

Universidad de Oviedo

FACULTAD DE CIENCIAS. GRADO EN FÍSICA

ESTUDIO DE PROCESOS DE PRODUCCIÓN
ASOCIADA DE QUARKS TOP Y BOSONES
HIGGS/W

Carlos Castro Fernández

Tutores:

Francisco Javier Cuevas Maestro

Jose Enrique Palencia Cortezón

Convocatoria ordinaria
CURSO 2025/2026

De acuerdo con lo expresado en el artículo 8.3 del Reglamento sobre la asignatura Trabajo Fin de Grado en la Universidad de Oviedo, aprobado por su Consejo de Gobierno el 5 de marzo de 2020 (BOPA de 30 de marzo de 2020), quiero expresar lo siguiente:

Yo, **CARLOS CASTRO FERNÁNDEZ**, con NIE **53523723D**, en relación con la memoria que presento ante el Tribunal, para su valoración como Trabajo Fin de Grado, quiero DECLARAR que soy el/la autor/a de la misma, habiendo citado debidamente las fuentes utilizadas en su desarrollo.

Para que conste, firmo el presente documento.

En Oviedo, a **27** de **MAYO** de **2026**

Fdo. **CARLOS CASTRO FERNÁNDEZ**

Firmado por CASTRO FERNANDEZ CARLOS -
***2372** el día 27/05/2026 con un
certificado emitido por AC FNMT Usuarios

Índice general

| | |
|---|-----------|
| Introducción | 1 |
| 1. El Modelo Estándar | 3 |
| 1.1. El Modelo Estándar | 3 |
| 1.2. La física del bosón de Higgs | 5 |
| 1.2.1. Modos de producción del H | 7 |
| 1.2.2. Canales de desintegración del bosón de Higgs | 9 |
| 2. El dispositivo experimental | 10 |
| 2.1. LHC | 10 |
| 2.1.1. Componentes principales del LHC | 11 |
| 2.1.2. Luminosidad y <i>pile-up</i> | 12 |
| 2.2. El detector CMS | 14 |
| 2.2.1. Descripción general | 14 |
| 2.2.2. Coordenadas y parámetros físicos | 15 |
| 2.2.3. Cámara de trazas | 16 |
| 2.2.4. Calorímetro electromagnético (ECAL) | 17 |
| 2.2.5. Calorímetro hadrónico (HCAL) | 18 |
| 2.2.6. Solenoide superconductor | 19 |
| 2.2.7. Cámara de muones | 19 |
| 2.2.8. <i>Trigger</i> | 20 |
| 3. Reconstrucción y simulación de sucesos | 22 |
| 3.1. Reconstrucción | 22 |
| 3.1.1. Vértice principal | 23 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 3.1.2. | Aislamiento | 24 |
| 3.1.3. | Muones | 24 |
| 3.1.4. | Electrones | 26 |
| 3.1.5. | <i>Jets</i> | 26 |
| 3.1.6. | Taus | 28 |
| 3.1.7. | Momento transverso faltante | 29 |
| 3.1.8. | Masa invariante | 30 |
| 3.2. | Simulación | 30 |
| 3.2.1. | Generación | 31 |
| 3.2.2. | Simulación y digitalización | 32 |
| 3.3. | Materiales de <i>software</i> | 33 |
| 4. | Estudio y caracterización del proceso $t\bar{t}H$ | 34 |
| 4.1. | Estados finales de estudio | 34 |
| 4.2. | Fondos reducibles e irreducibles | 35 |
| 4.2.1. | Fondos irreducibles | 36 |
| 4.2.2. | Fondos reducibles | 38 |
| 4.3. | Selección de sucesos | 40 |
| 4.3.1. | Canal $2lss$ | 40 |
| 4.3.2. | Canal $3l$ | 41 |
| 4.4. | Fuentes de incertidumbre | 43 |
| 4.4.1. | Incertidumbres estadísticas | 43 |
| 4.4.2. | Incertidumbres sistemáticas | 44 |
| 4.5. | Regiones de control | 45 |
| 4.5.1. | Canal $CR - 3l$ | 45 |
| 4.5.2. | Canal $CR - 4l$ | 47 |
| 4.5.3. | Canal $t\bar{t}W$ | 49 |
| 5. | Resultados | 50 |
| 5.1. | Cálculo de la fuerza de señal | 50 |
| 5.2. | Canal $2lss$ | 52 |
| 5.2.1. | Variables de la región de señal | 52 |

| | |
|--|-----------|
| 5.2.2. Fuerza de señal | 55 |
| 5.3. Canal 3l | 55 |
| 5.3.1. Variables de la región de señal | 55 |
| 5.3.2. Fuerza de señal | 57 |
| 5.4. Resultado combinado | 58 |
| 5.4.1. Fuerza de señal sin datos | 58 |
| 5.4.2. Fuerza de señal con datos | 59 |
| Conclusiones | 62 |
| Bibliografía | 64 |

Índice de figuras

| | |
|---|----|
| 1.1. Partículas elementales del Modelo Estándar y sus principales características[3] . . . | 3 |
| 1.2. Distribución de la energía del universo.[4] | 4 |
| 1.3. Valor de la constante de acoplo del campo de Higgs con los distintos fermiones[13] | 6 |
| 1.4. Secciones eficaces de producción del Higgs (izda.) y <i>branching ratios</i> de las principales desintegraciones del H según el modelo estándar en función de la masa del bosón (dcha.). [1][21] | 7 |
| 1.5. Diagramas de Feynman de los modos de producción VH (izda.), VBF (centro) y ggH (dcha.) | 8 |
| 1.6. Diagramas de Feynman LO de la producción asociada de dos <i>quarks top</i> y un bosón de Higgs en el canal multileptónico. De izquierda a derecha se representa la desintegración del Higgs en $Z^0 Z^0$, $\tau^- \tau^+$ y $W^+ W^-$ | 8 |
| 2.1. Cadena de aceleradores del CERN[26] | 10 |
| 2.2. Cavidades de radiofrecuencia (izquierda) y sección transversal de un dipolo superconductor (derecha) del LHC. [28][29] | 11 |
| 2.3. Comparación del número de interacciones por cruce (<i>pile-up</i>) para distintos años.[32] | 13 |
| 2.4. Esquema del detector CMS del LHC.[33] | 14 |
| 2.5. Sistema de coordenadas utilizado por la colaboración CMS.[35] | 15 |
| 2.6. Cámara de trazas (izquierda) y vértices reconstruidos en un suceso de alto <i>pile-up</i> (derecha). En la figura de la derecha las líneas verdes corresponden con trazas y los puntos amarillos con vértices de interacción. [37][38] | 16 |
| 2.7. Esquema (izquierda) y fotografía (derecha) del calorímetro electromagnético. [39][40] | 17 |
| 2.8. Calorímetro hadrónico del detector CMS.[43] | 18 |
| 2.9. El solenoide superconductor a punto de ser introducido en el barril criogenizado.[44] | 19 |
| 2.10. Fotografía (izquierda) y cuadrante esquemático (derecha) de las distintas partes de la cámara de muones. [45][46] | 20 |

| | |
|---|----|
| 3.1. Las distintas partículas darán lugar a distintas trazas en los subdetectores de CMS[50] | 22 |
| 3.2. Diferencia entre muones <i>prompt</i> y <i>non-prompt</i> . [56] | 25 |
| 3.3. Correcciones aplicadas a los datos y la simulación de Monte Carlo. [59] | 27 |
| 3.4. Esquema de un proceso con dos <i>jets</i> ligeros y un <i>jet</i> <i>b</i> (izquierda). A la derecha eficiencia de los distintos algoritmos para etiquetar los <i>b jets</i> . [60][61] | 28 |
| 3.5. Esquema de las distintas etapas de la generación de sucesos. [68] | 31 |
| 4.1. Desintegración del proceso $t\bar{t}H$ al canal $2lss$ | 34 |
| 4.2. Diagrama de Feynman del proceso $t\bar{t}Z$ (izda.) y $t\bar{t}W$ (dcha.). | 36 |
| 4.3. Diagrama de Feynman del proceso ZZ (izda.) y WZ (dcha.). | 37 |
| 4.4. Diagrama de Feynman del proceso $t\bar{t}t\bar{t}$ (izda.), tHW (dcha.) y tHq (dcha.). | 38 |
| 4.5. Diagramas de Feynman del proceso $t\bar{t}$, $W + jets$, <i>Drell-Yan</i> , <i>single top</i> , WW y $Z + \gamma$ (en el sentido de las agujas del reloj empezando arriba a la izquierda). | 38 |
| 4.6. Regiones de validación de <i>fakes</i> (dcha.) y <i>flips</i> (izda.). Se representan las distribuciones de p_T del primer leptón. | 39 |
| 4.7. Clasificación de los eventos de las regiones de control. | 47 |
| 4.8. Clasificación de los eventos de $CR - 4l$ | 48 |
| 5.1. Distribución de la masa invariante de los dos leptones de las regiones $2lss$ | 54 |
| 5.2. División de la incertidumbre en la debida al MonteCarlo, la contribución estadística y la contribución sistemática para el canal $2lss$ | 55 |
| 5.3. Distribución de la masa de los tres leptones de los eventos de las regiones $3l$ | 56 |
| 5.4. División de la incertidumbre en la debida al MonteCarlo, la contribución estadística y la contribución sistemática para el canal $3l$ | 57 |
| 5.5. Principales contribuciones a la incertidumbre del proceso $t\bar{t}H$ combinando todos los canales. | 58 |
| 5.6. División de la incertidumbre en la debida al MonteCarlo, la contribución estadística y la contribución sistemática combinando todos los canales. | 59 |
| 5.7. Distribución de la masa invariante de los dos leptones con datos experimentales. | 60 |
| 5.8. Principales contribuciones a la incertidumbre del proceso $t\bar{t}H$ combinando todos los canales y añadiendo datos experimentales. | 60 |

