta. El valor de v será el que indique la escala de la energía a la que se produce la rotura de simetría electrodébil.

La ruptura $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \to U(1)_{em}$ se da cuando se selecciona un estado de vacío concreto y sabemos que el valor esperado del vacío v es:

$$v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} = \frac{2m_W}{g} = 246 \, GeV$$
 (3.2.16)

donde m_W es la masa del bosón W que veremos más adelante de donde proviene. Este valor del parámetro v determina y define la escala electrodébil como se comentó en las líneas superiores.

1352

Anotación 5: En física de partículas y física de la materia condensada, los bo-1353 sones de Goldstone son bosones que aparecen en modelos de teoría cuántica de 1354 campos con ruptura espontánea de simetría. Propuestos por vez primera en 1960 1355 por Yoichiro Nambu, estos bosones están asociados a generadores de la simetría 1356 rota. Pueden considerarse como excitaciones del campo en la dirección simétrica y 1357 carecen de masa, si la simetría espontáneamente rota no ha sido rota explícitamen-1358 te. El teorema de Goldstone indica que siempre que una simetría continua se 1359 rompe de forma espontánea, aparecen nuevas partículas escalares sin masa (o muy 1360 ligeras, si la simetría no es exacta), dentro del espectro de las posibles excitaciones. 1361 Existe una partícula escalar, denominada bosón de Goldstone, por cada generador 1362 de la simetría que se rompe, es decir, que no mantiene el estado de mínima energía. 1363 En las teorías con simetría gauge, los bosones de Goldstone son "absorbidos" por 1364 los bosones gauge. Estos últimos pasan a ser masivos y su nueva polarización lon-1365 gitudinal la proporciona el bosón de Goldstone. 1366

1367

El espectro de partículas físicas resultantes se construye realizando pequeñas oscilaciones en torno al vacío, realmente en torno al mínimo v, escrito como:

$$\Phi(x) = \Phi_0 + h(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{\frac{i\vec{\xi}(x)\cdot\vec{r}}{v}} \begin{pmatrix} 0\\ v+h(x) \end{pmatrix}$$
(3.2.17)

¹³⁷⁰ donde $\vec{\xi}(x)$ y h(x) son los campos correspondientes a los cuatro grados de libertad ¹³⁷¹ reales del campo Φ . Los tres campos $\vec{\xi}(x)$ son los bosones de Goldstone, de masa nula, que aparecen cuando una simetría que es continua es rota por el estado fundamental (véase teorema Goldstone Anotación 5).

1375

Hasta este momento se tienen cuatro bosones gauge (vistos antes: $W_{1,2,3}^{\mu}(x)$ y B^{μ}(x)) y cuatro escalares ($\vec{\xi}(x)$ y h(x)) todos ellos sin masa, lo que equivale a 12 grados de libertad (4 bosones vectoriales sin masa por 2 mas 4 escalares sin masa). Es en este momento donde el mecanismo de Higgs toma forma, y es que fue P. W. Higgs quien se dio cuenta y afirmó en sus artículos [21] que el teorema de Goldstone no puede aplicarse a teorías gauge. Pero puede esquivarse mediante una selección particular de la representación y escogiendo la siguiente transformación:

$$U(\vec{\xi}(x)) = e^{\frac{-i\vec{\xi}(x)\vec{\tau}}{v}}$$
(3.2.18)

¹³⁸³ de tal forma que el potencial Φ pasa a ser:

$$\Phi'(x) = U(\vec{\xi}(x))\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0\\ v+h(x) \end{pmatrix}$$
(3.2.19)

aplicando esta transformación se puede demostrar que los campos de Higgs no físi-1385 $\cos \vec{\xi}(x)$ desaparecen.

1386

Estas transformaciones tienen que aplicarse también al Lagrangiano tanto para bosones como fermiones:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{bos} + \mathcal{L}_{fermi} + \mathcal{L}_{sbs} \tag{3.2.20}$$

donde \mathcal{L}_{sbs} hace referencia al lagrangiano de (**sbs**) siglas de *spontaneously broken* symmetry: $\mathcal{L}_{sbs} = (D_{\mu}\Phi)^{*}(D^{\mu}\Phi) - V(\Phi).$ Los bosones W^{\pm} y Z adquieren masa absorbiendo uno de los grados de libertad del campo Φ que se acaba de eliminar, mientras que el fotón solo interacciona con las componentes que tienen valor esperado nulo, quedando desprovisto de masa dando que el vacío de la teoría debe ser eléctricamente neutro. El campo h(x) es un campo escalar que describe una partícula física bosónica masiva.

1396

Al final se tienen tres bosones gauge masivos W^{\pm}_{μ} y Z_{μ} , un bosón gauge sin masa A_µ y un bosón escalar con masa descritos por:

$$W^{\pm}_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^{1}_{\mu} \mp W^{2}_{\mu})$$
(3.2.21)

1399

$$Z_{\mu} = \cos(\theta_W)W_{\mu}^3 - \sin(\theta_W)B_{\mu} \qquad (3.2.22)$$

1400

$$A_{\mu} = sen(\theta_W)W_{\mu}^3 + cos(\theta_W)B_{\mu} \qquad (3.2.23)$$

Si ahora se expande el potencial de Higgs hasta segundo orden en h^2 se obtiene que:

$$V = V_0 + \frac{\mu^2}{2}(2vh + h^2) + \frac{\lambda}{4}(4v^3h + 6v^2h^2) = V_0 + \lambda v^2h^2$$
(3.2.24)

¹⁴⁰³ y el lagrangiano pasa a ser el siguiente:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{kin} + \frac{g^2 v^2}{2} A_\mu A^\mu - \lambda v^2 h^2 + \mathcal{L}_{int}$$
(3.2.25)

donde \mathcal{L}_{int} hace referencia al lagrangiano de las interacciones gauge.

1405

Se encuentra en el término $\lambda v^2 h^2$ la masa de una partícula escalar asociada a h(x), el boson de Higgs. El campo h(x) pasa a denominarse el campo de Higgs y la masa de esa partícula bosónica escalar es:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v \tag{3.2.26}$$

donde v se puede ver como $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV donde G_F es la constante de acoplamiento de Fermi, la cual puede medirse con gran precisión a través del proceso de desintegración de un muón como $\mu \to \nu_{\mu} \overline{\nu_e} e$. ¹⁴¹² Nótese que λ no está predicha y por tanto la masa del bosón de Higgs m_H es ¹⁴¹³ un parámetro libre en el SM.

1414

El resto de las masas de los bosones vectoriales se obtienen por el acoplamiento del potencial de Higgs en el vacío como:

$$\left(\frac{g}{2}\vec{\tau}W^i_{\mu} + \frac{g'}{2}B_{\mu}\right)\Phi_0 \tag{3.2.27}$$

¹⁴¹⁷ de tal forma que el lagrangiano del Higgs resultante:

$$\mathcal{L}_{H} = \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_{\mu}^{3} + g'B_{\mu} & g(W_{\mu}^{1} - iW_{\mu}^{2}) \\ g(W_{\mu}^{1} + iW_{\mu}^{2}) & -gW_{\mu}^{3} + g'B_{\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^{2}$$
(3.2.28)

en términos de la física de los bosones W y del Z se tiene que:

$$\left(\frac{gv}{2}\right)^2 W^+ W^- + \frac{v^2}{8} Z^0 Z^0 \tag{3.2.29}$$

donde $Z^0 = -gW^3_{\mu} + g'B_{\mu}$ y donde se pueden identificar las masas de los bosones vectoriales en los siguientes términos:

$$m_W = \frac{vg}{2}$$
 $m_Z = \frac{v\sqrt{g^2 + {g'}^2}}{2}$ (3.2.30)

se ve como el acoplamiento con el fotón $A_0 = gW^3_{\mu} + g'B_{\mu}$ con Φ_0 es cero. Cabe mencionar que todas las partículas se acoplan en mayor o menor medida al Higgs de acuerdo a sus masas incluyendo su autoacoplamiento $(H^* \to HH)$ donde * indica partícula virtual⁸.

⁸En física de partículas, una partícula virtual es una partícula elemental que existe durante un tiempo tan corto que debido al principio de indeterminación de Heisenberg no es posible medir sus propiedades de forma exacta. El término "partícula virtual" se utiliza en contraposición a "partícula real" para explicar las infracciones que aquella parece cometer contra las leyes de conservación durante sus interacciones.

Al romper espontáneamente la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ separando la interac-1425 ción débil de la electromagnética $U(1)_{em}$ también se dota de masa a las partículas 1426 fermiónicas del SM, ϕ_f mediante lo que se conoce como la interacción Yukawa para 1427 fermiones con el campo de Higgs. Acortadamente acomplamientos de Yuakawa. De 1428 manera análoga con los bosones gauge se consigue explicar a través de a ruptura 1429 de simetría las masas de todos los fermiones, en este proceso intervienen nuevas 1430 constantes de acoplamientos que también serán parámetros libres como la λ . Se 1431 pueden ver de manera detallada en [25] donde también se pueden ver ampliaciones 1432 del mecanismo de Higgs y los bosones descritos antes. La masa de los fermiones es: 1433

$$m_f = \frac{G_F v}{\sqrt{2}} \tag{3.2.31}$$

Se puede resaltar que la determinación de la masa del bosón de Higgs no explica directamente las masas fermiónicas ya que dependen de ciertos parámetros libres como se comentaba en líneas superiores. Dejándolas como parámetros de la teoría que se deben medir experimentalmente. Del mismo modo, se deduce el valor de los acoplamientos del bosón de Higgs con los bosones y fermiones, los cuales son proporcionales a estos parámetros libres y a las masas de las propias partículas que intervienen.

1441

Se tienen entonces todos los ingredientes necesarios para describir la interacción electrodébil definida también de manera precisa en el marco de la teoría cuántica de campos. Se vio antes como nuestro marco teórico implica la existencia de bosones mediadores de las interacciones masivos, W^{\pm} y Z. Finalmente además el mecanismo de Higgs provee con una muy precisa predicción para las masas de estos en relación al valor esperado del vacío con la interacción de un campo escalar.

1448

Los números experimentales de las masas de los bosones son los siguientes:

1450

$$= 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}$$
 $m_W = 80,425 \pm 0,034 \text{ GeV}$

¹⁴⁵¹ a partir de estos valores experimentales se obtiene que:

 m_Z

1452
$$sin^2(\theta_W) = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} = 0,222$$

la constante de acoplamiento G_F puede obtenerse a través de unas aproximaciones a través de estos valores experimentales, en el decaimiento del muón y conocida la vida media del quark τ . Con todos estos valores se puede dar una aproximación también de la constante de estructura fina $\alpha = 1/137$ de manera aproximada.

