



Universidad de Oviedo

Facultad de Ciencias

Grado en Física

Trabajo de Fin de Grado

**Estudio de la producción de sucesos $t\bar{t}$ y su efecto en
los coeficientes de Wilson de EFTs con el experimento
CMS del CERN**

Autor: Javier del Riego Badás

Supervisado por:

José Enrique Palencia Cortezón

Andrea Trapote Fernández

Juan Rodrigo González Fernández

Índice general

Resumen	7
1. El Modelo Estándar	9
1.1. El Modelo Estándar de Partículas	9
1.1.1. Fermiones	10
1.1.2. Bosones	10
1.2. Límites del ME	12
1.3. Teorías de Campo Efectivas (EFT)	14
1.3.1. Cálculo de secciones eficaces	15
1.3.2. Aproximación a EFT en el ME	16
1.3.3. Formalismo de SMEFT (<i>Standard Model EFT</i>)	18
1.3.4. Ejemplos y objetivo de búsqueda	20
2. Dispositivo Experimental. <i>LHC</i> y <i>CMS</i>	25
2.1. La instalación LHC	25
2.2. El experimento CMS	29
2.2.1. Sistema de Coordenadas	31
2.2.2. Detector de trazas. <i>Tracker</i>	33
2.2.3. Calorímetro Electromagnético. <i>ECAL</i>	33
2.2.4. Calorímetro Hadrónico. <i>HCAL</i>	34

2.2.5. Cámaras de Muones	35
2.2.6. Solenoide Superconductor	36
2.2.7. Trigger	37
3. Simulación y reconstrucción de sucesos	39
3.1. Simulación de procesos	40
3.1.1. Generación	40
3.1.2. Simulación	41
3.2. Reconstrucción de sucesos	42
3.2.1. Vértice primario	43
3.2.2. Muones	43
3.2.3. Electrones	44
3.2.4. Jets	45
3.2.5. B-jets	45
3.2.6. MET y otros observables de interés	46
4. Descripción del análisis	49
4.1. Procesos de señal	49
4.2. Estados finales objetivo	50
4.2.1. Consideraciones propias de EFT	51
4.3. Procesos de fondo	52
4.4. Selección	53
4.5. Incertidumbres	55
4.5.1. Estadísticas	55
4.5.2. Sistemáticas	56
4.6. Software empleado	57

5. Resultados	59
5.1. Selección del estado final	60
5.2. Selección de Coeficientes de Wilson	68
5.3. Normalizaciones	77
5.4. Agrupación de procesos	82
5.4.1. Regiones de Control	82
5.4.2. Regiones de Señal	84
5.4.3. Selecciones o categorías	87
6. Conclusiones	89
Bibliografía	94

Resumen

Una de las teorías más completas y precisas en física es el denominado Modelo Estándar (en adelante ME), que describe el comportamiento de las partículas elementales que forman toda la materia que nos rodea, así como las interacciones entre ellas. Se desarrolló fundamentalmente a finales del siglo XX (y se siguió mejorando durante los comienzos del XXI). Sin embargo, a pesar de considerarse como decimos muy completa, hay algunos aspectos que no explica (interacción gravitatoria, materia oscura, energía oscura, jerarquía de masas...). Por tanto, resulta evidente que es necesario completarla de alguna forma. Entre las múltiples soluciones que se pueden adoptar, en este trabajo vamos a centrarnos en las EFT (*Effective Field Theories* o Teorías de Campo Efectivas), que permiten parametrizar efectos de física a energías más altas de las alcanzables en los experimentos a día de hoy, de forma que sí se puedan observar en los experimentos.

En este trabajo de fin de grado exploraremos los efectos de las EFT utilizando datos de CMS (*Compact Muon Solenoid*, detector del LHC (*Large Hadron Collider*, o Gran Colisionador de Hadrones)) tomados durante el año 2018, a 13 TeV en energía de centro de masas correspondientes a una luminosidad integrada de 59.7 fb^{-1} . Exploraremos cómo afectan las EFT a estos datos (y simulaciones generadas), fundamentalmente explorando variables angulares y espaciales, para compararlas con los estudios realizados previamente por la colaboración CMS. La colaboración CMS ya ha realizado (y sigue estudiando) análisis de EFT, pero fundamentalmente enfocando sus estudios en variables asociadas al momento de las partículas. El objetivo de este trabajo es complementar dichos análisis ya realizados con las mencionadas variables angulares. Durante sus páginas, describiremos esto con más detalle y comentaremos si al final encontramos resultados que mejoren/completen los estudios de CMS.

Este trabajo de fin de grado está enmarcado en las asignaturas de Física Nuclear y de Partículas Elementales, Física de Altas Energías y Aceleradores y Métodos Numéricos Aplicados a la Física.

En el primer capítulo, haremos una introducción teórica, tanto del propio ME y sus limitaciones, como de la forma en la que se implementan las EFTs (de forma teórica y también práctica en nuestro análisis).

Posteriormente, en el segundo capítulo haremos una descripción del dispositivo experimental que nos proporciona los datos y simulaciones con los que vamos a trabajar durante el estudio: acelerador LHC y detector CMS.

En el tercer capítulo, describiremos cómo se realiza la simulación y reconstrucción de los sucesos que tienen lugar en el colisionador. Es fundamental saber cómo asociar de forma óptima la información de cada uno de los subdetectores para su interpretación física.

En el cuarto capítulo describimos con profundidad los elementos de nuestro análisis concreto: qué procesos nos interesan (señal), por qué, y cuáles pueden confundirse con ellos (fondos). También comentamos cómo se puede hacer para seleccionar justo estos procesos de interés, así como las incertidumbres consideradas en el estudio.

Más adelante, en el quinto capítulo, entramos en los detalles del estudio realizado en sí: describimos cómo fuimos trabajando de forma secuencial para ir obteniendo los resultados que en dicho capítulo se presentan: desde la elección de un estado final con el que trabajar hasta la obtención de puntos de trabajo (situaciones que discriminan bien las diferencias entre ME y los efectos de EFT) y su comparación con los obtenidos por CMS.

Por último, en el sexto capítulo cerramos el trabajo haciendo un resumen de las conclusiones que en su realización hemos obtenido.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

En este capítulo recogeremos el fundamento teórico en el que basamos todo el trabajo. Describiremos el ME de Física de Partículas e introduciremos la necesidad de hacer búsquedas más allá de él. Posteriormente, haremos una aproximación a un tipo de estas búsquedas: las teorías de campo efectivas (EFTs), que será el tipo que utilizaremos en este trabajo.

1.1. El Modelo Estándar de Partículas

El Modelo Estándar (ME, o SM en inglés *Standard Model*) es una de las teorías más precisas y completas de la física moderna, por lo que está considerado como uno de los mayores éxitos de la física del último siglo. Es una teoría cuántica de campos que describe las partículas fundamentales que componen la materia ordinaria y las fuerzas fundamentales por las que dichas partículas interaccionan (electromagnética, fuerte y débil).

Desarrollada durante el siglo XX, llegó a la formulación actual en los años 70. No obstante, muchas de las partículas que la componen no fueron descubiertas experimentalmente (y por tanto no se pudo refrendar la teoría) hasta bastantes años más tarde. Por ejemplo, uno de los hitos más importantes en cuanto a probar esta teoría fue el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 en el LHC.

El ME diferencia las partículas existentes en la naturaleza en dos bloques fundamentales: fermiones (tienen spin semientero) y bosones (tienen spin entero). Los fermiones son los constituyentes de la materia mientras que los bosones son las partículas mediadoras de las interacciones entre fermiones.

1.1.1. Fermiones

A su vez, los fermiones se dividen en dos grupos en función de si sienten o no la interacción fuerte. Por un lado tenemos los leptones, que no sienten interacción fuerte, solo la electromagnética y la débil. Existen tres generaciones de leptones, ordenadas de menor a mayor masa: **electrón** (e) y su **neutrino electrónico** (ν_e); **muón** (μ) y su **neutrino muónico** (ν_μ), y **tau** (τ) y su **neutrino tauónico** (ν_τ). Como ya hemos dicho, todos los leptones tienen carga débil, ninguno tiene carga de color y entre ellos, el electrón, el muón y el tau tienen carga eléctrica de valor 1 (positiva o negativa) y los neutrinos no tienen carga eléctrica. Entre las tres generaciones, las propiedades son esencialmente las mismas, cambiando únicamente la masa (en una jerarquía cuya explicación aún se desconoce). Además, el electrón es una partícula estable, mientras que el muón y el tau se desintegran con vidas medias cortas. Aún así, el muón recorre suficiente distancia como para ser detectado en los detectores (capítulo 2), cosa que no ocurre con el tau.

Por otra parte, están los *quarks*, que sí sienten la interacción fuerte y por tanto se dice que tienen carga 'de color'. Al igual que sucede con los leptones, existen tres generaciones ordenadas por sus masas (de cuya jerarquía se desconocen las razones). Dentro de cada generación (o familia), existen dos tipos de quarks, unos con carga $-\frac{1}{3}$ y otros con carga $\frac{2}{3}$ (en unidades naturales de carga eléctrica). Así pues, tenemos los quarks: **down**(d), **up**(u), **strange**(s), **charm**(c), **bottom**(b) y **top**(t).

Un elemento importante sobre los quarks es que, como veremos más adelante (sección 3.2.4), no los podremos encontrar en los detectores aislados, sino agrupados en conjuntos denominados *jets*.

1.1.2. Bosones

Una vez descritos los fermiones, vamos con los bosones, que como ya hemos dicho, son las partículas mediadoras de las interacciones existentes en la naturaleza. Tenemos por un lado el **fotón** (γ), bosón mediador de la interacción electromagnética, sin masa ni carga. También existe el **gluón** (g), que media la interacción fuerte y no tiene masa ni carga eléctrica pero sí carga de color. Las partículas con carga de color tienen una propiedad llamada 'confinamiento cuántico' que hace que interaccionen consigo mismas. Como consecuencia de esta propiedad no se pueden observar partículas con carga de color de forma aislada sino que se las encuentra acompañadas de forma que su carga de color total sea nula. De esta forma, los gluones y quarks se encuentran confinados en sistemas denominados **hadrones** con carga de color nula. Por otro lado, tenemos los bosones mediadores de la interacción débil, que son el $W^\pm$ y el Z^0 . Estos tienen masa y no presentan carga de color. El W tiene carga eléctrica del valor de la unidad, y el Z es neutro. El hecho de que tengan masa hace que la interacción esté reducida a una distancia muy pequeña,

menor que el tamaño nuclear.

Por último, está el **Bosón de Higgs** (H) que es una partícula escalar, de espín nulo, masa aproximada 125 GeV (uds. naturales) y no posee carga eléctrica ni de color. Esta partícula es de especial importancia porque fue la última de ellas en ser descubierta experimentalmente y es responsable del 'Mecanismo de Higgs'[1], por el cual todas las demás adquieren masa (las que no tienen masa nula). Fue, de algún modo, la pieza que completó el puzle de las partículas existentes en el ME.

Para entender mejor todas estas relaciones, en las figuras 1.1.2 y 1.2 se esquematiza todo lo explicado hasta ahora.

mass →	≈2.3 MeV/c ²	≈1.275 GeV/c ²	≈173.07 GeV/c ²	0	≈126 GeV/c ²
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	u up	c charm	t top	g gluon	H Higgs boson
QUARKS	≈4.8 MeV/c ²	≈95 MeV/c ²	≈4.18 GeV/c ²	0	
	d down	s strange	b bottom	γ photon	
	0.511 MeV/c ²	105.7 MeV/c ²	1.777 GeV/c ²	91.2 GeV/c ²	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
LEPTONS	<2.2 eV/c ²	<0.17 MeV/c ²	<15.5 MeV/c ²	80.4 GeV/c ²	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	
					GAUGE BOSONS

Figura 1.1: Resumen de las partículas que componen el ME y sus propiedades (spin masa y carga eléctrica). En verde aparecen los leptones, en morado los quarks y en rojo los bosones. Aparece además el bosón de Higgs .[2]

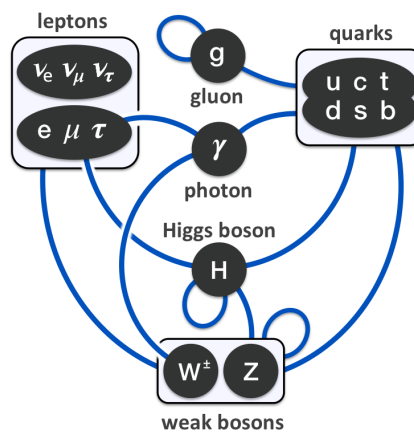


Figura 1.2: Resumen de las interacciones permitidas entre partículas y bosones, o bosones consigo mismos. Recordamos que depende de que cierta partícula posea o no carga de determinada interacción. Las líneas azules conectan una interacción permitida.[2]

1.2. Límites del ME

Aunque el ME es una teoría muy completa y describe a la perfección la gran mayoría de los procesos que tienen lugar en el ámbito de la física de partículas, aún existen algunos problemas sin explicación en el marco del ME, es decir, hay evidencias de que existen incorrecciones en el modelo, pero aún no se ha podido explicar de forma teórica cómo surgen esas incorrecciones. El ámbito de la física que intenta proponer teorías que expliquen este tipo de fenómenos se conoce como 'Física Más Allá del ME', y alguno de los problemas que comentamos son los siguientes [3], [4]:

- **Interacción Gravitatoria:** Hemos comentado las tres interacciones que describe el ME, y es evidente que el lector habrá echado en falta una que es conocida desde los tiempos de Newton a finales del siglo XVII: la gravedad. El ME no incluye esta interacción en su descripción de la naturaleza. Se ha intentado modelizar como el resto de interacciones, es decir, se ha postulado una partícula mediadora de la interacción (el *gravitón*), pero esta partícula no ha sido descubierta. Así que, a ojos del ME, la interacción gravitatoria aún no existe. Esto es evidentemente un gran problema, puesto que *sabemos* (siglos de evidencias) que dicha interacción existe. Más aún, la teoría que describe actualmente la gravedad de forma más precisa (la Teoría de la Relatividad General) describe la fuerza gravitatoria con un mecanismo distinto al de las interacciones en el ME: propone una deformación del espacio-tiempo como la causa, en lugar de una mediación de partículas.
- **Materia Oscura:** Existe en el universo una materia de composición desconocida, pero cuya existencia ha sido corroborada mediante estudios cosmológicos y astrofísicos desde la segunda mitad del siglo XX y que debería corresponder a un 20 % de la materia-energía del universo, según las últimas estimaciones. Esta materia recibe el nombre de Materia Oscura, y solo se sabe actualmente que interactúa gravitatoriamente. El ME no da ninguna explicación sobre el origen o composición de este tipo de materia.
- **Energía Oscura:** Si podía parecer bastante preocupante desconocer el 20 % de la composición del universo, el problema de la Energía Oscura da motivos para una preocupación aún mayor. Según la teoría de la relatividad, la cosmología se desarrolló mucho durante la segunda mitad del siglo XX (y sigue desarrollándose en nuestro siglo). En lo que nos concierne, se sabe que el universo está en una fase de expansión acelerada, y para explicar esta expansión, es *necesario* que aproximadamente un 75 % de la materia-energía del universo esté conformada por una densidad de energía (representada en las ecuaciones de

Einstein por la constante cosmológica) que no es ni materia ni energía usual. Esto es lo que se conoce como Energía Oscura, y nuevamente, el ME no da explicación al origen y composición de este tipo de energía.

- **Problema de la Jerarquía y Generaciones:** Ya hemos descrito en la sección anterior las partículas que conforman el ME, y comentamos brevemente algún problema con sus masas. Si nos fijamos en las masas de cada partícula en la figura 1.1.2, observamos que no hay ninguna relación lógica entre las masas de cada partícula. Pareciera como si los valores hubieran sido introducidos 'ad-hoc' (o 'a mano'). Por qué las partículas tienen las masas que tienen es una pregunta que aún no tienen respuesta en el marco del ME.

Además, hemos comentado que hay tres generaciones de fermiones (tanto en quarks como en leptones), a cada cual con mayores masas. Por qué hay tres y no dos o cinco, o diez es otra incógnita que el ME tampoco despeja.

- **Masa de los neutrinos:** Si nuevamente nos fijamos en la figura 1.1.2, observamos que los neutrinos no tienen una masa concreta sino que solo nos dan una cota superior para su masa. He aquí otro de los misterios sin resolver por el ME. Según el modelo, los neutrinos no tendrían masa. Sin embargo, se ha demostrado experimentalmente que *tienen* que tener masa. De hecho, se explica su obtención de masa mediante un mecanismo conocido como la oscilación de neutrinos. Aun así, a día de hoy, el ME no explica que tengan masa, y mucho menos sugiere un valor para dicha masa. Las cotas superiores que aparecen en el diagrama no son más que 'pistas' que nos han dado los experimentos.
- **Asimetría Materia-Antimateria:** Es una evidencia experimental que el universo no está compuesto en un equilibrio entre materia y antimateria. Existe una clara abundancia de materia sobre antimateria. La explicación de esta asimetría (supuesto que en el Big-Bang se crearon en las mismas proporciones), se explica parcialmente desde el ME pidiendo violaciones de la simetría CP (carga-paridad)[5]; pero no llegan a explicar *toda* la asimetría.

Como se puede ver, aunque consideremos el ME como una de las teorías de las que la física está más orgullosa, las imprecisiones son numerosas (aquí solo hemos listado algunas de ellas). De hecho la cuestión es paradójica, porque el ME funciona tan bien para explicar una enorme cantidad de procesos en el ámbito de la física de partículas (y por extensión de la naturaleza), que es muy difícil encontrar explicaciones a estos fallos que hemos ido relatando. A buscar estas explicaciones o nuevas teorías se dedican una gran cantidad de físicos y físicas a lo largo de todo el mundo.

Entre las teorías (aún sin confirmar) que puedan explicar estas imprecisiones, destacan con fuerza la **supersimetría** (SUSY)[6] o la **teoría de cuerdas** [7]. Otras teorías propuestas pueden ser las **teorías de gravedad cuántica de bucles**, los **axiones**... multitud de alternativas

propuestas para dar explicación a las incógnitas que se tienen a día de hoy. Con el paso de los años se verá si alguna de estas teorías es correcta.

Existen diferentes aproximaciones para comprobar si las teorías anteriores son ciertas o no. Una muy importante es la **teoría de campo efectiva** (en Física General) (o SMEFT por *Standard Model Effective Field Theory*, en nuestro caso particular), que precisamente es la que vamos a explorar en este trabajo.

1.3. Teorías de Campo Efectivas (EFT)

Como ya hemos comentado entonces, es necesario establecer búsquedas más allá del ME para resolver las imprecisiones comentadas en la sección anterior y dar o no validez a las nuevas teorías propuestas. Entre las estrategias más interesantes para hacer esta búsqueda se encuentran las teorías de campo efectivas o EFT. Este tipo de teorías tienen como objetivo principal poder llegar a rangos de energías que no son alcanzables en los experimentos que hay en el panorama científico actual (o en el momento en el que se postulan). Por este motivo, a veces se dice que "una EFT es una aproximación a baja energía de una teoría más fundamental, a la que se conoce como la 'teoría completa'"[8]. En nuestro caso, usamos la aproximación EFT aplicada al ME, pero es una estrategia válida también en otros campos de la física.

La utilidad de este tipo de estrategias parece bastante evidente: si se necesita llegar a una mayor escala de energías para hacer nuevos descubrimientos, hace falta financiación económica y desarrollo de tecnologías que permitan esas escalas de energías. Para obtener esto, primero será necesario presentar una relativa evidencia de que la inversión va a ser fructífera: si queremos elevar el rango de energías accesible en el LHC porque pensamos que una posible partícula nueva puede estar en ese rango, podemos desarrollar una EFT que dé indicios serios de la existencia de esta partícula. Si la EFT presenta con visos de seguridad esta existencia, será más sencillo conseguir financiación para mejorar la tecnología existente que si no tenemos ningún tipo de evidencia, y simplemente queremos mejorar la tecnología para seguir buscando, por 'simple' curiosidad científica.

Además, una característica clave y muy ventajosa de las EFTs es que no formula hipótesis sobre las posibles partículas que existen más allá del ME (no busca un tipo concreto de partículas, ya sean las que predice SUSY, o las que predice cualquier otra teoría), sino que busca todos los posibles efectos que cualquier partícula o combinación de partículas que existan a más energía podrían tener a bajas energías. Por tanto, cualquier partícula que pueda existir a rangos altos de energía debería poder ser detectada por EFTs, corresponda a la teoría más allá del ME que sea (o incluso encontrar partículas que no hayan sido formuladas por ninguna teoría aún).

Antes de seguir profundizando en cómo se establecen las EFTs, hagamos una introducción

al cálculo de secciones eficaces que permita al lector entender mejor lo sucesivo.

1.3.1. Cálculo de secciones eficaces

Conviene en este punto aclarar cómo se realiza el cálculo de secciones eficaces (σ) de un proceso. En nuestro contexto, la sección eficaz de un proceso es una medida de la probabilidad que tiene dicho proceso de ocurrir cuando hacemos colisionar protones en LHC. Es una magnitud crucial en los experimentos de análisis en física de partículas, puesto que nos permite verificar la idoneidad de las teorías propuestas. El cálculo de las mismas es un desarrollo complejo, y se pueden encontrar más detalles en [9]. En nuestro trabajo, lo que es importante reseñar sobre ellas es que tienen una fuerte dependencia cuadrática de los elementos de matriz asociados al potencial de Yukawa, $\sigma \propto \mathcal{M}^2$, siendo $\mathcal{M}$ dichos elementos de matriz.

Dichos elementos de matriz se encuentran asociados a los vértices del proceso representado en su diagrama de Feynman. Recordamos brevemente que los diagramas de Feynman son representaciones pictóricas de las expresiones matemáticas que describen el comportamiento e interacciones de las partículas subatómicas. En nuestro contexto, un posible diagrama de Feynman básico podría ser el de la figura 1.3:

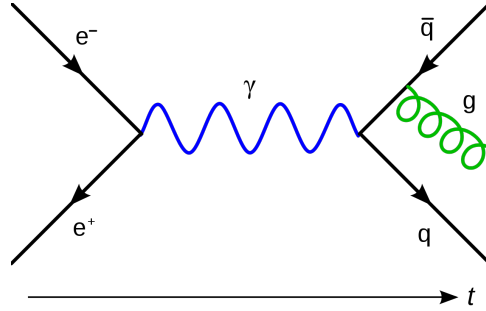


Figura 1.3: Ejemplo de diagrama de Feynman. En él se representa la aniquilación de un electrón con un positrón, produciéndose un fotón como partícula mediadora, que se convierte en un par quark-antiquark. Posteriormente, el antiquark radia un gluón [10].

Así pues, para un proceso descrito por un diagrama de Feynman, podemos calcular los elementos de matriz asociados (dejando a un lado constantes numéricas y empleando unidades naturales):

$$\mathcal{M} \propto \frac{gg}{q - m^2} \quad (1.1)$$

Donde g representa la raíz cuadrada de la constante de acoplo (dependiente del tipo de interacción) en cada uno de los vértices del diagrama ($g = \sqrt{\alpha}$), q es el momento transferido en el proceso, y m la masa de la partícula mediadora (bosón). Por ejemplo, en el caso de la figura 1.3,

la constante de acoplo sería la de la interacción EM (normalmente denotada simplemente por α ; la de un bosón W se denota por $\alpha_W \dots$), y la masa sería nula (el γ no es masivo), de forma que $\mathcal{M}_{1.3} \propto \frac{\alpha}{q}$

De esta forma, dado un determinado proceso, gran parte de su sección eficaz σ se puede calcular a partir de su diagrama de Feynman, teniendo en cuenta la dependencia del número de vértices que en él aparezcan, y de las constantes de acoplo a tener en cuenta en cada uno de ellos.

1.3.2. Aproximación a EFT en el ME

Ahora que ya hemos descrito como obtener información sobre las secciones eficaces de los procesos en física de partículas, podemos pasar a explicar cómo incorporar EFTs al ME, y el motivo para hacerlo. No obstante, antes de entrar en el formalismo matemático, es conveniente ilustrar qué queremos decir cuando nos referimos a las EFTs como "aproximaciones a baja energía de la teoría completa" con un ejemplo. Existen múltiples ejemplos de EFTs, pero sin duda, uno de los más ilustrativos es el de la teoría de la desintegración beta de Fermi [11], que históricamente da lugar a toda la teoría electrodébil.

Ejemplo 1.1. EJEMPLO EFT. TEORÍA DE FERMI.

Antes de empezar, situemos que en este ejemplo, la teoría de Fermi actúa como el límite en baja energía de la "teoría completa", que en este caso será el propio ME.

La teoría de Fermi de las desintegraciones beta pretendía explicar procesos como los que se presentan en la figura 1.4.

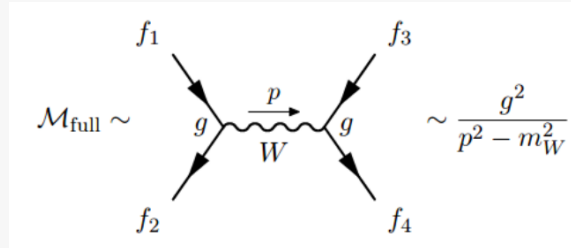


Figura 1.4: Ejemplo de diagrama de Feynman de desintegraciones beta explicado por el ME [12].

En procesos de este tipo, hoy en día sabemos explicar mediante el ME perfectamente lo que ocurre: dos fermiones se aniquilan para producir un bosón W y obtener en el estado final otros dos fermiones (cuando hablamos de desintegraciones beta generalmente se tratará de leptón-neutrino). Tal y como hemos explicado (en la sección 1.3.1), aparece en la

figura la relación del elemento de matriz (recordemos muy fuertemente relacionado con la sección eficaz del proceso), con los elementos constante de acoplamiento, masa de partícula mediadora y momento transferido (en este ejemplo se denota por p^2 lo que en la ecuación (1.1) habíamos denotado por q). Esta sería la teoría completa en este caso: el ME.

Ahora bien, en el momento que se postuló la teoría de Fermi para explicar este tipo de procesos, no se sabía nada acerca de los bosones W, de forma que se describió una EFT de forma inconsciente. Puesto que no se conocía la existencia del W, se explicaban estos procesos como se ve en la figura 1.5, es decir, ignorando la existencia del W y suponiendo que solo existe un vértice en el que confluirían los 4 fermiones.

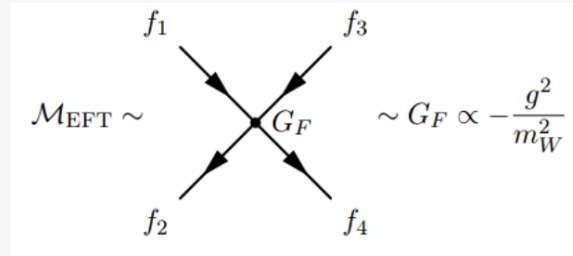


Figura 1.5: Ejemplo de diagrama de Feynman de desintegraciones beta explicado por la teoría EFT [12].

En el momento de postulación de esa teoría también era imposible dar una descripción del elemento de matriz tal y como describimos nosotros. Al no existir bosón W como partícula mediadora de interacciones, se supuso que en vez de ser un suceso que ocurre mediante fuerzas de interacción (como hoy sabemos que sucede), lo hace mediante contacto de los fermiones (en una descripción más clásica). Lo que sí era posible era medir las probabilidades, o tasas en que este tipo de sucesos tenían lugar (dar una medida de σ , o equivalentemente, de los elementos de matriz). Se obtuvo que $\mathcal{M} \sim G_F$, siendo G_F la denominada constante de Fermi. Años después, con la incorporación del tratamiento del ME (teoría completa), se obtuvo que $G_F \propto -\frac{g^2}{m_W^2}$. Si tenemos en cuenta que los fermiones en este tipo de sucesos portan un momento de unos pocos MeV, y que $m_W \approx 80 \text{ GeV}$, $q = p^2 \ll m_W^2$, y entonces la descripción mediante la constante de Fermi (EFT), aproxima muy bien el comportamiento de la teoría completa (ME).

Al margen de los detalles más matemáticos acerca de la similitud entre elementos de matriz, lo que pretendemos aclarar con este ejemplo es el salto entre la aproximación a baja energía (EFT-Teoría de Fermi) y la teoría completa (ME). En la teoría EFT se ignoran las masas de posibles partículas mediadoras, por lo que se asumen nuevos vértices posibles en los diagramas de Feynman (entre las partículas que sí conocemos). Mientras que las energías

en las que tengan lugar estos procesos sean mucho menores que las masas de esas posibles partículas mediadoras, la descripción funciona bien.

En este ejemplo, se trabaja en la aproximación EFT con energías más bajas que la masa del W (la posible partícula en la teoría completa, el ME), se asume un nuevo vértice como es el de los 4 fermiones y de esta forma en un rango bajo de energías se da una explicación a un suceso mucho más energético (existencia de un W , propio del ME).

Así pues, nuestro objetivo es hacer algo similar al ejemplo anterior, pero en este caso, la aproximación de baja energía o EFT es el propio ME, y la teoría completa será una de las que se denominan "más allá del ME". De esta forma, asumiremos ciertos vértices (en diagramas de Feynman) que no se podrían dar en el ME, pero sí si existiesen bosones más masivos a escalas no alcanzables ahora mismo (tomarían el papel del vértice, del mismo modo que W toma el lugar del vértice de 4 fermiones) y veremos si este tipo de descripciones se ajustan a lo observado. Resaltamos que al añadir estos vértices efectivos podemos tener tanto modificaciones a las constantes de acoplo del ME como nuevos vértices (nuevas interacciones). En ambos casos, estaríamos cambiando la expresión conocida para elementos de matriz (ec. 1.1), con su consecuente afectación a las secciones eficaces de procesos (conocidos o nuevos).

Llegados a este punto, las EFTs parecen herramientas realmente útiles y poderosas para buscar nueva física, pero, puede parecer que vivan en un mundo un poco ideal. ¿Cómo podemos justificar la existencia y validez de una teoría a mayores energías de las disponibles en el panorama científico mundial? Se encuentran en el espectro de las teorías cuánticas de campos, a un nivel avanzado y podemos hacer una pequeña descripción de cómo podemos incluir una EFT en nuestro estudio particular.