5.9. División de la incertidumbre en la debida al MonteCarlo, la contribución estadística y la contribución sistemática combinando todos los canales y añadiendo datos experimentales. 61

Índice de cuadros

4.1. Secciones eficaces más importantes en el estudio del proceso $t\bar{t}H$ y generadores utilizados en la simulación de cada proceso. 36

4.2. Criterios de selección aplicados a la región de señal $2lss$ 40

4.3. Criterios de selección aplicados a la región de señal $3l$ 42

4.4. Criterios de selección aplicados a la región de control $CR - 3l$ 46

4.5. Criterios de selección aplicados a la región de control $CR - 4l$ 48

5.1. Número de eventos para cada proceso para las regiones de señal $2lss$ (1^a parte). . 52

5.3. Número de eventos para cada proceso para las regiones de señal $3l$ 57

Introducción

El objetivo de este trabajo es el estudio del proceso de producción del bosón de Higgs en asociación con un par de *quarks top anti-top* ($t\bar{t}H$). Los datos que se utilizarán se han obtenido de colisiones protón-protón en el LHC (*Large Hadron Collider*) recogidos por el detector CMS (*Compact Muon Solenoid*).

El objetivo fundamental del LHC desde el comienzo de su funcionamiento en 2011 fue el descubrimiento del bosón de Higgs. El 4 de julio de 2012, los experimentos ATLAS y CMS publicaron la observación de una partícula consistente con sus características utilizando los datos recogidos en 2011 y 2012. Actualmente, gran parte de los esfuerzos investigadores del LHC siguen enfocados en el estudio del mecanismo de rotura espontánea de la simetría en el Modelo Estándar y en las propiedades del bosón de Higgs. Dado que el *quark top* es la partícula con mayor masa en el Modelo Estándar y que el campo de Higgs produce una interacción que depende de la masa de la partícula, el acoplamiento de Yukawa entre el Higgs y el *quark top* es el más intenso, por lo que el proceso $t\bar{t}H$ tiene una relevancia en la física especial.

Estas dos partículas, el *quark top* y el bosón de Higgs, tienen vidas medias menores que 10^{-20} s[1], por lo que este proceso se estudia a través de las partículas en que se desintegran y que pueden ser detectadas en el experimento CMS. Los datos que han sido utilizados para este estudio son los recogidos por CMS durante los años 2022 y 2023 correspondientes a una luminosidad integrada de cerca de 60 fb^{-1} . Estas colisiones protón-protón se realizaron con una energía de centro de masas de 13,6 TeV. Los estados finales estarán caracterizados por la presencia de leptones ($e/\mu/\tau$) y *jets*, algunos de ellos originados por *quarks* b. El análisis se centrará en los estados multileptónicos de dos leptones con igual carga eléctrica (o, para abreviar, $2lss$) y aquellos que tengan 3 leptones (o $3l$), pues son los que presentan una mejor relación señal fondo, manteniendo una presencia de señal adecuada.

Esta memoria se organiza en 5 capítulos. En el primero de ellos se expondrá el marco teórico vigente del Modelo Estándar que es la referencia para todos los estudios experimentales en Física de altas energías, y en concreto, en la que se realiza en el LHC. En el capítulo 2 se describirá el dispositivo experimental, tanto el acelerador LHC como el experimento CMS. Igualmente se describirá el tratamiento de los datos desde que se recogen hasta el análisis final de los mismos.

Conocer su funcionamiento es vital para el estudio.

En el capítulo 3 se discutirá la metodología de reconstrucción de cada suceso. Se explicarán las técnicas y algoritmos que se usarán para conseguir la información física de las colisiones. Además, se tratarán las simulaciones y los pasos necesarios para realizarlas.

Finalmente, en los capítulos 4 y 5 se describirán los criterios de selección que permitirán clasificar los sucesos en señal y fondo. Además, se describirán las principales fuentes de incertidumbre a considerar. En el capítulo 5 se describirán los resultados experimentales obtenidos de los eventos del proceso $t\bar{t}H$ así como su interpretación. Para acabar, se incluyen unas conclusiones finales del trabajo.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

1.1. El Modelo Estándar

Los avances científicos han dado lugar a que, en los años 70 del siglo XX, se propusiera la teoría del Modelo Estándar [2]. Según ella, todo en el universo visible está compuesto por las partículas elementales que podemos ver en la Figura 1.1. Gracias al Modelo Estándar se puede explicar la composición de la materia y tres de las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza: la fuerza electromagnética, la fuerza débil y la fuerza fuerte. La fuerza gravitatoria no se ha podido cuantizar por lo que no puede explicarse mediante esta teoría.

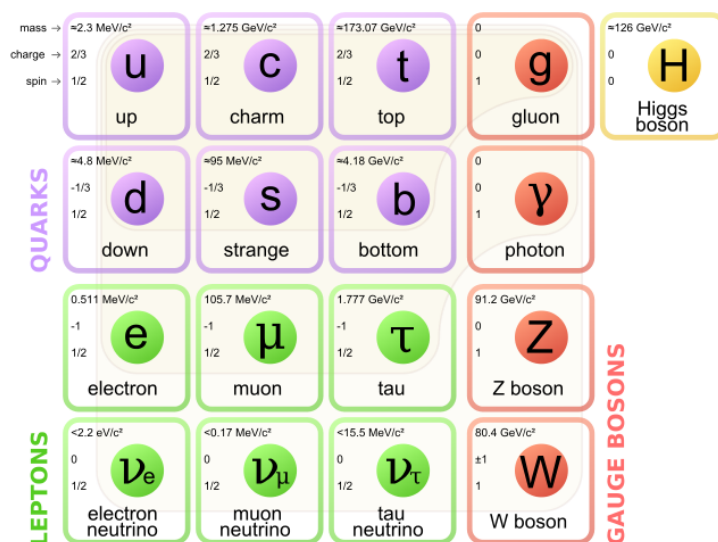


Figura 1.1: Partículas elementales del Modelo Estándar y sus principales características[3]

Esto, sin embargo, no corresponde con la totalidad de la energía del universo. Este modelo

no explica la materia y energía oscura. La materia ordinaria, tal y como se puede ver en la Figura 1.2, representa únicamente el 5% de la energía del universo.

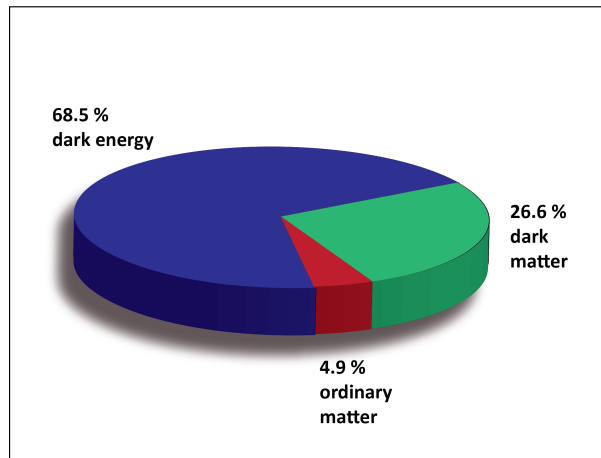


Figura 1.2: Distribución de la energía del universo.[4]

Como se puede observar, las partículas se pueden dividir en 2 grupos: fermiones (con espín semientero) y bosones (con espín entero). Los fermiones se subdividen en leptones y *quarks*. Los seis *quarks* son *up* (u , $m_u = 2,3$ MeV), *charm* (c , $m_c = 1,275$ GeV), *top* (t , $m_t = 173,07$ GeV), *down* (d , $m_d = 4,8$ MeV), *strange* (s , $m_s = 95$ MeV) y *bottom* (b , $m_b = 4,18$ GeV). Los tres primeros tienen carga eléctrica $+2/3$ y los tres últimos $-1/3$. Estas partículas sufren la interacción electromagnética, la débil y la fuerte.