Como colofón se puede afirmar que el mecanismo de Higgs es uno de los hitos 1458 más importantes en el Modelo Estándar y en la física de partículas en general. Da 1459 una explicación a como las partículas adquieren masa y hasta ahora no se ha pro-1460 puesto otro mecanismo tan preciso y probado que sirva de alternativa. Como se 1461 comentará a continuación la prueba de la existencia del bosón de Higgs, probando 1462 la existencia del campo de Higgs, supone un triunfo mayúsculo del SM. Concreta-1463 mente de la unificación electrodébil, de los constituyentes de la materia y de sus 1464 acoplamientos entre sí. 1465

1466

¹⁴⁶⁷ 3.3. Búsqueda del bosón de Higgs

El LHC se diseñó, entre otros propósitos⁹, para explorar las escalas de energía de los TeV y tratar de encontrar el bosón de Higgs que otros aceleradores como LEP o Tevatrón no pudieron hacer principalmente por el problema de la energía en centro de masas. Estos aceleradores iniciaron el camino de exclusión de regiones de energías donde no hay Higgs del SM dando un intervalo de donde sí puede haberlo $m_H < 158 \text{ GeV} \text{ o } m_H > 175 \text{ GeV}$. De existir el bosón de Higgs estaría entre esos valores de masa.

1475

Así fue, el 4 de Julio de 2012 los grupos experimentales de los experimentos ATLAS y CMS informaron de su trabajo en el LHC en el CERN anunciando el descubrimiento de una notable nueva partícula (estos resultados se pueden consultar en [20] y [26]). A finales de 2012 se confirmó la existencia del bosón de Higgs.

⁹Estudios de precisión de la física del SM, dilucidar el mecanismo de ruptura espontánea de simetría, evidencias de física más allá del SM como; partículas supersimétricas, la búsqueda de agujeros negros microscópicos, neutrinos de Majorana, la búsqueda de materia oscura, etc.

¹⁴⁸⁰ 3.3.1. Producción del bosón de Higgs en el LHC

¹⁴⁸¹ En la siguiente Figura 3.3.1 pueden verse las secciones eficaces de las distintas ¹⁴⁸² producciones para las energías en centro de masas y la masa del Higgs.



Figura 3.3.1: Arriba se ve la sección eficaz de producción en función de la masa del bosón de Higgs en el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV. Abajo se puede ver la sección eficaz de producción de cada una de las producciones posibles del Higgs en el LHC para una cierta \sqrt{s} dada [27].

Los procesos de producción del Higgs (los cuales se ven en colores en la Figura 3.3.1) se irán viendo a continuación con sus diagramas de Feynmann.

¹⁴⁸⁵ 3.3.1.1. Gluon fusion

El proceso de creación de Higgs dominante en el LHC como se puede observar en azul oscuro en la Figura 3.3.1 es el conocido como gluon fusion o (**ggf**), el cual domina para todas las posibles masas del bosón y para todas las energías \sqrt{s} . Se trata del proceso $gg \xrightarrow{ggf} H$ generado por lazos triangulares de quarks pesados (en el SM fundamentalmente el top ya que el quark *b* contribuye menos de un 10%).



Figura 3.3.2: Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con ggf a través de quarks pesados.

1490

¹⁴⁹¹ 3.3.1.2. Vector boson fusion

El segundo proceso de creación de Higgs más abundante e importante en el LHC es el denominado vector boson fusion o (vbf). Se puede observar de color rojo en la Figura 3.3.1. Como su nombre indica consiste en una fusión de bosones vectoriales W o Z (a veces para englobarlos a ambos se emplea V) creados por el scattering elástico de dos quarks (o antiquarks). Estos bosones mediadores radian un Higgs cuando se fusionan y el proceso siempre va acompañado de dos jets debido a los quarks. El proceso es $q\bar{q}' \xrightarrow{vbf} H + jets$



Figura 3.3.3: Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con vbf a través de un scattering de quarks.
1499 3.3.1.3. Higgs-strahlung

Otro de los procesos de producción es el asociado a los bosones W y Z denominado **Higgs-strahlung** por la similitud con el Bremsstrahlung de los electrones. Puede verse de color verde claro y verde oscuro (en dependencia si es un W o un Zel que acompaña al H) en la Figura 3.3.1. El proceso es el siguiente $q\bar{q}' \rightarrow WH + X$ y $q\bar{q}' \rightarrow ZH + X$. Es importante en casos de baja masa como se puede sacar en conclusión al observar la parte de arriba de la Figura 3.3.1. El diagrama de Feynman asociado sería el siguiente:



Figura 3.3.4: Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con Higgsstrahlung.

1506

1507 **3.3.1.4.** Top fusion

Este proceso denominado top fusion o (**ttH**) se corresponde con el color morado en la Figura 3.3.1, es importante a bajas masas del bosón de Higgs $m_H < 125$ GeV. Se trata del siguiente proceso: $gg \rightarrow t\bar{t}H$. Consistente en la generación del Higgs por fusión de dos quarks top creados por dos gluones.



Figura 3.3.5: Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con top fusion.

1511

¹⁵¹² Se puede reseñar que el ttH rivaliza con bbH al igual que ocurría con el ggf si ¹⁵¹³ son tres quarks pesados top o tres bottom. El proceso es el mismo pero en lugar ¹⁵¹⁴ de tener fusión de top se tendría fusión de quarks b. Este proceso bbH puede verse ¹⁵¹⁵ de color rosa en la Figura 3.3.1 pero no es un medio importante de producción de ¹⁵¹⁶ Higgs al igual que tampoco lo es en gran medida ttH.

1517

Aquí se exponen los medios de producción del Higgs más reseñables y todos ellos a primer orden (LO). Existen por supuesto más medios de producción del bosón de Higgs sobretodo yéndose a ordenes diagramas superiores (NLO, NNLO, etc) pero esto se excede del objetivo de este trabajo.

¹⁵²² 3.3.2. Canales de decaimiento del bosón de Higgs

Conocidos los modos de producción mas relevantes del bosón de Higgs a las energías del LHC se pasará a ver sus canales de decaimiento. La detección de *H* en el LHC constituye un reto, puesto que su sección eficaz de producción es muchos órdenes de magnitud menor que la de otros procesos del SM. Por ello, el LHC junto con CMS se han diseñado con la estrategia de optimizar la búsqueda del Higgs del SM, comenzando en el límite de exclusión del acelerador LEP en torno a los 114 GeV y centrándose en las masas que no excluyó el Tevatrón.

1530

Al igual que ocurre con la mayoría de las partículas, el Higgs no puede observarse "tal cual", es decir no se le observa directamente si no que tiene que ser reconstruido isita e identificado a partir de sus posibles productos en las desintegraciones. Cada uno de los "caminos" o "vias" de desintegración se conocen como **canales** y en este trabajo el objetivo a estudiar es el canal $H \rightarrow WW$. Pero existen muchos otros canales de desintegración una vez generado el Higgs, algunos de los más relevantes son los que se describen a continuación¹⁰.

¹⁰Cada uno será un diagrama de Feynman que interferirá cuánticamente con en el canal que se estudia en particular en este trabajo.

El bosón de Higgs se desintegra inmediatamente tras producirse en la colisión 1539 dando lugar a otras partículas. El acoplo de H a otras partículas es proporcional a la 1540 masa de acuerdo a los acoplos Yukawa, por lo que es más probable que se desintegre 1541 en el par de partículas de mayor masa cinemáticamente posible. Sin embargo, hay 1542 que reseñar que el Higgs se descubrió en CMS y ATLAS en el canal de dos fotones 1543 $H\to\gamma\gamma$ y en el de $H\to ZZ$ con una masa de 125,09 GeV y una vida media de 1544 $1,56 \cdot 10^{-22}$ s. Se han observado otros decaimientos como a dos W, par tau anti-tau, 1545 a dos Z y están predichos otros tantos como un canal a dos gluones o par b anti-b. 1546 1547

En el párrafo anterior se comentó que el bosón de Higgs se descubrió con dos 1548 fotones y dos bosones Z y es importante mencionar el porqué. Las razones son que 1549 pese a que el resto de canales poseen unas mayores secciones de producción y en esos 1550 procesos a bajas masas como puede verse en la Figura 3.3.6 sus secciones son muy 1551 pequeñas, no poseen prácticamente procesos fondo que les afecten en gran media. 1552 Es decir, tener cuatro leptones en el estado final debidos a dos bosones Z o dos γ 1553 no es común y puede estimarse eficientemente. Sin embargo, el canal $b\bar{b}$ pese a tener 1554 muchísima más sección de producción posee incontables fondos que le afectan. Esto 1555 es parte de la explicación de porqué se ha detectado en dibosones Z y dibosones γ . 1556

1557 3.3.2.1. Canal $H \rightarrow ZZ$

Se corresponde con un canal con la presencia clara del pico de masa del bosón H debido a la masa de los dos bosones Z. Dando $m_H > 2m_Z$ y un acoplamiento proporcional a m_Z . El decaimiento común es $H \to ZZ \to l^+l^-l^+l^-$. Decayendo de forma leptónica la resolución de la masa es ~ 1 % al ~ 2 %.

1562 3.3.2.2. Canal $H \rightarrow \gamma \gamma$

¹⁵⁶³ Un decaimiento consistente en dos fotones aislados con alto p_T . Se da un pico ¹⁵⁶⁴ invariante limpio y con buena resolución. Se vuelve a tener una resolución de la ¹⁵⁶⁵ masa en el orden ~ 1 % al ~ 2 % y se cubre un rango de m_H entre [110, 150] GeV.



Figura 3.3.6: Fracciones de desintegración del Higgs en función m_H con los distintos canales [27].

1566 3.3.2.3. Canal $H \rightarrow b\bar{b}$

Para este canal tenemos una fracción de desintegración considerablemente alta pero de identificación compleja debido al alto grado que hay de hadronización. Se obtiene una resolución en masa algo mayor que el resto de canales ~ 10 %, y el rango en m_H que se cubre es entre [110, 135] GeV.

1571 3.3.2.4. Canal $H \to \tau \overline{\tau}$

¹⁵⁷² Un canal complejo debido a los distintos subcanales en los que se desintegra ¹⁵⁷³ el τ que dan lugar a diferentes combinaciones de partículas en el estado final que ¹⁵⁷⁴ tienen que ser estudiadas. Se dice que es un proceso sensible a todos los modos de ¹⁵⁷⁵ producción. También hay que discernir y clasificar con el número de jets y con el ¹⁵⁷⁶ p_T que poseen. Cubre un rango de masas en un intervalo m_h entre [110, 145] GeV.

1577 3.3.2.5. Canal $H \to W^+ W^-$

Existen más canales pero este trabajo se entra en el proceso $H \to W^+W^-$ del cual se hace el estudio y el análisis. El canal $H \to W^+W^-$ es sensible a búsquedas del bosón de Higgs en el rango de masa m_H comprendida entre [120, 200] GeV. Puede compararse con los distintos canales en la siguiente Figura 3.3.6.

1582

¹⁵⁸³ Donde como puede verse, entre los canales descritos anteriormente, el canal WW¹⁵⁸⁴ presenta la fracción de desintegración más alta de todos los procesos posibles a par-¹⁵⁸⁵ tir de 140 GeV y se vuelve, como se ve, próxima a la unidad para masas superiores ¹⁵⁸⁶ a 160 GeV.