1.3.3. Formalismo de SMEFT (*Standard Model EFT*)

Para construir una EFT (para buscar una teoría completa que desconocemos), se siguen los siguientes pasos:

1) En primer lugar, se ha de determinar a qué escala de energías se encuentra la teoría completa buscada. Generalmente denotamos esta escala por el parámetro Λ . Posteriormente, decidimos qué partículas incorporar a la EFT. Normalmente aquellas cuya masa sea bastante menor que esa escala de energías. En nuestro caso se trata de incorporar todas las partículas conocidas en el ME. A partir de ahí, generamos operadores $\mathcal{O}_i^d$, que serán los propios de la EFT (y que equivalen a los vértices efectivos como era el caso de los 4 fermiones), a partir de los campos del ME y sus derivados.

2) En segundo lugar, exigimos que los operadores $\mathcal{O}_i^d$ satisfagan ciertas simetrías que nos interese. En este caso pediremos que se satisfagan todas las simetrías conocidas por el ME

(invariancia Gauge, conservación de carga y de número leptónico...), de forma que sea consistente con lo ya conocido.

3) Por último, se incorporan todos estos operadores a la teoría en aproximación de baja energía. Sin entrar en demasiados detalles matemáticos, sabemos que el ME está descrito (en el contexto de teorías cuánticas de campos) por un Lagrangiano ($\mathcal{L}_{SM}$). Puesto que nuestra EFT es también una teoría cuántica de campos, también está descrita por un lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{d,i} \frac{c_i^d}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_i^d \quad (1.2)$$

En ese Lagrangiano, ya hemos dicho que $\mathcal{L}_{SM}$ es el Lagrangiano del ME, al que se le añade un sumatorio de coeficientes y operadores, que constituyen la novedad, los términos más allá del ME que conforman nuestra EFT. Concretamente $\mathcal{O}_i^d$ son los operadores propios de la teoría de campo efectiva ya mencionados, de dimensión d , y donde i es un índice que recorre el número de operadores que podemos considerar. Por otra parte, c_i^d son parámetros adimensionales que se conocen como **Coefficientes de Wilson** o **WCs** (de *Wilson Coefficients*) y regulan la importancia de uno u otro operador de la teoría efectiva, en función del valor que tome cada uno de ellos. Además, aparece el parámetro Λ (escala entre los límites baja energía-teoría completa), que en este trabajo se fija en 1 TeV. En el ejemplo de la Teoría de Fermi, este parámetro tendría como valor la masa del W (de hecho, si queremos hacer el paralelismo completo con lo que aparece en la figura 1.5, el WC sería g , la dimensión d sería 2 y G_F el acoplamiento efectivo a baja energía). El hecho de que aparezca en potencia $(d-4)^{-1}$ implica que tendrán más impacto (y por tanto nos fijaremos más en ellos) aquellos operadores de menor dimensión. Aunque podemos extender a cualquier dimensión, nos restringimos a operadores de dimensión menor o igual que 6, y de dimensión par (puesto que los de dimensión impar violan la conservación del número bariónico o leptónico [13]). Esto realmente nos deja con operadores únicamente de dimensión 6 en el lagrangiano de la EFT, puesto que hasta dimensión 4 tenemos los operadores del ME.

Así pues, a lo que nos dedicaremos principalmente en el estudio que haremos será a ir modificando manualmente los valores de los Coeficientes de Wilson. A partir de ahí, podemos controlar qué operadores (vértices efectivos) entran o no en juego en el Lagrangiano de nuestro modelo EFT y obtener conclusiones a partir de ello. Nótese que establecer todos los coeficientes con valor cero, implica que estamos suprimiendo las contribuciones de los operadores EFT, y por tanto, $\mathcal{L}_{EFT}$ es equivalente al ME. En cambio, si modificando el valor de un coeficiente producimos cambios significativos en las distribuciones que observamos, querrá decir que el operador asociado a ese coeficiente concreto tiene indicios de aportarnos nueva física. Es decir, hay posibilidad de que ese vértice efectivo de lugar a nuevas partículas (bosones o fermiones).

Técnicamente, lo que ocurre cuando modificamos el valor de un WC (y deja de ser cero) es

que cambia el número de sucesos esperados de los procesos asociados (al coeficiente-operador) y las distribuciones de los observables o variables que medimos. Se hace una parametrización mediante un ajuste cuadrático utilizando sucesos simulados para trasladar el efecto de los WC que consideramos en el número de sucesos que esperamos en las distribuciones que medimos. Esto es lo que llamamos "que un operador entre o no en juego" al modificar su WC asociado. Para más detalles sobre las consideraciones técnicas, se puede consultar [14], [15].

1.3.4. Ejemplos y objetivo de búsqueda

Para concretar la incorporación de EFTs a nuestro objetivo concreto, podemos incluir algunos ejemplos de nuevos diagramas a considerar. Los procesos del ME que vamos a considerar aparecen detallados más adelante (capítulo 4), pero por el momento basta con hablar, por ejemplo, del proceso $t\bar{t}H$ (una de las que será nuestras señales). En la figura 1.6, podemos ver ejemplos de diagramas de Feynman (sucesos) que involucran el proceso $t\bar{t}H$ dentro del ME.

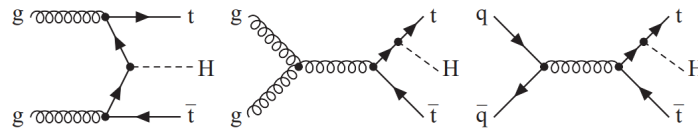


Figura 1.6: Diagramas de Feynman más comunes del proceso $t\bar{t}H$ explicado por el ME [16].

Sin embargo, con la incorporación de la SMEFT, podríamos tener diagramas adicionales como los que aparecen en la figura 1.7. En ellos, existen vértices efectivos diferentes a los que se pueden encontrar en el marco del ME, cada uno de ellos asociado a uno de los operadores $\mathcal{O}_i^d$ (y por tanto a un coeficiente de Wilson c_i^d).

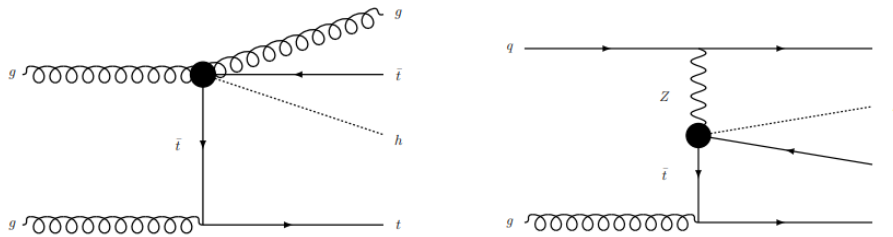


Figura 1.7: Diagramas de Feynman del proceso $t\bar{t}H$ que incluyen vértices EFT que modelan interacciones que no existen en el ME. En este caso, el primer proceso se asocia con el WC c_{tG} , y el segundo, con c_{pt} (o $c_{\varphi t}$) [17].

Para el proceso $t\bar{t}H$ tendremos, además de los dos ejemplos de vértices efectivos que acabamos de mostrar, otros para cada uno de los WC que añadimos. Del mismo modo, para el resto de

procesos de señal que consideremos, tendremos situaciones similares: unos diagramas reconocidos por el ME, y la adición de bastantes más diagramas con vértices efectivos por cuenta de la EFT y los operadores añadidos.

Hasta aquí hemos recorrido la parte más "teórica" de lo que supone hacer un tratamiento de EFT pero, ¿cómo podemos ver estos efectos en un tratamiento experimental? ¿qué nos interesa encontrar en este trabajo?

Para ilustrarlo veamos el ejemplo siguiente:

Ejemplo 1.2. BÚSQUEDA PRÁCTICA DE EFECTOS EFT.

Supongamos que existiese un bosón Z' , con propiedades equivalentes a las del bosón Z , pero masa mucho mayor. Sería sencillo imaginar uno de los diagramas de Feynman en la teoría completa, tal y como aparece en la primera imagen de la figura 1.8. Tendríamos dos partículas (ψ_1, ψ_2) aniquilándose en un primer vértice con constante de acoplo g_V , dando lugar a un bosón V^μ (sería el Z'). Después esto daría lugar a otras dos partículas (ψ_3, ψ_4). Sería un proceso bastante análogo al que tiene lugar con el bosón Z y que nos permite calcular su masa a partir de la masa invariante de los leptones producidos [18].

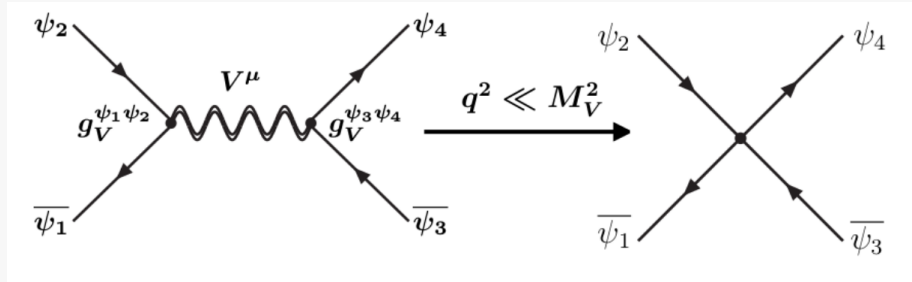


Figura 1.8: Diagramas de Feynman del proceso con el hipotético bosón Z' . En la primera imagen tendríamos el proceso explicado por la teoría completa y en la segunda, el diagrama con el vértice efectivo cuando estamos trabajando a energías mucho menores (el momento transferido q^2 es mucho menor que la masa del bosón Z' (M_V^2)) [12].

Como la masa del bosón Z' sería mucho mayor que la energía disponible, haríamos un tratamiento EFT y construiríamos un diagrama con un vértice efectivo como el que aparece en la segunda imagen de la figura 1.8. Esto es muy similar a lo que mencionábamos en el ejemplo de la teoría de Fermi, y en nuestro contexto, ese vértice correspondería a un operador EFT (coeficiente de Wilson).

Ahora bien, lo que observaríamos experimentalmente sería algo similar a lo mostrado en la figura 1.9.

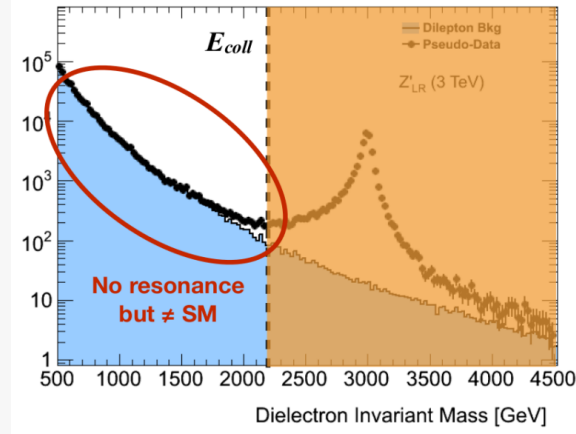


Figura 1.9: Hipotética situación experimental en caso de existir el bosón Z' . Datos y simulaciones de la masa invariante dielectrónica [12].

En la parte sin sombrear se muestran los datos (y simulaciones) que podemos tomar (y simular) con las limitaciones energéticas que tenemos. En la parte sombreada tendríamos la situación que se obtendría en caso de tener un mayor alcance energético (y de que el bosón Z' existiese).

En la parte sombreada se puede ver la resonancia en torno a la masa del hipotético bosón (de forma análoga a lo que hoy vemos con el bosón Z en torno a los 91 GeV). Sin embargo, en la parte que sí podemos observar en LHC (sin sombrear) se empieza a ver en la cola de la distribución (límite de nuestro alcance energético) una desviación de los datos con respecto a las simulaciones (que reflejan el ME).

Si hacemos una elección de WCs de forma que los asociados a los operadores que permitían el diagrama de la figura 1.8 estén presentes, tendríamos unas simulaciones que se superpondrían sobre esa desviación que se observa en los datos. Es decir, mediante la aproximación EFT estaríamos explicando las diferencias entre los datos y las simulaciones (ME), lo que nos llevaría a pensar que dicho operador (y por tanto el hipotético bosón Z') tendría que incorporarse a la "teoría completa".

Así pues, en definitiva, en nuestro trabajo estaremos buscando situaciones como las del ejemplo 1.2: que al modificar alguno de los WCs de los que manejamos en nuestros procesos de señal, se encuentren desviaciones en las distribuciones de variables (respecto a las simulaciones propias del ME). Si al confrontar estas modificaciones con datos nos encontramos que los datos están más próximos de lo que dictan las EFT que de las simulaciones del ME, habremos encontrado un indicio de física más allá del ME.

No obstante, recordemos que encontrar un cambio al modificar un WC concreto (o varios al mismo tiempo) es solo el primer paso para encontrar alguna novedad. Si realmente quere-

mos estudiar si estamos encontrando algo de nueva física, debemos seguir comparando datos y simulaciones en futuras tomas de datos a energías en la escala superior que define nuestra EFT.

Capítulo 2

Dispositivo Experimental. *LHC* y *CMS*

En este capítulo explicaremos el dispositivo experimental que nos permite hacer el trabajo. Primero haremos una breve descripción del LHC del CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* u Organización Europea para la Investigación Nuclear), y posteriormente, del experimento CMS ubicado en el LHC, donde se han tomado todos los datos empleados en el trabajo.

2.1. La instalación LHC

El LHC es el mayor acelerador de partículas que existe en el mundo, así como el más potente. Lleva en funcionamiento desde septiembre del año 2008, pasando por dos procesos de adquisición de datos (Run 1 y Run 2), y hace menos de un mes que está en marcha el tercer proceso, Run 3. Se ubica en el CERN, ocupando una circunferencia de 27 kilómetros de longitud, a 100 metros bajo tierra, en la frontera entre Francia y Suiza. Podemos hacernos una ligera idea de tan enorme extensión en la figura 2.1.

Como ya hemos dicho, se trata del mayor acelerador de partículas del mundo, y por tanto es la principal referencia en instalaciones de este tipo, estando a la vanguardia de todos los estudios en física de partículas.

Hasta ahora solo hemos definido LHC como un 'acelerador de partículas', pero, ¿qué significa eso?. Como su propio nombre indica, un acelerador de partículas tiene como objetivo dotar a partículas de una gran velocidad, para en último momento acabar colisionando con otras partículas. En estos procesos de colisión, debido a las altísimas energías que confluyen (LHC por ejemplo está diseñado para alcanzar 14 TeV en el sistema de referencia de centro de masas ($\sqrt{s}$)), la energía se convierte en masa (gracias a la famosa ecuación de Einstein $E = mc^2$) y hay una producción de este tipo de partículas elementales que ya hemos descrito. Posteriormente, en los detectores (como es CMS), se recogen los rastros de estas partículas (de vidas medias muy

cortas. Es decir, de rápida desintegración) para reconstruir las colisiones que han tenido lugar.

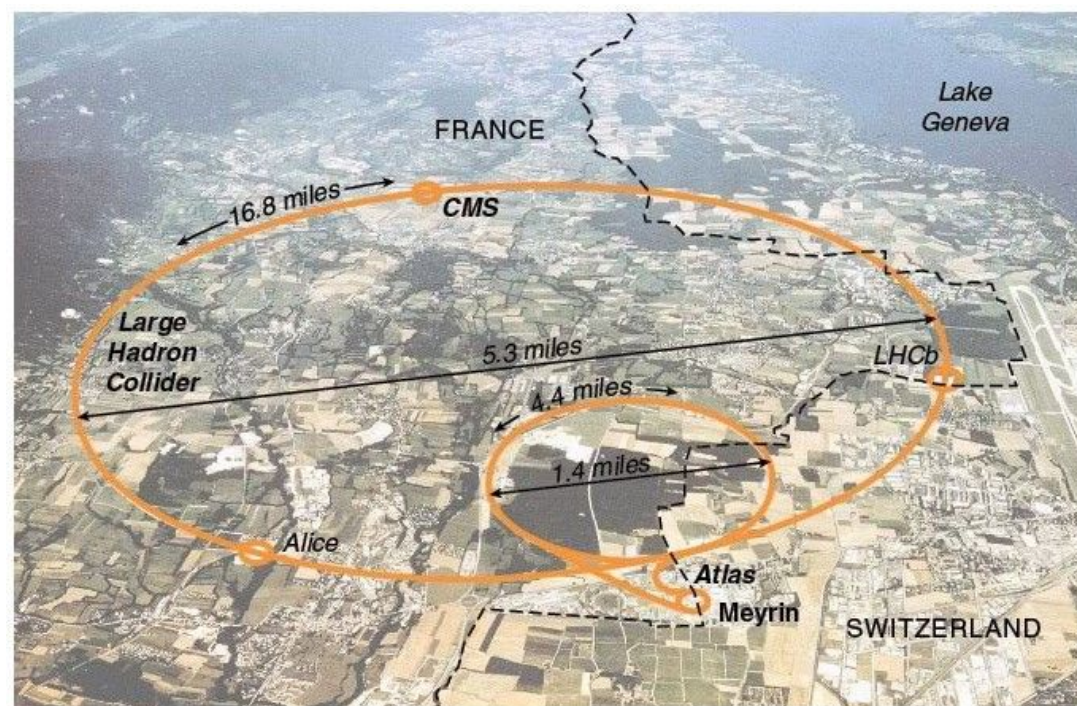
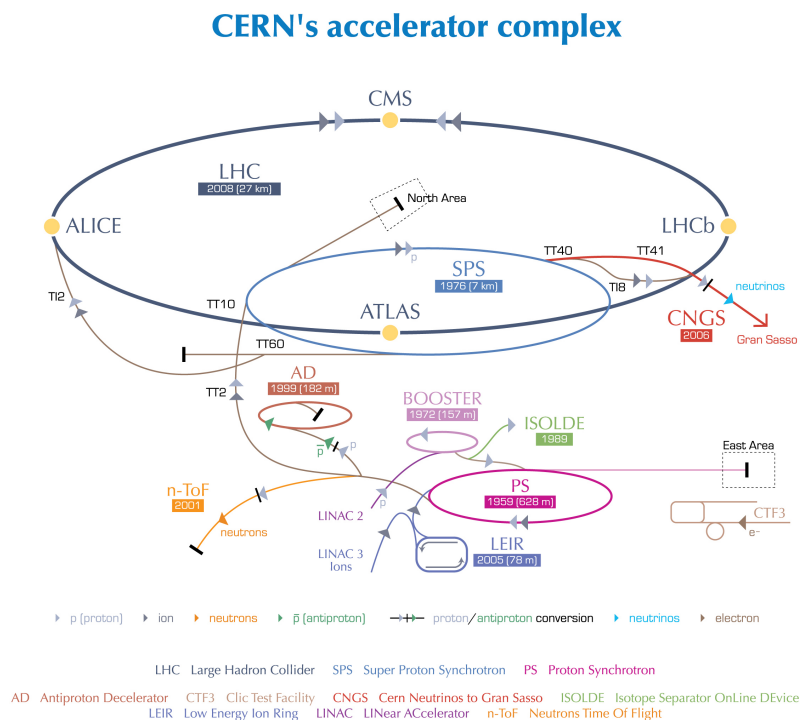


Figura 2.1: Imagen aérea de la zona geográfica entre Francia y Suiza en la que está enterrado el LHC.[19]

Ahora bien, ¿cómo se consigue acelerar las partículas?, ¿qué partículas se aceleran?... en definitiva, ¿cuál es el método que está debajo de esta idea?

En primer lugar, las partículas que se aceleran se introducen al acelerador en forma de 'paquetes' de protones, conteniendo unos 10^9 protones por paquete, que tiene unas dimensiones de unos centímetros de largo y unos pocos milímetros de ancho. El número de paquetes así como su separación esta optimizado para obtener el máximo número de colisiones posibles. Antes de introducir estos paquetes al LHC, han de ser previamente acelerados en otros aceleradores más pequeños. El proceso se esquematiza en la figura 2.2.

Una vez los paquetes de protones se han acelerado lo suficiente en los aceleradores previos, se inyectan al LHC en dos haces separados en tubos independientes. Allí se aceleran hasta que alcanzan la energía en centro de masas suficiente como para hacerlos colisionar (las últimas medidas son de 13TeV en centro de masas). Para acelerarlos, se usan cavidades de radiofrecuencia, cavidades metálicas en las que se genera un campo electromagnético oscilante. Este campo oscila a 400 MHz, coincidiendo con la frecuencia de paso de los protones. De esta forma, un protón que circule a la velocidad adecuada no notará aceleración debida a este campo, mientras que protones con una velocidad inferior sí que la notarán y se verán acelerados.



European Organization for Nuclear Research | Organisation européenne pour la recherche nucléaire

© CERN 2008

Figura 2.2: Esquema del sistema de aceleradores previos al LHC, que es el que está en la parte más superior de la imagen. Muchos de los aceleradores que aparecen, fueron en su día 'el acelerador' principal del CERN [20].

Un punto a tener muy en cuenta es la forma circular del LHC. Esta forma permite que los protones den varias vueltas a los 27 kilómetros de tubo, acelerándose más cada vuelta que dan, y permitiendo llegar a energías mayores que un acelerador lineal de 27 kilómetros. El problema es que al describir una trayectoria curva, se necesita forzar a los protones a que giren. Para ello se usan campos magnéticos muy fuertes generados por electroimanes superconductores que son enfriados a -271.3°C por un sistema de distribución de helio líquido. Por ello se dice que el LHC es el punto más frío del planeta. Estos imanes consiguen centrar y dirigir los haces en su trayectoria circular. El funcionamiento de estos imanes constituye un desafío tecnológico de enormes dimensiones, puesto que un pequeño desajuste haría que el haz se descentrase y los protones saliesen en dirección tangencial. A la alta energía a la que estos protones circulan por el tubo, esto haría que el tubo se perforase. Para más información sobre el diseño y la tecnología involucrada en LHC, se puede consultar [21].

Una vez descrito a grandes rasgos el funcionamiento de la aceleración y circulación de protones por el LHC, conviene comentar una característica bastante significativa de esta instalación: la **luminosidad**. La luminosidad se define como la cantidad de colisiones por unidad de tiempo y área. Las mediciones que hacemos en física de partículas se fundamentan en acabar midiendo

secciones eficaces (σ) de cada determinado proceso que pueda tener lugar, es decir, una cierta medida de la probabilidad que tiene ese proceso de ocurrir. Sucede que la sección eficaz decrece a medida que aumenta la energía involucrada en las colisiones, por tanto, a medida que aumentamos la energía de los aceleradores, es necesario compensar con un incremento de la luminosidad, para poder seguir manejando una buena cantidad de estadística.

Solemos hablar de luminosidad **integrada** cuando la tenemos en cuenta para hacer medidas, que es definida según:

$$L = \int \mathcal{L} dt \quad (2.1)$$

Con $\mathcal{L} = \frac{n_b N_1 N_2 l}{4\pi\sigma_x\sigma_y c}$, la denominada luminosidad **instantánea**, donde n_b el número de paquetes, N_i el número de protones en cada paquete, l la longitud de los paquetes, σ_j la anchura de los paquetes y c la velocidad de la luz. Además, se integra sobre el tiempo en que se toman los datos. Generalmente suele calcularse la luminosidad por años. En este trabajo, utilizamos datos del final del Run 2, en el año 2018, con una luminosidad integrada de $59.7 fb^{-1}$ (fb=femtobarn, $1fb = 10^{-43}m^2$). En la figura 2.3 recogemos la evolución de la luminosidad en los últimos años en el LHC.

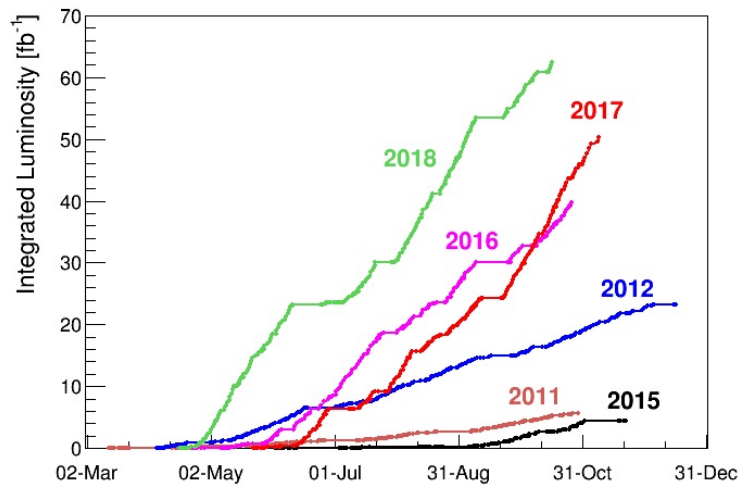


Figura 2.3: Resumen de la evolución de la luminosidad integrada con el paso de los años. Evidentemente la máxima luminosidad se alcanza al final de cada año. Obsérvese que al final de cada año se obtiene una luminosidad integrada mayor que el año anterior (salvo en 2015, porque fue el inicio del Run 2 a mediados de año, con lo que la luminosidad integrada no es del año completo) [22].

Por último, tenemos que hablar de los detectores de partículas. En el LHC hay cuatro puntos en los que los dos haces colisionan y se generan las nuevas partículas. En cada uno de estos cuatro puntos, se coloca un experimento detector, siendo estos:

- **ATLAS** (*A Toroidal LHC Apparatus*) y **CMS**: Los experimentos o detectores más grandes y generales, que realizan tanto mediciones de precisión como búsquedas más allá del ME. En concreto, en este trabajo utilizaremos datos tomados en CMS.
- **LHCb** (*LHC beauty*): Diseñado para hacer mediciones sobre todo en física del quark b , y tratar de con ello resolver una de esas incógnitas que mencionábamos en el capítulo anterior: la asimetría materia-antimateria (mediante la medición de parámetros de violación CP, o estudios de precisión de desintegraciones de procesos infrecuentes).
- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*): Diseñado para estudiar las colisiones de iones pesados (pues en LHC también se pueden hacer colisionar estas partículas, aunque con mucha menor frecuencia que protones), que dan lugar a un estado de la materia denominado 'plasma de quarks-gluones'. Se cree que este estado estaba presente muy poco tiempo después del Big-Bang, por lo que este experimento está pensado para despejarnos dudas sobre el origen del universo.

La colocación de estos experimentos en el anillo de LHC se puede ver en las figuras 2.1, 2.2. A partir de ahora, nosotros nos fijaremos en CMS, pues es el detector en el que se han recogido en 2018 los datos que utilizamos en nuestro análisis.

2.2. El experimento CMS

Como ya hemos comentado, CMS es uno de los principales experimentos en el LHC. No está diseñado para el estudio de un tipo concreto de procesos (aunque por su diseño es muy bueno reconstruyendo muones, como veremos más adelante), sino que estudia de forma general muchos tipos de procesos: desde estudios de precisión del ME hasta búsquedas de física más allá del ME, como puede ser la materia oscura (o el uso de EFTs como veremos precisamente en este trabajo).

En rasgos generales, CMS tiene una forma cilíndrica que envuelve el tubo del LHC, dividiéndose en dos partes diferenciadas: el *barrel* (que corresponde a la parte longitudinal del tubo) y los *endcaps* (serían las bases del cilindro CMS). CMS mide 21 metros de largo y 15 de alto, pesando un total de unas 14000 toneladas. Además, tiene el solenoide superconductor más potente del mundo, capaz de generar un campo magnético de 3.8T (la utilidad del campo magnético es curvar las partículas para diferenciar su carga electromagnética, como explicaremos más adelante).

CMS se divide en sus diferentes subdetectores, que de la zona más interior (más proxima al *pipe*) a la más exterior son: detector de trazas (*tracker*), calorímetro electromagnético (*ECAL*), calorímetro hadrónico (*HCAL*) y cámaras de muones (*muon chambers*). El solenoide se encuentra entre HCAL y las cámaras de muones. En las figuras 2.5 y 2.4 se esquematizan sus partes de forma más visual. En la figura 2.6 tenemos una imagen de cómo es CMS en la realidad.

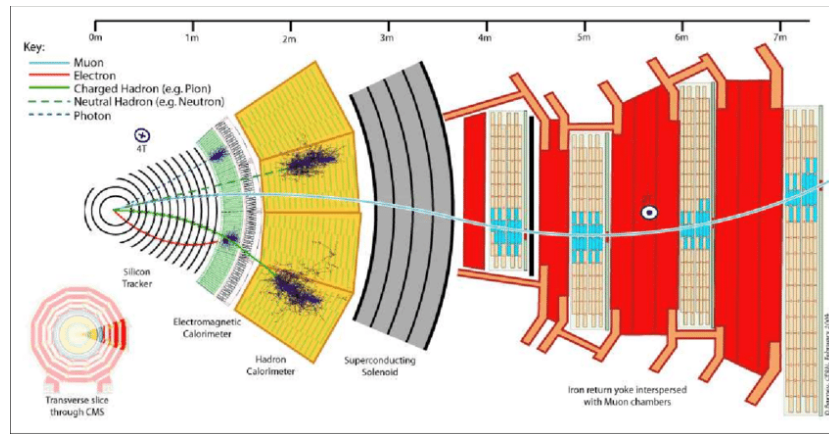


Figura 2.4: Diagrama de corte transversal de CMS con los subdetectores indicados [23].

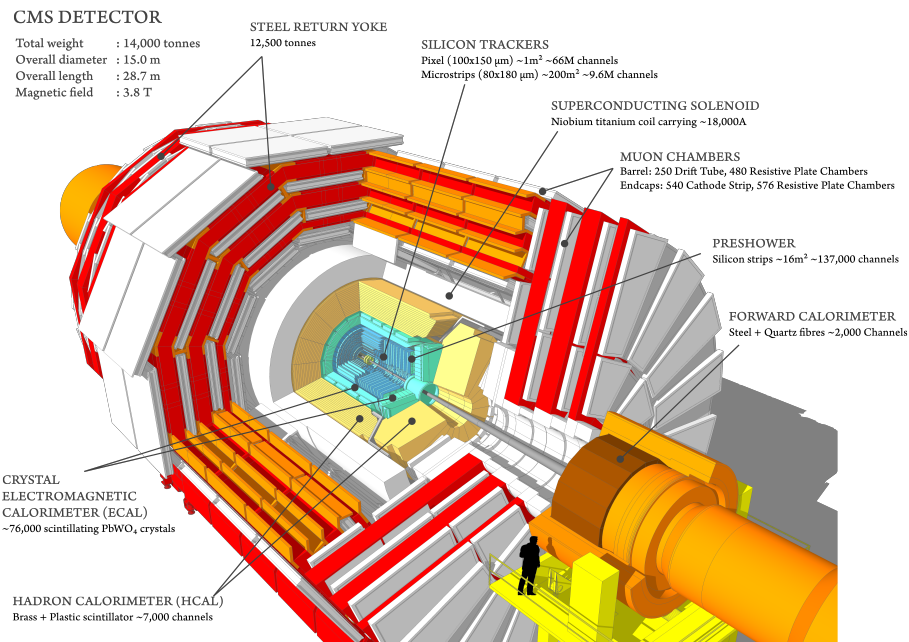


Figura 2.5: Diagrama de cómo es CMS con los subdetectores indicados con flechas [24].