Por su parte, los leptones también son seis: el electrón (e , $m_e = 0,511$ MeV), el muón (μ , $m_\mu = 105,7$ MeV), el tau (τ , $m_\tau = 1,777$ GeV) y sus respectivos neutrinos (ν_e , ν_μ y ν_τ). Los tres primeros tienen una carga eléctrica -1 mientras que los neutrinos no tienen carga eléctrica. Todos ellos interactúan débilmente y solo los e , μ y τ lo hacen electromagnéticamente. Ninguno de ellos interactúa fuertemente.

Otra forma de clasificar a los fermiones es por generaciones. Hay tres generaciones que se ordenan de menor a mayor masa. Además, la primera generación es la única estable mientras que la segunda y la tercera generación son inestables. El resto de características son iguales para las tres generaciones. En la primera de ellas se encuentran los *quarks* u y d y los leptones e y ν_e . La segunda está compuesta de los *quarks* c y s y los leptones μ y ν_μ . Finalmente, en la tercera generación se hallan los *quarks* t y b y los leptones τ y ν_τ .

Todos los fermiones tienen su antipartícula. Esto es otra partícula con las mismas características excepto que su carga eléctrica es opuesta. Todos los fermiones tienen espín $1/2$.

Los bosones son los responsables de mediar una fuerza fundamental. Así, el fotón (γ , $m_\gamma = 0$) mediará en la interacción electromagnética, los bosones W^\pm ($m_W = 80,4$ GeV) y Z^0 ($m_Z = 91,2$

GeV) lo harán en la interacción débil y los gluones ($m_g = 0$) serán los responsables de mediar fuertemente. Todos estos bosones tienen espín 1 por lo que son llamados bosones vectoriales. Además, las fuerzas que median reúnen las características para ser bosones *gauge*. El γ , Z^0 y los gluones no tienen carga eléctrica mientras que el W^\pm tiene carga eléctrica ± 1 . Solo los gluones interactúan fuertemente y todos ellos excepto el fotón lo hacen débilmente. La intensidad de acoplamiento de cada partícula a cada fuerza se cuantizan por las constantes de acoplo. $\alpha_{em} \approx 1/137$ [1] será la constante de acoplo electromagnética, $\alpha_S \sim 1$ para la interacción fuerte y $\alpha_W \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ para la fuerza débil.

Una propiedad importante de la fuerza fuerte es la denominada confinamiento de color. Nos dice que los *quarks* y los gluones no pueden ser observados aislados. Esto se debe a que la constante de acoplo de la fuerza fuerte es mayor cuanto sea la escala de energía. Por tanto, los *quarks* y gluones creados en los experimentos de altas energías se hadronizan. Este efecto consiste en que las partículas se unen hasta que su carga fuerte sea nula. Estos hadrones pueden ser mesones (si están formados por un *quark* y un anti*quark*) o bariones (formados por tres *quarks*). Todos los hadrones excepto el protón son inestables lo que crea una cascada de partículas a la que llamaremos *jet* [5, sección 1.1 y 2.3.1].

Originalmente, el Modelo Estándar predecía que las partículas no tendrían masa mientras que las medidas experimentales mostraban que las partículas son masivas. Para solucionarlo, Robert Brout, François Englert y Peter Higgs [6] propusieron lo que se conoce como mecanismo Brout-Englert-Higgs. En él, el campo de Higgs, cuya partícula elemental es el bosón H ($m_H = 125, 20$ GeV), da masa a las partículas. Solamente la masa de los neutrinos no puede ser explicada mediante esta teoría. El bosón de Higgs tiene espín 0 por lo que se denomina bosón escalar. No sufre interacción electromagnética ni fuerte aunque sí débil. Gracias al LHC, 115 años después de la detección del electrón se descubrió experimentalmente. Este descubrimiento fue publicado conjuntamente por la colaboración ATLAS[7] y la colaboración CMS[8]. Por aquel entonces era la única partícula del modelo estándar que no había sido observada.

1.2. La física del bosón de Higgs

El descubrimiento Higgs trajo consigo la medida de distintas características del bosón. Una de las primeras características que se midieron fue la masa. Actualmente, se estima la masa del bosón de Higgs con un valor de $m_H = 125, 20 \pm 0, 11$ GeV[1]. El valor de la masa de este bosón es un parámetro libre del modelo estándar por lo que ha tenido que ser medido de forma experimental. Por otra parte, para poder determinar el descubrimiento de esta partícula, se tuvo que medir el espín y la paridad. Esto se midió usando correlaciones angulares con las partículas a las que se desintegra el H. Los experimentales demostraron que esta partícula tiene espín 0 (bosón escalar) y una paridad positiva tal y como predecía el Modelo Estándar. Otra de las propiedades que

predecía el Modelo Estándar para este bosón era que no interactuaba electromagnéticamente y que su carga fuerte era nula. Esto también se demostró experimentalmente[9].

Otra propiedad característica de cualquier partícula es la anchura de desintegración ($\Gamma = \hbar/\tau$)[10]. En el caso del bosón de Higgs el Modelo Estándar predice que debe ser cercana a 4,1 MeV. El problema radica en que es alrededor de 200 veces menor que la incertidumbre capaz de resolver el detector CMS. Sin embargo, se puede medir mediante un método indirecto. En él se mide la tasa de producción de $H \rightarrow ZZ$ cuando el bosón de Higgs tiene una masa cercana a la nominal (*on shell*) y cuando se encuentra en la cola de la distribución de su masa por la derecha (*off shell*). Usando que el cociente entre ambas tasas de producción se puede relacionar con la anchura de desintegración se puede determinar un valor experimental de la anchura de desintegración del bosón de Higgs que concuerda con el valor esperado por el Modelo Estándar[11].

Las constantes de acoplo del H con los distintos fermiones expresan cuán intenso es la interacción entre el fermión y el campo de Higgs. Esta constante y_f es proporcional a la masa del fermión ($y_f = \sqrt{2} \cdot m_f/v$ con $v \approx 246$ GeV, el valor esperado del campo de Higgs en el vacío[12]). En la Figura 1.3 podemos ver los valores de esta constante en aquellos fermiones para los que se ha podido medir durante el *Run 2* del LHC (2015-2018).

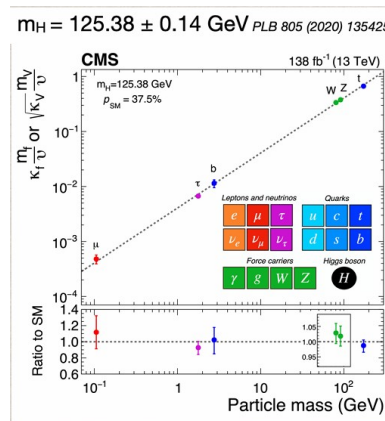


Figura 1.3: Valor de la constante de acoplo del campo de Higgs con los distintos fermiones[13]

Sin embargo, todavía hay propiedades del bosón de Higgs que no se han conseguido medir de forma experimental. Estas propiedades serían distintas dependiendo del modelo teórico que se estudie. Por ejemplo, según el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (uno de los modelos supersimétricos que existen), el bosón de Higgs descubierto (en este contexto denotado como h) sería solo uno de los 5 bosones de Higgs que existen. En concreto, se trataría del más ligero y, junto a dos bosones con carga eléctrica no nula (H^+ y H^-) y dos neutros (A y H), completaría el conjunto de bosones escalares[14]. No obstante, estas otras partículas no han sido detectadas.

Para el *Run 3* (2022-) la física de Higgs del LHC está orientada hacia otros puntos [15].

Los cinco modos de desintegración principales del bosón H en CMS son las desintegraciones a W^+W^- , Z^0Z^0 , $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$, $\gamma\gamma$ y $c\bar{c}$. Sin embargo, en el *Run 3* se pretende poner el foco también en procesos más raros y no demostrados por el modelo estándar. Esto incluye la desintegración del Higgs en $Z^0\gamma$, $\mu\mu$, la observación de la violación de la simetría CP en la desintegración a $\tau\tau$ o la producción de pares de H.