1587

El canal WW ha servido mayoritariamente como canal excluyente de rangos de 1588 m_H porque lo hace en mayor medida que el resto de procesos. A bajas masas del 1589 bosón de Higgs, incluyendo la masa de su detección de 125 GeV, es un proceso que 1590 deja de ser dominante pero su contribución a la completa combinación de todos los 1591 canales de decaimiento lo dota de una gran importancia, un proceso crucial para el 1592 cálculo de la significancia final de la señal. Al irse a esas masas menores se encuentra 1593 que el canal difotónico es comparable el WW. En estas masas pequeñas uno de los 1594 $W \operatorname{ser\acute{a}} off-shell^{11}.$ 1595

1596

El diagrama de Feynman del canal $H \to W^+W^-$ se muestra en la Figura 3.3.7 y como puede verse los WW provienen, en este caso, de un gluon fusion. Como se sabe, la forma de decaimiento final de este proceso generalmente a LO es de manera dileptónica con dos neutrinos. De la forma en que se puede ver en la Figura 3.3.7.

Precisamente esta forma de decaer dileptonicamente es en la cual se centra este trabajo como detallará más adelante en el Apartado 4. Podemos avanzar que el canal $H \rightarrow WW$ dileptónico, que es como se llama, aprovecha la gran optimización

¹¹Se denomina *off-shell* cuando la masa invariante de una partícula está alejada del pico máximo de la masa central de la resonancia de la partícula dando una masa menor. Si se aleja con una masa mayor se denomina *on-shell*.

que posee CMS frente a la detección de partículas cargadas y el reconocimiento de los muones, ya que serán los letptones: $e \neq \mu$ los que nos interesan.



Figura 3.3.7: Diagrama de Feynman del canal $H \to W^+W^-$ con decaimiento de W a leptones con su correspondiente neutrino.

1606

Otra de las características a destacar es el hecho de que los dos leptones en el estado final tendrán un momento transverso p_T elevado, ambos tendrán cargas opuestas lo que se conoce como *opposite sign* y entre ambos existirá un ángulo pequeño entre trazas debido a correlaciones de spin y de la MET existente. Es evidente que una gran cantidad efectiva de esta MET provendrá de los dos neutrinos que se tienen en el estado final y que no se detectarán.

1613

Llegados a este punto se puede comentar cual es el marco de trabajo final de 1614 este trabajo de manera simplificada. Se tiene que los productos finales que hay que 1615 buscar son dos leptones de carga opuesta y dos neutrinos que no pueden medirse. 1616 Esto implica directamente unas consecuencias y son que pese a reconstruir MET 1617 como se explicó en apartados anteriores (haciendo un computo de la energía total 1618 del proceso) no puede determinarse la energía individual de cada neutrino. Lo que es 1619 equivalente a que no se podrá nunca reconstruir la masa de los dos bosones W y por 1620 ende no se podrá reconstruir la masa del Higgs m_H . Al menos no de manera eficiente. 1621 1622

El canal WW presenta algunos procesos fondo claros, de los que se hablará más adelante, pero no son muchos. Cabe reseñar que al no reconstruir m_H es en definitiva un canal de búsqueda y que servirá como fondo a otros, mas que un canal de precisión centrado en medir la masa invariante del Higgs. Esto a llevado, como se comentó al principio de esta subsección, a que sirva como un canal de descarte excluyendo todas las regiones de masa por encima de 130 GeV debido a su gran sección eficaz total a masas grandes. Sin embargo, todo esto no quita que sirva como estudio de la física del bosón de Higgs como se realiza en este trabajo.

¹⁶³¹ 3.4. Fondo del canal $H \to W^+W^-$ dileptónico

Existen una serie de procesos cuyas propiedades y productos finales interfieren en la búsqueda del canal de estudio debido a que el decaimiento del W^+W^- a dos leptones es común. Este , $H \to W^+W^-$, se conocerá de ahora en adelante *señal* y a todos los procesos que interfieren con él se les denominará *fondo*.

1636 3.4.1. $pp \to W^+W^- \to 2l + 2\nu$

Es el fondo principal, en el que tras producir un par de dibosones W^+W^- por un par quark antiquark o un gf, se tiene que un W decae a un leptón y un neutrino en un porcentaje ~ 10,8% sobre el total. Es decir, la producción de dibosones Wmediante otros mecanismos proporcionan exactamente los mismos estados finales o la misma *signature* (como realmente es el término).

1642

La diferencia fundamental entre la señal y este fondo, principalmente, es el 1643 ángulo entre los leptones producidos. En el fondo se producen, generalmente, con 1644 un angulo cercano a π radianes (ambos salen prácticamente en sentidos opuestos) 1645 mientras que en el caso de la señal se producen con un angulo pequeño entre ellos. 1646 Esto es debido a las correlaciones existentes de spin, ya que el Higgs es un bosón 1647 escalar de spin cero en el caso de la señal y en el caso del fondo los gluones y quarks 1648 poseen spin distinto de cero, que al mediar produciendo los WW (que poseen spin 1649 $0, \pm 1$ en la proyección sobre z) sufren distintas correlaciones ya que la proyección 1650 de spin se conserva, causando esa desviación en el ángulo entre leptones. A través 1651 de este hecho conocido se intentará reducir este fondo. 1652



Figura 3.4.1: Diagrama de Feynman de producción de W^+W^- .

1653 3.4.2. $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 2W + 2jets \rightarrow 2l + 2\nu + 2jets$

En segundo lugar de importancia se encuentra este fondo, tal como se puede comprobar en la desintegración de un quark top como se ve en la Figura 3.4.2, por lo que al menos tras un quark top tenemos los mismos estados finales y jets (al menos uno por quark top debido al quark b).



Figura 3.4.2: Diagrama de Feynman del decaimiento del quark top a todos sus posibles estados finales.

1657

Este fondo en esencia tiene una signature compuesta de dos leptones, neutrinos (como MET) y jets hadrónicos. Pudiendo contribuir a la señal de manera errónea, por ejemplo los jets no se midan o se pierdan o se entremezclen con aquellos que vengan de *pile-up*, haciendo contribución entre fondo y señal. Para reducir este fondo se pueden emplear varias técnicas, tag de los quarks b, vetar el número de jets, etc.

¹⁶⁶⁴ 3.4.3. $pp \rightarrow tW^{\pm} \rightarrow 2l + 2\nu + 1jet$ (al menos uno)

Denominado fondo *single top*, se trata de un fondo que contribuye junto a los dos fondos anteriores por el quark top y vuelve a dar los mismos estados finales con otro W. Tanto el quark top y el bosón W al final decaen leptónicamente, proporcionan energía perdida y al menos un jet. Al igual que antes, ese jet proveniente del quark *b* puede no detectarse o mezclarse u otras anomalías, contribuyendo a la señal. Al
final la sección eficaz de este proceso es mayor que la de los dos fondos anteriores y se
reduce con téncnicas o herramientas similares. Normalmente este fondo se produce
con una fusión de gluones como podemos ver en la siguiente Figura 3.4.3.



Figura 3.4.3: Dos de los diagramas de Feynman posibles de creación de tW, (a) a través de un gluón y un quark b y (b) a través de una interacción entre gluones.

1672

1673 3.4.4. $pp \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow 3l + 1\nu$ 1674 $pp \rightarrow ZZ \rightarrow 2l + 2\nu pp \rightarrow W\gamma$

Estos tres fondos van juntos porque sus contribuciones son muy similares. El primero es el fondo WZ que contribuye a la señal a través de que ambos bosones decaen leptónicamente y por motivos distintos un leptón no se detecta o se confunde con otros fenómenos. Sin embargo, por razones evidentes puede reducirse significativamente si se pone un corte en la masa invariante del Z eliminando en gran parte el fondo. La condición de exigir dos leptones en el estado final (debido a los dos W de la señal) también ayudará en gran medida a reducir este fondo.

Respecto al segundo de los fondos, se trata de los dibosones ZZ y contribuyen en parte cuando sus decaimientos leptónicos son detectados solo dos o de otra forma, hay un bosón que por unas razones u otras no somos capaces de detectar. Aportando el otro bosón Z los dos leptones necesarios para contribuir como fondo a nuestra señal. Se reduce de la misma manera que en el caso de WZ.

1688

El último de los fondos y el menos significativo de los tres. Es cuando se produce un par $W\gamma$ y es el fotón quien al decaer lo hace en dos leptones de signo opuesto. Dando al final tres leptones y energía faltante, de los cuales se pueden dar leptones de muy bajo p_T no detectando los tres si no solamente dos. Pueden verse los dos diagramas referentes a los dos primeros procesos en la Figura 3.4.4



Figura 3.4.4: En el diagrama (a) se observa una producción de bosones WZ y en el diagrama (b) se puede ver una producción de bosones ZZ.

1694 3.4.5. $pp \rightarrow Z + jets \rightarrow l^+l^- + jets$

1695

$$pp \rightarrow \gamma + jets \rightarrow l^+l^- + jets$$

Conocidos como proceso Drell-Yan (**DY**) y está relacionado siempre con el bosón Z y/o con el bosón γ . Es un proceso simple en el que se tienen dos leptones en el estado final pero no hay neutrinos y por tanto no se tiene energía faltante. No obstante, por un proceso instrumental del detector, ruido en calorímetros, efectos externos al proceso y otros, pueden dar se errores en la medición. Se encuentra entonces energía faltante la cual se asocia a neutrinos inexistentes (una mala reconstrucción de MET) provocando un fondo a la señal.

1703

De acuerdo a que el proceso de creación de un Z tiene una sección eficaz enorme, comparado con cualquier otro proceso de los anteriores de fondo, es indispensable estimar muy bien la contribución de este proceso pues solapa con la señal y directamente la colapsa. La forma de reducirlo es una muy buena reconstrucción de MET y corregir, si fuese necesario, las colas de la distribución de energía perdida en todo ¹⁷⁰⁹ el proceso poniendo un corte.

1710 3.4.6. $pp \rightarrow W + jets \rightarrow l \nu_l + jets$

Al igual que el anterior fondo pero con el bosón W y debido al proceso instru-1711 mental del detector se da una mala identificación. Pero en este caso es un jet el 1712 cual se identifica como un leptón de manera incorrecta en el propio detector (se 1713 denomina un fake veáse Anotación 6). Posee una sección eficaz superior a DY y se 1714 requiere de un alto grado de control de los leptones para eliminar esos fakes o falsos 1715 positivos ya que si no se tienen en cuenta dan lugar a estados dileptónicos iguales 1716 a nuestra señal. Este fondo por su gran sección eficaz y por la complejidad de la 1717 estimación de si es o no un fake, es muy difícil de estimar y complica el análisis de 1718 este trabajo. 1719

1720

Anotación 6: Los leptones que no son originados directamente por un proceso inelástico, es decir, que no provienen de una desintegración de un W o un Z son considerados fakes y se denominan no prompt. Aquellos que provienen de un W o un Z se denominan prompt. Estos leptones "falsos" pueden provenir de distintos procesos; a saber, desintegraciones de quarks b, desintegraciones de quarks ligeros (c, u, d), producidos tras una interacción de un fotón con el detector, de una incorrecta reconstrucción de jets (afirmando que son leptones), etc.