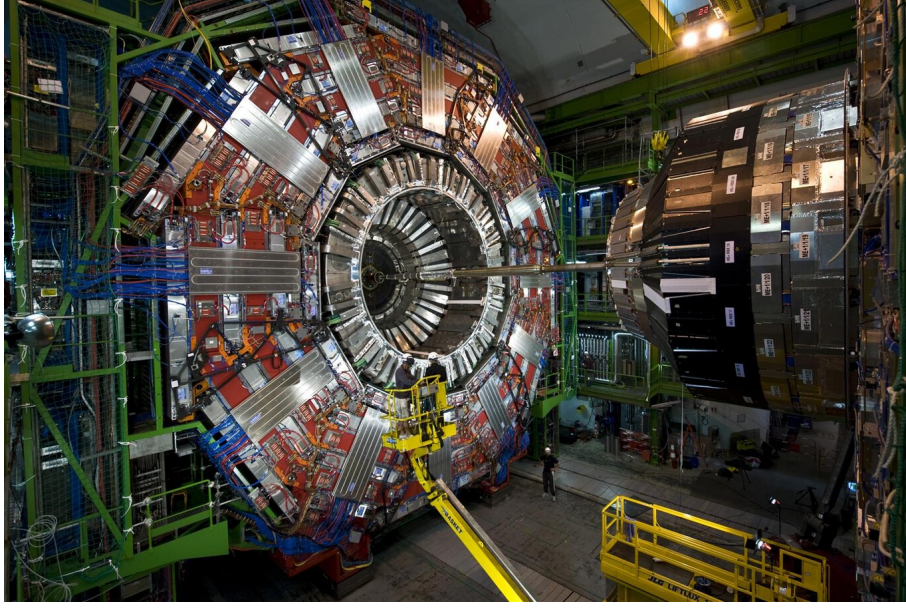


Figura 2.6: Imagen de CMS en la realidad [25].

A continuación, iremos desgranando brevemente el funcionamiento de cada subdetector por separado, así como el sistema de coordenadas que emplea CMS. Esto último es muy importante en nuestro análisis, puesto que trabajaremos fundamentalmente con variables angulares. Si se desea más información acerca de CMS, se puede consultar [24].

2.2.1. Sistema de Coordenadas

Para establecer las coordenadas espaciales de CMS, importantes para ver en qué direcciones del espacio se mueven las partículas tras el choque, se utiliza el siguiente sistema: se toma como origen de coordenadas el punto de interacción de los dos haces (colisión). Después, se trabaja (como es intuitivo por la forma del detector) en coordenadas cilíndricas. En paralelismo con las coordenadas cartesianas, se denomina al plano XY el plano transversal, de forma que el eje longitudinal es el z . Se toma que la dirección positiva del eje x sea apuntando hacia el centro del LHC.

De esta forma, el ángulo azimutal $\phi \in [0, 2\pi)$ se mide desde el eje x , y el ángulo polar $\theta \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$, desde el eje z . A partir de aquí, trabajamos con las coordenadas (ρ, η, ϕ) , donde ρ es el módulo radial, ϕ ya lo hemos comentado y η es la denominada *pseudorapidez*, que se define de la siguiente forma:

$$\eta = -\ln\left(\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (2.2)$$

La razón de utilizar η y no θ es que la pseudorapidez es un invariante Lorentz para partículas sin masa y, bajo aproximaciones, también para partículas ultrarrelativistas. De la forma en que está definida, las partículas con $\eta = 0$ están contenidas en el plano transversal, y con $\eta = \infty$, en el eje longitudinal. En la figura 2.7 se resume toda la situación espacial de una forma mucho más visual.

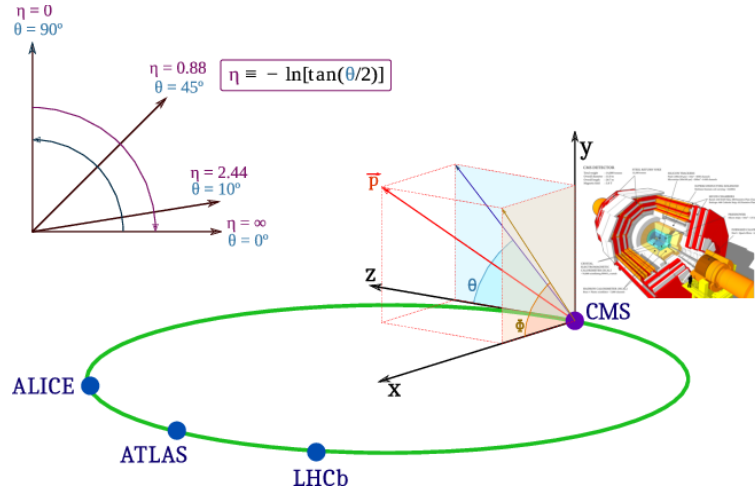


Figura 2.7: Diagrama del sistema de coordenadas empleado en CMS [26].

Con la definición de las coordenadas, es más sencillo entender a qué nos referimos cuando hablamos del momento transversal de una partícula, $\vec{p}_T$, que no es más que la proyección del momento lineal sobre el plano XY. En módulo:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.3)$$

Además, cuando hablemos de coordenadas espaciales (o angulares) de una partícula, mediremos su pseudorapidez (η), su ángulo azimutal (ϕ), y también hablaremos de R , que no es más que la suma cuadrática de estas dos variables. Es decir:

$$R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2} \quad (2.4)$$

También podremos hablar de las diferencias en estas tres variables entre dos partículas (concretamente en este estudio analizaremos diferencias en estas tres entre los 2 leptones más energéticos producidos en una colisión, y el jet y leptón más energéticos de una colisión). Las diferencias, las denotaremos siempre con el símbolo Δ , de forma que por ejemplo, la diferencia en R entre dos partículas, sería dada por la expresión:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (2.5)$$

2.2.2. Detector de trazas. *Tracker*

El tracker es la parte más interna del detector CMS, por lo que es la zona en la que más partículas interaccionan con el detector. Su principal función es detectar las trayectorias de las partículas cargadas en sus primeros momentos tras la colisión, además de inferir información sobre la descomposición de partículas de larga vida media, como el quark b. A partir de estas trayectorias, se puede establecer su momento y el vértice principal (punto de colisión) del que procedían.

Está fabricado íntegramente de silicio y se divide en dos partes, la más interna son los píxeles de silicio, y la más externa, las tiras de silicio. Cuando una partícula cargada pasa por una capa del tracker, aporta energía a los electrones de los átomos de silicio, de forma que estos escapan del átomo creando pares electrón-hueco. Cada capa utiliza una corriente eléctrica para amplificar esta pequeña señal y dar cuenta de que la partícula en cuestión ha pasado por esa capa.

La parte de los píxeles cuenta de unos 65 millones de ellos, permitiendo por su gran granularidad recomponer los puntos iniciales de esta trayectoria con una gran precisión. Se calcula que en esta zona se reciben 10 millones de partículas por centímetro cuadrado por segundo. Cada píxel mide $100\mu m$ por $150\mu m$ y genera $50\mu W$ de potencia. Debido a la gran cantidad de partículas que se detectan, necesita estar enfriado para no sobrecalentarse. Se consiguen buenas medidas en la región de $|\eta| < 2.5$. Esta parte se encuentra entre 2.9 cm y 16 cm desde el tubo de LHC.

La parte de las tiras está compuesta por unos 10 millones de tiras de distintos tamaños, las más cercanas a la capa de píxeles tienen un tamaño de $10\text{cm} \times 80\mu m$ y las más alejadas de $25\text{cm} \times 180\mu m$, para poder detectar la trayectoria de las partículas. Se divide en cuatro subsistemas: la zona de *inner barrel*, la zona de *outer barrel* y dos zonas de *endcaps*, funcionando bastante bien hasta una pseudorapidez de 2.4. Esta zona llega hasta los 130 cm de distancia del tubo del LHC [27].

2.2.3. Calorímetro Electromagnético. *ECAL*

El calorímetro electromagnético está diseñado (como podemos ver en la figura 2.4) para que interaccionen (y por tanto obtengamos información de) fotones y electrones. Es un centellador de 80000 cristales de tungstato de plomo ($PbWO_4$), un material muy denso que emite destellos rápidos y cortos cuando es excitado por radiación ionizante. Dichos destellos son amplificados por un fotomultiplicador y traducidos a una señal eléctrica que lleva información de la partícula para su posterior análisis. Los cristales del ECAL se agrupan en supermódulos, y se dividen también en las zonas de barrel y endcaps. Además, consta de unas tiras de silicio previas a estas dos zonas, que se denominan las *pre-showers* que le permite resolver con mayor precisión pares

de fotones de baja energía muy cercanos que pudieran interpretarse como un único fotón de alta energía.

En la figura 2.8 podemos ver un esquema de sus diferentes partes:

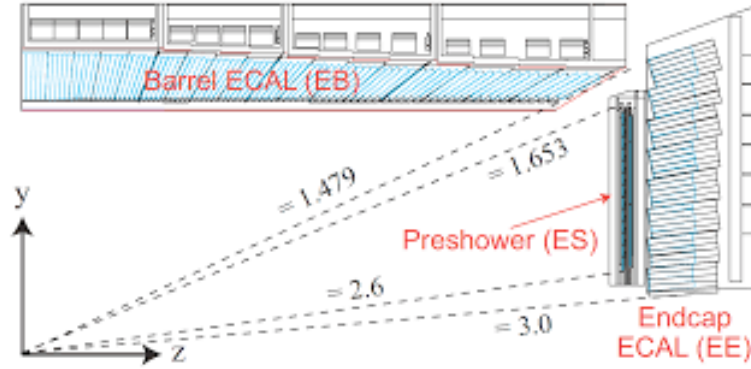


Figura 2.8: Esquema de las diferentes partes de ECAL. Se puede observar indirectamente que funciona especialmente bien hasta $|\eta| < 3.0$, con quizás unos datos más erráticos en $1.479 < |\eta| < 1.653$ por no haber cristales en esa zona[28].

2.2.4. Calorímetro Hadrónico. *HCAL*

La siguiente capa de CMS es el calorímetro hadrónico, diseñado fundamentalmente para la detección de hadrones cargados y neutros (figura 2.4).

Está hecho de tiras de latón unidas con fibras de acero y recoge la posición, la energía y el tiempo de llegada de hadrones utilizando capas alternas de materiales absorbentes y centelleadores fluorescentes que producen un pulso de luz cuando la partícula pasa por ellas. Esta luz es recogida por unas fibras ópticas especiales que la pasan a los fotodetectores para amplificar la señal y así se construye la información que tenemos de los hadrones.

Además, se diseñó con el objetivo de que fuera lo más hermético posible para que solo partículas poco interaccionantes como los neutrinos o muones pudieran atravesarlo. Recoger todas las partículas del proceso nos permite hacer de forma precisa el balance de momentos (generados en la colisión y recogidos en el detector) y medir con precisión la energía transversa faltante (MET), asociada con los neutrinos.

De forma análoga al ECAL, se divide en zonas de barrel ($|\eta| < 1.2$) y de endcaps ($1.2 < |\eta| < 3.0$), así como una zona extra en este subdetector, el *forward* u *outer* HCAL, que se encuentra más allá del solenoide para capturar partículas que emergen con muy alta pseudorapidez ($|\eta| < 5.2$). El barrel y endcaps cuentan con 5000 canales de medida y la zona *forward* con 1700. Un diagrama de HCAL se puede ver en la imagen 2.9.

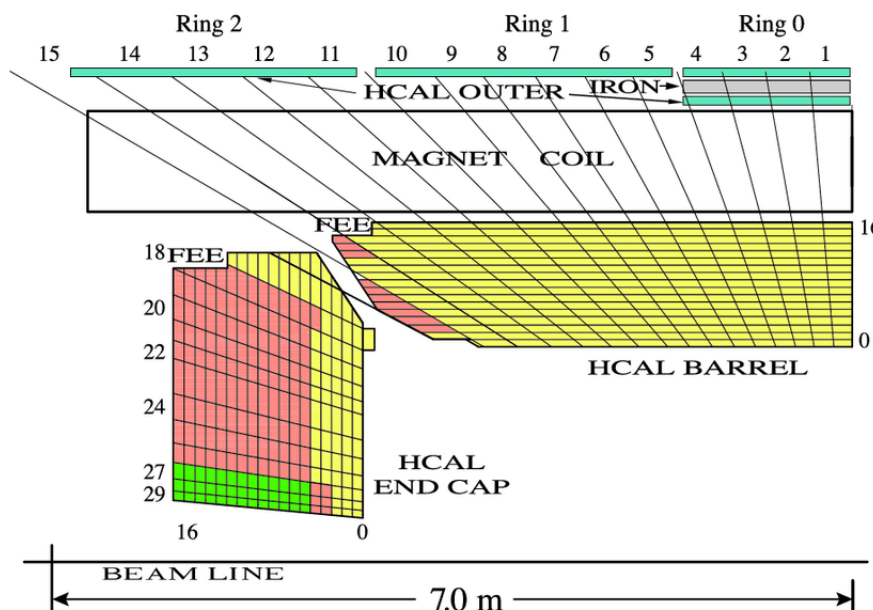


Figura 2.9: Esquema de las diferentes partes de HCAL[29].

2.2.5. Cámaras de Muones

La última parte, más exterior y también mayor en volumen de CMS, diseñada para la detección de muones, como su propio nombre indica. Es la más exterior, como podemos ver en la figura 2.4. De hecho, hasta este punto bastante externo solo llegan los muones y los neutrinos (el resto de partículas ya han hecho sus deposiciones mediante interacciones en las capas previas). Como los neutrinos no interaccionan con ninguno de los detectores, toda la información que se deposita en las cámaras de muones es correspondiente a muones.

En términos más técnicos, las cámaras de muones constan de 1400 cámaras en total, de tres tipos. Hay 250 *drift tubes* (DTs), ubicados en la zona del barrel ($|\eta| < 1.2$), 540 cámaras de tiras catódicas (CSC de *Cathode Strip Chambers*), ubicadas en la zona de los endcaps ($0.9 < |\eta| < 2.4$), y 610 cámaras de placas resistivas (RPC de *Resistive Plate Chambers*), ubicadas junto a los otros dos tipos de cámaras ($|\eta| < 1.9$). Estas últimas tienen peor resolución espacial que las otras dos, pero mejor resolución temporal. Por eso se montan en zonas coincidentes, y permiten complementar unas y otras medidas. En la figura 2.10 se recoge un resumen de este montaje.

Como el propio nombre de CMS puede indicar (*Compact **Muon** Solenoid*), las cámaras de muones son una parte muy importante del detector, que es especialmente preciso en la medición de las propiedades de los muones.

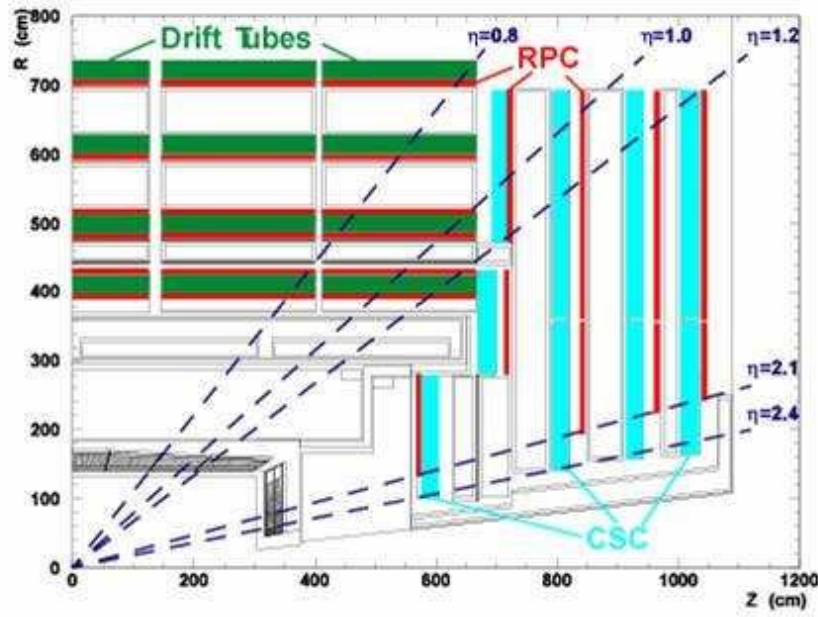


Figura 2.10: Esquema del montaje de las cámaras de muones. Como se puede observar y se ha comentado anteriormente, cubren bien un rango de pseudorapideces $|\eta| < 2.4$ [30].

2.2.6. Solenoide Superconductor

El solenoide superconductor es uno de los elementos más importantes (y significativos) de CMS. Se ubica entre el HCAL y las cámaras de muones, y genera un campo magnético de 3.8T (100000 veces el campo magnético terrestre). Está compuesto de cinco piezas unidas, midiendo un total de 12.5 metros de largo, 6 metros de diámetro y pesando unas 220 toneladas, siendo así el imán superconductor más grande construido hasta la fecha.

El propósito de tener un imán tan potente en el detector es que genere curvaturas en las partículas generadas tras las colisiones. Estas curvaturas nos permiten entonces conocer la carga eléctrica de las partículas, así como su momento transverso, puesto que, según la ley de Lorentz:

$$mv = p_T = qBr \quad (2.6)$$

De forma que cuanto menos esté curvada una partícula, mayor será su momento transverso. De esta manera, gracias a que el imán curva las trayectorias, podemos medir su curvatura y a partir de ahí, su momento. Además, pueden curvarse en una u otra dirección, en función de si tienen carga negativa o positiva (q en ec. (2.6)). Además, es importante tener en cuenta que el sentido de curvatura cambia en función de si la partícula está entre el tubo y el solenoide o más allá del solenoide (figura 2.4), puesto que la ecuación de Lorentz como bien es sabido es vectorial.

2.2.7. Trigger

Ahora que ya hemos hablado de cada uno de los componentes físicos de CMS, es conveniente hablar de una parte fundamental en su funcionamiento, el sistema de *trigger*.

Como se puede inferir de su alta luminosidad (sección 2.1), el volumen de datos producido en CMS es gigantesco. La tasa de colisiones en CMS es del orden de 40 MHz, pero la capacidad de CMS de almacenar datos es mucho menor, con una frecuencia de unos 1000 Hz. De esta forma, no podemos registrar todos los datos producidos en cada colisión. Además, como no todos los procesos son igual de interesantes, ni tienen la misma sección eficaz (medida de probabilidad), no podemos elegir aleatoriamente qué sucesos guardamos y qué sucesos no. Para ello se idea este sistema de trigger o de selección de sucesos (si se quiere interpretar así).

El sistema de trigger se divide en dos pasos o etapas:

- **Trigger L1** (*Level 1*): Es el primer paso, basado fundamentalmente en el hardware. Es una rápida decisión que consiste en activar, o no, el sistema de adquisición de datos. Toma solo información de cámaras de muones y calorímetros. El cálculo ha de ser rápido y solo se estima el momento transverso y el número de partículas pero no la trayectoria de forma precisa. La disminución del número de sucesos en esta etapa pasa de 10^7 Hz a 10^5 Hz.
- **HLT** (*High Level Trigger*): Una vez los sucesos han pasado el primer nivel de trigger, se llega a este nivel, que está basado fundamentalmente en software (una granja o *farm* de ordenadores). En esta etapa se usa información de más subdetectores y se piden criterios de selección más complejos que en el primer nivel. Se divide a su vez en *Level 2* y *Level 3* y en este paso se pasan de los 10^5 Hz a los 1000 Hz finales.

Una vez los sucesos han pasado las dos etapas de trigger, se almacenan automáticamente en diferentes rutas o *trigger paths*, en función de qué tipo de suceso es cada uno. Así, quedan clasificados y cuando posteriormente se quiera analizar una serie de sucesos (por ejemplo, con 3 leptones en estado final), se acude al trigger path específico de esos sucesos (en el ejemplo, un trigger path trileptónico).

Capítulo 3

Simulación y reconstrucción de sucesos

Para realizar cualquier tipo de análisis en física de partículas (concretamente en el marco de CMS), es necesario, una vez hemos obtenido los datos de la forma que ya hemos detallado en el capítulo anterior, identificar las partículas que se han generado en cada una de las colisiones que tenemos. Como hemos descrito, en los datos que tenemos, recogemos deposiciones energéticas mediante interacción con los distintos subdetectores. Es fundamental entonces combinar la información de todos ellos para saber exactamente qué partícula es la que ha generado esa información.

Una vez identificadas las partículas, se suele aplicar una selección a los sucesos, dividiéndolos entre *señal* (procesos que nos interesan en el análisis en cuestión), y *fondo* (los que no nos interesan). La selección se hace de forma que se maximice el conjunto de señal frente al de fondo, de forma lógica.

Para asegurarnos de que estamos haciendo las cosas de forma adecuada, entra en juego una parte muy importante del análisis, que es la simulación de procesos mediante procesos de MonteCarlo (MC). Básicamente, se simula la producción de sucesos (fase de generación) así como su paso por los detectores. Se aplica a las simulaciones MC las mismas selecciones que a los datos reconstruidos, y se compara lo obtenido por ambos medios. Si hemos hecho bien la reconstrucción y selección de sucesos a partir de los datos obtenidos, debemos tener las mismas distribuciones en datos y en simulaciones.

La parte de simulaciones cobra especial interés en este trabajo, pues como ya hemos comentado, la naturaleza de las EFT se basa en buscar algún indicio de nueva física a base de investigar regiones más energéticas que las que tiene a disposición en este momento el LHC. Por tanto, en nuestro análisis se trabaja fundamentalmente con simulaciones MonteCarlo. Más concretamente, cuando estemos variando WCs, es evidente que lo estaremos haciendo en sucesos simulados y no en datos reales recogidos por CMS.

En este capítulo describiremos primero cómo se simulan los procesos de MonteCarlo, y acabaremos describiendo cómo reconstruye CMS los sucesos generados en el acelerador.

3.1. Simulación de procesos

Como acabamos de adelantar, la simulación de sucesos es un paso fundamental en cualquier análisis que tenga lugar en CMS. En estudios de precisión o de cálculo de eficiencias, es necesario comparar los datos obtenidos con las simulaciones realizadas, para contrastar y estar seguros de que se están haciendo las cosas de forma correcta. En el caso de no tener un buen acuerdo entre los datos y las simulaciones, puede ser que no estemos actuando de forma adecuada, pero también es posible que tengamos indicios de nueva física más allá del ME (el ME está perfectamente descrito por las simulaciones, mientras que los datos es lo que ocurre en realidad, que puede estar o no descrito por el ME).

Se diferencian dos momentos importantes en la simulación. El primero de ellos es el de generación, es decir, simular la colisión que se estudie, con todos los detalles de las partículas producidas. El segundo, es el que recibe el nombre de simulación (valga la redundancia), que consiste en simular el paso de las partículas por el detector, de forma similar a cómo lo hacen las partículas en las colisiones reales.

Por último, recordamos que los procesos simulados pasan por el mismo proceso de reconstrucción que los datos reales, tal y como vamos a describir a continuación. Esto se hace para que los datos y la simulación se parezcan lo máximo posible (si no realizásemos el proceso de reconstrucción de los procesos simulados podríamos encontrarnos efectos del detector que causasen diferencias entre datos y simulación no reales).

3.1.1. Generación

Este paso consiste en simular las colisiones y todos los productos y procesos que tienen lugar tras ellas. Para ello, se generan todos los posibles diagramas de Feynman para el proceso que esté en estudio, o al menos los que más contribuyen a la sección eficaz del mismo (tenemos infinitos diagramas).

Para realizar este paso se emplean modelos de generación de sucesos mediante técnicas Monte Carlo [31]. Puesto que la física del ME es de carácter perturbativo, estos modelos se suelen clasificar en función del orden de perturbaciones que se tiene en cuenta en la generación de los sucesos: orden fundamental (*leading order* o LO), primer orden (*next-to-leading order* o NLO), segundo orden (*next-to-next-to-leading order* o NNLO) y así sucesivamente. Entre los modelos que más se usan tenemos *MADGRAPH* [32], que genera a LO, *POWHEG* [33] y *aMC@NLO*, que

lo hacen a NLO. Estos modelos de simulación permiten obtener valores teóricos de las secciones eficaces total y diferencial del proceso, partículas involucradas en ellos, distribuciones de energía y momento de las mismas...

Además, el paso de generación se subdivide en varias etapas, ilustradas en la figura 3.1. En primer lugar se simula el proceso principal (*hard-scattering*) a partir de las PDFs (*parton distribution functions*) del protón, muestreando el momento inicial de los partones (gluones o quarks) incidentes, ya que las PDFs establecen la probabilidad de hallar un partón dentro de un hadrón con un momento determinado. En este punto se generan los diferentes diagramas de Feynman que se tienen en cuenta para el proceso.

Seguidamente, se generan las cascadas de partones (*parton showers*), que simulan los procesos de emisión y radiación de gluones y quarks que tienen lugar en la colisión. Puede ser antes (radiación del estado inicial) o después (radiación del estado final) del *hard-scatter*. Estas cascadas se generan con el software *PYTHIA* [34].

Además de estos dos procesos, también se simulan otros procesos que tienen lugar al mismo tiempo que la colisión: otras colisiones de partones con menos energía (y por tanto no pertenecen al *hard-scattering*). Esto se conoce con el nombre de *underlying event* y también es simulado con *PYTHIA*.

Por último, también hay que simular acto seguido la hadronización de los partones en las cascadas generadas, y al cabo de un corto periodo de tiempo (pues generalmente los hadrones producidos tienen vidas medias breves), sus procesos de desintegración, nuevamente con *PYTHIA*.

3.1.2. Simulación

Una vez simulada la generación de los procesos como hemos descrito en la sección anterior, es el momento de simular el paso de las partículas por el detector CMS, de la misma forma que harían las partículas en una colisión real. Esta simulación se realiza con el software *GEANT4* [36], que es un simulador de la interacción radiación-materia.

Por último, recordemos que una vez los procesos han sido generados y simulado su paso por el detector, han de pasar por el mismo camino de reconstrucción que comentaremos en las próximas secciones que las partículas generadas en las colisiones reales.

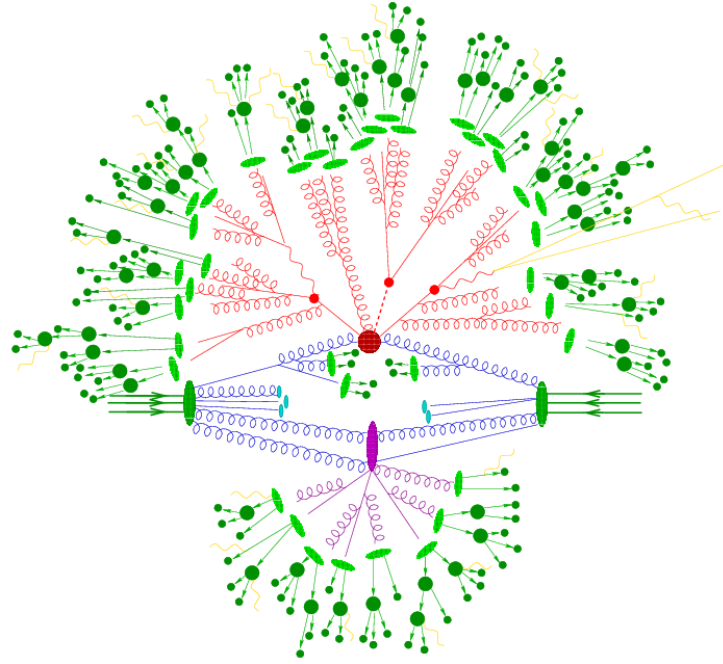


Figura 3.1: Diagrama de los subprocesos que tienen lugar en una colisión de hadrones. El punto rojo corresponde al *hard-scattering*, seguido de los "muelles" rojos que representan las *parton showers*. Los discos verde claro representan la hadronización y los puntos verdes oscuro, las desintegraciones. Por otra parte, en tonos azules y malvas se representan los *underlying events* [35].

3.2. Reconstrucción de sucesos

Una vez aclarado cómo se simulan los procesos, vamos a describir el proceso de reconstrucción que se sigue tanto para datos reales como para dichas simulaciones.

Lo primero que tenemos que decir sobre la reconstrucción de sucesos generados tras las colisiones es que se realiza mediante el algoritmo *particle-flow* [37]. Como su propia traducción sugiere, está enfocado a reconstruir el flujo de las partículas por el detector. Su primer objetivo consiste en conocer la trayectoria (o traza) de las partículas en su camino por cada subdetector. Se tienen en cuenta las señales que la partícula deja a su paso y mediante un proceso iterativo, se unen los puntos que pueden corresponder a una misma partícula. En un primer momento se toman criterios más restrictivos para unir puntos, y después se relajan estos. Mientras se reconstruyen las trazas, también se procede al agrupamiento de *clusters*, es decir, deposiciones de energía en los calorímetros, en varios cristales y que puedan corresponder a la misma partícula.

Una vez recogidas las trazas y los clusters, el *particle-flow* se dedica a unir unas y otros para construir los candidatos a ser objetos físicos (muones, electrones, hadrones...), que todavía tendrán que pasar algunos criterios más selectivos para ser finalmente catalogados como tales.

Es importante destacar que no se buscan todos los objetos al mismo tiempo, sino que se sigue un orden de más sencillo a más complicado de identificar: primero los muones, después los electrones y hadrones cargados y por último, fotones y hadrones neutros.

Una vez hecho esto, el algoritmo procede a obtener la información física de cada objeto. Gracias a la trayectoria se puede conocer el momento de la partícula en cuestión, y con ayuda de los clusters generados por ella, su energía. A partir de ahí, se puede calcular la MET (*Missing Transverse Energy*, o energía transversa faltante), correspondiente en principio a los neutrinos.

A continuación, detallamos un poco más cómo se construye cada candidato a objeto físico.