El caso de $H \rightarrow Z\gamma$ es un proceso raro debido a que para que un bosón de Higgs decaiga en un fotón necesita pasar por un bucle de partículas con carga eléctrica. Sin embargo, este efecto es muy difícil de observarse debido a la alta masa del bosón Z[16]. Por su parte, el canal de desintegración $\mu\mu$ es muy extraño debido a la baja masa de los muones. Esto hace que tengan una constante de acoplo baja lo que hace que la sección eficaz también sea pequeña. Sin embargo, este canal de desintegración confirmaría que el campo de Higgs interactúa con los fermiones de la segunda generación y, por tanto, sería la causa de su masa[17]. El caso del canal de desintegración $H \rightarrow \tau\tau$ es interesante porque, gracias a él, se puede determinar si existe un ángulo de mezcla paridad CP (Ψ_{CP}) y, por tanto, encontrar evidencias de física más allá del Modelo Estándar[18][19]. Finalmente, la producción de pares de H confirmaría la teoría de la autointeracción de Higgs y, por tanto, que el campo de Higgs da masa al bosón de Higgs[20].

1.2.1. Modos de producción del H

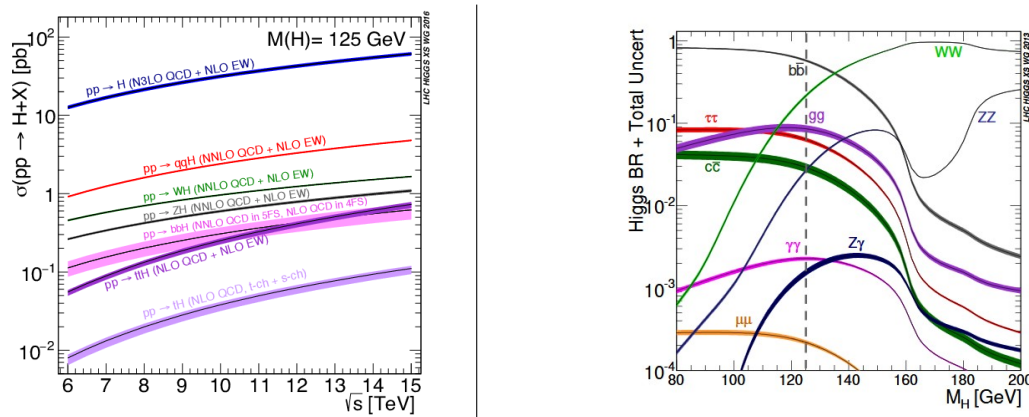


Figura 1.4: Secciones eficaces de producción del Higgs (izda.) y *branching ratios* de las principales desintegraciones del H según el modelo estándar en función de la masa del bosón (dcha.). [1][21]

A la izquierda de la Figura 1.4 se puede ver los distintos modos de producción del bosón de Higgs en función de \sqrt{s} . El principal modo de producción de Higgs en el LHC es el de gluón-gluón (ggH). Se puede ver que tiene una sección eficaz de 49 pb en el LHC. Como los gluones no se acoplan directamente sobre el bosón de Higgs, se crea un *loop* de *quarks* pesados (sobre todo *top*). Seguidamente, el Higgs puede producirse mediante la fusión de bosones *gauge* (VBF). Este modo de producción tiene una sección eficaz en el LHC de 3.8 pb, lo que la convierte en

la segunda más probable. Este modo consiste en el *scattering* de dos *quarks* mediados por el intercambio de un bosón W o Z. El tercer modo de producción más probable es Higgs-Strahlung (VH) con una sección eficaz de 2,3 pb. En este modo de producción, el Higgs es producido por la asociación con un bosón electrodébil. Estos dos últimos procesos son usados para calcular el acoplamiento del H a los bosones W y Z. Finalmente, se puede producir Higgses con un único *top* (89,5 fb de sección eficaz).

Los diagramas de Feynman de estos modos de producción se pueden observar en la Figura 1.5.

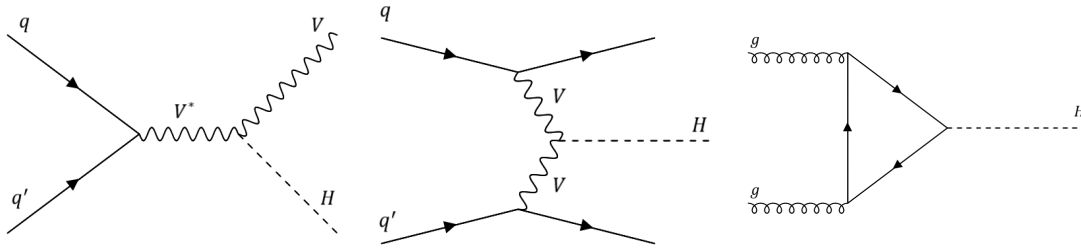


Figura 1.5: Diagramas de Feynman de los modos de producción VH (izda.), VBF (centro) y ggH (dcha.)

El proceso $t\bar{t}H$

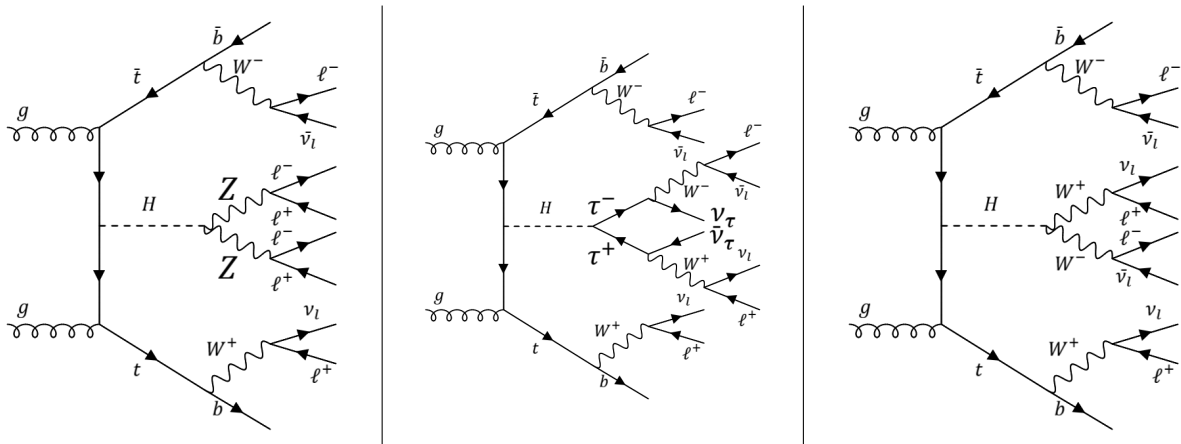


Figura 1.6: Diagramas de Feynman LO de la producción asociada de dos *quarks top* y un bosón de Higgs en el canal multileptónico. De izquierda a derecha se representa la desintegración del Higgs en $Z^0 Z^0$, $\tau^- \tau^+$ y $W^+ W^-$.

El último modo importante de producción del bosón de Higgs es el proceso $t\bar{t}H$. El proceso $t\bar{t}H$ se produce cuando dos gluones se desintegran a un par de *top-antitop*. Uno de esos t junto con otro \bar{t} crean un Higgs. El otro par *top-antitop* se desintegrará en un bosón W^\pm y un *quark* b . Finalmente, el bosón W^\pm se desintegrará en un leptón y un neutrino o en dos *quarks*. Tiene una sección eficaz de 507 fb. En la Figura 1.6 se puede observar el diagrama de Feynman LO

del proceso $t\bar{t}H$. En esta Figura vemos el caso en el que el bosón de Higgs se desintegra a un par de bosones W o Z o a un par de leptones τ . Además, se ha diseñado el caso en el que todas las desintegraciones de los bosones W y Z dan lugar a leptones en el estado final (canal multileptónico). Como se puede observar, el estado final puede estar compuesto de hasta 6 leptones. Sin embargo, en este trabajo se analizará únicamente el caso con dos leptones con carga eléctrica igual, 3 leptones o 4 leptones en el estado final.

También se puede producir el bosón de Higgs mediante el proceso $b\bar{b}H$ de forma análoga a el proceso $t\bar{t}H$. Sin embargo, aunque su sección eficaz es similar, es más difícil diferenciar la señal recibida del fondo. En 2018[22] fue observado por primera vez en el detector CMS con 5,2 desviaciones estándar.

Cuando se desea calcular la constante de acoplo de una partícula con el bosón de Higgs, normalmente se estudia el canal de desintegración del H a esa partícula. Sin embargo, como la masa del *quark top* es mayor que la del bosón de Higgs, en el caso del *quark top* no se puede calcular la constante de acoplo de esta manera. Sin embargo, mediante el proceso $t\bar{t}H$ se puede determinar experimentalmente el módulo de la constante de acoplo para el *quark top* con el bosón de Higgs. Gracias a esta medida, se puede testear el Modelo Estándar o tener evidencias de nueva física. Este valor se ha determinado experimentalmente como cercano a 1[23]. Además, también es un buen canal para buscar violaciones CP y, por tanto, nueva física[24].