Cabe mencionar que los leptones que provienen de quarks *b* o los ligeros sí que son buenos leptones y sí se miden bien. Sin embargo, los consideramos falsos porque no son relevantes en este análisis y no son indicativos de nada en la señal. Además al hadronizarse los quarks, estos leptones suelen ser producidos dentro de jets de partículas por lo que sus características morfológicas no difererirán en gran medida de jets mal reconstruidos. Como este análisis busca fundamentalmente cero jets serán considerados *fakes*. Estos dos últimos fondos, llamados instrumentales (por errores propios de una mala detección) poseen una sección eficaz superior al resto de tres o cuatro órdenes de magnitud más. Esto es una contribución enorme a la señal, sin embargo por el gran control que se exige se llega a ser capaz de solucionar y los convierte en fondos pero no tan importantes. Siempre hay que estimar correctamente estos fondos o colapsarían la señal debido a sus grandes secciones eficaces de producción.

1741 **3.4.7.** Otros fondos

Existen más fondos aunque mucho menos relevantes que los que aquí se exponen. Entre ellos se pueden mencionar procesos $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ o $pp \rightarrow t\bar{t}W$ o $t\bar{t}H$. Poseen secciones eficaces enormemente pequeñas en comparación con el resto y por tanto no serán fondos clave o que afecten en gran medida al proceso que se estudia.

¹⁷⁴⁶ 3.5. Estatus de la física del Higgs

Para que una partícula sea considerada "descubierta" dentro de la comunidad 1747 de física de partículas, la hipótesis nula debe rechazarse con una significación $\geq 5\sigma$, 1748 lo que corresponde a < 0,0001 % de probabilidad de que la observación sea una fluc-1749 tuación estadística. En el verano de 2012, este nivel de significación fue alcanzado 1750 independientemente y de forma simultánea por las colaboraciones ATLAS y CMS, 1751 principalmente impulsado por las búsquedas en los canales $H \to \gamma \gamma$ y $H \to ZZ$. 1752 En segundo plano apoyado por la búsqueda en el canal $H \to WW$. Ambos expe-1753 rimentos observaron una resonancia entorno a $m \approx 125 \, GeV$. Utilizando todo el 1754 conjunto de datos del Run I, la significancia del descubrimiento por el experimento 1755 ATLAS fue de 5, 2σ en $H \to \gamma\gamma$, de 8, 1σ en $H \to ZZ$ y de 6, 1σ en $H \to WW$. 1756 El enfoque se trasladó inevitable e inmediatamente a medir las propiedades de di-1757 cha partícula (masa, acoplos, spin, etc) para probar la hipótesis de que ciertamente 1758 se trataba del bosón de Higgs. Las observaciones confirmaron esta hipótesis, aun-1759 que ahora se requieren medidas más precisas para determinar si es o no el bosón de 1760 Higgs predicho por el SM u otro Higgs como puede ser de una teoría supersimétrica. 1761

El descubrimiento del bosón de Higgs parece "completar" el SM de la forma más íntimamente completa que se puede sin desviaciones significativas de las predicciones observadas. Así se tiene que los acoplamientos en los procesos $H \rightarrow WW^*$ $Y H \rightarrow ZZ$ coinciden con las expectativas que confirman que el mecanismo Higgs subyace en ellos. Rompimiento la simetría electroweak. Además de que sus acoplamientos fermiónicos son proporcionales a la masa y esto sustenta que las masas de fermiones son generadas por las interacciones de Yukawa.

1770

La masa del bosón de Higgs, m_H , es un parámetro libre del Modelo Estándar, y es por tanto muy importante medirla con precisión. Una vez que se conoce m_H , se pueden calcular todos los acoplamientos del bosón de Higgs, secciones de producción y branching ratios. El valor de m_H es también muy importante cuando se evalúan a posteriori las implicaciones teóricas del descubrimiento.

1776

Los canales de desintegración de $H \rightarrow \gamma \gamma$ y de $H \rightarrow ZZ$ ofrecen la ma-1777 yor sensibilidad a la medida de m_H , ya que exhiben fsignatures experimentales 1778 muy limpias y permiten la reconstrucción completa del cuadrimomento del bosón 1779 Higgs. La combinación de estos dos canales da como resultado una masa medida 1780 de valores $125, 36 \pm 0, 37 (stat) \pm 0, 18 (sist) GeV$ por la colaboración ATLAS y 1781 $125, 7 \pm 0, 3 (stat) \pm 0, 3 (sist) GeV$ por la colaboración CMS [32] [33]. Estos valores 1782 están en excelente acuerdo y dan un bosón de Higgs tan pesado como un átomo de 1783 Cesio - 133.1784

1785

¹⁷⁸⁶ Un bosón de Higgs con $m_H \approx 125 \, GeV$ es algo muy fortuito, ya que muchos ¹⁷⁸⁷ modos de producción diferentes y canales de desintegración deberían ser accesibles ¹⁷⁸⁸ experimentalmente en el LHC y a las energías que pueden alcanzarse con el ace-¹⁷⁸⁹ lerador. En particular, se pueden medir los acoplamientos tanto a bosones como a ¹⁷⁹⁰ fermiones, probando directamente los dos tipos de generación de masa que el campo ¹⁷⁹¹ de Higgs es responsable en el SM como se ha visto en este Apartado.

Respecto a la medida de los acoplamientos se puede mencionar que las fuerzas 1792 de acoplamiento del bosón de Higgs con otras partículas de SM se prueban buscan-1793 do diferentes signatures experimentales, las cuales corresponden a combinaciones 1794 específicas de un modo de producción y un canal de decaimiento. Por ejemplo, el 1795 modo de producción WH con el modo de decaimiento $H \to WW$ sólo es sensible 1796 al acoplamiento HWW. Por otra parte, el modo de producción ggF y los carac-1797 terísticos loops del canal de desintegración $H\to\gamma\gamma$ dan una interpretación de los 1798 acoplamientos menos directo con respecto al otro canal. En principio, partículas no 1799 masivas podrían estar contribuyendo en esos loops distorsionando los acoplamientos 1800 efectivos a gluones y fotones. 1801

1802

1806

Spin and parity
Vacuum Stability
Hierarchy Problem

1807 **3.5.1.** Outlook

1808 Perspectiva del LHC con la física de Higgs

APARTADO 4

Medida de sección eficaz de WW

¹⁸¹¹ "After half a century of searching, it is exhilarating to piece together the Higgs ¹⁸¹² puzzle, standing on the shoulders of giants, both those who built the experiments and ¹⁸¹³ those who carried out the Standard Model calculations"

1814

Jim Olsen¹

¹⁸¹⁵ 4.1. Medida de la sección eficaz

El estudio de la medida de una sección eficaz de producción de un determinado proceso es uno de los análisis más completos que se pueden realizar. En nuestro caso, el cálculo de la sección eficaz de producción de WW es una manera de comprobar los resultados obtenidos en nuestro análisis. La sección eficaz de producción más reciente que tenemos de WW [28] es:

$$120, 3 \pm 3, 0 \, (scale) \pm 2, 0 (PDF + \alpha_s) \, pb^{-1} \tag{4.1.1}$$

La sección eficaz de producción de WW se estima experimentalmente de la siguiente forma:

$$\sigma_{W^+W^-} = \frac{N_{Data} - N_{bkg}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot (3 \cdot BR(W \to l\overline{\nu}))^2}$$
(4.1.2)

¹Professor who is currently convening the Higgs Analysis Group in CMS.

1823	Donde:
1824 1825	• N_{Data} Es el número de sucesos de datos (los datos reales que toma el detector) que han superado la selección que aplicamos.
1826 1827	• N_{bkg} Es el número total de sucesos estimados de todos los procesos que constituyen el fondo y que han superado la selección.
1828 1829 1830	 <i>L</i> Es la luminosidad integrada al periodo de tiempo total en el cual se haya tenido lugar la toma de datos (como se explicó anteriormente) y tiene unidades de inverso de área.
1831 1832 1833 1834 1835 1836 1837 1838	 ϵ Parámetro que denota eficiencia, es decir, el cociente entre el numero final de sucesos de WW tras la selección y el número de sucesos iniciales simulados. Es una medida a través de un parámetro de una forma de tener en cuenta el efecto de la selección aplicada sobre la señal. Esta eficiencia tiene que tener en cuenta todos los procesos posibles que generan WW y la eficiencia total será una suma pesada de los procesos. Donde el peso proviene de la sección eficaz teórica. Los procesos son qq̄ → WW y gg → WW y la eficiencia total será pesando el 97% y el 3% secciones de los procesos respectivamente.
1840 1841 1842 1843	 BR(W → lν) Denominado branching ratio es la fracción de desintegración de un bosón W a un leptón y un neutrino en promedio². Tiene un valor de 10,80 ± 0,09% [29]. Si no tuviéramos en cuenta este término, se estaría calculando la fracción de sección eficaz únicamente de W → lν y buscamos

calcular la sección eficaz de producción WW total.

²En promedio entendemos como la media de la fracción de desintegración de $W \to l_e \overline{\nu}_e$, $W \to l_\mu \overline{\nu}_\mu$ y $W \to l_\tau \overline{\nu}_\tau$

También tenemos que hablar de incertidumbres en la medida de la sección eficaz, se calcula del siguiente modo:

$$\Delta \sigma_{WW} = \Delta \sigma(stats) \oplus \Delta \sigma(syst) \oplus \Delta \sigma(lumi) =$$
$$= \frac{\sqrt{N_{Data}}}{\sigma \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon} \oplus \left(\frac{\Delta N_{bkg}}{\mathcal{L}_{int} \cdot \epsilon} \oplus \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right) \oplus \frac{\Delta \mathcal{L}_{int}}{\mathcal{L}_{int}} \sigma$$
(4.1.3)

donde $\Delta\sigma(stats)$, $\Delta\sigma(syst)$ y $\Delta\sigma(lumi)$ son las contribuciones del error estadístico, sistemático y asociado a la luminosidad respectivamente. Luego tenemos ΔN_{bkg} es el error de la estimación del fondo, $\Delta\epsilon$ es la incertidumbre de la eficiencia de la señal y $\Delta \mathcal{L}_{int}$ es la incertidumbre del valor de la luminosidad. Todas las incertidumbres se estiman independientemente y con factores de escala denominados factores de corrección cuya explicación teórica se sale del marco de este trabajo.

Resumida la teoría tras el cálculo de una sección eficaz de producción se irán viendo en las siguientes secciones los elementos necesarios para calcularla. El cual es el objetivo del presente Apartado.

¹⁸⁵⁶ 4.2. Muestras de datos y de Montecarlo

Disponemos de distintas muestras de datos correspondientes a mediciones expe-1857 rimentales en CMS durante el run de 2016. De acuerdo a la luminosidad integrada 1858 estamos en un valor de $\mathcal{L}\,=\,35870~{\rm pb^{-1}}$ a una energía de centro de masas de 1859 $\sqrt{s} = 13 TeV$. Además disponemos de muestras separadas en canales según la com-1860 binación de leptones, a saber $ee, e\mu, \mu\mu$. Esto puede hacerse porque en el LHC 1861 los análisis de resultados se pueden clasificar en función del número de leptones 1862 observados en el estado final. En este caso nos interesan electrones y muones, así 1863 que abusando de lenguaje hablaremos de leptones siempre refiriéndonos a esas dos 1864 partículas³. 1865

1866

 $^{^3}$ Se hace así porque los τ se desintegran antes de ser detectados y no entrarían en el computo de leptones que nosotros buscamos.