3.2.1. Vértice primario

Se denomina así al punto del espacio donde se produce la colisión protón-protón. La forma de reconstruirlo que emplea *particle-flow* es extrapolar todas las trayectorias reconstruidas hasta que llegan a un único punto en el *pipe*. Hay un efecto a tener en cuenta que complica esta identificación que es el *pile-up*, esencialmente, otras colisiones que se producen al mismo tiempo que la que nos interesa (recordamos que los protones viajan en paquetes, por lo que al colisionar, se originan varias colisiones individuales al mismo tiempo). Para saber cuál es el vértice primario de la colisión de interés, se realiza un ajuste de máxima verosimilitud para estudiar la probabilidad de que las trayectorias mencionadas se originasen en un vértice común (el candidato a vértice primario). Se toma como tal el que tenga mayor suma de p_T de las trazas asociadas al mismo.

3.2.2. Muones

Como ya hemos comentado, los muones son los primeros objetos físicos en reconstruirse por el algoritmo. Para ello se emplea información depositada en el *tracker* y en las cámaras de muones (figura 2.4). Para la reconstrucción de muones, se hace una reconstrucción de trazas por separado en cada uno de los dos subdetectores, y después se trata de unir ambas.

Una vez el algoritmo reconstruye las trazas en cada uno de los dos subdetectores, para ser capaz de unir las, se extrapolan las trazas del *tracker* 'hacia afuera'. Si esta extrapolación coincide con alguna trayectoria de las cámaras de muones (cumpliendo criterios de consistencia), se hace el mismo camino a la inversa, es decir, desde la traza reconstruida en la cámara de muones 'hacia dentro', para tratar de asociarla con la traza del *tracker*. Si ambos caminos llevan a una misma identificación, se toma el resultado como una única traza de un muon. Los muones así reconstruidos se denominan *global muons*.

Una vez identificada una traza única, se les imponen a los muones criterios de calidad adicionales, destacando los de aislamiento, clave para diferenciar muones *prompt* de los *non-*

prompt. Cuando hablamos de leptones (electrones o muones) *prompt*, nos referimos a aquellos provenientes de desintegraciones en el vértice primario, generalmente provenientes de bosones W o Z. Por el contrario, leptones *non-prompt* son aquellos provenientes de desintegraciones débiles de hadrones que ocurren 'más tarde' que en el vértice primario. Generalmente, los *prompt* suelen estar más aislados que los *non-prompt*.

Para estimar este aislamiento, se evalúa el momento transverso total de las partículas emitidas en la dirección del muon. Se suma sobre todos los hadrones cargados ($h^\pm$), hadrones neutros (h^0) y fotones (γ), que se encuentran en el "cono" espacial ΔR (ec. 2.5) con un valor de ΔR que se fije. Esta suma se define de la siguiente forma:

$$I = \frac{1}{p_T} \left(\sum_{h^\pm} p_T^{h^\pm} + \sum_{h^0} p_T^{h^0} + \sum_{\gamma} p_T^{\gamma} \right) \quad (3.1)$$

Este cálculo del aislamiento nos permite establecer una frontera a partir de la cual diferenciar muones *prompt* de *non-prompt*.

A continuación, se realiza un proceso de identificación de los muones en diferentes categorías como pueden ser *loose muons*, *medium muons* o *tight muons*, según las propiedades de cada uno.

Por último, cabe destacar que el momento de los muones (propiedad cinemática de gran relevancia) se estima a partir de las trazas que dejen en CMS (a menor momento, mayor curvatura de la trayectoria).

3.2.3. Electrones

El siguiente tipo de partícula a reconstruir son los electrones. El proceso de reconstrucción e identificación de estos es similar al de los muones, pero hay que tener en cuenta algunas diferencias significativas.

Para empezar, los electrones no dejan traza en las cámaras de muones, sino en ECAL (figura 2.4), donde se detienen. Además, puesto que la masa de los electrones es mucho menor que la de los muones (0.511 MeV frente a 105.658 MeV), es notoria la pérdida de energía por la radiación *Bremsstrahlung* [38], por lo que la reconstrucción de trayectoria y momento de los electrones es bastante más compleja y sujeta a error que la de los muones.

La reconstrucción, al margen de este detalle importante tiene una filosofía similar a la de los muones, se trata de unificar una traza del tracker con clusters y traza en ECAL, y también se emplean criterios de aislamiento como en los muones para diferenciar *prompt* de *non-prompt*

3.2.4. Jets

Como mencionamos en el primer capítulo del trabajo, el confinamiento por la carga de color impide que se encuentren en los detectores quarks en libertad. En lugar de eso, lo que se observa en los detectores son chorros de partículas de gluones y quarks hadronizados, que se conocen con el nombre de *jets*. Para ilustrar este fenómeno, podemos ver la figura 3.2.

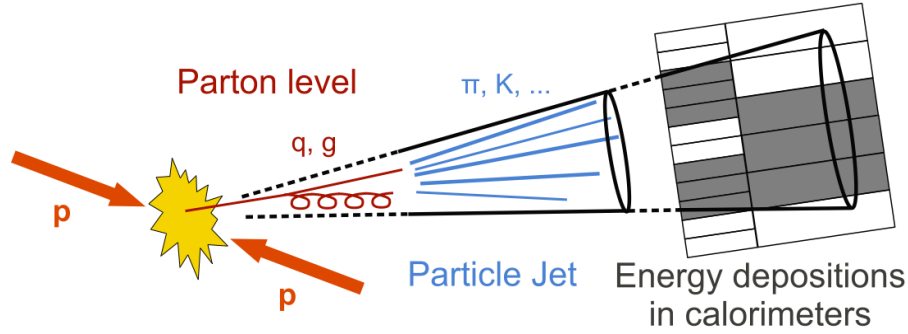


Figura 3.2: Diagrama de la producción de un *jet* [39].

Para reconstruir los *jets*, se parte de candidatos a serlo dados por el *particle-flow*, que a su vez se sirve del algoritmo *anti - k_T* [40] para conformar los jets, agrupando en un conjunto de trazas cónico incluyendo las partículas que lo forman.

El proceso de reconstrucción e identificación de los observables de un jet, como se puede inferir, no es un proceso trivial, y tampoco es objeto de este trabajo por lo que no entramos en excesivo detalle.

3.2.5. B-jets

De especial interés son los jets que provienen de un quark *bottom* (o *b*). Es característico de ellos que forman hadrones ($B^0, B^\pm, B_s^0, \dots$) con una vida media considerable, por lo que recorren una cierta distancia resoluble antes de desintegrarse, formando un segundo vértice (vértice secundario o *secondary vertex*). Podemos ver este fenómeno en la figura 3.3. Esta característica especial es muy útil para identificar los *b-jets*, mediante algoritmos llamados de *b-tagging*. Este tipo de algoritmos se basan en el uso de redes neuronales, y algunos de ellos son CSV (*Combined Secondary Vertex*), CSVv2 o DeepCSV. Generalmente producen como salida un discriminante entre 0 y 1 acorde a la probabilidad de que el *jet* reconstruido sea o no un *b-jet*. A partir de ahí nacen puntos de trabajo en los que se toman valores más o menos próximos a 1 para considerar el *jet* como *b* o no.

La principal utilidad y el interés particular de tomar los *jets b* reside en el hecho de que el quark top decae según el proceso $t \rightarrow Wb$ en casi el 99% de las ocasiones. Puesto que el LHC

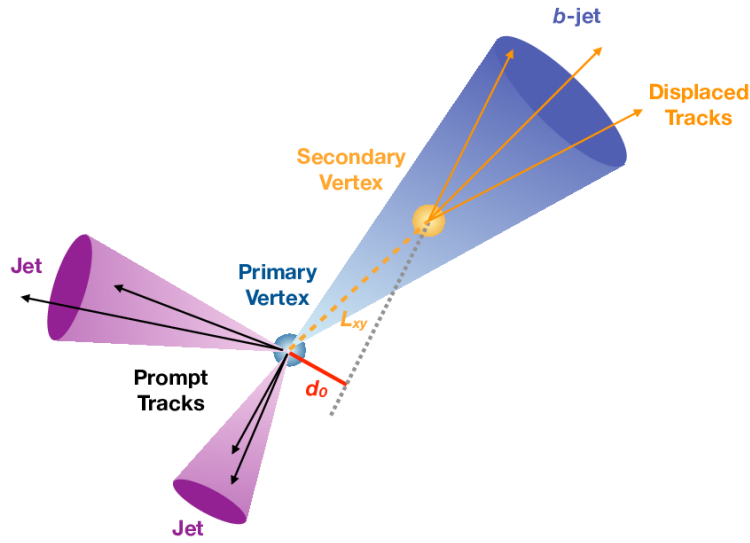


Figura 3.3: Diagrama de la producción de un *b-jet*. Se observa claramente los dos vértices (primario y secundario) característicos de este tipo de *jets* [41].

está considerado como una "fábrica de quarks top", resulta natural la importancia de los *b-jets*.

3.2.6. MET y otros observables de interés

Como el lector habrá encontrado a faltar, no hemos hablado de cómo se reconstruyen en CMS los neutrinos. La respuesta es muy sencilla: no se reconstruyen. Como ya comentamos en el primer capítulo de este trabajo, los neutrinos no tienen carga eléctrica, así que, con casi total seguridad, los neutrinos atraviesan el detector sin interactuar con ningún elemento del mismo.

No obstante, es posible inferir su presencia en determinado proceso mediante leyes de conservación de momento y energía. En una colisión en el LHC se espera que el momento transversal total sea nulo tanto en el estado inicial como en el final. Por tanto, si la suma de momentos transversos de todas las partículas del estado final es distinto de cero, tiene que ser porque una o más partículas no han sido detectadas. Normalmente, este momento transversal que no se mide se asocia a los neutrinos y se calcula acorde a la expresión:

$$E_T^{miss} = - \left| \sum_i^N \vec{p}_{Ti} \right| \quad (3.2)$$

Donde la suma recorre en i las N partículas detectadas.

Este observable se conoce por el nombre de energía transversa faltante o MET (de *Missing Transverse Energy*). Es importante declarar que, aunque lo asociemos a neutrinos en el marco del ME, también es posible que estén incluidas en la MET posibles partículas de física más allá del ME (como no las conocemos, el detector no está diseñado para detectarlas, y por tanto, se podrían estar escapando sin ser detectadas).

Por último, otros observables de interés, y que consideraremos importantes por una u otra razón en nuestro análisis son la masa invariante y H_T .

En primer lugar, tenemos H_T , que no es más que la suma de los momentos de todos los jets involucrados en un proceso determinado. Es decir:

$$H_T = \sum_{i=1}^M p_T(i) \quad (3.3)$$

Donde i recorre de 1 a los M jets que se producen. Esta variable tiene mucho interés en nuestro trabajo, porque (veremos más adelante) será la variable que tomemos de referencia para ver si la variación de WCs en nuestras variables angulares produce alguna novedad con respecto a la variación de esos WCs en H_T , que es la variable principal utilizada por CMS hasta el momento [42].

Por otra parte, está la masa invariante (M^2), que es la energía en reposo de una partícula. Utilizando el sistema de unidades naturales ($\hbar = c = 1$), se define como:

$$M^2 = \left(\sum_{i=1}^N E_i \right)^2 - \left| \sum_{i=1}^N \vec{p}_i \right|^2 \quad (3.4)$$

Donde E_i y $\vec{p}_i$ son la energía y momento lineal de la partícula i -ésima (suponemos que se han generado N partículas).

La utilidad principal de este observable es determinar la masa de la partícula a partir de la cual se generan todas las partículas del proceso. Así, se pudieron medir (y se siguen haciendo medidas de precisión) las masas de los bosones W, Z y Higgs, por ejemplo.

Capítulo 4

Descripción del análisis

Ahora que ya hemos hecho una introducción de la teoría que hay debajo de todo análisis en física de partículas, así como la descripción y funcionamiento de las herramientas experimentales que nos van a permitir realizar el análisis, es momento de empezar con el mismo.

En primer lugar, haremos una descripción de qué tipos de procesos nos interesan, cómo están implementados en el análisis, así como los criterios de selección que emplearemos. También comentaremos qué tipo de observables propios de las EFTs tendremos en cuenta, y también las incertidumbres a tener en cuenta en el análisis. Por último, describiremos brevemente el software empleado en el análisis.

Una parte fundamental de cualquier análisis es identificar qué procesos son **señal** y cuáles son **fondo**. Hablamos de procesos de señal cuando nos referimos a los procesos que son de interés, y de fondo cuando nos referimos a cualquier otro tipo de proceso que no sea de nuestro interés. Generalmente, se aplican criterios de selección para minimizar el número de fondos que tenemos en favor del número de procesos de señal.

4.1. Procesos de señal

Como el propio nombre de este trabajo indica, partimos de procesos de producción de pares quark top-antitop (o abreviadamente $t\bar{t}$) (ya hemos comentado en alguna ocasión que LHC es una fábrica de quarks top). La física del top es un buen objeto de estudio debido a su alta masa (permite la aparición de gran cantidad de partículas), que el Higgs interactúa en gran medida con este quark y que el proceso $t\bar{t}$ tiene una gran sección eficaz, por lo que es fácil de encontrar. Como hemos indicado anteriormente, el quark top decae casi siempre a un quark b y a un bosón W , que a su vez puede decaer de tres formas: de forma leptónica, en un leptón y un neutrino o hadrónicamente (dos jets). Si además de los dos tops se producen en las colisiones bosones W , Z

o H , estos también decaen produciendo estados finales con quarks y leptones.

En base a lo que acabamos de decir, no extrañará al lector que los procesos que tomemos como señal sean: $t\bar{t}l\bar{l}$ (o $t\bar{t}Z$), $t\bar{t}lq$ (o $t\bar{t}Zq$), $t\bar{t}H$, $t\bar{t}Hq$, $t\bar{t}l\nu$ (o $t\bar{t}W$) y $tttt$, puesto que todos tienen combinaciones de quarks top y/o bosones masivos.

En la figura 4.1 incluimos diagramas de Feynman de estos procesos.

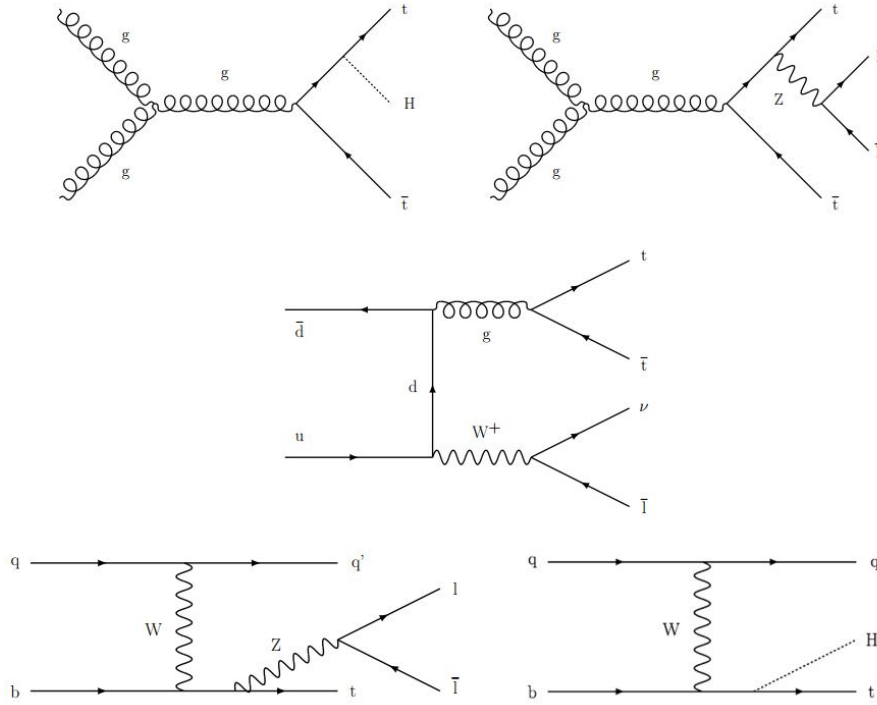


Figura 4.1: Diagramas de Feynman de los cinco procesos de señal que consideramos en este análisis. De izquierda a derecha: $t\bar{t}H$, $t\bar{t}Z$, $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Zq$ y $t\bar{t}Hq$. Notemos que no hemos incluido ningún ejemplo de $tttt$ [42].

4.2. Estados finales objetivo

Como hemos comentado, nuestros procesos de señal tienden a decaer produciendo diversos estados finales con quarks y leptones. Estos estados en los que varios bosones decaen leptónicamente tienen ciertas ventajas prácticas: permiten establecer una estrategia eficiente de *trigger* y más aún, aquellos estados finales con pares dileptónicos de mismo signo o más de dos leptones (con jets adicionales) reducen notablemente la proporción de procesos de fondo. Estos últimos son sucesos bastante extraños (baja sección eficaz) pero el hecho de minimicen tanto la proporción de fondo, así como su proveniencia de estados iniciales muy energéticos los hacen candidatos perfectos a ser nuestros procesos de señal.

Este tipo de estados finales los denominaremos **estados finales multileptónicos** y los dividimos en tres categorías: dos leptones del mismo signo ($2ls$), tres leptones ($3l$) y cuatro leptones ($4l$) (ver sección 4.4).

4.2.1. Consideraciones propias de EFT

Enfrentarnos a la búsqueda de este tipo de estados finales en el marco de las EFTs supone una serie de problemas añadidos. En primer lugar, estos estados finales reciben contribuciones de muchos procesos distintos. Por ejemplo, tanto $t\bar{t}Z$ como tZq contribuyen al estado final $3l$. Expliquemos esto un poco mejor: en el primer caso podemos tener 3 leptones en el estado final si el bosón Z decae en leptón-leptón y el sistema $t\bar{t}$ de forma semileptónica ($t\bar{t} \rightarrow bWbW \rightarrow b\ell\nu b\bar{q}\bar{q}$). En el segundo, si el bosón W proveniente del quark top decae leptónicamente ($t \rightarrow bW \rightarrow b\ell\nu$) y el bosón Z de nuevo decae a leptón-leptón.

De esta forma es difícil obtener muestras puras de cada contribución. Además, los posibles operadores de EFT pueden afectar a más de un proceso y pueden aportar nueva física más de un operador actuando al mismo tiempo (aunque nosotros evaluaremos uno a uno). Por tanto, es importante ser capaces de analizar el efecto de estos operadores tanto de forma aislada como simultánea para establecer comparaciones.

Para superar este tipo de inconvenientes, se trabaja de momento con procesos de señal **totalmente** simulados, y de forma que se puedan separar y también estar preparados para modificar el efecto de los operadores propios de EFT de forma cómoda. Esto último es lo que describimos al principio del trabajo asociando los WCs a cada operador, de forma que modificar el valor de un coeficiente, estaremos incluyendo el efecto de su operador EFT asociado.

De esta forma, los seis tipos de procesos de señal se simulan con *MADGRAPH5_aMC@NLO*, generados en LO, implementados de forma que se puedan modificar con facilidad los WCs para introducir los efectos de EFTs. No obstante, el proceso $t\bar{t}t\bar{t}$ está simulado e implementado de una forma distinta a los otros cinco, y por tanto no lo tendremos en cuenta en nuestro análisis.

Como ya hemos dicho al final del primer capítulo, esta forma de trabajar tiene el gran inconveniente de que, como dependemos de muestras simuladas en su totalidad, una vez hayamos encontrado (si es que llegamos a encontrar) alguna novedad física significativa a tener en cuenta, es necesario repetir el análisis de forma real para verificar el cambio. Recordemos además que esto supone utilizar una energía en niveles aún no alcanzables por LHC. Por tanto, no hay que perder de vista que esta forma de trabajar es un poco "ficticia", es decir, si encontramos alguna novedad, no es en datos o experiencias reales, sino que es algo que tendremos que someter a experimentación en un futuro.

4.3. Procesos de fondo

Una vez definidos los estados finales objetivo y los procesos señal de los que nacen, es momento de hablar de los procesos de fondo de nuestro análisis.

Conviene aclarar que los procesos de fondo se separan en **reducibles** e **irreducibles**.

- **Fondos reducibles:** Aquí encontramos dos fondos fundamentalmente. Por un lado aquellos sucesos en los cuales uno o mas de los leptones reconstruidos, y que han pasado el nivel *tight* no vienen de leptones *prompt* (ya definidos anteriormente). Por otro lado, en la categoría *2lss* hay otro fondo reducible, que son los sucesos con pares de leptones de carga opuesta, en los cuales la carga de uno de ellos se ha asignado de forma errónea. Explicamos este fondo con más detalle: generalmente se produce en sucesos con $t\bar{t}$ +jets, con dos leptones *prompt*, que se producen a partir de la desintegración $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow b\ell^+\nu\bar{b}\ell^-\bar{\nu}$. A uno de los dos leptones (ℓ^+ o ℓ^-) se le identifica mal el signo y por tanto tendríamos un estado final de dos leptones con el mismo signo por error, puesto que en realidad lo que tenemos son dos leptones de signo opuesto.

Otra fuente de fondos reducibles (aunque en menor cantidad de producción que los anteriores) es la producción de un quark top junto con un fotón. En este caso el fotón se convierte en un par electrón-positrón, de los cuales uno tiene casi toda la energía y el otro no se reconstruye.

- **Fondos irreducibles:** Dominan este grupo la producción de dibosones o tribosones (en menor medida que dibosones, que en $3l$ y $4l$ es el fondo dominante sobre todos los demás). Entre este tipo de fondos (y por tanto de todos los que nos podemos encontrar en $3l$ y $4l$) destaca sobremanera WZ (+jets).

Explicuemos con un poco más de detalle cómo WZ puede dar lugar a estados similares a nuestras señales $3l$ y $4l$. En concreto, pongamos un ejemplo de fondo en el caso de $3l$. Ya habíamos comentado en la sección 4.4 cómo obtener este estado final a partir de $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$, tZq o $t\bar{t}H$ (que son nuestros procesos de señal). Por contra, es bastante sencillo encontrar 3 leptones en estado final a partir de la producción de un bosón W y un Z. Si el bosón W decae a leptón y neutrino, y el Z a leptón-antileptón, tendremos en el estado final 3 leptones y no es un estado proveniente de ningún proceso de los que conforman nuestra señal. Para aclarar aun más esto, representamos estas desintegraciones mediante diagramas de Feynman en la figura 4.2.

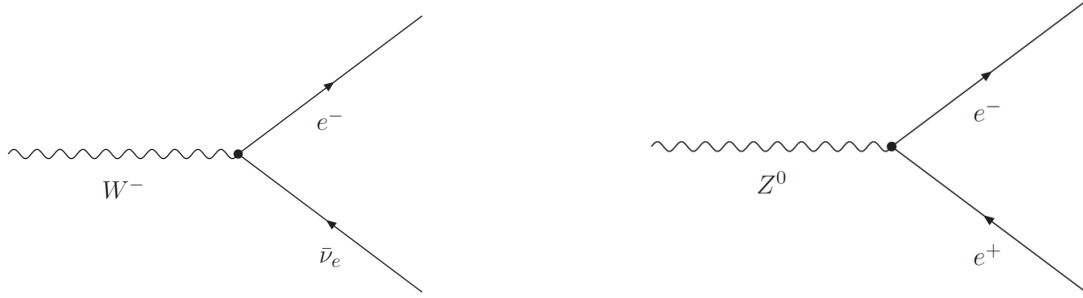


Figura 4.2: Diagramas de Feynman de la desintegración del sistema WZ para dar un estado final $3l$ (en este caso electrones) fondo de nuestro análisis.

Del mismo modo que WZ puede dar estados finales de $3l$ como acabamos de explicar, otras asociaciones de 3 bosones, y sobretodo, de 2 bosones (WW, ZZ, WZZ...) con desintegraciones similares, pueden dar lugar a fondos en nuestro análisis (para estados $3l$ y $4l$).

4.4. Selección

Ahora que ya hemos dejado claro cuáles son nuestros estados finales objetivo, así como los procesos de señal que empleamos para obtener dichos estados finales, comentaremos brevemente cómo hacer las selecciones para esos estados finales.

De forma general, se activan selecciones de *trigger* de dos o más leptones (más de dos para los casos $3l$ y $4l$). No obstante, se rechazan sucesos con parejas leptónicas de menos de 12 GeV de masa invariante (para evitar fondos que puedan venir de resonancias ligeras). Además, se exige que los sucesos tengan dos jets con momento transversal mayor de 30 GeV en las regiones con $|\eta| < 2.4$. También se pide que al menos uno de los jets haya pasado el punto de trabajo medio del algoritmo de *b-tagging* DeepCSV[43], puesto que al menos tenemos un quark top en cada señal, que decaerá en Wb.

A continuación se explicitan los criterios de selección específicos de cada estado final por separado:

- **Selección de $2lss$** : Esta categoría está pensada sobre todo para las señales ttH y ttW , en las que $t\bar{t}$ decae semileptónicamente y el otro leptón con la misma carga viene del W o de un posible τ producido en el caso de ttH . ttZ también puede contribuir a esta categoría si existe al menos un leptón que no se ha reconstruido o no ha pasado criterios de selección.

Para esta categoría entonces se pide:

- Exactamente dos leptones de mismo signo pasando el nivel *tight* de selección (el más exigente).
 - El momento del leptón de mayor momento tiene que ser superior a 25 GeV y el de menor, superior a 15 GeV.
 - Si se trata de electrones, se les exige satisfacer que la carga medida a través de las deposiciones en ECAL sea la misma que la obtenida a partir de su trayectoria por medio de dos criterios diferentes de comprobación.
 - Si, por el contrario, se trata de muones, se les exige que la incertidumbre de su momento (estimado a partir de las trayectorias) sea inferior al 20 %.
 - Se piden al menos cuatro jets con $p_T > 30$ GeV y $|\eta| < 2.4$, de los cuales al menos dos tienen que ser b-jets (uno tiene que satisfacer el punto de trabajo medio del DeepCSV).
 - Sucesos con más de dos leptones pasando el punto *tight* se dejan fuera de esta categoría para evitar colisiones con las otras dos (3l y 4l).
- **Selección de 3l :** Esta categoría esta enfocada a sucesos ttW en los que los tres bosones W decaen leptónicamente, ttZ en los que el $t\bar{t}$ decae semileptónicamente y el bosón Z decae en dos leptones, tZq en los que el top decae leptónicamente y el Z nuevamente en dos leptones y ttH en los que el Higgs decae en W, Z o τ , que a su vez decaen leptónicamente (y el resto de leptones vienen del $t\bar{t}$).

Las selecciones específicas de esta categoría son:

- Tener exactamente tres leptones pasando el nivel *tight*.
 - El momento de los leptones tiene que ser superior a 25, 15 y 10 GeV (del más al menos energético). Si el tercer leptón es un electrón, se sustituyen los 10 GeV por 15 (así se mantienen las contribuciones de electrones *non-prompt* bajo control).
 - Se piden dos o más jets con momento superior a 30 GeV en la región $|\eta| < 2.4$, uno de los cuales tiene que pasar el nivel medio de trabajo de DeepCSV.
- **Selección de 4l :** Esta última categoría esta diseñada para sucesos ttZ en los que todos los bosones W y Z decaen leptónicamente, y sucesos ttH en los cuales el Higgs decae en un par de bosones W, que a su vez decaen leptónicamente; bosones Z en los que al menos uno de ellos decae leptónicamente; o τ que decaen leptónicamente.

Las selecciones para esta categoría son:

- Tener cuatro o más leptones pasando el nivel *tight*.
- Los momentos de los leptones han de ser superiores a 25,15,10 y 10 GeV para los cuatro más energéticos. En el caso de tener electrones se sustituyen los 10 GeV por 15, al igual que ocurría en la categoría de 3l.

- Se exigen dos o más jets con momento superior a 30 GeV en la región $|\eta| < 2.4$, dos de los cuales han de ser b-jets, con al menos uno superando el nivel medio de trabajo de DeepCSV.

Una vez hecha esta gran categorización, se separan aún más los procesos en múltiples subcategorías, algunos de cuyos criterios aparecen listados en la figura 4.3, para tener capacidad de ser más finos en la selección concreta de eventos. En primer lugar, nosotros trabajaremos con criterios inclusivos, por lo que tomaremos únicamente la división en las tres categorías anteriormente mencionadas ($2lss$, $3l$ y $4l$). Es posible que también entremos a valorar esas separaciones en subcategorías en un segundo momento.

Selección	$2lss$	$3l$	$\geq 4l$
Leptones	Exactamente 2 leptones	Exactamente 3 leptones	≥ 4 leptones
Requerimientos de carga	$\sum_l q < 0, \sum_l q > 0$	$\sum_l q < 0, \sum_l q > 0$	-
Número de jets	4,5,6, ≥ 7 jets	2,3,4, ≥ 5 jets	2,3,4, ≥ 5 jets
Número de jets b	≥ 2 jets b	1, ≥ 2 jets b	≥ 2 jets b
Masa dileptónica	-	$ m_{ll} - m_Z > 10$ GeV	$ m_{ll} - m_Z \leq 10$ GeV

Figura 4.3: Tabla resumen de criterios tomados para realizar las subdivisiones en categorías dentro de los tres grandes grupos que ya tenemos.

4.5. Incertidumbres

Para todo estudio físico, es de vital importancia (casi tanto como el resultado) aportar las incertidumbres asociadas a las medidas. Éstas nos permiten establecer bandas de confianza en la bondad de los resultados obtenidos. Es decir, se da un valor central que es el resultado, y después con ayuda de las incertidumbres, se establece a partir de ese valor un rango de posibles valores entre los que puede estar el resultado exacto. En esta sección comentaremos las incertidumbres que se pueden tener en cuenta en nuestro análisis y las que tomamos en realidad (pues veremos que encontraremos ciertos problemas con esto).

Es común dividir las incertidumbres en dos grandes categorías: estadísticas y sistemáticas.

4.5.1. Estadísticas

Las incertidumbres estadísticas nacen naturalmente del hecho de que nuestro análisis es en realidad un experimento de conteo de partículas. Este tipo de experimentos están sujetos a fluctuaciones aleatorias.

Normalmente se suele asumir que nuestra variable a medir, $X \equiv$ "número de partículas contadas", sigue una distribución de Poisson. En este caso, si hemos contado N sucesos, tendremos

una incertidumbre estadística $\sqrt{N}$.

Por otra parte, para los procesos simulados con técnicas de Monte Carlo también tenemos una incertidumbre estadística asociada, que es mayor cuantos menos sucesos simulemos.