1.2.2. Canales de desintegración del bosón de Higgs

Por su parte, los canales de desintegración del H son numerosos. En la Figura 1.4 vemos los distintos *branching ratios*¹ en función de la energía en centro de masa para la desintegración del Higgs. Vemos que según el modelo estándar un Higgs de 125 GeV puede desintegrarse, de mayor a menor probabilidad, en $b\bar{b}$, WW, gg, $\tau\tau$, $c\bar{c}$, ZZ, $\gamma\gamma$, $Z\gamma$ y $\mu\mu$. Hay otros modos de desintegración que no están descritos por el modelo estándar.

Esta cantidad de posibles estados finales hace prácticamente imposibles estudiarlos todos. Además, hay que tener en cuenta que el leptón τ tiene una vida media aproximada de 290 fs[1] por lo que no puede ser detectada. Este leptón se desintegrará en un bosón W^\pm y en un neutrino tauónico. Es por ello, por lo que el canal multileptónico que hemos escogido en este trabajo abarca las desintegraciones W^+W^- , Z^0Z^0 y $\tau^+\tau^-$. Esto no implica que el resto de desintegraciones no tengan interés físico sino que se ha escogido estos canales por ser aquellos en los que hay leptones en el estado final.

¹*Branching ratio* es el cociente entre la anchura de desintegración de un modo concreto y la anchura total de desintegración

Capítulo 2

El dispositivo experimental

2.1. LHC

En la Figura 2.1 podemos ver el complejo de aceleradores del CERN. Aquí se aceleran protones y núcleos pesados como el plomo para estudiar colisiones protón-protón, plomo-plomo o plomo-protón. Este trabajo se centrará en las colisiones protón-protón para lo que se profundizará en su proceso de aceleración. Los haces de partículas que se quieren acelerar (divididos en dos anillos paralelos) pasan por una secuencia de aceleradores con cada vez mayor energía de centro de masas hasta llegar al LHC. Esta serie consta de, además del LHC, el acelerador lineal Linac 2, el *Proton Synchrotron Booster* (PSB), el *Proton Synchrotron* (PS) y el *Super Proton Synchrotron* (SPS). Estos últimos 4 aceleradores elevan la energía de centro de masas de 90 keV a 450 GeV y dividen los haces de protones en paquetes o *bunches* de $\approx 10^{11}$ protones separados por 25 ns[25].

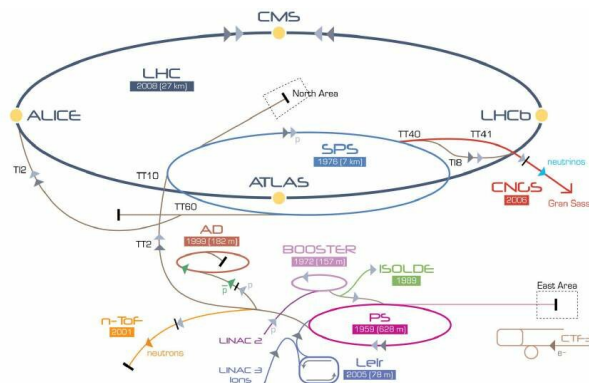


Figura 2.1: Cadena de aceleradores del CERN[26]

Finalmente, los haces entran en el LHC. El LHC es el acelerador de hadrones más grande

jamás construido. Se sitúa en el túnel de 26,7 km que anteriormente albergaba el LEP (*Large Electron-Positron Collider*). A una profundidad de entre 45 y 170 m los haces de partículas se aceleran hasta una energía de centro de masas de 13,6 TeV, es decir, 6,8 TeV por haz¹. Una vez que se alcanza este valor se hacen colisionar en uno de los cuatro puntos en los que se encuentran los detectores. Existen dos detectores de carácter general (CMS y ATLAS) y otros dos con un cometido específico (LHCb para el estudio de la física del *quark* b y ALICE para el estudio de colisiones de núcleos pesados).

2.1.1. Componentes principales del LHC

Los 13,6 TeV de energía de centro de masas en el *Run 3* es uno de los mayores logros técnicos del CERN. En esta sección se describirán los principales componentes del LHC y su funcionamiento. Para una descripción más detallada, véase [27].

Las cavidades de radiofrecuencia son las encargadas de aumentar la energía de centro de masas en algo menos de 2 órdenes de magnitud. El LHC consta de 16 de ellas agrupadas de 4 en 4. Para actuar como superconductores, se necesita que estén a temperaturas cercanas a 0 K. Para ello, se sitúan dentro de criomódulos, es decir, refrigeradores cilíndricos. Estas cavidades oscilan a 400 MHz lo que impide que las partículas más aceleradas se adelanten al haz y las más frenadas se retrasen. Por tanto, se acabará homogeneizando la energía de los haces. Para alcanzar los 13,6 TeV se necesitan alrededor de 20 minutos para acelerar los haces desde la entrada en el LHC hasta que tienen la energía de centro de masas deseada. En la Figura 2.2 vemos una de las cavidades de radiofrecuencias del LHC.

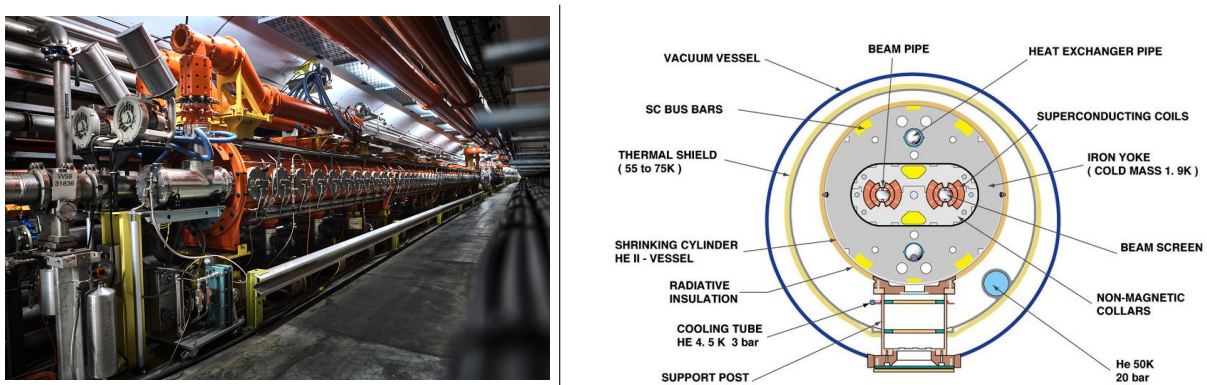


Figura 2.2: Cavidades de radiofrecuencia (izquierda) y sección transversal de un dipolo superconductor (derecha) del LHC. [28][29]

Otro de los componentes principales del LHC son los imanes superconductores. Aunque existen varios tipos, su función consiste en curvar la trayectoria de los haces hasta que describan

¹Aunque en el diseño del LHC se esperaba una energía por haz de 7 TeV, solo se han alcanzado 6,8 TeV.

un círculo y mantener la forma de los *bunches*. Los imanes dipolares son los encargados de mantener la trayectoria circular. Hay 1232 y cada uno de ellos miden 15 m, pesan 35 toneladas y llegan a 8,33 T. En la Figura 2.2 representa el esquema de estos imanes. Sin embargo, para eliminar imperfecciones del campo creado por los dipolos se usan imanes sextupolares, octopolares y decapolares.

Para mantener la forma de los paquetes de protones se usan imanes cuadrupolares. Estos imanes ejercen una fuerza de compresión sobre los *bunches*. Además, se usan en las cercanías de los detectores para concentrar los haces que vienen en direcciones opuestas. Finalmente, hay otro tipo de imanes que sirven para reutilizar los haces después de la colisión o llevarlo a un lugar seguro para desecharlo.

2.1.2. Luminosidad y *pile-up*

Luminosidad

En física de partículas, la sección eficaz inelástica (σ) es la probabilidad de que suceda un determinado proceso físico después de producirse una colisión. Tiene unidades de inverso de área y se suele usar el barn inverso ($1b = 10^{-28}m^2$). Esta medida está estrechamente vinculada con la luminosidad integrada (L) dado que su producto es igual al número de eventos de ese proceso ($N = L \cdot \sigma$). Los datos usados del *Run 3* corresponden con una luminosidad integrada de 39,7 fb^{-1} en 2022 y 31,8 fb^{-1} en 2023[30].

Otra forma de calcular la luminosidad integrada es integrando la luminosidad instantánea (\mathcal{L}) en el tiempo ($L = \int_0^T \mathcal{L}(t)dt$). La luminosidad instantánea es una medida de las colisiones que pueden producirse en el detector por unidad de tiempo y área. Es deseable que este parámetro se maximice para tener más posibilidades de ver el proceso que deseamos. Para los datos analizados se trabajó con una luminosidad instantánea de $2 \cdot 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$. Se puede suponer que los *bunches* están distribuidos espacialmente mediante una función de densidad de probabilidad gaussiana y colisionan a velocidades cercanas a la de la luz. En ese caso, la expresión de la luminosidad instantánea es la Ecuación 2.1.