4.2. Muestras de datos y de Montecarlo

Proceso	Sucesos	$\sigma \left(pb ight)$	Escala a 1 fb^{-1}	Generador
$t\bar{t} \rightarrow ll \nu \nu + 2bjets$	77229341	831,76	0,01077	Powheg + Pythia
tW	6952830	$35,\!6$	0,00512	Powheg + Pythia
$\bar{t}W$	6933094	$35,\!6$	0,00513	Powheg + Pythia
$ZZ \rightarrow 4l$	998034	16,523	0,01655	Pythia
$WZ \rightarrow l\nu ll$	95828	47,13	0,015731	Pythia
$Z \to l^+ l^- ~(10 < m_{ll} < 50 GeV)$	£20596	$22635,\!09$	0,56053	aMCatNLO + Pythia
$Z \rightarrow l^+ l^- (5 < m_{ll} < 50 GeV)$	35291566	22635,09	$0,\!64137$	MadGraph + Pythia
$W + jets \rightarrow l\nu$	29705748	61526,7	2,0712052	MadGraph + Pythia
$ttW \rightarrow l\nu$	3120397	0,2043	0,00006547	aMCatNLO + Pythia
$ttZ \rightarrow qq$	749400	0,5297	0,000706	aMCatNLO + Pythia
$ttW \to qq$	833298	0,4062	0,000487	$aMCatNLO + Pythia + MadSpin^4$

 Tabla 4.1: Muestras de Montecarlo empleadas para el fondo.

Proceso	Sucesos	$\sigma\left(pb ight)$	Escala a 1 fb^{-1}	Generador
$q\bar{q} \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$	994012	115	$0,\!11569$	Pythia
$gg \rightarrow WW \rightarrow ll \nu \nu$	500000	0,5905	0,001181	MCFM

Tabla 4.2:	Muestras	de	Montecarlo	empleadas	para	la	señal.
rabia na	111000100	ao	momorario	mproadas	Para	100	sonan.

Data set	Events	Luminosity
/SingleMuon/Run2016BCDEFGH/MINIAOD	738586023,6	$35 f b^{-1}$
/SingleElectron/Run2016BCDEFGH/MINIAOD	962131473	$35 f b^{-1}$
/MuonEG/Run2016BCDEFGH/MINIAOD	173228422	$35 f b^{-1}$
/DoubleMuon/Run2016BCDEFGH/MINIAOD	287057183	$35 f b^{-1}$
/DoubleEG/Run2016BCDEFGH/MINIAOD	492684873	$35 f b^{-1}$

Tabla 4.3: Muestras de datos empleadas en el análisis.

Las muestras de datos empleadas en el análisis de todo este trabajo son las contenidas en la Tabla 4.3. El caso ideal es en el cual las simulaciones de Montecarlo reproduzcan correctamente la forma de la distribución de las variables de las partículas. De otro modo, se busca que el Montecarlo reproduzca a la perfección los datos. Por ello se buscan y se perfeccionan generadores conformados por distintos algoritmos matemáticos como los que se nombran en las Tablas 4.1 y 4.2 para las distintas muestras.

1874

No siempre estos generadores basados en métodos de MC reproducen las cantidades o probabilidades de cada valor, en este caso, se busca ajustar lo detectado
con dichas simulaciones lo mejor posible.

⁴Generador MadGraph de Montecarlo con correlaciones de spin.

De modo simple y entre otras muchas formas, se emplean regiones de control (se verán más adelante), donde la simulación de MC de los fondos se comprueba que ajuste bien a los datos. A ser posible se realiza en regiones donde no haya o haya muy poca señal y se comprueba que los fondos de la misma reproduzcan los datos.

Se aplican factores de escalado si fuese necesario para equiparar el MC a los datos, denominados *scale factors* (SFs). Supuestas regiones de control donde se conocen muy bien los datos y tras calibrar con los MC, se extienden estos SFs a regiones del espectro a masas más altas, menos estudiadas u otras regiones donde previamente no se conoce cual es el resultado. Tras estas correcciones la simulación resulta suficientemente correcta.

1890

1891 Hablar de Scale Factors de reconstrucción trigger aislamiento iso

¹⁸⁹² 4.3. Clasificaciones de eventos

La primera de las clasificaciones que se hacen es distinguir el $sabor^5$ de los dos leptones. Es decir, los sucesos se separan según el sabor de los dos leptones detectados; por un lado tendremos leptones con el mismo sabor ee y $\mu\mu$ (same flavour o **SF**) y por otro lado tendremos aquellas parejas de leptones con distinto sabor $e\mu$ y μe (opposite flavour o **OF**). En principio de acuerdo a la notación, el primer leptón siempre será el más energético y es por ello que $e\mu$ y μe no son el mismo caso.

A su vez, los leptones se clasifican de acuerdo al signo de la carga eléctrica. Hablamos de *same-sign* o (**SS**) cuando ambos leptones poseen la misma carga y de *opposite-sign* o (**OS**) cuando poseen signos de carga opuestos.

1903

Los sucesos también se clasifican dependiendo del número de jets, con p_T suficiente, presentes en el estado final. Es decir, sucesos con 0 jets, 1 jets, 2 jets, etc. Habitualmente se referencia al número de jets con la variable *njets* la cual si vemos representada en un histograma observamos que nos referimos al "bin de *n* jets" cuando pedimos que nuestro suceso tenga un número de jets concreto. Finalmente, se puede hacer una clasificación con el número de b-jets que se tienen por evento, de forma análoga se tendrá un "bin de *n* b-jets".

¹⁹¹¹ 4.4. Selección de objetos

Para los muones se impondrán en el análisis ciertos criterios de calidad que aseguren que los muones reconstruidos provienen del vértice primario de la colisión y
que podemos determinar con precisión su momento.

¹⁹¹⁵

 $^{{}^{5}}$ El término "sabor" fue acuñado para su uso en el modelo de quarks de 1968. Según el modelo estándar de la física de partículas, se denomina sabor al atributo que distingue a cada uno de los seis quarks y aplicado a los leptones se pueden asignar seis números cuánticos con sabores: número electrón, número muón, número tau y los correspondientes números de los neutrinos. Se cuenta que se incluyó a este número cuántico de camino a un almuerzo entre Murray Gell-Mann y Harald Fritzsch cuando paseaban por una tienda de helados de *Baskin Robbins* y vieron un anuncio de sus 31 sabores.

Para los electrones se aplicará una serie de criterios de selección basándose en 1917 la forma de las deposiciones de energía en el ECAL y la cantidad de energía de- 1918 positada respecto al momento. Para discernir los procesos electrodébiles de otros 1919 procesos en los que intervienen fragmentaciones de quarks (como la desintegración 1920 del *b*), gluones, etc. Se requiere que los leptones estén aislados de otras partículas 1921 en particular, suficientemente alejados de jets.

1922

La MET como un objeto reconstruido con el PF, como se explico anteriormente, se le aplica un mínimo de 20 GeV. Otro mínimo que se exige es en la masa invariante que deben tener los dos leptones, $m_{ll} > 12 \text{ GeV}$, con esto se suprimen resonancias a valores bajos de masa. Definimos entonces los objetos que se van a emplear como:

Electrón	$p_T > 20 GeV \eta < 2, 4$	Tight Id	Reliso03 > 0,005
Muón	$p_T > 20 GeV \eta < 2, 4$	Tight (Cut-Based)	Id Reliso $04 > 0, 15$
Jets	p_T	> 30 GeV Loose Id	
b-Jets	$p_T > 20 Ge^{\gamma}$	V Loose Id b-tagging	; CSVv2
Energía faltante	$PF \not E_T > 20$	GeV ¿Criterio Juan	cual es?
Masa invariante		$m_{ll} > 12 GeV$	

Tabla 4.4: Sumario de la selección de objetos.

1927

¹⁹²⁸ 4.4.1. Eficiencias de b-tagging

La identificación de los jets originarios en quarks b (b-tagging) es un elemento 1929 clave de muchos análisis de física en el LHC. Concretamente para todos aquellos 1930 procesos físicos que tengan en el estado final un jet de alto momento proveniente de 1931 un quark b, por ejemplo $H \to b\bar{b}$, o para usados para vetar procesos fondo como es 1932 en este análisis. Cada análisis tendrá y requerirá de diferentes operaciones algorítmi-1933 cas optimizadas y puntos de trabajo (working points) (WP) distintos en términos 1934 en función de cuán buena es la eficiencia de identificación de jets que provienen de 1935 un quark b a costa de equivocarse identificando jets que provienen de quarks ligeros. 1936 1937

La división de medida de jets para el cálculo de eficiencias suele ser en; provenientes de un quark b (por su importancia física), provenientes de un quark c (pueden ser confundidos con quarks b y conviene distinguirlos del resto) y provenientes de quarks ligeros (light quarks u d y aquí se incluyen gluones).

1942

La eficiencia de b-tagging la proporciona la proporción de jets que se identifican b-jets y los que realmente son provenientes de quarks b. La eficiencia de b-tagging para jets que provienen de un quark que no sea un b se denomina *mis tag* y se trata de la proporción de jets que no provienen de quarks b y que se etiquetan como que sí proviniesen de uno.

1948

1955

Existen varios algoritmos para b-tagging que han sido desarrollados por el experimento de CMS para identificar jets provenientes de quarks b con una eficiencia típica entre el 40 % y 70 %, manteniendo la tasa de jets provenientes de quarks ligeros (light quarks u, d y g) mal identificados entre 0,1 % y 10 %. El paso siguiente y un paso importante, para poder utilizar estas herramientas en el análisis de la física de partículas, es la determinación de la eficiencia para etiquetar b-jets.

La medida de la eficiencia de b-tagging de este análisis se ha basado en la relación 1956 del momento transversal del jet (p_T) y en el ángulo que conforma con el eje principal 1957 del detector (η) . Las eficiencias pueden calcularse por otros procedimientos como 1958 puede verse en [30], artículo que se ha consultado como base de esta subsección. Se 1959 emplea la eficiencia real de los datos, calculada con la medida de los datos por CMS. 1960 Por otro lado, se tienen la simulaciones de MC de las muestras intentando reproducir 1961 los datos, pero como se sabe no se logra del todo. En el caso que nos afecta, el b-1962 tagging no logra por completo reproducirlo y se hace necesario calcular las eficiencias 1963 en MC, con la muestra ttbar dileptónica, y compararlas con las proporcionadas 1964 por CMS de los datos reales. La corrección para equilibrar simulación y datos es 1965 el número que se presenta, dividido en regiones, en cada una de los histogramas 1966 bidimensionales siguientes 4.4.1, 4.4.2 y 4.4.3. 1967



Figura 4.4.1: Eficiencias de b-tagging para b-jets en el working point Loose.



Figura 4.4.2: Eficiencias de b-tagging para c-jets en el working point Loose.



Figura 4.4.3: Eficiencias de b-tagging para light-jets en el working point Loose.