4.5.2. Sistemáticas

Este otro grupo de incertidumbres surgen de elementos como el desconocimiento de partes del detector (eficiencias de los mismos a la hora de la detección de las partículas), eficiencia de los algoritmos de identificación y reconstrucción y a las incertidumbres teóricas de la simulación de los fondos y señal. En el análisis tenemos disponibles unas cuantas que detallaremos a continuación:

- **Luminosidad integrada:** incertidumbre asociada a la medida de la luminosidad integrada proporcionada por LHC y recogida por CMS. Afecta a la normalización de los procesos y es diferente para cada año. En nuestro caso, con medidas del año 2018, es de un 2.5 %.
- **Energía de los *jets*:** se calculan variando las propiedades de los jets reconstruidos por su incertidumbre hacia arriba y hacia abajo y recalculando las cantidades cinemáticas relevantes (momento y pseudorapidez del *jet*). Hay dos tipos de incertidumbres, las asociadas a la escala de energía, y las asociadas a la resolución.
- **Eficiencia del *b-tagging*:** como hemos comentado con anterioridad, la identificación de *jets* de tipo *b* se realiza mediante el algoritmo *DeepCSV*, y la identificación no es correcta al 100 %. Puede ser que *jets b* no se identifiquen como tales, y por el contrario, que *jets* ligeros se identifiquen erróneamente como *b-jets* (falsos positivos). El número de *b-jets* correctamente identificados se conoce como la eficiencia de identificación de quarks *b*, y los que no se identifican de forma correcta se miden con la tasa de identificación equivocada. Para estimar este tipo de incertidumbre, se utilizan los procesos simulados, confrontándolos con datos, y además se dividen en varias componentes. Conviene aclarar que aquí tenemos "dos incertidumbres en una", puesto que está el caso de *b-jet* etiquetado como *jet* ligero, y el caso inverso.
- **Identificación y aislamiento de leptones:** del mismo modo que se puede identificar erróneamente un *jet b*, lo mismo puede ocurrir con los leptones (electrones y muones). Se puede identificar un muon como electron y viceversa, produciéndose falsos positivos. Estas incertidumbres dependen de los años, del p_T y η del leptón y de la categoría a la que pertenezcan: *loose* o *tight*. Normalmente se estima entre el 1-2 % por leptón.
- **Eficiencia de leptones *non-prompt*:** continuando la discusión de leptones, es posible que identifiquemos leptones *prompt* (recordemos que eran los provenientes de desintegraciones

de bosones W o Z) con otros que no se han generado en el vértice primario (*non-prompt*). Es por tanto necesario tomar una incertidumbre asociada a este hecho.

- **Trigger:** el *trigger* puede en ocasiones no activarse cuando debe (o activarse cuando no debe), y se suele estimar esta incertidumbre en torno al 2-5 %.
- **Pile-up:** el número de colisiones secundarias (*pile-up*) puede afectar a las medidas tomadas. Se calcula variando el número de colisiones inelásticas por cada cruce de paquetes de protones en las simulaciones y se estima en torno a 2-5 %.
- **Probabilidad de mala identificación de la carga:** habíamos comentado que para la categoría *2lss* un proceso de fondo reducible importante son los leptones con carga asignada de forma errónea. Se incluyen efectos de este fondo en este tipo de incertidumbre.
- **Modelado teórico de las simulaciones Monte Carlo:** se asume el modelado teórico para generar las simulaciones como mucho a NLO, pero es un tratamiento perturbativo, no completo. Por tanto, hay incertidumbres asociadas a las secciones eficaces teóricas de los procesos generados. También aquí hay que tener en cuenta efectos de renormalización y factorización. Además, existe incertidumbre asociada a las estimaciones de las PDFs y al modelado de las cascadas de partones.

Este es un resumen de las principales incertidumbres sistemáticas que se pueden incluir en el análisis. Sin embargo, nos quedamos con las más fundamentales e importantes en el análisis: las asociadas a leptones, el *b-tagging* y el *trigger*.

4.6. Software empleado

Por último en este capítulo, vamos a mencionar las herramientas que hemos empleado nosotros en el análisis.

Nos hemos basado en código escrito en *Python*, concretamente con la ayuda del paquete prototipo *coffea* (*Columnar Object Framework For Effective Analysis*)[44], especialmente diseñado para análisis en física de altas energías.

Además, hemos utilizado códigos ya implementados y compartidos en *GitHub*, en concreto en el repositorio *TopEFT*[45], donde se incluyen scripts para el análisis de EFT centradas en el quark top, desarrollados por la colaboración CMS, así como códigos desarrollados por nosotros.

Capítulo 5

Resultados

Ahora que ya hemos descrito con detalle qué procesos son de nuestro interés y cuáles constituyen nuestras fuentes principales de fondo, así como las señales que vamos a emplear en el análisis, llega el momento de empezar a describir propiamente el trabajo que hemos realizado. Es decir, el corazón o parte más importante de este proyecto.

Como llevamos comentando desde el principio de este trabajo, nuestro principal objetivo es la búsqueda de nueva física en el marco de teorías efectivas y con quarks top. Observaremos por tanto cómo afectan los efectos de EFTs en sucesos relacionados con el quark top. Para ello, y como hemos decrito, disponemos de unos procesos de señal simulados, e implementados de forma que sea sencillo modificar los Coeficientes de Wilson asociados cada uno de ellos a un operador EFT. Modificando un determinado WC nos permite añadir al lagrangiano del ME efectos de EFT. Disponemos de 22 coeficientes distintos, cada uno de ellos relacionado con un operador distinto. Establecer el valor 0 en todos los coeficientes equivale a estar trabajando con nuestras señales en condiciones del ME, y modificar este valor significará añadir nuevas contribuciones.

La lista completa de Coeficientes de Wilson que vamos a tener en cuenta en el análisis es: **cpt**, **ctp**, **cptb**, **cQlMi**, **cQq81**, **cQq11**, **cQl3i**, **ctq8**, **ctlTi**, **ctq1**, **ctli**, **cQq13**, **cbW**, **cpQM**, **cpQ3**, **ctei**, **cQei**, **ctW**, **ctlSi**, **cQq83**, **ctZ** y **ctG**.

Es evidente que se abre un gran abanico de posibles combinaciones de valores de cada coeficiente, mezcla de unos u otros operadores cuyos cambios evaluar simultáneamente... Debido a la gran complejidad que esto supone, nosotros vamos a limitarnos a ir modificando coeficiente a coeficiente (es decir, incluyendo los efectos de operadores uno a uno por separado), y por lo general, entre los valores -1 y 1 (como una elección arbitraria de límites en los que moverse). Esto último es suficiente para encontrar modificaciones significativas (si la variación de un determinado coeficiente entre esos valores no aporta una novedad significativa, no tiene mucho sentido variar en márgenes más amplios dicho coeficiente). El valor que sí es importante es el de $\frac{c_i}{\Lambda^d}$ (ecuación

1.2), donde ya hemos comentado que $\Lambda = 1$ TeV.

En lo que resta de trabajo vamos a ir explorando los efectos que tienen los operadores EFT en los 5 o 6 procesos de señal que hemos descrito en la sección anterior, y nuestro objetivo último sería encontrar algún coeficiente (equivalentemente operador), cuya modificación respecto del ME en determinado proceso de señal suponga un cambio claro y evidente respecto al propio ME. Si fuésemos capaces de encontrar esto, tendríamos una pista o indicio de haber encontrado nueva física más allá del ME, en la que futuros análisis podrían investigar. Más claramente: si tenemos una distribución bajo el dictado de las EFTs muy diferente de lo que predice el ME, se deberían contrastar esas distribuciones con datos, para ver a cuál de las dos (EFT o ME) ajustan mejor los datos.

Para dejar bien claro el camino que hemos recorrido y facilitar el seguimiento al lector, resumimos a continuación los pasos seguidos.

- Entre los tres estados finales ($2lss$, $3l$ y $4l$), elección de uno de ellos solamente, con el que continuar el estudio (simplificación frente a considerarlos todos).
- Selección en cada proceso de señal de los Coeficientes de Wilson que más cambios produzcan en las distribuciones. Estudiamos también como afectan a las variables angulares que vamos a definir un poco más adelante.
- Normalizamos las distribuciones anteriores para encontrar cambios en las formas de las distribuciones. Hasta este punto solo habremos seleccionado WCs que supongan un cambio "global", pero nosotros queremos confrontar las distribuciones frente a las del ME, para encontrar "puntos de trabajo", es decir, regiones en las distribuciones que sean diferentes entre EFT y ME. Para ello es necesario normalizar.
- Agrupaciones de procesos. Aquí está la esencia de nuestro trabajo. Una vez que ya hemos hecho una selección de un estado final, de WCs que afectan a cada señal (o grupo de señales), y que hemos normalizado para encontrar puntos de trabajo para las señales por separado, recreamos la situación que nos encontraríamos en el detector: todas las señales y fondos juntos. Es aquí donde se prueba si nuestros puntos de trabajo son realmente buenos o no (existe o no una diferencia clara entre ME y EFT de **todo lo que nos vamos a encontrar en el detector**).

5.1. Selección del estado final

Lo primero que vamos a hacer en esta búsqueda es observar cómo influye la selección de cada uno de los tres estados finales (recordamos $2lss$, $3l$ y $4l$) para hacer las modificaciones de coeficientes. Para ello, vamos a observar los cambios que se producen en las distribuciones de la

variable que tomamos como referencia (y que ya hemos definido en secciones anteriores), H_T , puesto que es la variable que tomaba como referencia la publicación de CMS de la que partimos [42]. De hecho, tomaremos en todo lo sucesivo la variable H_T como referencia a comparar con las variables angulares que definimos nosotros (ΔR , $\Delta\phi$ y $\Delta\eta$ entre los dos leptones más energéticos y entre el leptón y el jet más energéticos). Además, tomamos para esta selección el proceso de señal $t\bar{t}H$, pues es uno de los que más estadística contenía. Una vez hecha la selección, en futuras secciones recorreremos otros procesos de señal.

A continuación, incluimos un gráfico visual de cómo es el cambio en los *yields* con cada WC, junto con una tabla resumen de los *yields* en cada punto de trabajo (cada coeficiente evaluado en -1, -0.5, 0, 0.5 y 1). Para entender de qué estamos hablando, los *yields* son la suma de los sucesos de cada *bin* de los histogramas. En este caso normalizados (divididos) por los *yields* del ME. Además de estos gráficos, incluimos los histogramas que hemos obtenido para cada categoría de selección.

Sobre la tabla resumen de valores numéricos de *yields*, los valores que en ella aparecen han de ser los mismos para cada una de las variables que luego podamos considerar, ya que el número de sucesos para una categoría y señal es el mismo independientemente de la variable que observemos.

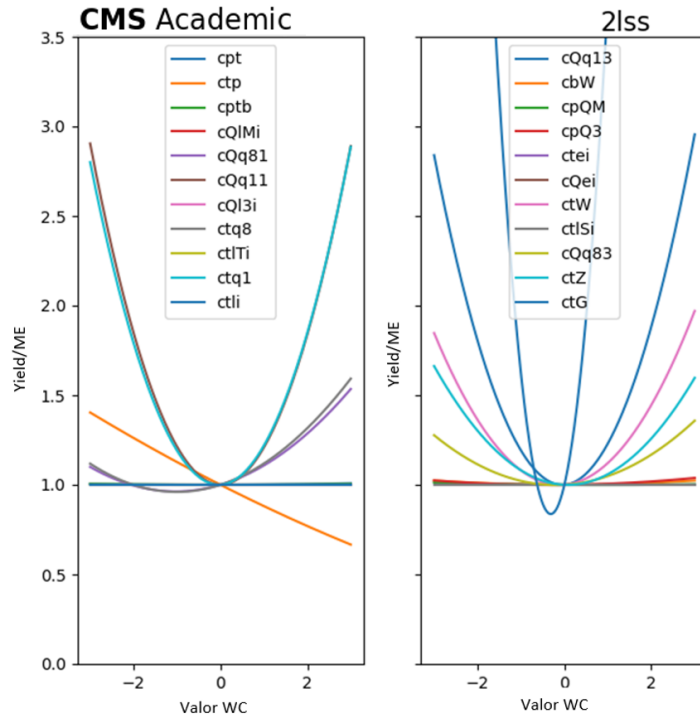
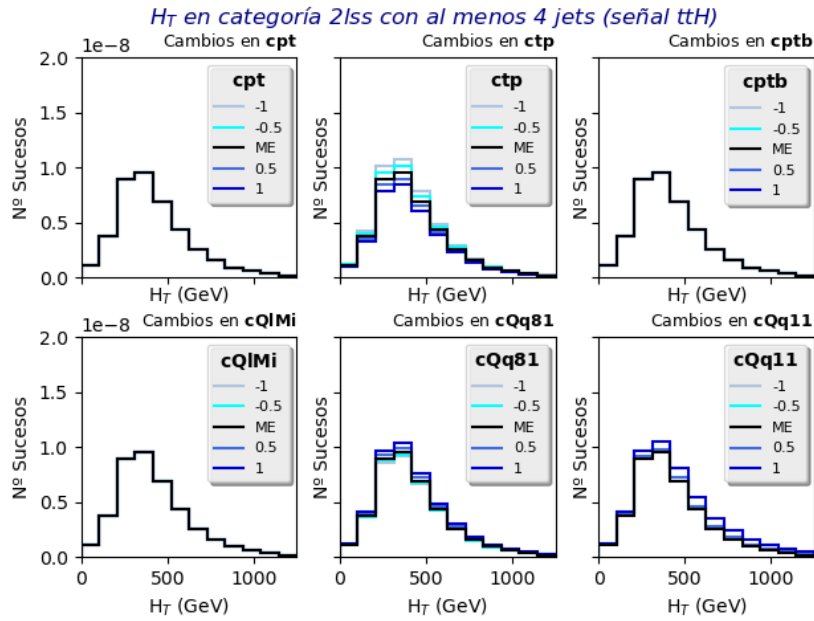


Figura 5.1: Representación visual del cambio de los *yields* cuando variamos cada WC entre -2.5 y 2.5. El valor de los *yields* se representa normalizado frente al valor que tendrían en el ME.

Yields de H_T en categoría 2lss con al menos 4 jets (señal ttH)

	-1	-0.5	ME	0.5	1
cpt	1.0	1.0	1.0	1.0	1.001
ctp	1.127	1.062	1.0	0.94	0.881
cptb	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQlMi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq81	0.96	0.972	1.0	1.044	1.103
cQq11	1.191	1.048	1.0	1.046	1.187
cQl3i	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctq8	0.957	0.97	1.0	1.048	1.113
ctlti	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctq1	1.166	1.038	1.0	1.052	1.195
ctli	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq13	1.17	1.038	1.0	1.057	1.208
cbW	1.003	1.001	1.0	1.001	1.003
cpQM	1.002	1.001	1.0	0.999	0.999
cpQ3	1.001	1.0	1.0	1.002	1.006
ctei	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQei	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctW	1.073	1.013	1.0	1.034	1.114
ctlSi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq83	1.018	1.001	1.0	1.015	1.045
ctZ	1.076	1.022	1.0	1.011	1.054
ctG	1.543	0.876	1.0	1.914	3.619

Figura 5.2: Tabla resumen de los valores numéricos de los *yields*, para complementar la figura 5.1. Estudiamos los *yields* de cada coeficiente en los puntos -1, -0.5, 0 (ME), 0.5 y 1, y posteriormente normalizamos al valor del ME.



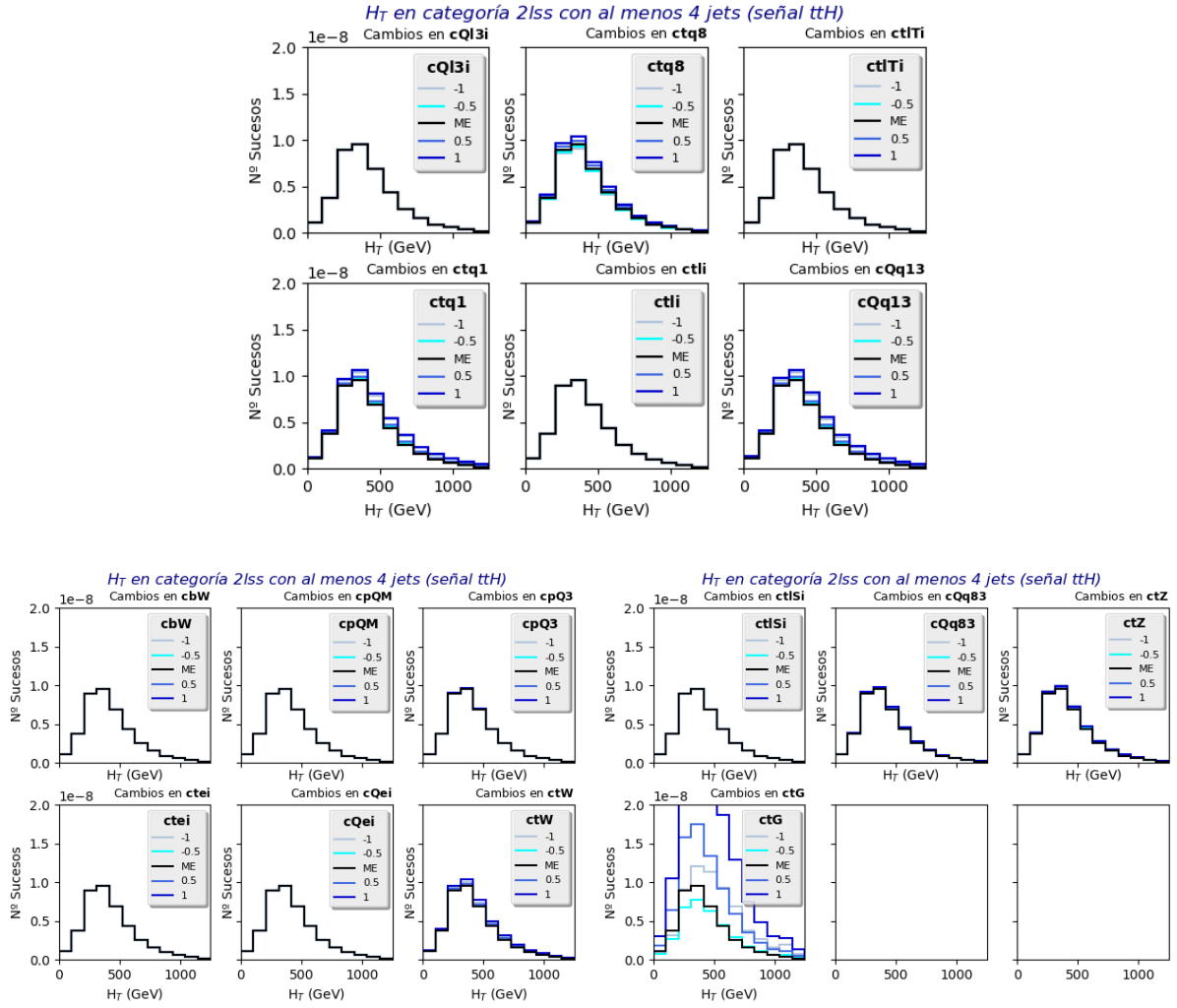


Figura 5.3: Histogramas del cambio que supone modificar cada WC entre -1 y 1 (colores en la leyenda). ME = ME; es decir, valor 0 del coeficiente. Cada histograma corresponde a un único WC, indicado en cada uno de ellos.

Si atendemos a los resultados obtenidos para este caso, podemos concluir que los seis Coeficientes de Wilson que mayor cambio generan en las distribuciones de H_T para el estado final $2lss$ con respecto al ME son **ctp**, **cQq11**, **ctq8**, **ctq1**, **cQq13** y **ctG**

Notemos que los histogramas de la figura 5.3 incluyen una mención a que tenemos una selección de al menos cuatro jets. Como ya hemos descrito, esto es algo que todos los sucesos de la categoría $2lss$ tienen que cumplir, así que estamos tomando la categoría $2lss$ de forma inclusiva, como habíamos dicho que íbamos a hacer, y haremos con las otra dos categorías.

A continuación incluimos la categoría 3/:

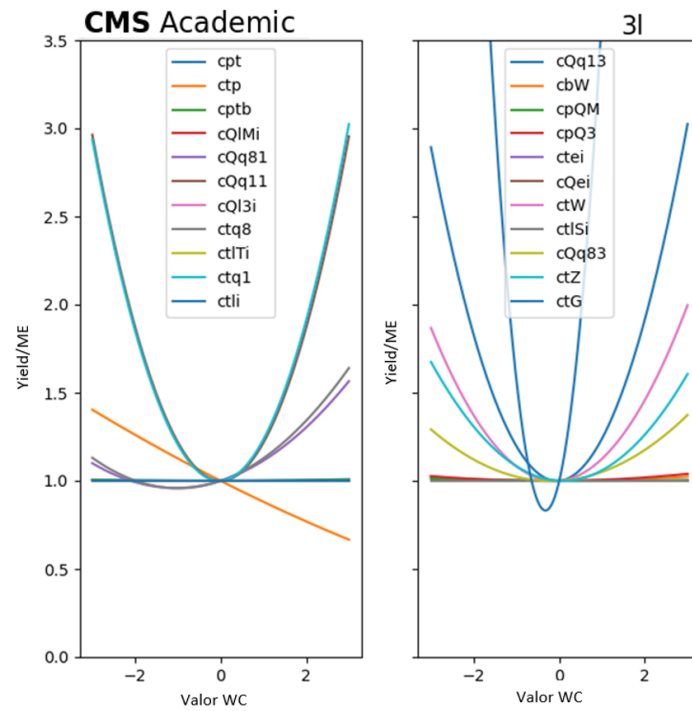


Figura 5.4: Representación visual del cambio de los *yields* cuando variamos cada WC entre -2.5 y 2.5.

Yields de H_T en categoría 3l (señal ttH)					
	-1	-0.5	ME	0.5	1
cpt	1.0	1.0	1.0	1.001	1.001
ctp	1.127	1.062	1.0	0.94	0.881
cptb	1.001	1.0	1.0	1.0	1.001
cQIMi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq81	0.958	0.97	1.0	1.048	1.113
cQq11	1.208	1.052	1.0	1.051	1.205
cQI3i	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctq8	0.956	0.968	1.0	1.052	1.124
ctITi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctq1	1.189	1.044	1.0	1.058	1.218
ctli	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq13	1.185	1.041	1.0	1.063	1.229
cbW	1.003	1.001	1.0	1.001	1.003
cpQM	1.002	1.001	1.0	0.999	0.999
cpQ3	1.001	1.0	1.0	1.002	1.006
ctei	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQei	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctW	1.079	1.014	1.0	1.036	1.121
ctISi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq83	1.022	1.002	1.0	1.015	1.048
ctZ	1.08	1.023	1.0	1.012	1.058
ctG	1.634	0.897	1.0	1.943	3.726

Figura 5.5: Tabla resumen de los valores numéricos de los *yields*, para complementar la figura 5.4

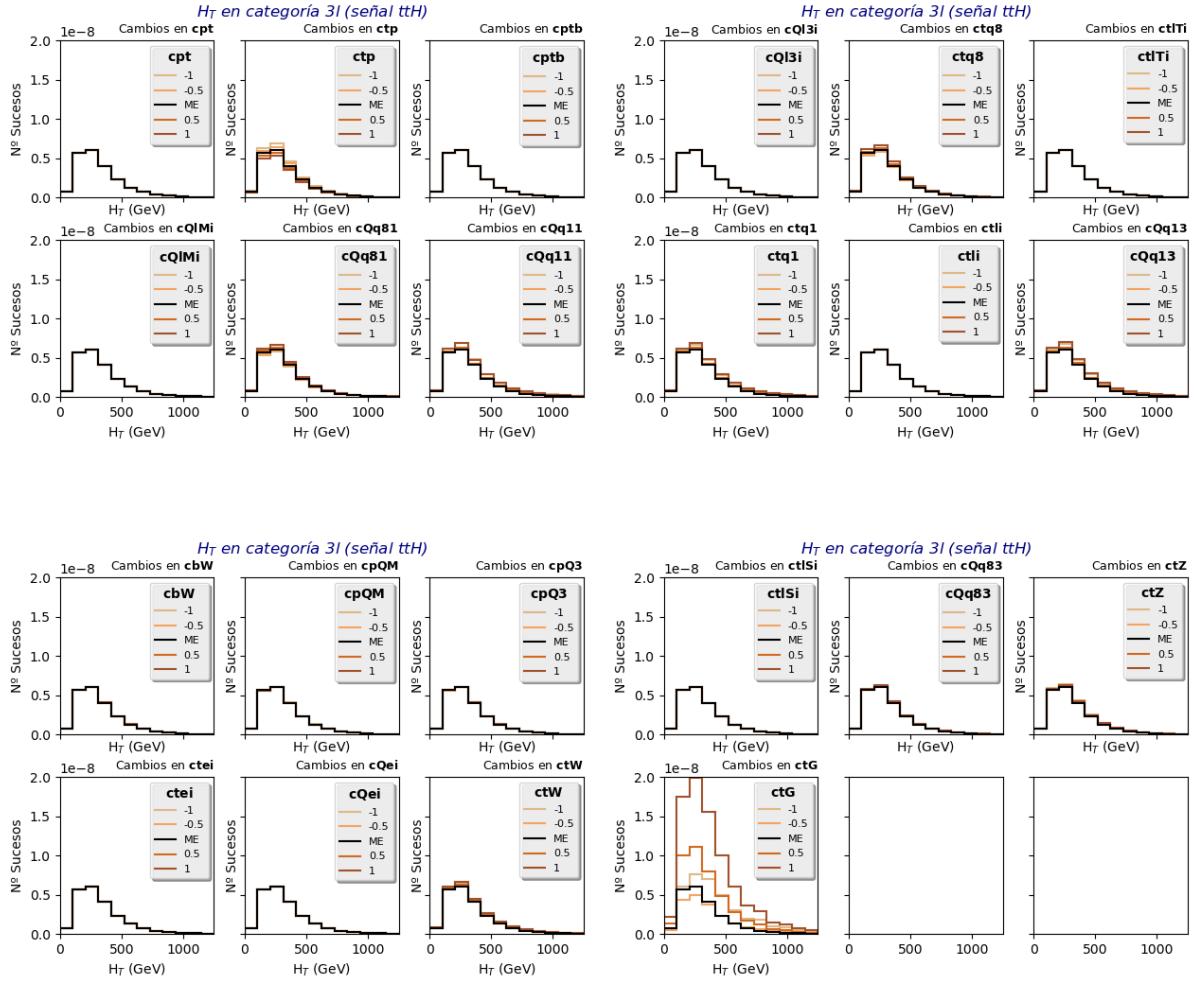


Figura 5.6: Histogramas del cambio que supone modificar cada WC entre -1 y 1 (colores en la leyenda).

En el caso de la categoría $3l$, encontramos muy pocas variaciones con respecto a $2lss$. Claramente los seis coeficientes que más cambio supone modificarlos (frente al ME) vuelven a ser **ctp**, **cQq11**, **ctq8**, **ctq1**, **cQq13** y **ctG**. Pueden variar ligeramente algún valor de *yields*, pero muy poco, y en todo caso, en este punto nos interesa más saber cuáles son los que más cambian (para ir reduciendo el número de variables en el análisis) que cómo lo hacen.

Por último, incluimos la categoría $4l$:

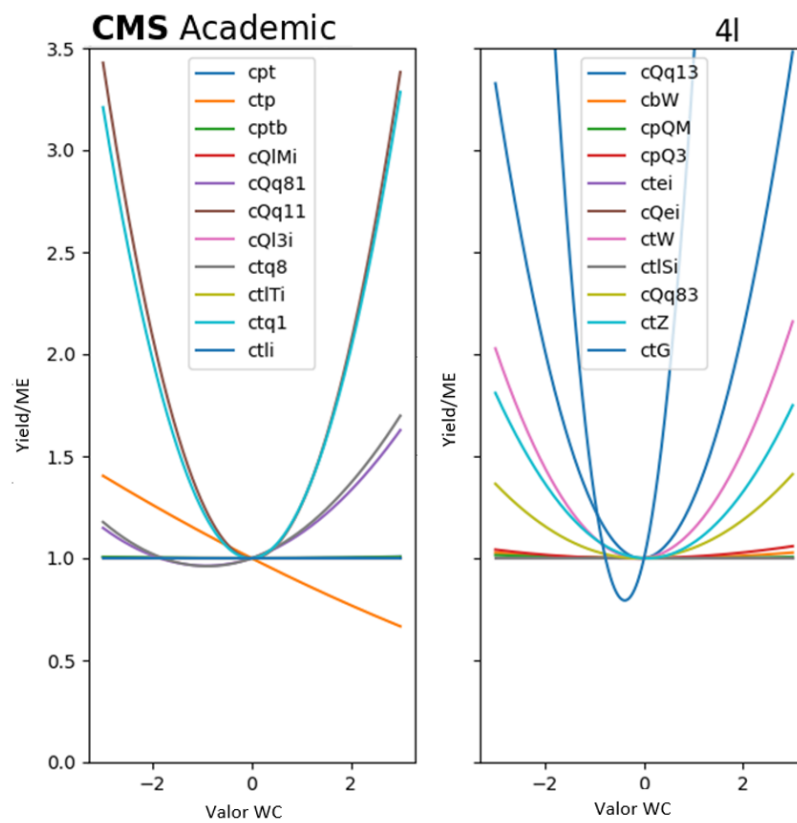


Figura 5.7: Representación visual del cambio de los *yields* cuando variamos cada WC entre -2.5 y 2.5.