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot f \cdot N_b}{4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} \quad (2.1)$$

donde

- ⊗ N_i es el número de partículas por *bunch* ($\approx 10^{11}$).
- ⊗ f es la frecuencia de cruces entre paquetes (40 MHz, es decir, 25 ns entre paquetes).

⊗ σ_i es la desviación típica de la función de distribución del *bunch*. Esta función corresponde con una gaussiana y su desviación típica es el tamaño de la sección del paquete en el momento de colisionar ($\approx \mu m$).

⊗ N_b es el número de paquetes por haz (≈ 2500).

Pile-up

Lo ideal cuando se cruzan dos paquetes de protones sería que solo hubiese una interacción. Así, se podría saber con certeza cuál era el estado inicial y reconstruir el proceso que sucedió. Sin embargo, en realidad cada cruce de *bunches* da lugar a más de una interacción protón protón. Esto hace que se puedan confundir resultado de una colisión como si fuesen debido a otras interacciones. Este efecto se denomina *pile-up* y está íntimamente relacionado con la alta luminosidad del LHC.

Todo esto se puede ver en la Figura 2.3. Como se puede ver, al aumentar la luminosidad también se ha ido aumentando progresivamente el *pile-up*. Así, para los datos del estudio se tiene una media de 54 interacciones por cruce en 2022 y de cerca de 60 en 2023.

Para mediados de 2030 se pretende tener operativo el HL-LHC (*High Luminosity-Large Hadron Collider*) una mejora del actual colisionador que se espera que aumente su luminosidad integrada en un factor 10[31]. Sin embargo, en este nuevo proyecto el *pile-up* puede llegar hasta las 200 interacciones por cruce lo que significará uno de sus mayores desafíos[32].

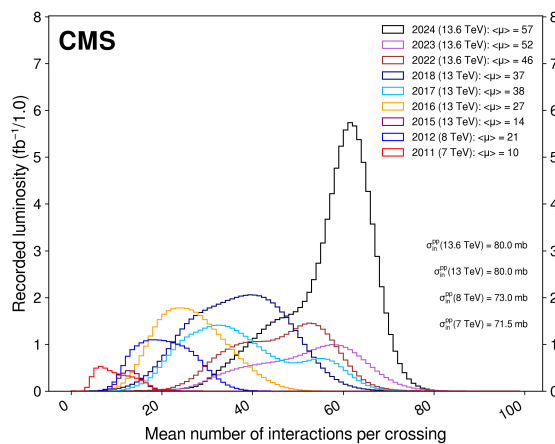


Figura 2.3: Comparación del número de interacciones por cruce (*pile-up*) para distintos años.[32]

2.2. El detector CMS

Como ya se ha dicho anteriormente, los datos analizados en este trabajo son correspondiente al detector CMS del LHC. Este detector es de carácter general, y se ha diseñado para «observar cualquier fenómeno físico que el LHC vaya a revelar» [33]. Es por ello que resulta imprescindible conocer el funcionamiento de este detector. En esta sección se describirá de forma general, se hablará de las coordenadas y parámetros físicos que se utilizarán, se detallarán las partes del detector y se explicará el proceso de *trigger*. Para una visión más detallada del detector, véase [34].

2.2.1. Descripción general

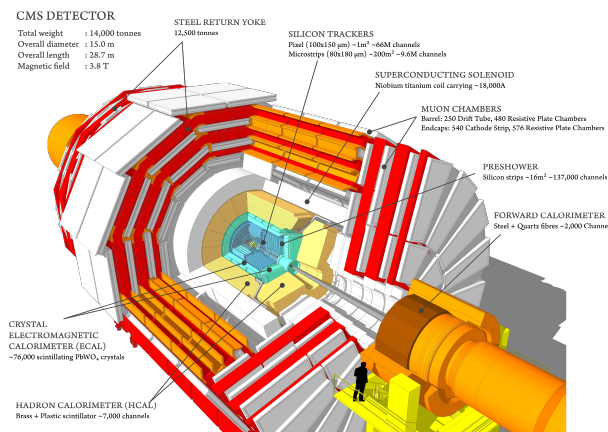


Figura 2.4: Esquema del detector CMS del LHC.[33]

En la Figura 2.4 se puede ver un esquema del detector CMS. Tiene forma cilíndrica con dos tapas circulares (o, en inglés, *endcaps*) en los extremos. Es por el centro de estas tapas donde se encuentra el tubo que introduce los haces de partículas a colisionar. Está compuesto de 4 subdetectores que, de más internos a más externos, son la cámara de trazas, el calorímetro electromagnético (ECAL), el calorímetro hadrónico (HCAL) y la cámara de muones. Además, también cuenta con un solenoide superconductor de 3,8 T.

Sus dimensiones son de 15 metros de alto por 21 de longitud y pesa 14 toneladas. Esta gran masa comparada con su volumen hace que se llame *Compact*. Por otro lado, la buena detección de muones es la razón de la palabra *Muon* mientras que el solenoide superconductor añade el término *Solenoid*.

2.2.2. Coordenadas y parámetros físicos

Dada la simetría del LHC, es útil usar las coordenadas cilíndricas para el análisis con origen en el punto de colisión en el centro del detector. En la Figura 2.5 se puede observar que se toma un sistema de coordenadas tal que la coordenada x apunte hacia el centro de la circunferencia que describe el LHC y la coordenada z sea tangente a la trayectoria del LHC y apunte hacia las montañas del Jura². Por tanto, el plano XY se llamará plano transverso.

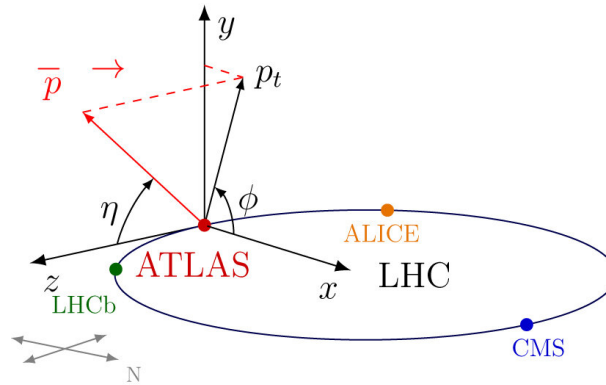


Figura 2.5: Sistema de coordenadas utilizado por la colaboración CMS.[35]

Otra forma de parametrizar los eventos es mediante los ángulos ϕ y θ . El ángulo ϕ se define en el plano transverso con respecto al eje x y tiene un rango de 2π mientras que el ángulo θ se define en el plano YZ con respecto al eje z y varía entre $-\frac{\pi}{2}$ y $\frac{\pi}{2}$. No obstante, este último ángulo no es invariante Lorentz. Para solucionarlo se usa la *pseudorapidez*³, η , una cantidad invariante Lorentz para partículas sin masa y, bajo ciertas aproximaciones, para partículas masivas. Este parámetro se define con la ecuación 2.2. Gracias a esta definición, las partículas con $\eta \rightarrow 0$ están cerca del plano transverso mientras que aquellas que tienen $\eta \rightarrow \infty$ estarán cerca del eje z .

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

Finalmente, el momento transverso, \vec{p}_T es la proyección del momento de la partícula en el plano transverso. En este estudio se usará el módulo del momento transverso y se denotará con p_T .

²El Jura es una cadena montañosa de Francia cuyo punto más alto alcanza los 1720 m. s. n. m.

³Aunque según las normas de la RAE pseudorapidez se debería escribir con dos r, se ha escogido esta escritura por ser la predominante en trabajos sobre el tema

2.2.3. Cámara de trazas

La cámara de trazas, también llamado *tracker* (Figura 2.6), es el subdetector más interno del detector y en él se pueden observar las trayectorias de partículas cargadas. Para conseguirlo, las partículas cargadas van ionizando los átomos de silicio que encuentran. Esto deja, por tanto, electrones libres a su paso. Estos electrones son amplificados creando una corriente eléctrica con la que se puede medir el paso de las partículas. Su posición nos indica varias cosas. En primer lugar, hace que por él pasen la mayoría de las partículas de desintegración por lo que los niveles de radiación que recibe son muy altos. Por tanto, los materiales tienen que ser resistentes a altas energías.