¹⁹⁶⁸ 4.5. Selección de sucesos

En este análisis la selección fundamental de sucesos es que se selecciona en el canal OF de $e\mu$ en OS de acuerdo a la signature que se va buscando, para 0 jet y 1 jet con cero b-jets.

$$\begin{array}{c} \text{OF} \Rightarrow e\mu \\ \text{OS} \Rightarrow q_{l_1} \cdot q_{l_2} < 0 \\ p_T^{l_1} > 20 \; [GeV] \quad p_T^{l_2} > 20 \; [GeV] \\ PFE_T^{miss} > 20 \; [GeV] \\ \hline m_{ll} > 12 \; [GeV] \\ \hline \text{Veto leptones adicionales } (p_T^l > 10 \; [GeV]) \\ p_T^{ll} > 30 \; [GeV] \\ \text{Veto b-jets } (nb - jets = 0) \\ \text{Para 0 jets y 1 jet} \end{array}$$



¹⁹⁷³ Una vez vistas las secciones anteriores mostramos a continuación los cortes co-¹⁹⁷⁴ rrespondientes a la selección de sucesos cuyo objetivo fundamental es disminuir el ¹⁹⁷⁵ fondo que nos afecta a la señal *WW*. Este fondo, que incluye todos los procesos ¹⁹⁷⁶ anteriormente descritos y otros procesos del SM, se reduce drásticamente al aplicar ¹⁹⁷⁷ los siguientes cortes que se muestran en la Tabla 4.5 incluyendo la selección de ob-¹⁹⁷⁸ jetos anterior (parte superior de la tabla).

1979

1984

Tras la selección de objetos, *base-line*, encaminamos el estudio del análisis de la señal WW. A continuación se presentará una breve explicación de cada corte posterior (con el orden mismo de la Tabla 4.5) y el porqué de su aplicación en el análisis además de observar gráficamente dichos cortes.

Todos los histogramas presentados en las Figuras de ahora en adelante presentarán variables físicas relevantes. Donde las muestras de datos tomados con $35 f b^{-1}$, presentadas anteriormente, se representarán con puntos negros, mientras que las barras corresponden con el stack de los fondos según el código de colores que se presenta en la leyenda. También debajo de cada histograma se presenta el ratio entre datos y simulaciones, lo que proporciona directamente una medida del ajuste de datos/MC.

1992

El fondo VV agrupa cualquier combinación posible de bosones vectoriales exceptuando el WW que se presenta a parte, es decir WZ o ZZ. En el fondo TTVincluye la combinación de quarks top con cualquiera combinación de bosón vectorial. En el ultimo bin, se agrupan los sucesos fuera del rango de la representación en su extremo derecho, conocido como *overflow*.

1998

• Veto a leptones

Se impone un veto al número de leptones exigiendo únicamente dos leptones en el estado final de signo opuesto. Reduciendo de primeras el fondo de los conocidos como *dibosones*, es decir, procesos con ZZ o WZ. Estos fondos tienen tipicamente sucesos con más de dos leptones en el estado final. 2003

• Momento dileptónico transverso p_T^{ll}

El siguiente corte que se aplica es en la variable p_T^{ll} cuyo objetivo principal es reducir el fondo de DY de manera drástica. Podemos observar el corte en la siguiente Figura 4.5.1 tras exigir el veto de leptones adicionales y como casi todo el Drell-Yan se encuentra en la región delimitada por la línea verde discontinúa.



Figura 4.5.1: Representación del momento dileptónico transverso tras la selección *base-line* con la selección de $p_T^{ll} > 30 \, GeV$ delimitada por la franja verde.

• Veto b-jets

Tras las selecciones anteriores el fondo que pasamos a tener es principalmente el de los procesos *ttbar*. Se requiere que el suceso no posea ningún jet identificado como proveniente de un quark-b para reducir el fondo de top-quark. El b-tagging usado es la combinación de CSVv2 b-tagger con el working point (-0,5426) Loose, y se ha usado para vetar los tagged jets con un $p_T > 15 \ GeV$ es 20GeV. Podemos observar el corte en la siguiente Figura 4.5.2 tras la selección en el p_T^{ll} anterior.



Figura 4.5.2: Histograma del número de b-jets tras la selección anterior en p_T^{ll} y región del bin 0 donde se encuentra mayoritariamente el WW.

• División 0-jets y 1-jet 2017

Se realiza una división en el análisis para el bin de cero jets y para el bin de un jet devido a que se tienen eventos de señal WW en el bin de un jet que 2019 son relevantes. Como podemos observar en la Figura 4.5.3. 2020



Figura 4.5.3: Número de jets tras la selección anterior de b-jets. Las regiones de estudio serán el bin de cero y el bin de un jet.

Como se puede ver tras todos estos cortes se reduce de manera muy notable 2021 la contribución del los fondos asociado a procesos de DY y de top, los cuales eran 2022 mayoritarios. No obstante, se sigue teniendo *ttbar* de forma considerable, este fondo 2023 es enormemente dependiente de la selección del número de jets que se requiera como 2024 podemos ver en la Figura 4.5.3. En la selección de número de Jets mayor o igual 2025 que uno, los fondos ttbar y tW son considerables. En cambio en la selección común 2026 de trabajo es exigiendo cero jets, es decir, se requiere que no haya jets de ningún 2027 tipo en el estado final. En este análisis se presentarán las categorías de cero jets y 2028 un jets pero ninguno proveniente de quarks-b. 2029

2030

Tras todas las selecciones aplicadas, como se verá en la sección de resultados, se consigue obtener una señal clara de WW que domina sobre los procesos fondo, cuando antes no lo hacía.

2034 4.6. Estimación de fondos

Las regiones de control se obtienen generalmente invirtiendo alguna de las selec-2035 ciones iniciales y en lugar de excluir un fondo se reproduce. Se buscan regiones en 2036 las cuales la señal sea despreciable y que sea todo fondo, normalmente regiones con 2037 procesos cuya física se conoce. Lo que se hace es testear en esa región de control 2038 con muestras de MC que se está reproduciendo y bien modelado con respecto a los 2039 datos reales. Existen algunos fondos en los cuales no se pueden evaluar regiones de 2040 control por su complejidad, como dibosones o tW y las cuales se estiman a partir 2041 del MC directamente. 2042

2043

Las diferentes fuentes de fondo explicadas anteriormente son; $Z/\gamma * y$ fondo proveniente de top. Estos fondos son inicialmente grandes, pero se suprimen fácilmente con criterios a nivel de selección de evento. En general, estos fondos están bien modelados por el MC. En esta categoría se emplean las regiones de control de fondo puro en los datos que pueden obtenerse invirtiendo los criterios de nivel de evento utilizados para suprimirlos inicialmente. 2050

Estas regiones de control se pueden utilizar para validar o corregir las predic-2051 ciones de fondo MC. El fondo del W + jet el cual es difícil de modelar con MC. 2052 Un modelado exacto y preciso de la física del jet y de las pequeñas tasas de lepton 2053 fakes, no es algo que se pueda esperar que haga el MC. Por lo tanto, es crítico que 2054 el fondo del W + jets se mida directamente con los datos. El fondo de W + jet es 2055 pequeño, pero no se reduce fácilmente por la selección del evento a diferencia de 2056 los anteriores. Debido a esto, no es fácil definir una región de control de W + jets2057 utilizando criterios de nivel de evento. Finalmente el fondo di-bosones, estos fondos 2058 son los más fáciles de hacerles frente debido a que son pequeños y eficientemente 2059 suprimidos por la selección de eventos inicial. En general, los procesos de di-bosones 2060 están bien modelados por MC. Salve que la excepción es $W\gamma$. Este proceso $W\gamma$ no 2061 llega a ser suprimido por los criterios a nivel de evento y es sensible a la velocidad 2062 a la que los fotones falsean electrones (photons fake electron), que pueden no ser 2063 modelados con precisión en la simulación. 2064

2065

La determinación de los fondos de una manera exacta y precisa es uno de los aspectos más desafiantes de un análisis $WW \rightarrow l\nu l\nu$. El resto de esta subsección introduce y presenta las regiones de control de *ttbar* y *same-sign*.

2069 4.6.1. Regiones de control: t fondo

El fondo para WW de la producción de quarks top surge cuando los jets asociados a los quarks-b de estado final no se reconstruyen. Se espera que los eventos superiores sean modelados con precisión por el MC, pero la velocidad exacta a la que se pierden los jets puede que no se reproduzca con exactitud en el MC.

2074

Las contribuciones principales y secundarias al fondo del quark top son los procesos $t\bar{t}$ y tW respectivamente. Estos fondos son irreducibles, ya que ambos exhiben el signo opuesto de los leptones y la misma signature experimental en p_T^{miss} . Esta signature resulta del decaimiento del top, BR $(t \to Wb) \approx 100\%$ (ocurriendo antes de la hadronización), seguido por el decaimiento leptónico del bosón W. Hay varias técnicas para estimar el fondo de procesos top, el usual es el método de "factor de escala" (*scale factors*). Este método a priori es el más sencillo, pero depende más del MC que cualquier otro. En el método del factor de escala, se utiliza la estimación de fondo de top MC, con un factor de corrección para tener en cuenta cualquier mala MC modelización de la distribución de E_T^{miss} .



Figura 4.6.1: Representación de variables cinemáticas y de interés en la selección de *top CR* con selección base de *WW* excepto el cambio en la selección de jets que se exige tener ≥ 2 jets y ≥ 1 b-jet.

La conclusión a la región de control del top es que nuestro framework de trabajo modela perfectamente y los datos se ajustan a la perfección al MC.

4.6.2. Regiones de control: same – sign fondo 2087

Al invertir el corte en la carga de los leptones y pedir que sea la misma obtenemos 2088 la región de same-sign. Esta es importante para ver si los fakes se encuentran bien 2089 modelados. Debido a la baja estadística es normal encontrar las siguientes gráficas 2090 4.6.2. Se comprueba que disponemos de una buena estimación para *fakes*. 2091



Figura 4.6.2: Representación de variables cinemáticas y de interés en la selección de same-sign CR con selección base de WW excepto el cambio en la selección del signo de los leptones para 0 jets.

¿¿¿Decir algo mas????

2093 4.7. Incertidumbres sistemáticas

Además de las incertidumbres estadísticas en el número observado de eventos y el número esperado de eventos, debido a los tamaños finitos en las muestras de MC, existen múltiples fuentes de incertidumbres sistemáticas. En esta sección veremos un breve resumen de lo que se denominan "sistemáticos" en el lenguaje coloquial.

4.7.1. Incertidumbres experimentales

Las incertidumbres experimentales surgen debido a una mala simulación o modelado del funcionamiento, rendimiento y/o comportamiento del detector, particularmente en la eficiencia de la reconstrucción y la calibración de la energía de los objetos físicos. Las incertidumbres del propio detector se traducen como incertidumbres en los datos entonces se utilizan MC que modelen bien los datos y que por tanto incluyan dichas incertidumbres.

• Eficiencia de trigger

Las eficiencias del trigger de leptones y sus incertidumbres se miden como una función de p_T y η usando el método de *tag-and-probe* sobre los eventos de $Z \rightarrow ll$. Esto incluye la eficiencia de hacer coincidir o emparejar (matching) el trigger con el objeto lepton.