Yields de H_T en categoría 4I (señal ttH)					
	-1	-0.5	ME	0.5	1
cpt	1.0	1.0	1.0	1.001	1.001
ctp	1.127	1.062	1.0	0.94	0.881
cptb	1.001	1.0	1.0	1.0	1.001
cQIMi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq81	0.959	0.969	1.0	1.052	1.124
cQq11	1.259	1.066	1.0	1.061	1.248
cQl3i	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctq8	0.955	0.966	1.0	1.056	1.135
ctITi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctq1	1.215	1.05	1.0	1.065	1.246
ctli	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq13	1.228	1.05	1.0	1.077	1.28
cbW	1.003	1.001	1.0	1.001	1.003
cpQM	1.003	1.001	1.0	1.0	1.0
cpQ3	1.002	1.0	1.0	1.003	1.008
ctei	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQei	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctW	1.098	1.019	1.0	1.042	1.143
ctISi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq83	1.032	1.005	1.0	1.015	1.052
ctZ	1.097	1.027	1.0	1.016	1.075
ctG	1.577	0.879	1.0	1.939	3.697

Figura 5.8: Tabla resumen de los valores numéricos de los *yields*, para complementar la figura 5.7

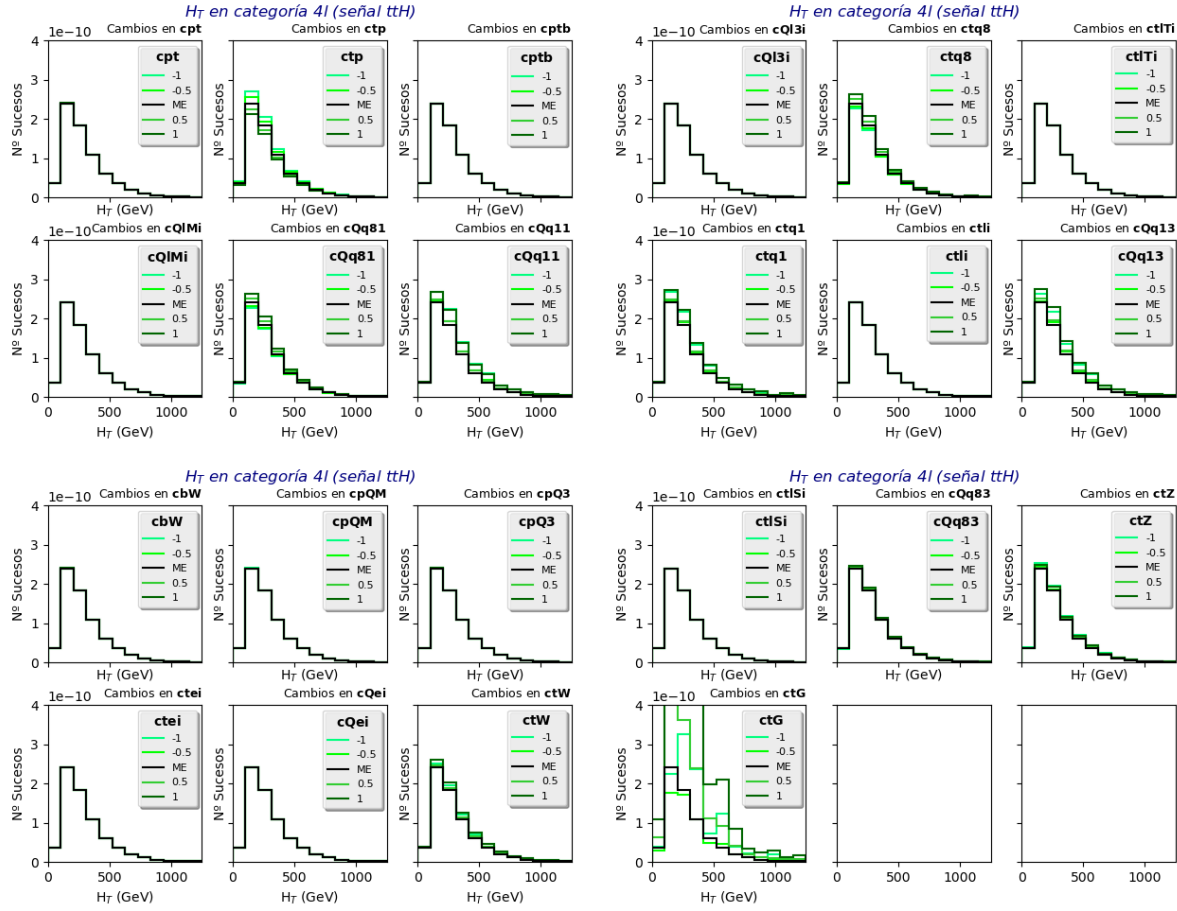


Figura 5.9: Histogramas del cambio que supone modificar cada WC entre -1 y 1 (colores en la leyenda).

Para el caso de los $4l$ como estado final, ocurre lo mismo que entre $2lss$ y $3l$: los WCs más importantes vuelven a ser los mismos, y solo hay pequeñas variaciones en valores de *yields*.

A la vista de estos resultados, y fijándonos sobre todo en las tablas y gráficas de *yields* (puesto que los histogramas dan una idea visual pero no global del proceso, ya que pueden presentar fluctuaciones en lugares distintos, o incluso diferentes formas), es que aparentemente, es indiferente tomar cualquiera de los tres estados finales. Los *yields* cambian casi en las mismas medidas para cada coeficiente, y la única diferencia aparente entre uno u otro proceso es la cantidad de estadística que tenemos. Aprovechamos para significar que es bajísima, pero esto es algo esperado, ya que los procesos finales son de muy baja sección eficaz.

Aunque este estudio está presentado únicamente para un proceso señal (ttH) y una variable (H_T), hemos comprobado que este comportamiento se repite para otro tipo de elecciones de señales y variables.

Es importante aclarar que cuando hagamos las normalizaciones, sí puede haber diferencias

entre escoger uno u otro estado final (los coeficientes que den un cambio en las formas de distribuciones pueden ser distintos). Como en ninguno de ellos parece haber una diferencia muy significativa en torno a cuánto cambian unos WCs u otros, por eso decimos que es "indiferente" qué estado final elijamos. Por tanto, en lo sucesivo decidimos trabajar solo con $3l$, ya que, como comentamos cuando describimos las tres, $3l$ es la categoría que está pensada para un mayor número de procesos señal, y ofrece posibilidad de subdividir en más subcategorías los sucesos (sección 5.4.3).

5.2. Selección de Coeficientes de Wilson

Una vez hemos restringido el estudio a un único estado final, el siguiente paso es recorrer todos los procesos de señal (por separado y combinando algunos incluso) y observar qué coeficientes producen los mayores cambios en los *yields*. Es inviable trabajar con 22 coeficientes todo el tiempo, así que es bastante interesante reducir el número de ellos con los que trabajar.

Será cuestión de estudio en esta parte analizar si todas las señales se ven repercutidas por los mismos coeficientes de igual forma, o si cada señal tiene unos coeficientes que la afecten más.

Por otra parte, en este momento del estudio vamos a incluir la observación sobre más variables. Concretamente, vamos a enfocarnos en las variables angulares (o espaciales) ΔR , $\Delta\phi$ y $\Delta\eta$ entre los dos leptones más energéticos y entre el leptón y el jet más energéticos. Esto conlleva a hacer un estudio sobre seis variables angulares, más el estudio sobre H_T , que tomaremos siempre como referencia, pues es una variable sobre la que ya se habían hecho estudios en el momento que nosotros iniciamos el trabajo.

Trataremos de analizar entonces si escoger una u otra variable tiene algún efecto en el cambio de los *yields* cuando modificamos los WCs. No obstante, aunque esto no ocurriese, sí que elegir una u otra variable puede producir un cambio en la forma de los histogramas. Es posible que aún teniendo los mismos valores para los *yields*, una variable con un determinado WC en un valor produzca una desviación en su forma (con respecto siempre a la forma del ME) diferente a la que produce otra variable con el mismo valor del WC.

Para esta parte del estudio vamos a tomar los procesos de señal agrupados de la siguiente forma: cada uno de los procesos de señal por separado, salvo tttt (incluye ttH, tHq, ttZ, tZq y ttW), ttH junto con tHq, ttZ junto con tZq y todas las señales juntas (salvo tttt, nuevamente). Esto hace un total de ocho búsquedas distintas.

Empezaremos retomando el ejemplo que habíamos ya presentado en la sección anterior (ttH), para ver con detalle los resultados que se aprecian, y luego haremos un resumen del resto de señales, ya que el procedimiento será análogo. Recordemos que los coeficientes más sensibles para ttH habían resultado ser **ctp**, **cQq11**, **ctq8**, **ctq1**, **cQq13** y **ctG**.

Así pues, representamos los histogramas de las seis variables angulares variando únicamente estos seis coeficientes entre -1 y 1.

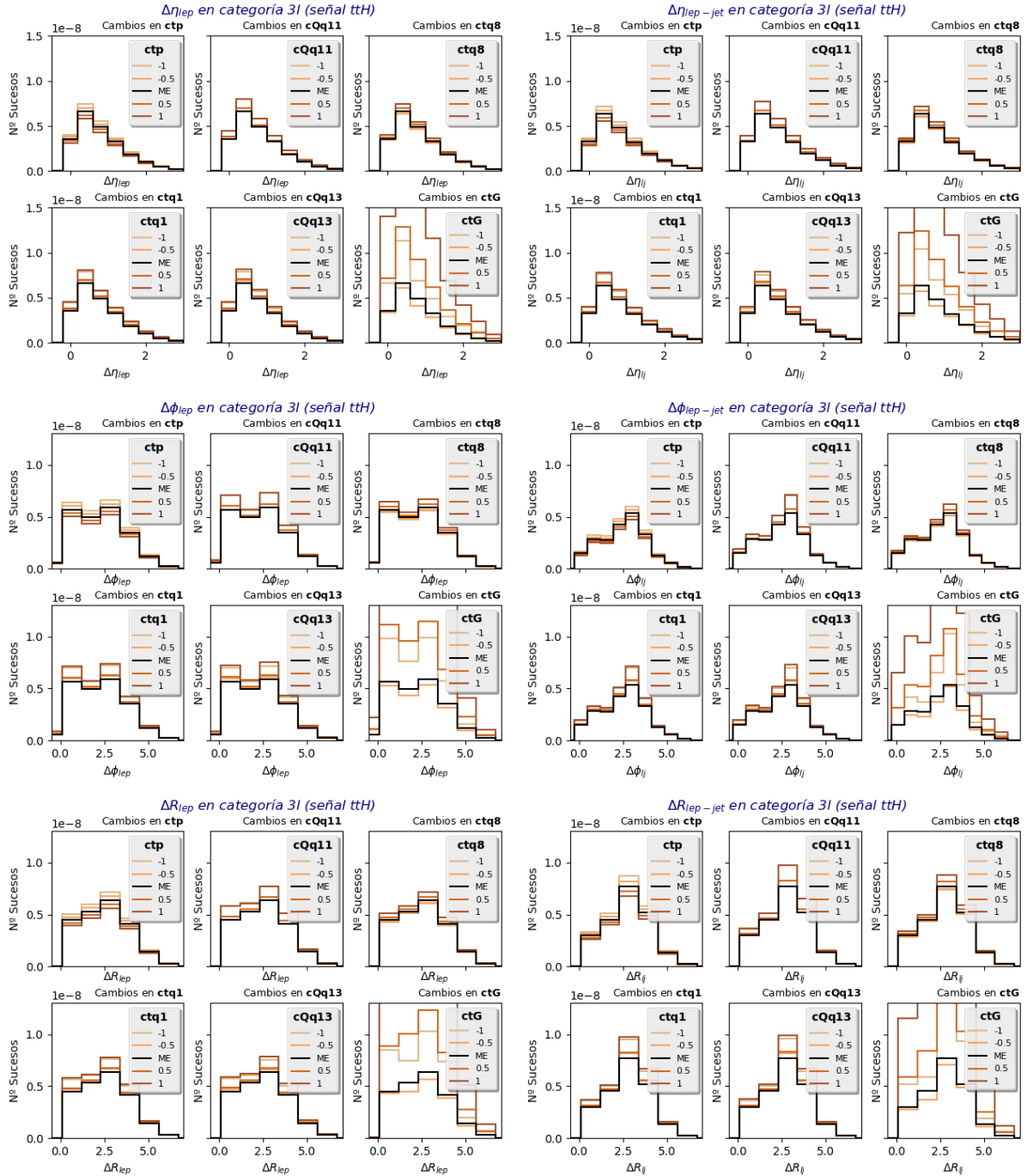


Figura 5.10: Histogramas del cambio que supone modificar los seis WC más significativos entre -1 y 1 (colores en la leyenda), para cada una de las variables angulares que hemos definido. Desde la esquina superior izquierda, tenemos $\Delta\eta_{lep}$, $\Delta\eta_{lep-jet}$, $\Delta\phi_{lep}$, $\Delta\phi_{lep-jet}$, ΔR_{lep} y $\Delta R_{lep-jet}$. Cada histograma corresponde a los cambios de un único coeficiente, que aparece bien indicado en cada uno de ellos.

En la figura 5.10, se observa que, aunque cada variable se distribuye en los histogramas de una forma característica, los cambios que surgen de fijar los distintos coeficientes en uno u otro punto, siguen una cierta tendencia similar en todas las variables. Con esto nos referimos a que, por ejemplo, para el coeficiente ctp , el punto en que la forma del histograma es más baja es para el valor 1, y la más alta para el valor -1, en las seis variables angulares definidas. Además, si comparamos estas formas con las obtenidas en la figura 5.6, observamos que esa tendencia es la misma que en la variable H_T .

Seguidamente, presentamos las tablas en las que recogemos los valores numéricos de los *yields* para cada variable, que dan una información más formal del cambio que supone modificar el valor de cada WC (los histogramas anteriores dan únicamente una idea visual). Recordemos que deberían de obtenerse los mismos valores que vimos en la figura 5.5, puesto que el número total de sucesos no depende de la variable considerada. Simplemente vamos a comprobar que esto es así.

Yields de $\Delta\eta_{lep}$ en categoría 3I (señal ttH)					
	-1	-0.5	ME	0.5	1
ctp	1.127	1.062	1.0	0.94	0.881
cQq11	1.223	1.056	1.0	1.055	1.22
ctq8	0.958	0.968	1.0	1.053	1.127
ctq1	1.203	1.047	1.0	1.061	1.232
cQq13	1.2	1.045	1.0	1.066	1.243
ctG	1.649	0.9	1.0	1.948	3.743

Figura 5.11: Tabla resumen de los valores numéricos de los *yields* con los coeficientes en los puntos -1, -0.5, 0 (ME), 0.5 y 1, normalizados al valor del ME para ttH.

Aunque solo mostramos los valores para $\Delta\eta_{lep}$ en la figura 5.11, para el resto de variables angulares obteníamos los mismos valores. Si comparamos con los valores de los *yields* (de los coeficientes que hemos seleccionado) en la figura 5.5, los valores son casi idénticos (salvo decimales de aproximación), confirmando lo que habíamos predicho: escoger una u otra variable no tiene efecto alguno en los valores de los *yields*. Donde si podremos tener cambios, como ya habíamos comentado, es en las formas de las distribuciones.

A partir de aquí, el estudio para las otras 7 elecciones de procesos de señal (aislados o agrupados de las maneras que contamos en la introducción de esta sección) es totalmente análogo a

lo hecho para ttH: selección de los seis Coeficientes de Wilson que más afectan a cada proceso en base a los histogramas y tablas de H_T , y posteriormente el análisis solo de esos seis coeficientes para el resto de variables angulares; tanto de histogramas como de tablas numéricas. Por cuestiones de espacio, es imposible presentar todos los resultados obtenidos, así que por el momento, vamos a presentar los resultados de otra de las selecciones de procesos (por ejemplo la unión de ttH y tHq), para evidenciar que los WCs más significativos no son los mismos para cada señal.

A partir de ahí, únicamente recogeremos los coeficientes más significativos para cada proceso, junto con una representación visual de cómo se ven afectados los yields. Así pues, los resultados que obtenemos para ttH junto con tHq son los siguientes:

Yields de H_T in categoría 3I (señales ttH+tHq)					
	-1	-0.5	ME	0.5	1
cpt	1.0	1.0	1.0	1.0	1.001
ctp	1.11	1.053	1.0	0.95	0.904
cptb	1.028	1.008	1.0	1.005	1.023
cQIMi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq81	0.971	0.98	1.0	1.032	1.076
cQq11	1.141	1.036	1.0	1.035	1.139
cQI3i	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctq8	0.97	0.978	1.0	1.035	1.084
ctITi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctq1	1.128	1.03	1.0	1.039	1.147
ctli	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq13	6.641	2.199	1.0	3.044	8.33
cbW	1.67	1.165	1.0	1.176	1.692
cpQM	1.002	1.001	1.0	1.0	1.0
cpQ3	1.075	1.013	1.0	1.035	1.117
ctei	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQei	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
ctW	1.523	1.046	1.0	1.385	2.202
ctISi	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
cQq83	2.269	1.32	1.0	1.31	2.249
ctZ	1.054	1.015	1.0	1.008	1.039
ctG	1.451	0.937	1.0	1.641	2.858

Figura 5.12: Tabla resumen de los valores numéricos de los *yields*, en la agrupación de procesos ttH y tHq.

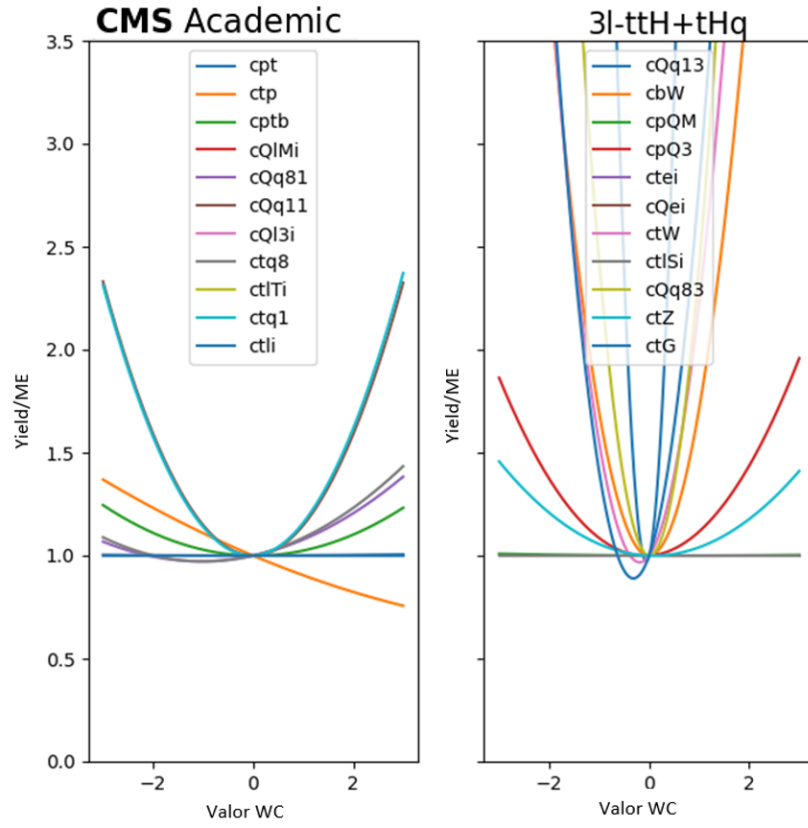
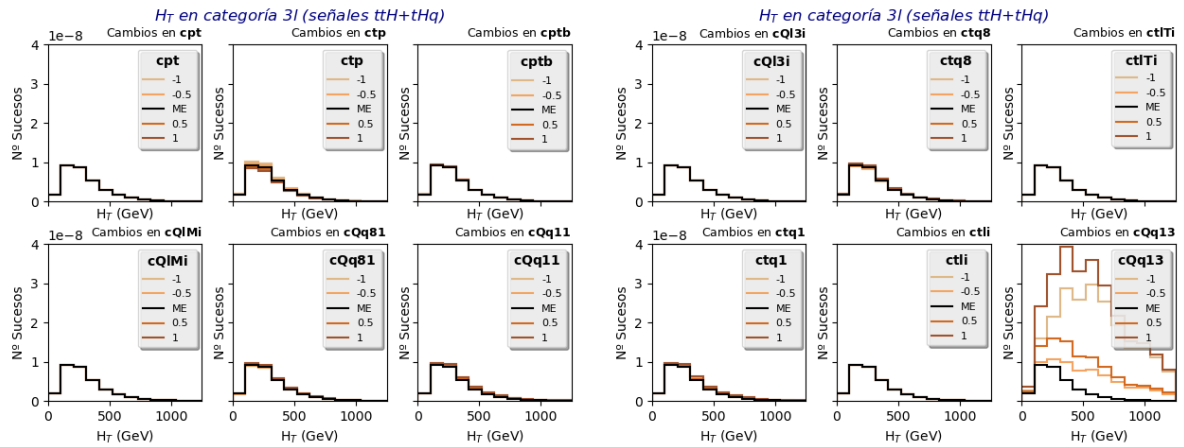


Figura 5.13: Representación visual del cambio de los *yields* cuando variamos cada WC entre -2.5 y 2.5 para la agrupación de procesos ttH y tHq.



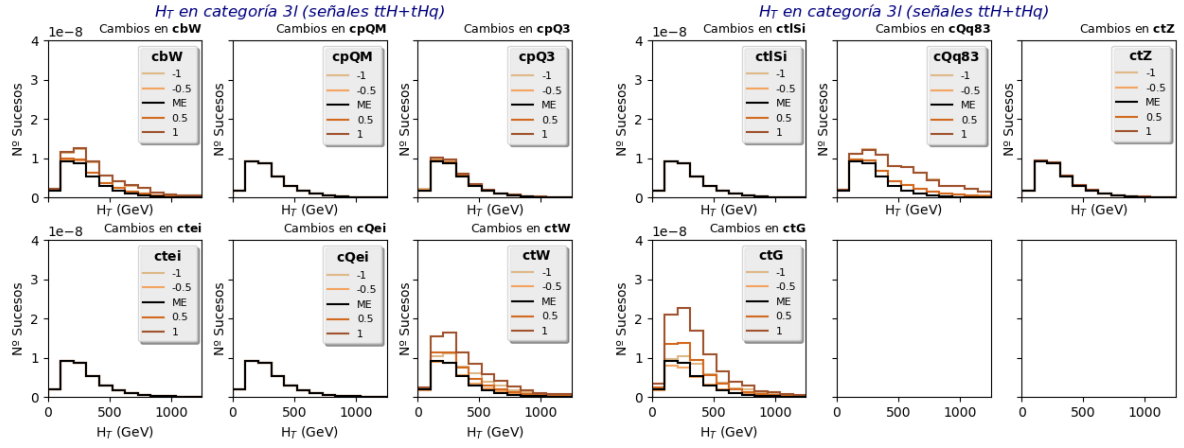
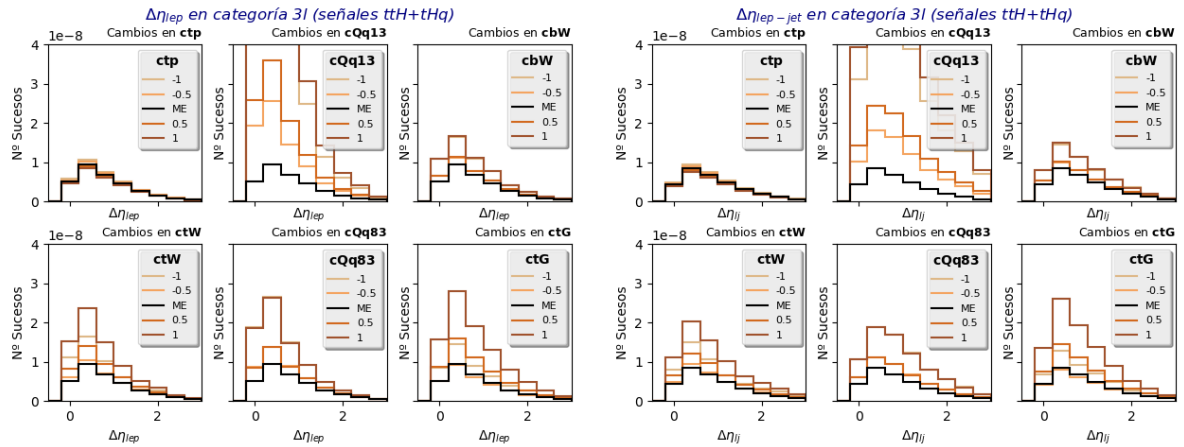
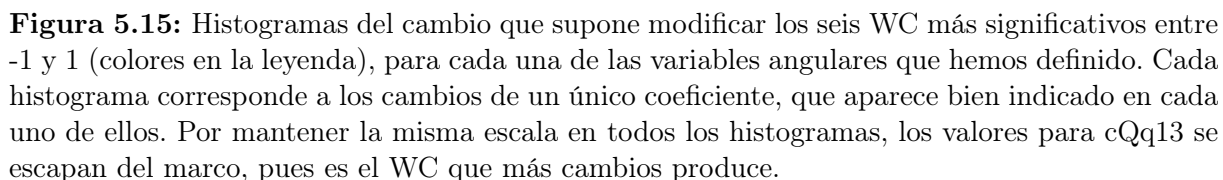


Figura 5.14: Histogramas del cambio que supone modificar cada WC entre -1 y 1 (colores en la leyenda) en la variable H_T para los procesos de señal ttH y tHq conjuntamente.

A la vista de las figuras 5.12, 5.13 y 5.14, y en comparación con las análogas 5.6, 5.4 y 5.5, para el caso de solo la señal ttH , se hace evidente que la elección de los WCs que más afectan es claramente dependiente del proceso de señal que estemos considerando, ya que hay diferencias notables entre los resultados obtenidos en el análisis de ttH y en este. En el caso de estas dos que estamos considerando juntas, los seis que hemos reconocido como más importantes son: **ctp**, **cQq13**, **cbW**, **ctW**, **cQq83** y **ctG**. Algunos coinciden con el caso ttH (y tiene sentido, porque al unir ambas señales habrá contribución de ttH), y otros son nuevos.

A continuación, representamos también los histogramas de las variables angulares modificando estos seis coeficientes.

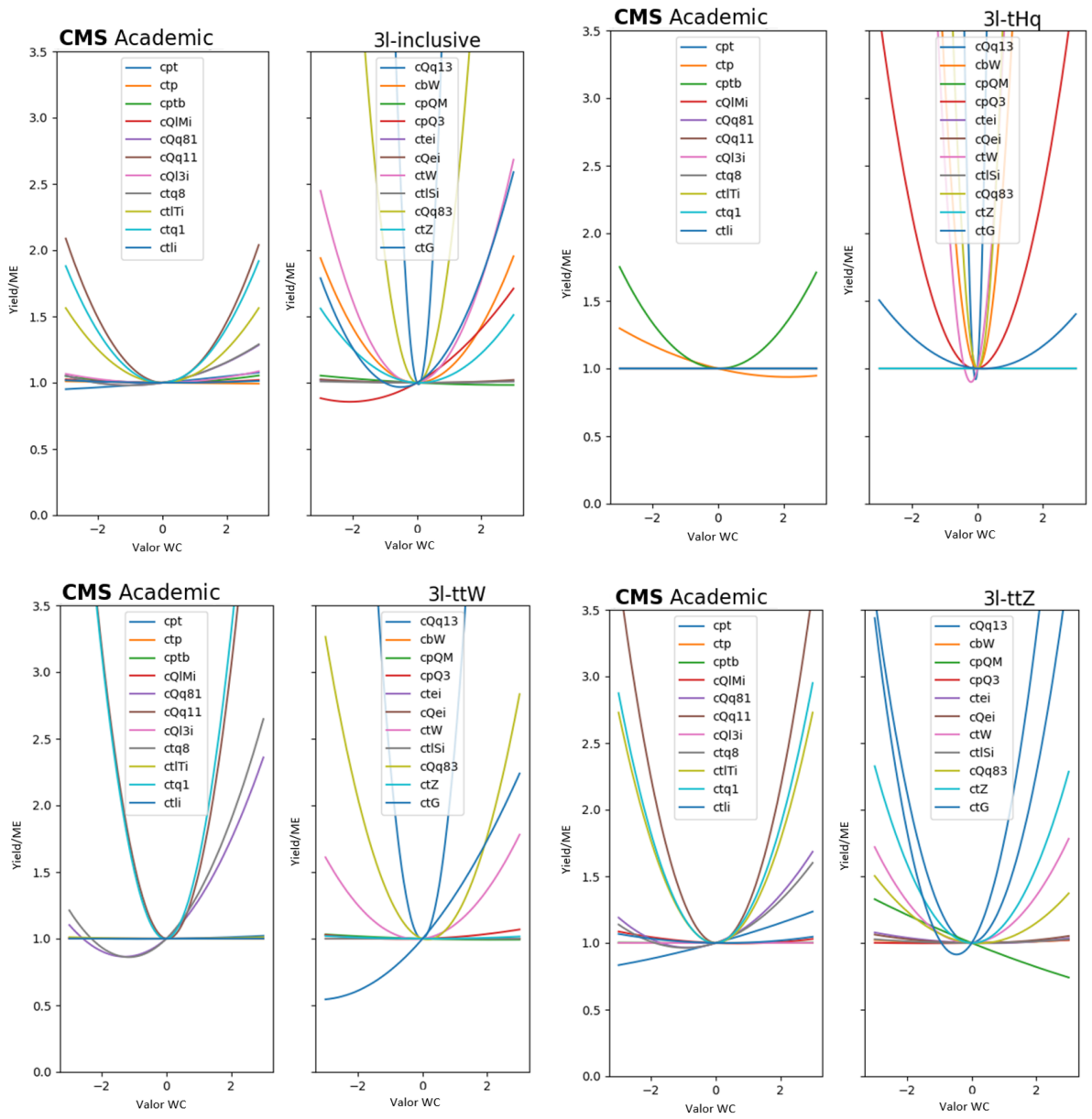




Se puede observar en los histogramas de la figura 5.15, que, al igual que ocurría para el caso de ttH, los cambios que surgen de fijar los distintos coeficientes en uno u otro punto siguen una

cierta tendencia similar en todas la variables que consideramos.

Una vez que hemos evidenciado que los procesos de señal que estamos analizando tienen una importancia capital en los WCs (y operadores EFT asociados) que más cambios producen respecto al ME, incluimos un resumen de cuáles son los más significativos en función del proceso estudiado, sin comentar todo el proceso seguido (puesto que ya lo ilustramos en los dos casos anteriores). Incluiremos una tabla que recoja los coeficientes más importantes en cada proceso (cuadro 5.1), así como representaciones gráficas de las variaciones de coeficientes normalizadas al ME (figura 5.16), para que el lector pueda tener una idea de cómo hemos seleccionado los coeficientes para cada proceso.