Esto se consigue mediante la combinación de dos partes: los píxeles de silicio en la parte más interna y las tiras de silicio en la parte más externa. Los píxeles de silicio cuentan con 124 millones de canales en su última versión[36] y 6000 conexiones por centímetro cuadrado. Está dividido en 4 regiones cilíndricas con una distancia hasta el tubo del haz de entre los 2,9 y los 16 cm. Además, cuenta con tres anillos internos y externos y dos tapas en las bases del cilindro. Todo ello hace que la cámara de trazas pueda medir hasta un valor de $|\eta| = 2,5$. Por su parte, las tiras de silicio se encuentran en la parte más externa de la cámara de trazas. Se cuenta con 10 capas concéntricas cilíndricas (4 en la región interna y 6 en la externa) además de dos tapas en las bases. Tiene un radio máximo de 130 cm.

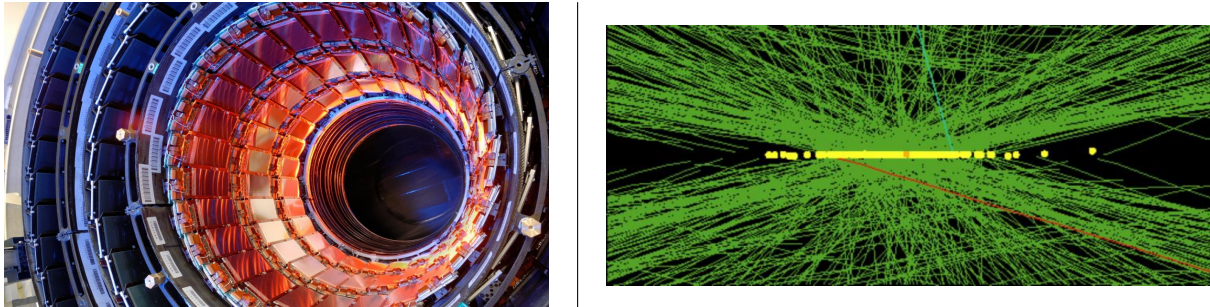


Figura 2.6: Cámara de trazas (izquierda) y vértices reconstruidos en un suceso de alto *pile-up* (derecha). En la figura de la derecha las líneas verdes corresponden con trazas y los puntos amarillos con vértices de interacción. [37][38]

Por otro lado, el *tracker* es el encargado de discernir el vértice principal de las desintegraciones. En la Figura 2.6 se puede observar cómo, a medida que aumentamos el *pile-up* también se aumentan las trayectorias posibles registradas por la cámara de trazas. Una parte de estas colisiones no tienen interés físico por lo que se tiene que determinar con exactitud los orígenes de cada partícula detectada. El punto desde el que se originan las trazas al producirse una colisión se denomina vértice principal.

Esto se alcanza mediante la alta granularidad y eficiencia del *tracker*. Se pueden medir con una precisión de $10 \mu\text{m}$ alterando mínimamente la trayectoria inicial. Esto último ayuda a unas

medidas de energía y posición en los siguientes subdetectores lo suficientemente precisa. Además, es capaz de medir la desintegración de partículas con una suficiente vida media para poder ser detectadas. Este es el caso del *quark bottom* cuyo proceso de identificación se denomina *b tagging* (que será explicado en detalle más adelante).

2.2.4. Calorímetro electromagnético (ECAL)

El segundo subdetector es el calorímetro electromagnético o ECAL. Su misión es medir la energía de los electrones y los fotones. Un esquema de su disposición y una fotografía real se pueden ver en la Figura 2.7.

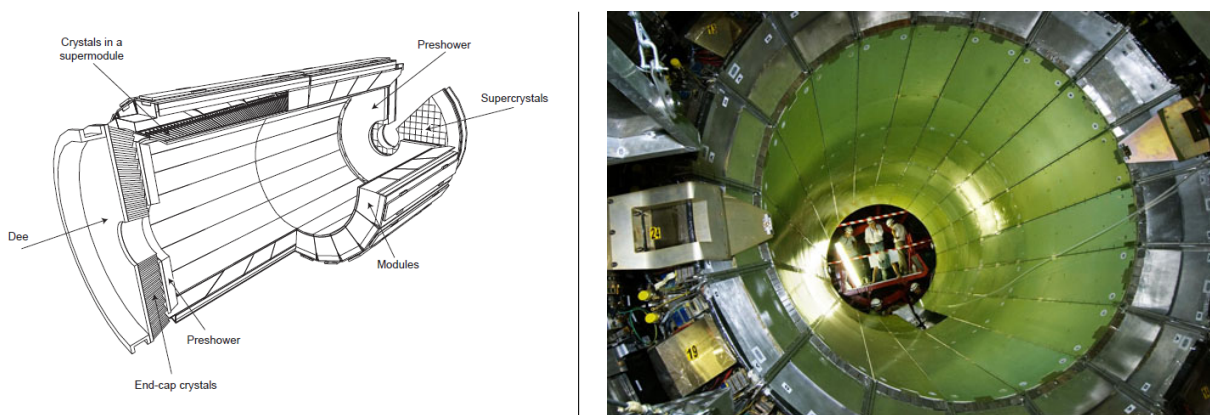


Figura 2.7: Esquema (izquierda) y fotografía (derecha) del calorímetro electromagnético. [39][40]

Una de las razones que hacían necesario este subdetector es que conocer la energía de estas dos partículas era vital para el descubrimiento del Higgs. Sin embargo, la medida se debía de hacer en una situación muy poco favorable: con un campo magnético alto, en un tiempo de 25 ns, con un posible rango entre los pocos GeV hasta los TeV y con unos altos niveles de radiación. A esto se tenía que añadir que se deseaba una medida con alta resolución en energía, posición y ángulo hasta $|\eta| = 3$ y en un detector compacto, hermético y de alta granularidad.

Para solucionarlo, se optó por los cristales de tungstenato de plomo ($PbWO_4$). Este material es muy denso y tiene una densidad de $8,3 \text{ g/cm}^3$, una distancia de radiación (distancia a la que un electrón de alta energía pierde un factor $1/e$ de su energía) de 0,9 cm y un radio de Molière (radio de un cilindro que contiene de media un 90% de la energía de la desintegración) de 2,19 cm[41]. Los 80000 cristales que componen el subdetector están distribuidos por la parte del barril y una parte de las tapas y están agrupados en supermódulos.

El $PbWO_4$ es centelleante. Esto permite que, cuando pasa una partícula por uno de los cristales, se emita un destello rápido y corto debido a la radiación ionizante. Al igual que en la

cámara de trazas, se usa un fotomultiplicador para aumentar los destellos y traducirlos en una señal eléctrica medible.

Además, el calorímetro cuenta con unos detectores que le permiten discernir con mayor precisión entre dos fotones de baja energía muy cercanos y un fotón de alta energía.

2.2.5. Calorímetro hadrónico (HCAL)

El otro calorímetro del detector CMS es el calorímetro hadrónico (HCAL). Este subdetector se encarga de medir la energía de los hadrones, tanto los cargados eléctricamente (como, por ejemplo, protones) como los neutros (como los neutrones). Está diseñado para ser lo más hermético posible. Esto garantiza que solo partículas muy poco interactuantes (principalmente neutrinos y muones) sean capaces de traspasarlo. Gracias a ello, se es capaz de determinar con buena resolución el balance del momento total en un suceso.

Al igual que el ECAL, el HCAL se divide en la parte que recubre el barril (hasta $|\eta| = 1, 2$) y las tapas (hasta $|\eta| = 3$). Finalmente, hay dos calorímetros denominados *forward* que pueden detectar aquellos hadrones con muy alta η . Estos calorímetros *forward* están compuestos de un material distinto para poder resistir los altos niveles de radiación que reciben[42]. En la Figura 2.8 podemos ver este subdetector.

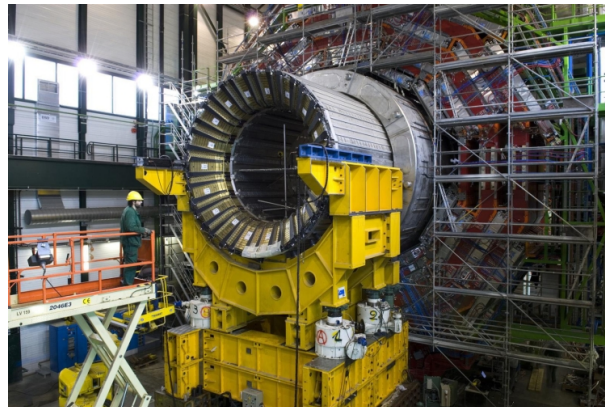


Figura 2.8: Calorímetro hadrónico del detector CMS.[43]

El subdetector está organizado de tal manera que se alternan capas absorbentes (latón) con capas de materiales centelleantes. Esto impide que haya espacios por los que pueda pasar un hadrón sin interactuar. Se cuenta con 5000 canales de medida en el barril y las tapas y 1700 en los calorímetros *forward*.