• Eficiencia de reconstrucción de leptones

Las eficiencias de selección de leptones y sus incertidumbres se miden como una función De p_T y η usando el método tag-and-proof de los eventos $Z \to ll$ eventos. Esta se realiza por separado para cada paso en la selección de leptones, es decir, reconstrucción, identificación, aislamiento y asociación primaria de vértices. CMS mide muy bien las energías de los leptones y por tanto no hay incertidumbre en la escala de energía, es irrelevante esa incertidumbre.

2117

• Escala de energía y resolución de jets

Cuando el detector mide la energía de los jets, tipicamente se tienen que el punto medio de las distribuciones de MC y de esos datos recogidos no coincide. Es entonces cuando se busca calibrar el MC sobre los datos y corregirlo, desplazándolo. La diferencia inicial entre distribuciones lleva asociada una incertidumbre que se denomina **JER** (*Jet Energy Resolution*. La JER y su incertidumbre se miden generalmente durante la medición en función de p_T y η utilizando eventos de dos jets (*dijet-events*).

2125

Además, se tiene que las distribuciones de MC y datos no poseen tipicamente la misma amplitud, de nuevo se corrige y calibra el MC sobre los datos. Dicha corrección se denomina **JES** (*Jet energy scale*) y se calcula en función del p_T y de η de los jets. Además, las indeterminaciones en el marco de *pile-up* introduce a la JES nuevas incertidumbres a través de la sustracción de *pileup*. Finalmente, el JES es afectado por incertidumbres en la composición del sabor del jet (*jet-flavour*) y la respuesta del detector a cada sabor.

- 2133
- 2134

• Eficiencia de b-tagging jets

Para calcular esta eficiencia se ha tenido en cuenta el error de la estimación
propagándose el error a las medidas tanto para jets provenientes de quarks b
como de los provenientes de quarks ligeros. La propagación se realiza mediante
la comparación de las eficiencias de los datos reales con las eficiencias de las
muestras de MC, variando los valores de la simulación de acuerdo a los errores.

2140 ● *Pile-up*

Las simulaciones MC y los datos se ven afectados por el *pile-up* y se hace 2141 necesario calcular y saber como afecta a la incertidumbre de las medidas. 2142 En el LHC se tiene un número de colisiones por segundo de protones lo que 2143 equivale a que se dispone de una sección eficaz de proton-proton, σ_{pp} . El *pile-up* 2144 nos aporta una incertidumbre en esta sección eficaz. De manera simplificada, 2145 la incertidumbre que aporta el *pile-up* afecta a las medidas y se reescala o 2146 corrige de acuerdo al conocimiento que se tiene de la σ_{pp} , variando la sección 2147 eficaz se ve como varia la incertidumbre que aporta el *pile-up*, se escala la 2148 simulación y se propagan las incertidumbres. 2149

²¹⁵⁰ 4.7.2. Incertidumbres en la estimación de los fondos

2151 bla bla bla bla

<u> </u>			
Source	Yield $(\# \pm () \pm (Scale FSR unc))$		
Wjets	$1298.05 \pm 177.93 \pm 389.42$		
Drell-Yan	$721.89 \pm 56.54 \pm 108.28$		
VV	$221.38 \pm 13.60 \pm 66.41$		
TTV	$0.33 \pm 0.12 \pm 0.10$		
TW	$1049.70 \pm 19.86 \pm 314,91$		
ttbar	$1901.39 \pm 27.42 \pm 190.14$		
Total Background	$5192.75 \pm 190.23 \pm 550,55$		
Expected signal	$8984.45 \pm 48.24 \pm 798.18$		
Observed data	$14421.00 \pm 0.00 \pm 120.09$		

2152 4.8. Resultados experimentales

Tabla 4.6: Compendio de Yields desglosados en fondos, señal y datos.

Source	Delta sigma	(%)
Jet Energy Scale	3.93	3.18
b-tagging efficiency	0.04	0.03
Mistagging efficiency	0.47	0.38
Pile-Up	2.05	1.66
Muon efficiencies	0.45	0.37
Electron efficiencies	1.73	1.40
ME scales	10,64	8,61
PDF	0.00	0.00
MC stat	0.66	0.53
NonWZ	5.21	4.22
Drell-Yan	1.45	1.17
Dibosons	0.89	0.72
ttV	0.00	0.00
tW	4.22	3.41
ttbar	2.55	2.06
Total Systematic	13.82	11.19
Integrated Luminosity	3.13	2.53
Statistical	1.61	1.30
Total	14.27	11.55

 Tabla 4.7: Compendio de los valores sistemáticos y del porcentaje sobre la medida de la sección.

La sección eficaz de producción experimental de WW es:

 $\sigma_{WW} = 123,56 \pm 1,61 \, (stat) \pm 13,82 \, (syst) \pm 3,13 \, (lumi)$

 $\sigma_{WW} = 123, 56 \pm 14, 27 \, (total)$

En las Figuras 4.8.1, 4.8.2 a 4.8.3 se presentan las distribuciones en las variables más relevantes para el tratamiento de la señal WW.



Figura 4.8.1: Representación de variables cinemáticas de momentos de la señal WW con la división a izquierda de 0-jets y a la derecha con 1-jet. Arriba los momentos transversos individuales del leptón más energético y abajo el momento dileptónico transverso.


Figura 4.8.2: Representación de variables cinemáticas de masa transversa, energía faltante transversa y masa invariante de la señal WW con la división a izquierda de 0-jets y a la derecha con 1-jet.

En las gráficas presentadas se pueden observar las características descritas durante todo el análisis de la señal WW. Puede verse como la distribución de la masa invariante, m_{ll} , presenta un comportamiento continuo desde los 12 GeV hasta los 300 GeV. Otro hecho importante que hay que destacar es que se ve como la distribución de masa transversa m_T para la señal de WW es que se extiende desde un valor central hasta las colas.

2164



(a) m_{ll} en 0-jets.

(b) m_{ll} en 1-jet.

Figura 4.8.3: Representación de la masa invariante de la señal WW con la división a izquierda de 0-jets y a la derecha con 1-jet.

En cuanto a las diferencias en la separación entre cero y un jets se observa algo 2165 físicamente completamente lógico y es que para el bin de un jet la contribución 2166 del fondo debido al quark top es mucho mayor. Esto se debe, como se explicó an-2167 teriormente, a que el top dileptónico aparece acompañado de dos jets por lo que 2168 la capacidad de reducir eventos provenientes de top disminuye según aumenta el 2169 número de jets considerados en el estado final. En esta misma separación, se pro-2170 duce un aumento significativo de la contribución del fondo Z + jets debido entre 2171 otras a la pérdida de energía que es mayor en el bin de un jet, y por ende los cortes 2172 en ella no son tan efectivos como en la selección para cero jets. 2173

2174

Finalmente se observa un exceso de datos algo mayor para el bin de un jet que en el bin de cero jets. Cualquier exceso de datos conlleva un aumento de la sección eficaz experimental superior al valor teórico esperado. Por tanto, parece ser que en nuestra señal WW encontramos una dependencia en la sección eficaz con el número de jets.

APARTADO 5

Señal $H \to WW^*$

²¹⁸² "I am quite surprised that it happened during my lifetime. It is nice to be right ²¹⁸³ about something sometimes."

Peter Higgs¹

²¹⁸⁵ 5.1. Muestras de datos y de Montecarlo

Las muestras de datos medidos y las distintas muestras simuladas con Montecarlo para el análisis de $H \rightarrow WW*$ en este Apartado son las mismas que para el proceso WW del Apartado anterior. De ahora en adelante se entenderá como SM WW (Standard Model WW) a dicho proceso. El único cambio es que ahora se tiene en cuenta la muestra de MC que simula la producción de eventos de señal Higgs que se añadirá a las otras muestras. Puede verse en la siguiente Tabla 5.1.

			\mathcal{S}	
Proceso	Sucesos	$\sigma\left(pb ight)$	Escala a 1 fb^{-1}	Generador
$gg \to H \to WW \to l\nu l\nu$	492200	0.1212075	0,0002462	Powheg + Pythia

Tabla 5.1: Muestra de Montecarlo empleada para la señal.

2184

2192

¹Peter Higgs on CERN when scientists detected the Higgs boson particle in 2012.

²¹⁹³ 5.2. Separando SM WW de $H \rightarrow WW^*$

Todos lo discutido anteriormente son todos los antecedentes, preparatorios y 2194 estudios para la búsqueda de H \rightarrow WW^* \rightarrow $l\nu l\nu.$ En la búsqueda de Higgs, se 2195 utiliza la selección de eventos WW para suprimir todos los fondos presentados an-2196 teriormente, y las técnicas descritas en la sección anterior se utilizan para estimar 2197 su contribución residual. Además de estos fondos no - WW, el continuo de produc-2198 ción del SM WW es un fondo significativo en la búsqueda de Higgs. La producción 2199 de dibosones WW es el fondo dominante después de la selección de eventos para 2200 WW como podemos ver en la Figura 5.2.1 donde se muestra la distribución de 2201 la masa invariante tras la selección de WW, incluyendo la distribución esperada 2202 del Higgs. Como se aprecia la señal $H \to WW^*$ es empequeñecida por la produc-2203 ción SM WW. Es evidente que el pilar fundamental para tener sensibilidad en la 2204 búsqueda de $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ es suprimir en la medida de lo posible el fondo 2205 SM $WW \rightarrow l\nu$. 2206



Figura 5.2.1: Cambiar gráfica por la misma pero con syst puestos a stat

El principal medio de separar la producción de SM WW de la producción de 2207 $H \to WW^*$ proviene de la naturaleza de spin-zero del bosón de Higgs. Se ha predi-2208 cho como se mencionó al inicio del trabajo que el bosón de Higgs es una partícula 2209 spin-zero y además, como también se mencionó, los bosones W tienen spin uno. 2210 Por tanto, en la desintegración $H \to WW^*$, los spins de los bosones W deben estar 2211 alineados de forma opuesta para conservar el momento angular. Esta información, 2212 los spines de los W alineados de forma opuesta, se conserva en los productos de 2213 decaimiento de un W por la violación de la paridad de la interacción débil ("parity-2214 violating weak interaction"), que como se sabe gobierna los decaimientos de los 2215 bosones W. 2216

2217

Esto se ilustra esquemáticamente en la Figura 5.2.2. En dicha Figura se muestra la cadena de decaimiento de $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ para dos posibles orientaciones de los spines de los bosones W. Las flechas rojas indican la dirección de los productos de la descomposición en el marco de los productos del decaimiento del Higgs. Por otro lado, las flechas negras discontinuas indican la dirección de la componente del spin a lo largo de la dirección de los productos finales de decaimiento de Higgs.



Figura 5.2.2: Diagrama esquemático que ilustra la correlación en la dirección del lepton que resulta de la naturaleza spin-cero del Higgs y la paridad que viola por los decaimientos por interacción débil de los W. Se muestran dos decaimientos de Higgs, con diferentes orientaciones de spin de los bosones W.