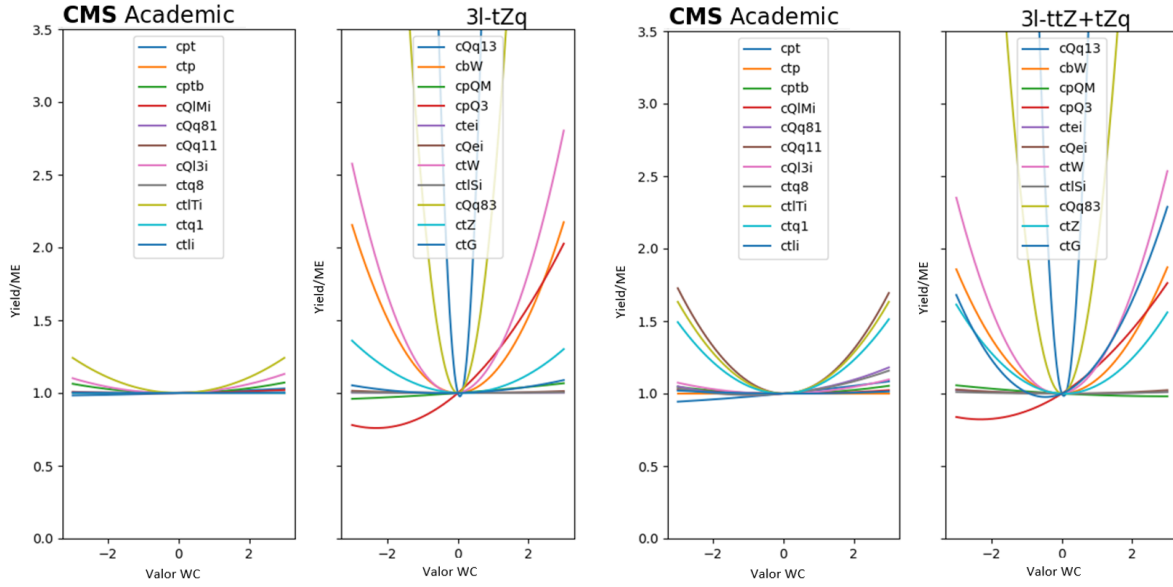


Figura 5.16: Representaciones gráficas de la variación de los *yields* normalizados por el ME, entre los valores -2.5 y 2.5, para los procesos (aislados y agrupados) que nos quedaban por describir. *Inclusive* hace referencia a los cinco procesos de señal unidos.

WCs más importantes para cada proceso de señal	
ttH	ctG, ctq1, cQq11, cQq13, ctq8, ctp
tHq	cQq13, cQq83, ctW, cbW, cpQ3, ctp
ttH + tHq	cQq13, ctG, cQq83, ctW, cbW, ctp
ttZ	ctG, ctq1, cQq11, cQq13, ctITi, cpQM
tZq	cQq13, cQq83, ctW, cbW, cpQ3, ctZ
ttZ + tZq	cQq13, cQq83, ctG, ctW, cbW, cpQ3
ttW	cQq13, ctq1, cQq11, cQq83, ctG, ctq8
Los cinco procesos	cQq13, cQq83, ctG, ctW, cQq11, cpQ3

Cuadro 5.1: Resumen de los seis WCs seleccionados para cada proceso de señal (o combinaciones de procesos de señal). Se encuentran ordenados de acuerdo a cuál de ellos genera mayores cambios respecto al ME.

En vista de estos resúmenes, añadida a la conclusión que ya habíamos obtenido acerca de que el proceso de señal es influyente sobre los WCs que suponen mayor cambio, se pueden añadir algunas cosas más:

- Se observan "patrones" repetidos. Según los procesos de señal que se elijan, algunos coeficientes aparecen repetidos. Por ejemplo, en $ttH+tHq$ y $ttZ+tZq$ aparecen cinco coeficientes repetidos, así como en tZq y tHq ; y cuatro en el caso de ttH , ttZ y ttW .

- Parece más importante a la hora de establecer estos patrones tener ttV , tVq o $tVq+ttV$, que el tipo de bosón (V) que estemos considerando. Decimos esto porque no se encuentran WCs repetidos entre ttH y tHq o ttZ y tZq (más allá de $cQq13$, que aparece en todos los casos).
- Parece que al juntar ttV con tVq , adquieren más peso los de tVq que los de ttV .

5.3. Normalizaciones

Una vez que ya nos hemos quedado con un único estado final de interés (3l), y que hemos estudiado y resumido qué WCs afectan más a qué tipo de procesos de señal entre las ocho combinaciones que hemos elegido, vamos a dar un paso más. Aunque hemos visto que elegir una u otra variable no produce cambios en los *yields*, sino que todos varían por igual independientemente de la variable estudiada, donde sí podría haber cambios es en las formas de las distribuciones de cada variable.

En este sentido, hemos visto en la sección anterior que modificar los Coeficientes de Wilson efectivamente daba lugar a formas distintas en las distribuciones, pero que los cambios eran similares en todas las variables que estudiamos, una vez fijábamos un proceso de señal y un WC. No obstante, estábamos omitiendo un aspecto importante: las distribuciones de la sección anterior no aparecían normalizadas. En este caso, "normalizar" se refiere a dividir los valores para cada *bin* del histograma entre la suma de los *yields* del histograma con el WC en el valor que estemos fijando y multiplicarlos por la suma de los *yields* del ME. Hacer esta modificación produce histogramas distintos en función de la variable que estemos estudiando.

Llevar a cabo este proceso permite obtener puntos de trabajo significativos. Es decir, en los histogramas que presentábamos en la sección anterior, si los *yields* de un histograma con un coeficiente fijado en 1, por ejemplo, sumaban un valor superior a la unidad (normalizado el valor por el ME), **toda** la distribución del histograma aparecía por encima de la distribución del ME. Al normalizar de esta forma que describimos, podría ocurrir que en ese mismo caso, haya una zona de la distribución (si por ejemplo hablamos de H_T , sea por debajo de 500 GeV) en que el efecto de los operadores de EFT no sea muy notable y nos encontremos un histograma que se superponga al del ME, pero para otra zona (siguiendo con el ejemplo sería a partir de los 500 GeV) sea donde encontremos el efecto de EFTs. En esta zona encontraríamos una distribución que al estar normalizada, (y ser el balance WC/ME superior a la unidad en los *yields*) se encontraría notablemente por encima de la distribución bajo el ME.

Si al generar estos histogramas normalizados encontramos algunos puntos en los que ocurra este proceso que hemos descrito, estos puntos son claramente candidatos a ser oportunos para seguir realizando mediciones, puesto que estamos encontrando diferencias significativas (ya normalizadas) respecto al ME. Este comportamiento es claramente dependiente de la variable

seleccionada (no podemos comparar encontrar un punto de trabajo en 500 GeV en H_T , con la variable $\Delta\eta$, que se define entre 0 y 3 (unidades adimensionales)).

Aquí entra entonces la importancia de incorporar al análisis las variables angulares que hemos introducido nosotros. Como ya habíamos comentado, H_T ya había sido analizada bajo esta óptica en el momento que iniciamos el trabajo, por tanto, los posibles puntos de trabajo que surgen de esta variable ya habían sido identificados. Sin embargo, el resto de variables no lo habían sido, por lo que los puntos que encontremos serán totalmente una novedad. Sería óptimo conseguir encontrar en estas nuevas variables puntos de trabajo que supongan una diferencia frente al ME superior a la que se encuentra en los puntos de trabajo de la variable H_T . No obstante, aunque no encontremos puntos tan buenos, encontrar otros también supone una aportación a tener en cuenta, pues como hemos dicho, estas variables aún no habían sido exploradas bajo este marco de trabajo en el momento que iniciamos nuestro estudio.

Al igual que ocurría en el momento de la selección de los WCs, es imposible por cuestiones de espacio incluir el estudio de todos los histogramas de todas las variables de los ocho conjuntos de procesos de señal (y bajo los cambios de los seis coeficientes más importantes en cada caso) en esta memoria. Puesto que el estudio es análogo para cada uno de los casos, de forma similar a la sección anterior, incluimos un ejemplo detallado de lo obtenido y después simplemente hacemos un resumen de puntos de trabajo que puedan ser interesantes.

Así, por ejemplo, el estudio de los histogramas normalizados para el proceso de señal tHq da los siguientes resultados en la variable H_T :

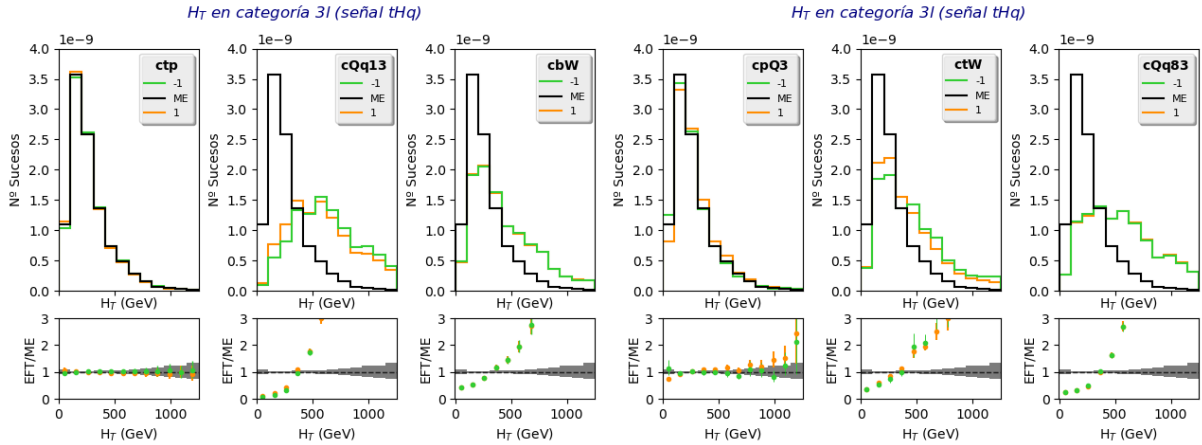


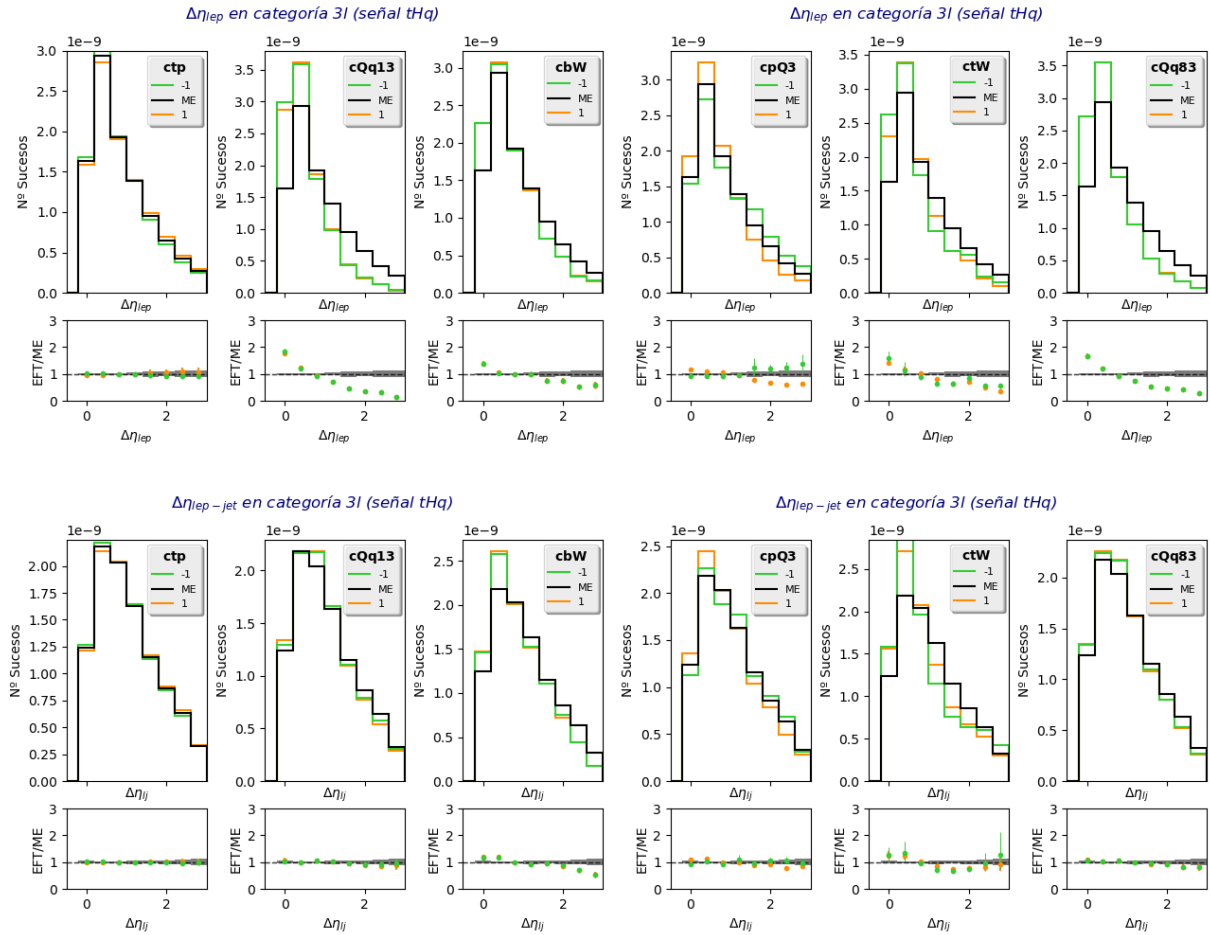
Figura 5.17: Histogramas normalizados para la variable H_T (proceso de señal tHq). Cada uno de ellos estudia la variación de un único coeficiente en los puntos -1 y 1 (leyenda), e incluimos un histograma del ratio entre el histograma normalizado y el correspondiente al ME.

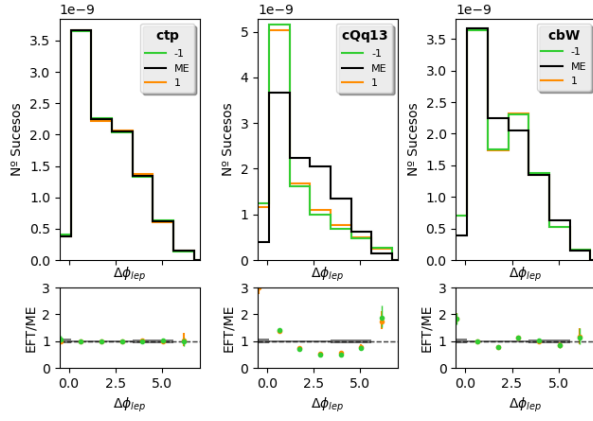
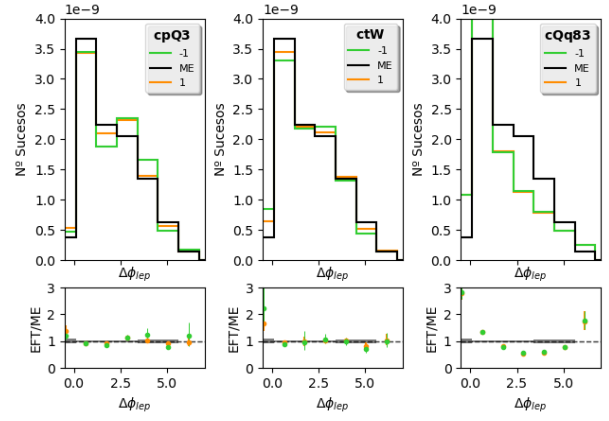
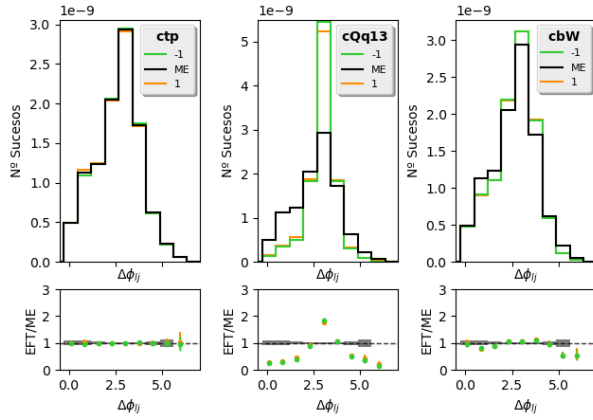
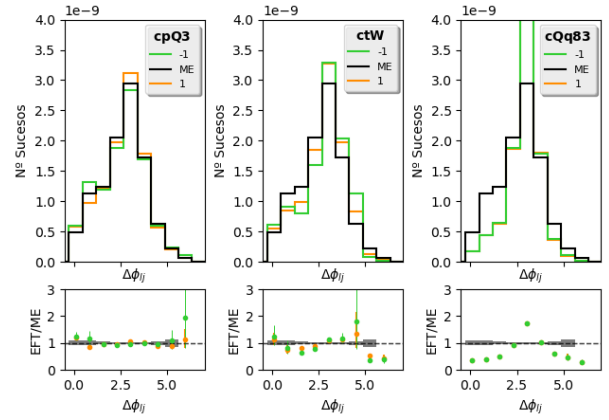
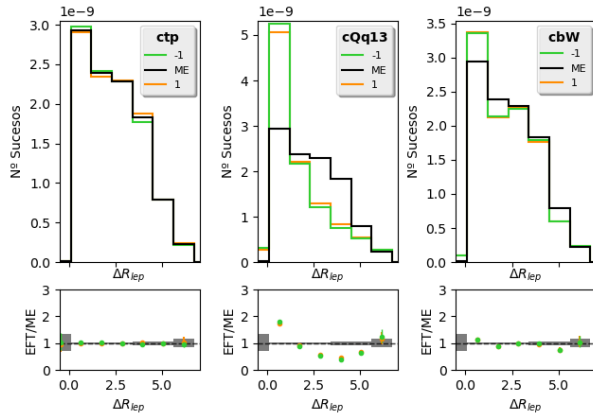
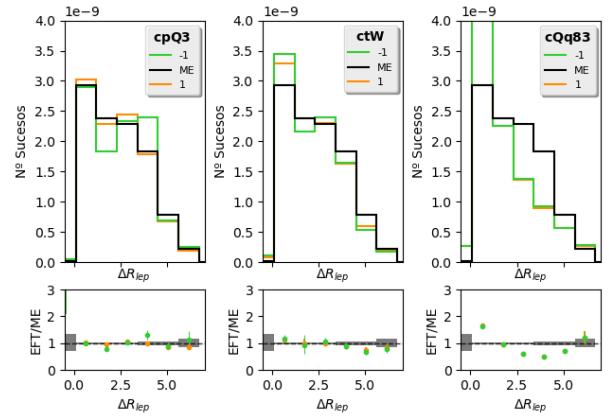
En la figura 5.17 observamos dos tipos de histogramas. En primer lugar, la distribución de la variable H_T , tanto bajo el marco del ME (todos los WCs en el valor 0), como sus normalizaciones

al fijar los valores de cada coeficiente en 1 o -1. Este tipo de histograma nos permite visualizar cómo afecta cada coeficiente en cada punto de las distribuciones. Por otra parte, debajo de cada uno de estos primeros aparecen histogramas que respresentan el ratio (o cociente) entre el histograma normalizado y el valor propio del ME en cada *bin*. Aunque los primeros dan una idea visual, son los segundos los que nos van a permitir discriminar y decir cuáles son buenos puntos de trabajo. Tener una relación numérica entre EFTs/ME nos permite hacer esta discriminación.

A partir del estudio de la variable H_T , se puede decir que tenemos buenos candidatos a ser puntos de estudio con los coeficientes **cQq13**, **cbW**, **ctW** y **cQq83**, a partir de los 500 GeV aproximadamente, ya que en esos puntos, los histogramas normalizados establecen una diferencia importante (y superior) con lo que ocurre en el ME.

Partiendo de estos puntos de trabajo, podemos continuar el ejemplo de normalizaciones para la señal tHq con las variables angulares, a ver si encontramos en ellas posibles puntos de trabajo interesantes adicionales (mejores, iguales o peores) a los que hemos comentado de H_T .



$\Delta\phi_{lep}$ en categoría 3I (señal tHq) $\Delta\phi_{lep}$ en categoría 3I (señal tHq) $\Delta\phi_{lep-jet}$ en categoría 3I (señal tHq) $\Delta\phi_{lep-jet}$ en categoría 3I (señal tHq) ΔR_{lep} en categoría 3I (señal tHq) ΔR_{lep} en categoría 3I (señal tHq)

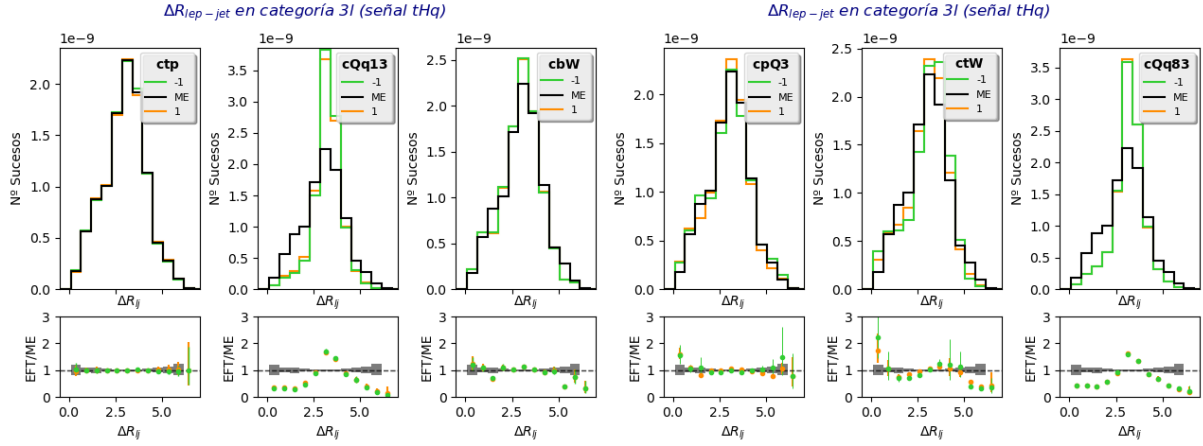


Figura 5.18: Histogramas normalizados para las variables angulares (proceso de señal tHq). Cada uno de ellos estudia la variación de un único coeficiente en los puntos -1 y 1 (leyenda), e incluimos un histograma del ratio entre el histograma normalizado y el correspondiente al ME.

En base a lo que se observa en los histogramas de la figura 5.18, podríamos decir que encontramos posibles puntos de trabajo interesantes en los coeficientes cQq13 y cQq83 para las variables $\Delta\phi_{lep}$, $\Delta\phi_{lep-jet}$, ΔR_{lep} y $\Delta R_{lep-jet}$ (un total de 8 posibles puntos). Ocurre además una cosa bastante interesante: aunque lo que se alejan los ratios de la unidad es menor que los puntos que habíamos señalado para H_T , en estas variables angulares los puntos son para valores centrales en las distribuciones, donde se aglomera la mayor parte de la estadística.

Ahora que ya hemos mostrado un ejemplo de cómo se eligen los posibles puntos de trabajo para un proceso de señal, puesto que la búsqueda para el resto de procesos es totalmente análoga, simplemente recogemos un resumen de lo observado tras hacer la búsqueda completa (incluyendo los histogramas que por espacio no hemos incluido en esta memoria).

- Al igual que ocurría en la selección de WCs, parece más importante el "patrón" (ttV, tVq o ttV+tVq) de señales que el tipo de bosón V (W, Z o H) para encontrar puntos de trabajo. En ese sentido, se repiten bastante los puntos de trabajo en función del patrón que se esté trabajando.
- Para las señales ttH, ttZ y ttW, no se encuentran puntos de trabajo de interés.
- Para las señales tHq y tZq se encuentran posibles puntos de trabajo en los coeficientes cQq13 y cQq83 para las variables $\Delta\phi_{lep}$, $\Delta\phi_{lep-jet}$, ΔR_{lep} y $\Delta R_{lep-jet}$. (ΔR_{lep} y $\Delta\phi_{lep}$ no tanto en tZq como en tHq) Además, parece que los cambios que se producen son muy parecidos en el caso de fijar el WC en los valores 1 o -1.
- Para las señales de tipo conjunto se encuentran los mismos puntos de trabajo que en las de tipo tVq, pero son menos claros (menor diferencia en los ratios) que en estas últimas. Muy

posiblemente esto sea debido a que están trasladándose los efectos de tVq al juntarlos con otras señales.

- Los nuevos puntos de trabajo que hemos encontrado en este trabajo parecen discriminar menos (menor diferencia entre EFT y ME) que los que se encontraban en la variable H_T (ya explorada por CMS).

5.4. Agrupación de procesos

Hasta este punto, hemos aislado los procesos de señal para averiguar cuáles son los estados finales, Coeficientes de Wilson y variables que más nos pueden resultar interesantes estudiar. Una vez tenemos esa información, el siguiente paso a dar es "reconstruir" la situación que encontraríamos en el detector si analizamos colisiones. Es decir, agrupar todos los procesos que nos vamos a encontrar en un estudio real. Hasta ahora hemos estudiado procesos de señal por separado, o con ciertas agrupaciones, pero en una serie de colisiones en LHC, lo que nos vamos a encontrar son **todos** los procesos, tanto de señal como de fondo.

Por tanto, es importante ver si estos cambios producidos por modificar ciertos Coeficientes de Wilson en las regiones de distribuciones de las variables que hemos señalado, también se observan cuando unamos todos los procesos que pueden tener lugar en las colisiones.

5.4.1. Regiones de Control

Antes de estudiar las modificaciones de los coeficientes en regiones pensadas para observar más procesos de señal que de fondo, en todo análisis en física de partículas, se presta atención a las denominadas "regiones de control".

Estas regiones están perfectamente determinadas, y en ellas disponemos de datos experimentales (en las de señal se empieza por observar solo simulaciones). La idea de las mismas es comprobar que el análisis está bien hecho en términos de correcciones a los datos, eficiencias, selección... en una región relativamente cercana a las regiones de señal pero suficientemente diferente como para que la proporción de señal sea muy baja de manera que al comprobar los datos en ellas no se introzca un sesgo a la hora de diseñar el análisis. Se trata entonces de superponer los datos experimentales sobre las simulaciones de Monte Carlo en dichas regiones. Si se obtiene un buen acuerdo entre datos y simulaciones, se puede concluir que estamos llevando a cabo el análisis de forma correcta y por tanto, podemos pasar a estudiar los procesos de señal con más detalle.

Así pues, pasar por la verificación del acuerdo datos-simulaciones es una condición necesaria para estudiar los procesos de señal. Necesitamos de verificar este acuerdo para estar seguros de

estar operando de forma correcta con las simulaciones. Existen múltiples regiones de control. En nuestro caso, hemos verificado el acuerdo en las regiones de control de tt , Z y $3l$. A continuación definimos cada una de las regiones de control:

- **Región Control Z:** Sucesos que tengan 2 leptones de signo opuesto y mismo sabor (2 electrones o 2 muones de signo opuesto). Ningún requerimiento sobre el número de jets en general, pero sí que no haya ningún jet b. Además, la masa invariante de los dos leptones tiene que estar en una banda de incertidumbre de ± 10 GeV con respecto a la masa del Z (91.2 GeV).
- **Región Control tt :** Sucesos con 2 leptones de signo opuesto y distinto sabor (un electrón y un muon), y que tengan exactamente 2 jets b.
- **Región Control $3l$:** Sucesos con 3 leptones (sin requerimientos específicos de sabor o carga), y en los que no haya ningún jet b.

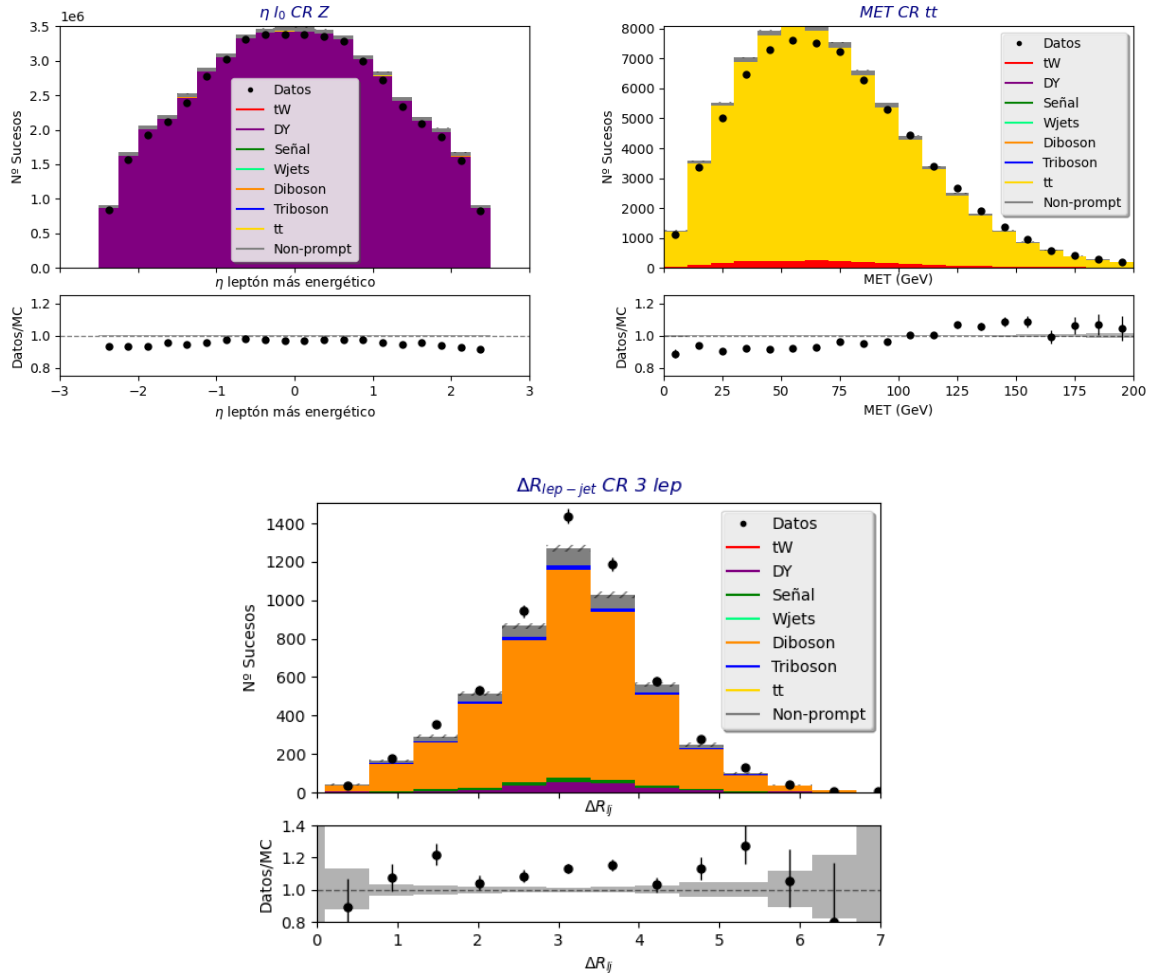


Figura 5.19: Histogramas en las regiones de control. En el primero mostramos la pseudorrapidez del leptón más energético en la región de control del Z , en el segundo la energía transversa faltante en la región de tt y en el tercero, ΔR_{lj} para la región de control de 3 leptones.

En la figura 5.19, mostramos algunos de los histogramas obtenidos en cada caso, donde observamos buenos acuerdos para las regiones de control de Z y tt , para variables ya definidas por el análisis (y también para todas las que aquí no aparecen pero también hemos verificado, tanto las que teníamos en el análisis como las angulares que implementamos nosotros). Hay no obstante una ligera sobreestimación de la cantidad de sucesos (aunque por poco) lo cual puede deberse a que falte alguna corrección a la eficiencia de identificación de leptones o de trigger. En la región de Z , como era esperable se observa un predominio de procesos de Drell-Yan, y en la región de tt de procesos tt .

Otra cuestión es la que ocurre con la región de control de 3 leptones. Para la variable ΔR_{lj} y para todas las demás que estudiamos parece que estamos subestimando la cantidad de sucesos simulados, lo cual se debe probablemente a que falta alguna contribución que no estamos teniendo en cuenta, como puede ser la de conversiones de fotones. Este es uno de los procesos con cierta relevancia en esta región (y apenas en las otras dos), y consiste en fotones que al interactuar con el detector producen pares electrón-positrón bastante energéticos que corremos el riesgo de identificar como leptones provenientes de procesos de señal. Con la inclusión de este proceso, es de esperar que se subsane ese espacio y que obtengamos un acuerdo datos-simulaciones igual que el de las otras dos regiones; más aún viendo que en esas dos tenemos resultados casi perfectos.

Así pues, una vez verificado el acuerdo datos-simulaciones en las regiones de control, podemos concluir que estamos operando bien con las simulaciones, y podemos pasar a explorar las regiones de señal, en las que no tenemos en cuenta los datos.

Una observación interesante es que en los histogramas de la figura 5.19 no aparecen casi procesos de señal. Ya habíamos comentado que son procesos con una sección eficaz muy baja, y para observarlos bien necesitamos hacer selecciones precisas, en búsqueda de esos procesos. Esa es precisamente la idea de las regiones de señal: hacer selecciones que maximicen la aparición de procesos de señal, tratando de minimizar los fondos que puedan aparecer.

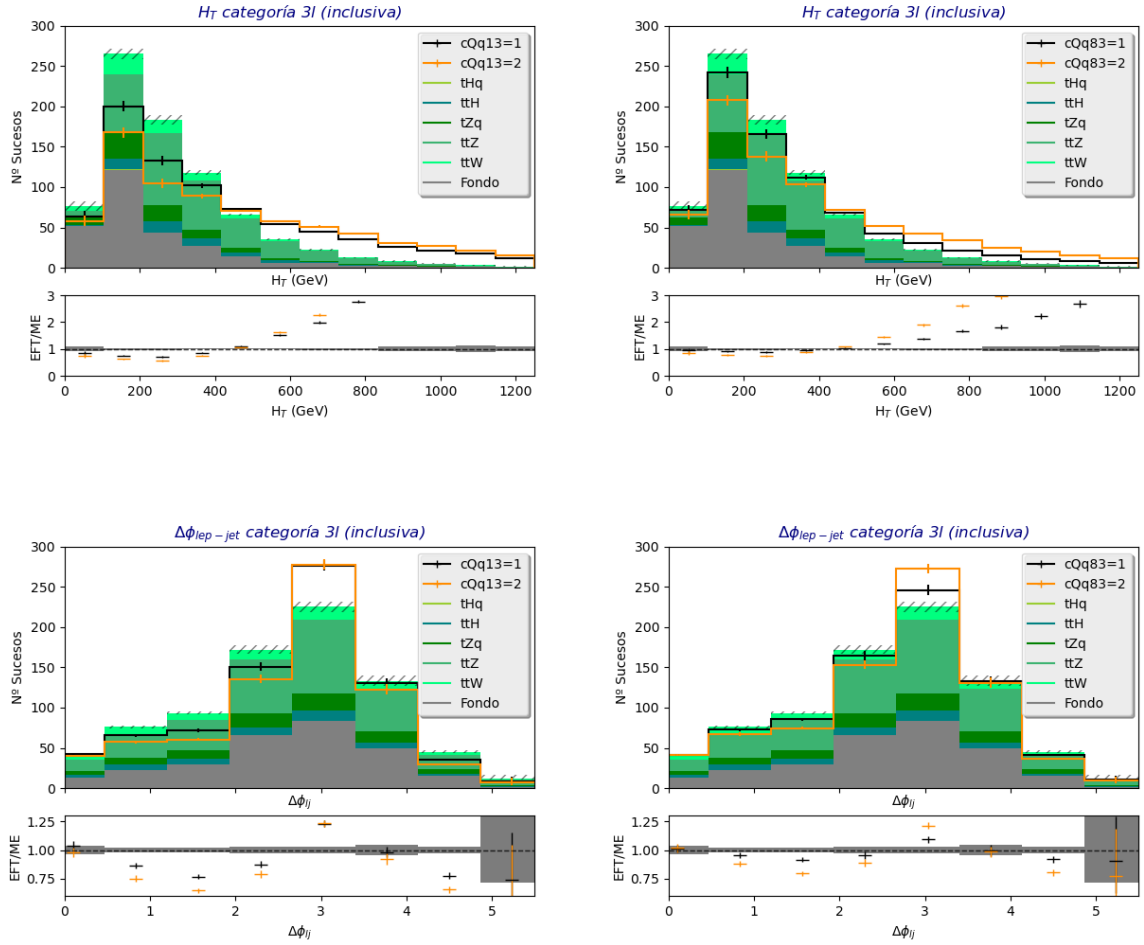
5.4.2. Regiones de Señal

Las regiones de señal de las que disponemos en este análisis son en función de los estados finales de interés, y ya las hemos comentado en el capítulo anterior: $2lss$, $3l$ y $4l$. Como el estudio que hemos hecho hasta ahora se refería únicamente al estado final $3l$, trabajaremos en la región de señal asociada.

El objetivo ahora será ver como se comportan los puntos de trabajo que señalamos en

la sección anterior (coeficientes $cQq13$ y $cQq83$ para las variables $\Delta\phi_{lep}$, $\Delta\phi_{lep-jet}$, ΔR_{lep} y $\Delta R_{lep-jet}$, sobretudo las variables referidas a leptón-jet), cuando evaluamos todos los procesos juntos. Sería interesante seguir encontrando una diferencia notable entre lo que predice el ME y lo que ocurre cuando modificamos alguno de los coeficientes señalados. Habíamos visto que esa diferencia era evidente cuando aislábamos las señales tHq y tZq , pero no sabemos qué puede ocurrir cuando unamos todos los procesos.

En un escenario ideal, las diferencias deberían seguir siendo notables, de forma que cuando a estos histogramas les añadamos datos (y no solo simulaciones), podamos observar si la realidad (los datos) se ajusta más a lo predicho por el ME o a lo que dicta la incorporación de las EFTs. En el segundo caso, habríamos encontrado indicios de nueva física más allá del ME.



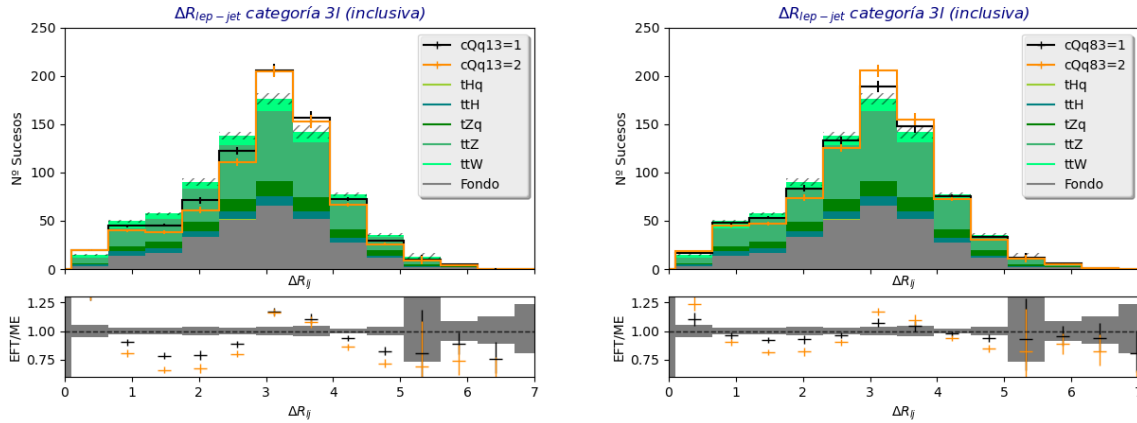


Figura 5.20: Histogramas con todos los procesos (señales por separado + fondos) de las variables H_T , $\Delta\phi_{lj}$ y ΔR_{lj} . Se modifican los WCs $cQq13$ y $cQq83$ (para todas las señales) en histogramas por separado, ajustándolos a valores 1 y 2. En los histogramas de ratios se muestra el balance entre efectos de incorporar EFTs (numerador) frente a tomar las predicciones del ME (denominador).

Así pues, en primer lugar estudiaremos los puntos que habíamos identificado como interesantes, en la categoría **3l inclusiva** (sección 4.4), es decir, haciendo la selección para el estado final de **3l**, sin entrar en subcategorías más finas. Mostramos en la figura 5.20 los resultados obtenidos.

En los histogramas obtenidos, se observa que los ratios entre lo aportado por EFTs frente al ME son más suaves que en los histogramas de la figura 5.18. Esto es lógico, puesto que en ese caso, estábamos aislando la señal tHq , que era en la que más efecto tenían esas variaciones. Aquí, al considerar todas las señales, los efectos de EFT se tienen que suavizar. No obstante, parece seguir habiendo una diferencia notable entre los resultados de EFT y los de ME, sobre todo en los bins centrales de las variables. Aún así, es cierto que H_T en su cola ofrece mayores diferencias en los ratios.

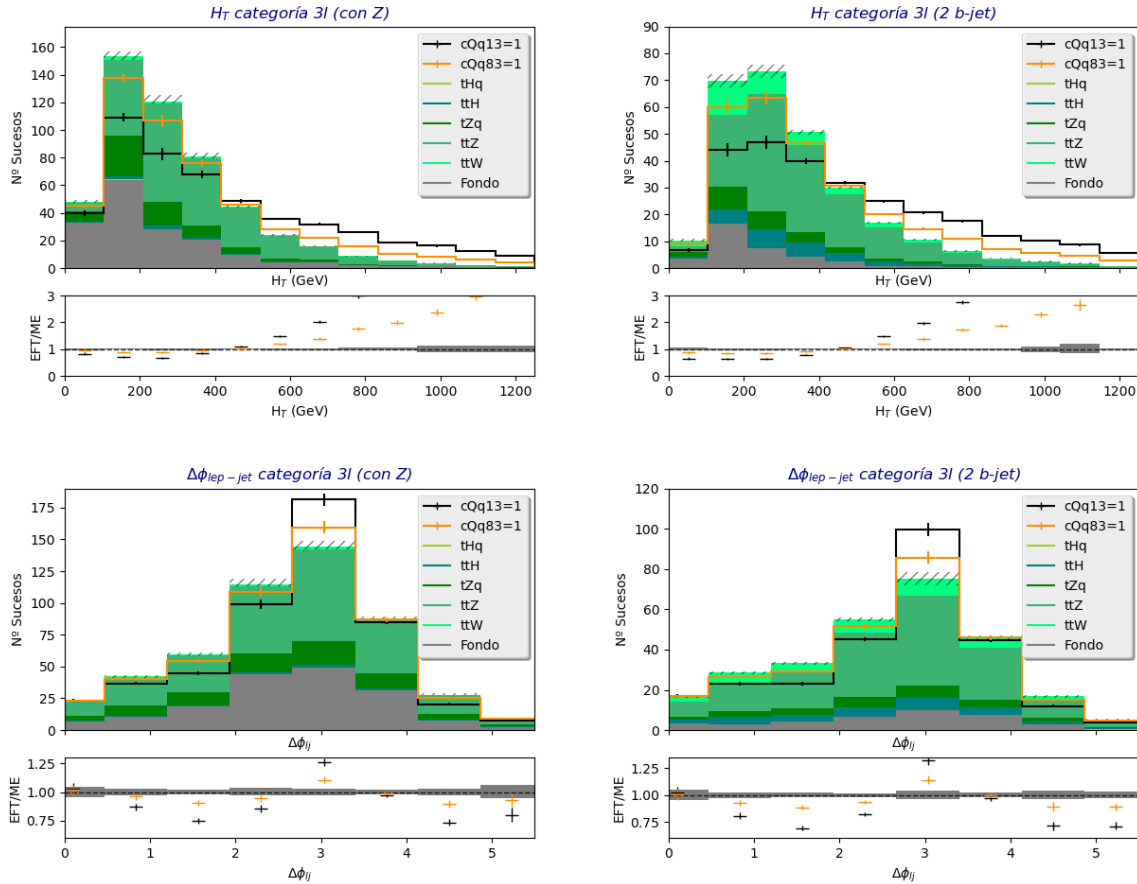
En definitiva, podemos seguir asegurando que los señalados son a priori buenos puntos de trabajo, puesto que sigue habiendo una diferencia notable entre lo predicho por el ME y lo "observado" con EFTs, pero en principio aportarán menos que H_T . Los bins centrales de $\Delta\phi_{lj}$ y ΔR_{lj} (además de las colas de H_T) siguen mostrando puntos en los que podríamos evaluar los datos, y comprobar si tienen un mejor ajuste a ME o a esas adiciones de operadores EFT, dadas por los WCs $cQq13$ y $cQq83$.

Además, solo hemos tomado los dos WCs que parecían ser más interesantes y los hemos fijado a los valores 1 y 2 en lugar de a 1 y -1 (como en los casos anteriores) porque ya habíamos observado que los resultados de fijarlos a 1 y -1 eran similares.

5.4.3. Selecciones o categorías

Para concluir esta parte del estudio, revisamos las subcategorías posibles dentro del estado final objetivo $3l$ (sección 4.4, figura 4.3). Ya que en la sección inmediatamente anterior a esta hemos tomado $3l$ de forma inclusiva, y confirmamos que teníamos buenos puntos de trabajo para discernir entre EFT y ME, serían aún mejores esos puntos si identificamos alguna selección inclusiva o categoría (por ejemplo dentro de $3l$ los sucesos con exactamente 2 o 3 jets, los sucesos asociados a la producción de un bosón Z...) en la que se haga más evidente la separación entre lo predicho por el ME, y lo obtenido modificando los WCs mencionados.

Concretamente, recorrimos las selecciones o categorías siguientes: sucesos con 1 jet b, sucesos con 2 jets b, sucesos con 2 jets, sucesos con 3 jets, sucesos con 4 jets, sucesos con al menos 5 jets, sucesos no asociados a un bosón Z y sucesos asociados a un bosón Z. Es decir, 8 categorías diferentes, adicionales a la inclusiva (que ya hemos explorado antes, y es con la que tenemos que comparar lo obtenido). De todas ellas, únicamente en dos se veían diferencias entre EFT y ME tan sustanciales (o ligeramente más) como en la inclusiva. Se trata de los sucesos con 2 jets b, y los sucesos asociados a la producción de un bosón Z. En la figura 5.21 podemos encontrar un resumen de lo obtenido.



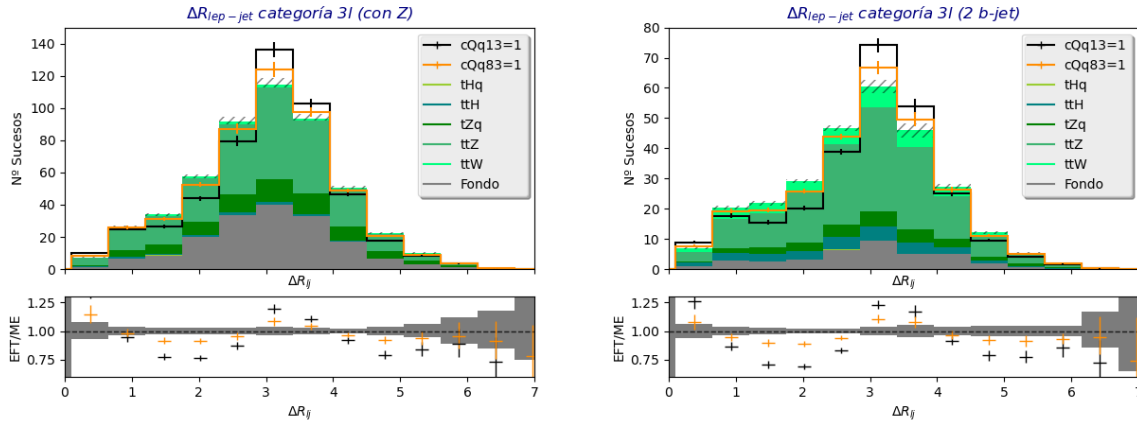


Figura 5.21: Histogramas de los puntos de trabajo que estamos considerando siempre, para las subcategorías $3l$ con bosón Z y $3l$ con 2 b-jets. En este caso en lugar de variar los WCs para valores 1 y 2, incluimos en cada histograma las variaciones para los dos que consideramos pero siempre con valor 1.

En base a los resultados que mostramos en los histogramas de la figura 5.21, y comparando con lo obtenido para la categoría inclusiva (figura 5.20), las diferencias entre ME y efecto de EFT son similares para estas dos selecciones o categorías y para la categoría inclusiva. Quizás son ligeramente superiores en estas categorías más específicas, pero hay que tener en cuenta que tomarlas conlleva un descenso notable de estadística respecto a la categoría inclusiva.

Como curiosidad adicional, podemos señalar que se observa un cambio en la cantidad de sucesos de un determinado tipo de señal u otro, en función de la categoría que consideremos. Por ejemplo, es notable como en la categoría del bosón Z , fundamentalmente se potencian las señales tZq y ttZ (como es de esperar, pues para eso están así definidas las categorías), no habiendo casi sucesos del resto de señales.

En resumen, el estudio de selecciones o categorías dentro de $3l$ nos da dos categorías de mayor interés a la hora de comparar EFT con ME (sobre todo pensando en someterlas a la comparativa datos-simulaciones): los sucesos asociados a la producción de un bosón Z , y los sucesos con 2 jets b , pero no suponen una mayor diferencia notable con respecto a tomar la categoría inclusiva.

Capítulo 6

Conclusiones

Una vez hemos hecho el estudio completo de este trabajo, podemos resumir las siguientes conclusiones de lo estudiado:

- Hemos hecho estudios de búsqueda de nueva física a partir de EFTS, que permiten parametrizar la existencia de partículas (bosones o fermiones) en una escala de energías superior a la alcanzable en el LHC a día de hoy, pero que permiten ver los efectos a las energías alcanzables. Para ello nos servimos de los Coeficientes de Wilson o WCs.
- Nos fijamos fundamentalmente en variables angulares ($\Delta\eta$, $\Delta\phi$ y ΔR entre los dos leptones más energéticos y el leptón y jet más energéticos), para contrastar lo obtenido en estas variables con los estudios de CMS (fundamentalmente en variables asociadas a momentos (p_T)). Por ello, siempre hemos tomado como referencia la variable H_T .
- Entre los tres posibles estados finales que nos ofrecía el análisis ($2lss$, $3l$ y $4l$), observamos que ninguno de ellos prometía ofrecer mayores cambios frente a los otros dos (sección 5.1). En base a esto y como por cuestiones de espacio no era posible estudiar en este trabajo los tres, elegimos el estado final $3l$ por la cantidad de subselecciones que podíamos hacer con él.
- Para cada una de las señales y agrupaciones posibles de señales, elegimos los WCs que más afectaban a cada uno de ellos, resumiéndolos en la tabla 5.1. Atendiendo a esos resultados, observamos la importancia de qué "patrón" de señales se tomaba: tVq , ttV o $tVq+ttV$ (V hace referencia a bosón Z, W o H), y no tanto a qué bosón se considera. Además en las agrupaciones de $ttV+tVq$, toma más peso la señal tVq .
- Normalizamos los histogramas para hacer una comparación EFT/ME (sección 5.3), y obtuvimos sobretodo 4 puntos en los que había una diferencia notable entre el ME y las

modificaciones por EFTs: en la señal tZq, y sobretodo en tHq, para los coeficientes cQq13 y cQq83, con las variables $\Delta\phi_{lep-jet}$ y $\Delta R_{lep-jet}$. No obstante, las diferencias entre ME y EFT eran menores que las que se observan en H_T (análisis llevado a cabo por CMS).

- Por último (sección 5.4), recreamos la situación que nos encontraríamos en un estudio en el detector: encontrar juntos todos los procesos, fondos y señales, también incluyendo el efecto de EFT. Observamos aquí que se suavizan las diferencias que habíamos observado en los puntos de trabajo señalados antes, debido a que estamos estudiando todas las señales juntas y no solo aquellas en las que más diferencias se observaban (tHq y tZq). Sin embargo, se puede seguir afirmando que las variables angulares discriminan menos que H_T .
- Como complemento, observamos selecciones o categorías dentro del estado final $3l$, para ver si alguna ofrece mayor discriminación que tomar cualquier proceso con el estado final $3l$. Observamos que tanto los sucesos asociados a la producción de un Z, como los asociados a la producción de 2 jets b ofrecen ligeramente mejor discriminación que la categoría inclusiva, pero conllevan una disminución notable de la estadística.
- Como conclusión final del trabajo, podemos decir que aunque discriminan peor entre EFT y ME que los puntos ya estudiados por CMS (fundamentalmente H_T), hemos encontrado 4 puntos en los que existe una diferencia notable entre EFT y ME con el estudio de variables angulares: variables $\Delta R_{lep-jet}$ y $\Delta\phi_{lep-jet}$ con los Coeficientes de Wilson cQq13 y cQq83.

Bibliografía

- [1] Jeremy Bernstein. Spontaneous symmetry breaking, gauge theories, the higgs mechanism and all that. *Rev. Mod. Phys.*, 46:7–48, Jan 1974.
- [2] César Tomé López. Del modelo estándar. <https://culturacientifica.com/2014/06/17/del-modelo-estandar/>, 2014. Fecha de consulta: 2022-05-04.
- [3] Michael E. Peskin. Beyond the standard model, 1997.
- [4] Paul Langacker. *The standard model and beyond*. Taylor & Francis, 2017.
- [5] Gustavo C Branco, Luis Lavoura, and Joao Paulo Silva. *CP violation*. Number 103. Oxford University Press, 1999.
- [6] Pierre Fayet and Sergio Ferrara. Supersymmetry. *Physics Reports*, 32(5):249–334, 1977.
- [7] Keith R Dienes. String theory and the path to unification: A review of recent developments. *Physics Reports*, 287(6):447–525, 1997.
- [8] Aneesh V Manohar. Introduction to effective field theories. 2018.
- [9] Alessandro Bettini. *Introduction to elementary particle physics*. Cambridge University Press, 2014.
- [10] Comunidad de Wikipedia. Feynman Diagram. https://en.wikipedia.org/wiki/Feynman_diagram/, 2022. Fecha de consulta: 2022-06-22.
- [11] Fred L Wilson. Fermi’s theory of beta decay. *American Journal of Physics*, 36(12):1150–1160, 1968.
- [12] Dermot Moran. Higgs boson measurements and their eft interpretations. https://indico.ific.uv.es/event/6245/attachments/8656/11152/HiggsEFT_RedLHC.pdf/, 2021. Seminarios Red LHC 2021.
- [13] Céline Degrande, Nicolas Greiner, Wolfgang Kilian, Olivier Mattelaer, Harrison Mebane, Tim Stelzer, Scott Willenbrock, and Cen Zhang. Effective field theory: A modern approach to anomalous couplings. *Annals of Physics*, 335:21–32, aug 2013.

- [14] Andrew Wightman. *Probing Effective Field Theory Models Using Associated Top Quark Production in Multiple Lepton Final States at 13 TeV*. PhD thesis.
- [15] J. A. Aguilar Saavedra, C. Degrande, G. Durieux, F. Maltoni, E. Vryonidou, C. Zhang, D. Barducci, I. Brivio, V. Cirigliano, W. Dekens, J. de Vries, C. Englert, M. Fabbrichesi, C. Grojean, U. Haisch, Y. Jiang, J. Kamenik, M. Mangano, D. Marzocca, E. Mereghetti, K. Mimasu, L. Moore, G. Perez, T. Plehn, F. Riva, M. Russell, J. Santiago, M. Schulze, Y. Soreq, A. Toner, M. Trott, S. Westhoff, C. White, A. Wulzer, and J. Zupan. Interpreting top-quark lhc measurements in the standard-model effective field theory, 2018.
- [16] CMS Collaboration. Observation of $t\bar{t}h$ production. *Phys. Rev. Lett.*, 120:231801, Jun 2018.
- [17] Goldouzian Reza, Kim Jeong Han, Kevin Lannon, Adam Martin, Mohrman Kelci, and Andrew Wightman. Matching in $pp \rightarrow t\bar{t}^- w/z/h + \text{jet}$ smeft studies. *Journal of High Energy Physics*, 2021(6), 2021.
- [18] Mikhail Vysotsky, V.A. Novikov, L. Okun, and Alexandre Rozanov. Electroweak radiative corrections in z boson decays. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 166, 07 1996.
- [19] Graham Templeton. How does the large hadron collider work? <https://www.extremetech.com/extreme/210215-extremetech-explains-what-is-the-large-hadron-collider/>, 2015. Fecha de consulta: 2022-06-05.
- [20] Christiane Lefèvre. The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN. Dec 2008.
- [21] J.L. Abelleira, D. Amorim, S.A. Antipov, A. Apyan, S. Arsenyev, J. Barranco, M. Benedikt, R. Bruce, F. Burkart, Y. Cai, M. Crouch, E. Cruz-Alaniz, S. Fartoukh, M. Giovannozzi, B. Goddard, G. Guillermo Cantón, M. Hofer, R. Kersevan, P. Martinez Mirave, V. Mertens, L. Mether, Y. Muttoni, Y. Nosochkov, K. Ohmi, K. Oide, J. Osborne, V. Parma, T. Pieiloni, V. Raginel, S. Redaelli, T. Risselada, L. Rivkin, I. Ruehl, B. Salvant, D. Schoerling, A. Seryi, E. Shaposhnikova, C. Tambasco, L. Tavian, E. Todesco, R. Tomas, D. Tommasini, F. Valchkova-Georgieva, L. van Riesen-Haupt, V. Venturi, D. Wollmann, D. Zhou, and F. Zimmermann. High-energy LHC design. *Journal of Physics: Conference Series*, 1067:022009, sep 2018.
- [22] LHC-closer. Luminosity. taking a closer look at lhc. https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.luminosity/. Fecha de consulta: 2022-06-05.
- [23] Wolfgang Waltenberger and Rudolf Frühwirth. Development of vertex finding and vertex fitting algorithms for cms. 05 2022.
- [24] CMS Collaboration. Cms detector. <https://cms.cern/detector/>. Fecha de consulta: 2022-06-05.

- [25] Juan Carlos López. Una de las máquinas más complejas de la tierra, el detector cms del cern, estrena corazón con un propósito: dar un paso hacia delante en la búsqueda de nueva física. <https://www.xataka.com/investigacion/maquinas-complejas-tierra-detector-cms-cern-estrena-corazon-proposito-dar-paso-delante-busqueda-nueva-fisica/>, 2021. Fecha de consulta: 2022-06-05.
- [26] Mario González Carpintero. Lhc y sistema de coordenadas de cms. https://www.hep.uniovi.es/wiki/index.php?title=File:CMS_coord.png/, 2019. Fecha de consulta: 2022-08-05.
- [27] CMS Collaboration. The phase-2 upgrade of the cms tracker. Technical report, CERN, 2017.
- [28] A Benaglia. The CMS ECAL performance with examples. *Journal of Instrumentation*, 9(02):C02008–C02008, feb 2014.
- [29] CMS Collaboration, CMS Warsaw, Krzysztof Pozniak, Ryszard Romaniuk, and Wojciech Zabotny. Cms hadron calorimeter timing and synchronization. *Journal of Instrumentation*, 5:T03013, 03 2010.
- [30] Sushil Chauhan and Brajesh Choudhary. Search for quark compositeness at $\sqrt{s} = 14$ tev at the large hadron collider. 05 2022.
- [31] Nick T Thomopoulos. *Essentials of Monte Carlo simulation: Statistical methods for building simulation models*. Springer, 2014.
- [32] Michel Herquet and Fabio Maltoni. Madgraph/madevent: a multipurpose event generator. *Nuclear Physics B (Proceedings Supplements)*, (179-180):211–217, 2008.
- [33] Carlo Oleari. The powheg-box. *arXiv preprint arXiv:1007.3893*, 2010.
- [34] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. A brief introduction to pythia 8.1. *Computer Physics Communications*, 178(11):852–867, 2008.
- [35] Stefan Hoche. Introduction to parton-shower event generators. 2014.
- [36] GEANT4 Collaboration. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [37] Florian Beaudette. The cms particle flow algorithm. 2014.
- [38] Werner Nakel. The elementary process of bremsstrahlung. *Physics Reports*, 243(6):317–353, 1994.

- [39] CMS Collaboration CERN. Jets at cms and the determination of their energy scale. <https://cms.cern/news/jets-cms-and-determination-their-energy-scale/>, 2010. Fecha de consulta: 2022-31-05.
- [40] Matteo Cacciari, Gavin P Salam, and Gregory Soyez. The anti-ik/isubit/i/subjet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04):063–063, apr 2008.
- [41] Collaboration ATLAS. Configuration and performance of the atlas b -jet triggers in run 2. *Eur. Phys. J. C*, 81:1087. 61 p, Jun 2021.
- [42] CMS Collaboration. Search for new physics in top quark production with additional leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using Effective Field Theory. 2021(3), mar 2021.
- [43] E. Bols, J. Kieseler, M. Verzetti, M. Stoye, and A. Stakia. Jet flavour classification using DeepJet. *Journal of Instrumentation*, 15(12):P12012–P12012, dec 2020.
- [44] Coffeateam. Coffea documentation. <https://coffeateam.github.io/coffea/index.html/>, 2022. Fecha de consulta: 2022-06-02.
- [45] CMS. Topeft repository, github. <https://github.com/TopEFT/>, 2022. Fecha de consulta: 2022-06-02.