Cuando los bosones W se descomponen en leptones, las partículas del tipo de materia, l^- y ν , emergen en la dirección contra del spin de W, mientras que las partículas de tipo anti-materia, l^+ y $\bar{\nu}$, emergen en la dirección a lo largo del spin del W.

2228

Como resultado, las direcciones de los leptones cargados están correlacionadas, y a su vez los leptones cargados emergen de los decaimientos W en la misma dirección. Las direcciones de los neutrinos están correlacionadas de una manera similar. Esta correlación produce un estado final en el que el ángulo entre los leptones es menor en promedio que para la producción continua del SM WW. Lo que se conoce como spin-correlations.

2235

Para las masas del bosón de Higgs inferiores a $2 \cdot m_W$ se tiene que destacar otra característica entre SM WW y el $H \to WW^*$ y es otra diferencia cinemática en el momento transversal del leptón más blando (softer lepton). Cuando la masa de Higgs es inferior a $2 \cdot m_W$, uno de los bosones W participantes en la desintegración de Higgs será off-shell².

2241

Los leptones producidos de estos bosones W off-shell tienden a tener un momento transverso inferior que los leptones producidos a partir de la producción de SM WW, para lo cual ambos leptones provienen de bosones W que son on-shell. Para la búsqueda $H \to WW^*$, por tanto el requisito en el $p_T^{l_1}$ momento transverso del leptón se reducirá respeto a la selección inicial de SM WW para así aumentar la aceptancia de un Higgs de baja masa.

2248

Los ángulos más pequeños de apertura de leptones y los espectros de leptones blandos en la producción $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ se utilizan para suprimir el fondo continuo de WW. La combinación de estos dos efectos, explicados justo encima, nos conduce a una menor masa invariante di-leptonica en $H \to WW^*$.

²En términos de teoría cuántica de campos, se trata de una partícula que no satisface las ecuaciones de movimiento, es decir no satisface que el cuadrimomento $P^2 = m^2$ en la ecuación de movimiento $E^2 - P^2 = m^2$.

Después de la selección de WW básica del apartado anterior, se requerirá por tanto que los eventos en el análisis $H \to WW^*$ tengan una m_{ll} pequeña. La Figura 5.2.3a muestra el requisito de bajas m_{ll} utilizado en la búsqueda de Higgs. Como se puede apreciar, una fracción significativa del fondo WW se elimina por dicha selección.



Figura 5.2.3: Dos de las variables cinemáticas utilizadas para separar la producción de SM WW de la producción de $H \rightarrow WW^*$. A la izquierda la distribución de masa invariante m_{ll} después de la selección de WW. A la derecha la distribución $\Delta \phi_{ll}$, el ángulo entre dos leptones en valor absoluto en radianes. Ambas en escala logarítmica.

2258	Ta mal graficas. Hay que hacer se aplica la seleccion de momentos mas soft y
2259	pinto la nueva m_{ll} luego tras cortar y decir donde, poner flechas rojas,
2260	presento delta phi grafica y vuelvo a decir donde corto flecha roja
2261	y finalmente aplico todo eso con mt y grafica
2262	La variable cinemática final usada para distinguir el SM WW de $H \to WW^*$ es
2263	una estimación de la masa del sistem a $WW.$ En el proceso $H \to WW^*$ se procede

2264 a través de la resonancia en m_{WW} al valor de la masa de Higgs. La mayor parte de 2265 la información de dicha masa sabemos que es perdida por los neutrinos del estado 2266 final, para los cuales los cuadrivectores no pueden ser reconstruidos. Sin embargo, 2267 en el plano transverso, el momento del neutrino se puede deducir a través de E_T^{miss} . 2268 Se pasa entonces a trabajar en el plano transverso y la cantidad que nos interesa es la masa reconstruida en dicho plano. La masa transversa, m_T , es definida como 2270 [31]:

$$m_T = \sqrt{(E_T^{ll} + E_T^{miss})^2 - |\vec{p}_T^{ll} - \vec{p}_T^{miss}|^2}$$
(5.2.1)

2271 donde $E_T^{ll} = \sqrt{|\vec{p}_T^{ll}|^2 + m_{ll}^2}$, $|\vec{p}_T^{miss}| = E_T^{miss}$, y $|\vec{p}_T^{ll}| = p_T^{ll}$ La masa transversa es 2272 una cantidad física que es muy sensible a la masa del sistema de los bosones WW. 2273 La Figura 5.2.4 muestra la distribución m_T para la señal $H \to WW^*$ y el fondo SM 2274 WW, después de los requisitos m_{ll} y $\Delta\phi_{ll}$.



Figura 5.2.4: Distribución de m_T

El paso final en el análisis $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ es un ajuste a la distribución m_T .

Al final la postselección completa de cortes aplicados tras en el apartado anterior estudiar la selección de WW podemos verla en la Tabla 4.5 siguiente.

Variablebla bla
$$p_T^{l_1}$$
 p_T^{ll} p_T^{ll} m_{ll} M_{ll} GeV $\Delta \phi_{ll}$ m_T GeV M_T

Tabla 5.2: Selección para el estudio de la señal $H \to WW$.

2278 5.3. Resultados experimentales

2279	Yields
2280	Graficas
2281	

$_{^{2282}} APARTADO 6$

2283 Conclusiones

Este trabajo comenzó por un repaso de la historia de la física de partículas y 2284 concretamente se ha visto una visión general del Modelo Estándar. Desde entonces, 2285 se ha descrito de manera detallada el acelerador de partículas LHC del CERN y 2286 los detectores que tiene. Concretamente se ha explicado en detalle, con el que tra-2287 baja el grupo experimental de física de altas energías de la Universidad de Oviedo, 2288 el experimento CMS cuyos datos son la base central de este análisis. Tras ver las 2289 reconstrucciones y simulaciones de colisiones se ha explicado de forma teórica el 2290 bosón de Higgs en el Modelo Estándar el cual es objeto final de este análisis. 2291

2292

Los resultados siguientes que se han presentado a lo largo del trabajo se han centrado en el estudio del fondo WW, el principal en el canal $H \rightarrow WW$ cuando ambos bosones W decaen leptonicamente. Para el estudio de WW se ha comenzado por la selección de objetos y los cortes necesarios que se han tenido que aplicar. A su vez se ha medido la sección eficaz de producción de WW.

2298

2299 <mark>bla bla bla</mark>

²³⁰⁰ Bibliografía

En este apartado se mencionan algunas referencias bibliográficas, artículos científicos y diversas publicaciones en páginas web que se han consultado para la realización de este trabajo de fin de grado y cuyas citas pueden verse numeradas a lo largo del mismo. Con fecha 28 de junio de 2017.

- [1] Povh, B. et al. Particles and Nuclei. An Introduction to the Physical Concepts. Sprin ger, 2015. ISBN 9783662463215.
- 2307 [2] The Standard Model. URL: https://home.cern/about/physics/standard-model
- 2308 [3] Wikipedia. URL: https://simple.wikipedia.org/wiki/Standard_Model
- [4] PhysicsLAB. URL: http://dev.physicslab.org/Document.aspx?doctype=3& filename=Dynamics_Welcome.xml
- 2311 [5] CPAN. URL: www.i-cpan.es/es/content/el-gran-colisionador-de-hadrones-lhc
- [6] Bruning, Oliver S. et al. CERN Collaboration *LHC Desing Report*. CERN. Geneva.
 2313 2004.
- ²³¹⁴ [7] The accelerator complex URL: http://home.cern/about/accelerators
- 2315 [8] Experiments URL: https://home.cern/about/experiments
- [9] G.L. Bayatian et al. CMS Collaboration. CMS physics: Technical design report.
 CERN. Geneva. 2007.
- 2318 [10] inSPIRE URL: https://inspirehep.net/record/1236817/plots
- 2319 [11] CMS docDB URL: http://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ 2320 ShowDocument?docid=5697

- 2321 [12] inSPIRE URL: http://inspirehep.net/record/1185262
- [13] Cittolin, Sergio et al. CMS Collaboration. CMS trigger and data-acquisition project.
 CERN. Geneva. 2002.
- [14] Beaudette, F. CMS Collaboration. The CMS Particle Flow Algorithm.
- arXiv:1401.8155v1 [hep-hex]. January 2015.
- [15] Krumar Nayak, Aruna. CMS Collaboration. Reconstruction of physics objets in the
 CMS detector. arXiv:1310.7408v1 [hep-ex]. October 2013.
- [16] CMS Collaboration, Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance
 for Jets, Taus, and MET, CMS-PAS-PFT-09-001. 2009.
- [17] Reconstructing a multitude of particle tracks within CMS. URL: http://cms.web.
 cern.ch/news/reconstructing-multitude-particle-tracks-within-cms
- [18] Prokofiev, Kirrill. ATLAS Collaboration. Reconstruction of primary vertices in pp
 collisions, arXiv:1010.1483 [physics.ins-det]. October 2010.
- 2334 [19] ROOT. URL: https://root.cern.ch
- [20] CMS Collaboration, Observation of a new boson at mass of 125GeV with the CMS
 experiment at the LHC, arXiv:1207.7235v1 (2012)
- [21] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964); P. W. Higgs, Phys. Lett.
 12, 132 (1964).
- [22] P. Higgs, My life as a boson, the story of the Higgs, Int. J. Mod. Phys. A. 17, 86
 (2002). DOI:10.1142/SO217751X02013046.
- ²³⁴¹ [23] F. Wilczek, Origin of Mass, arXiv:1206.7114v2 [hep-ph].
- ²³⁴² [24] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B592 (2004) 1.
- ²³⁴³ [25] A. Pich *The Standard Model of Electroweak Interactions*, arXiv:0502.010v1 [hep-ph].
- [26] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard
 Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, arXiv:1207:7214.

- [27] tWiki. LHC Higgs Cross Section Working Group (2012-2013). URL:https://twiki.
 cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections#Latest_plots
- ²³⁴⁸ [28] T. Gehrmann et al. WW production at hadron colliders in NNLO QCD. ar-²³⁴⁹ Xiv:1408.5243 [hep-ph]
- [29] J. Beringer et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012). URL:http://pdg.
 lbl.gov/2012/listings/rpp2012-list-w-boson.pdf
- [30] Saptaparna Bhattacharya for the CMS collaboration Efficiency measurement of b tagging algorithms developed by the CMS experiment. Proceedings of the DPF-2011
 Conference, Providence, RI, August 8-13, 2011. arXiv:1110.4569 [hep-ex].
- [31] ATLAS Collaboration, Search for the Higgs boson in the $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ decay channel in p-p collisions at $\sqrt{s} = 7TeV$ with the ATLAS detector, Phys.Rev.Lett. 108 (2012) 111802, arXiv:1112.2577 [hep-ex].
- [32] ATLAS Collaboration, Measurement of the Higgs boson mass from the $H \to \gamma \gamma$ and $H \to ZZ^* \to 4l$ channels with the ATLAS detector using $25fb^{-1}$ of pp collision data. (2014). arXiv:1406.3827 [hep-ex] (accepted by Phys. Rev. D)
- [33] CMS Collaboration, Combination of standard model Higgs boson searches and mea surements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV. CMS-PAS HIG-13-005 (2013)