2.2.6. Solenoide superconductor



Figura 2.9: El solenoide superconductor a punto de ser introducido en el barril criogenizado.[44]

Hasta ahora al describir las partes del detector CMS solo se han visto subdetectores en los que alguna de las partículas interaccionan. Sin embargo, el solenoide superconductor no cumple esta función. Su propósito consiste en curvar las trayectorias de las partículas cargadas eléctricamente para poder calcular así su radio, carga eléctrica y momento. Cuanto mayor sea el campo magnético, mayor será la curvatura y, por tanto, más eficientemente se podrá medir el momento y la carga.

Como ya se ha comentado anteriormente, este solenoide genera un campo magnético de 3,8 T. Para lograr esto, se necesita enfriar las fibras superconductoras hasta los 4,65 K. Se genera entonces una corriente de 18500 A sin resistencia eléctrica. Esto lo convierte en el imán superconductor más grande construido hasta la fecha.

Como el solenoide se sitúa entre el HCAL y la cámara de muones, el campo magnético será opuesto dependiendo de si se encuentra en la parte interna o en la parte externa del solenoide. Además, se utilizará un armazón de hierro para confinar el campo al interior del detector.

2.2.7. Cámara de muones

La cámara de muones es el subdetector más externo y, en volumen, mayor de CMS. Su propósito es observar las trazas de los muones y trazar sus trayectorias. Los datos que se recogen en este subdetector unidos a los de la cámara de trazas hacen posible la determinación de la carga, momento y radio de los muones con gran precisión. Además, se pueden utilizar como un primer discriminante en la elección de sucesos a guardar (*trigger*) debido a la rapidez de detección. Las distintas partes del detector las podemos ver en la Figura 2.10.

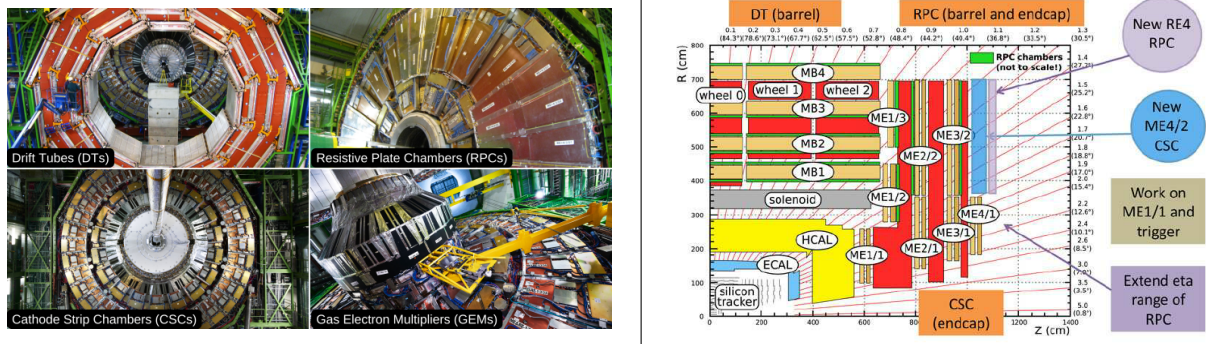


Figura 2.10: Fotografía (izquierda) y cuadrante esquemático (derecha) de las distintas partes de la cámara de muones. [45][46]

Los cuatro subsistemas de detección de la cámara de muones son los tubos de deriva (DTs), las tiras catódicas (CSCs), las cámaras de placas resistivas (RPCs) y los multiplicadores de electrones de gas (GEMs)[5].

El sistema de DTs se localiza en la región de barril con $|\eta| < 1,2$, una zona donde hay poca contribución de muones. Se divide en 5 ruedas o *wheels* a lo largo del eje z o en 12 sectores a lo largo del eje ϕ . Cada sector cuenta con 4 DT. Las cámaras de DT se dividen en 2 o 3 *superlayers* y, cada uno de estos, en 4 *layers* a su vez. Estas celdas están rellenas de una mezcla de argón gaseoso al 85 % y dióxido de carbono gaseoso al 15 % y se someten a una diferencia de potencial. Gracias a ella, se puede medir el tiempo de deriva producido por la ionización del gas. Por tanto, se puede determinar la posición.

El sistema de CSCs se sitúa en la región con $0,9 < |\eta| < 2,4$. Esta zona es más tendente a una mayor radiación debido a la no uniformidad del campo magnético. Se pueden dividir en 4 discos verticales en las tapas. Están diseñados para tener una gran resistencia a la alta radiación, tener alta granularidad y una elevada sensibilidad.

Las cámaras de placas resistivas se sitúan en la región con $|\eta| < 1,9$ tanto en el barril como en las tapas. Aunque su resolución espacial es menor, su resolución temporal es más eficiente lo que complementa los otros sistemas en medida de tiempos y *trigger*.

Finalmente, las GEMs se sitúan en las tapas cerca del tubo del haz. Complementará los CSCs a partir de la segunda fase del LHC (2026-2028)[47].

2.2.8. *Trigger*

Ya se ha hablado con anterioridad del *trigger*. Este apartado explicará en detalle que es y para qué sirve[48]. El detector CMS produce datos a una frecuencia de 40 MHz. Esta frecuencia

es muy superior a la capacidad que se tiene de guardado y almacenamiento. Por ello, se necesita discriminar los eventos potencialmente interesantes de aquellos que no lo son en un plazo mínimo de tiempo. Esto se llama *trigger*. Este proceso es vital para un buen resultado. Todos los datos que se desechan en este punto son eliminados y no pueden ser recuperados. Por tanto, si se escoge un mal *trigger*, se eliminarán eventos con interés físico y poco frecuentes.

El *trigger* se puede dividir en dos pasos: *Level-1 Trigger* (L1) y *High Level Trigger* (HLT). El L1 *trigger* está basado en *hardware* y reduce la información hasta los 100 kHz. En $4\mu\text{s}$ se tiene que decidir si un evento pasa al HLT o si se descarta. Su funcionamiento está basado en una primera reconstrucción de objetos como muones, electrones o *jets*, estimando su momento y energía. Se subdivide a su vez en un *trigger* local, regional y global, siendo este el orden de paso.

El HLT *trigger* es capaz de reducir la información hasta una frecuencia de 1 kHz. Se subdivide en Nivel 2 (L2) y Nivel 3 (L3) y es capaz de reconstruir, de forma parecida al análisis posterior *offline* aunque más rápida y menos precisa, las trayectorias y los vértices en 100 ms por evento. El HLT puede acceder a la información del conjunto del detector. Al acabar, los sucesos seleccionados son clasificados en distintas ramas (HLT *paths*). Cada una de estas rutas contienen características específicas del evento. Todos los eventos que son clasificados en al menos un HLT *path* son guardados permanentemente.

Capítulo 3

Reconstrucción y simulación de sucesos

3.1. Reconstrucción

La simple detección de las distintas partículas en el detector CMS no es suficiente. Se necesita relacionar cada depósito de energía con una partícula y esta a una colisión. Para ello se utiliza el algoritmo *particle-flow*[49]. Gracias a este algoritmo se consigue recopilar la información de todos los subdetectores y se aglutinan para obtener candidatos a objetos físicos como muones, *jets* o electrones. Además, se pueden calcular las distintas características físicas de estos candidatos (momento transversal o energía). Gracias a ello, se cuenta con un conjunto de datos con una relevancia física mucho más evidente, haciendo más fácil el estudio de las interacciones que han tenido lugar y el estado final producido.

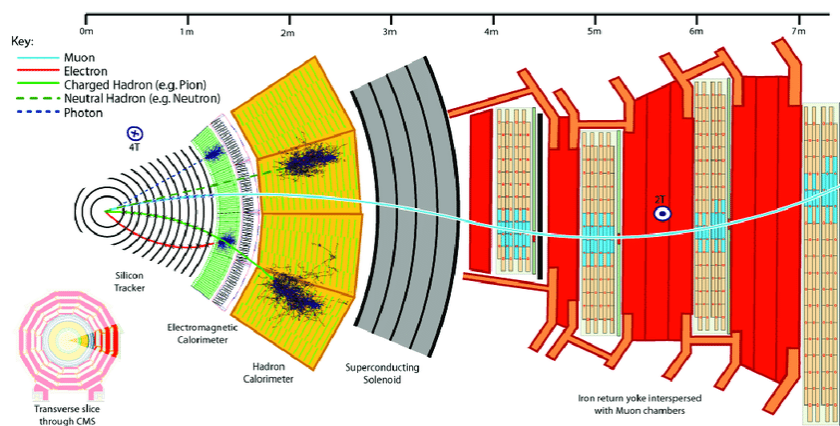


Figura 3.1: Las distintas partículas darán lugar a distintas trazas en los subdetectores de CMS[50]

En la Figura 3.1 se pueden ver las distintas trayectorias de cada tipo de partículas. En la cámara de trazas se detectan las partículas cargadas. Además, este tipo de partículas verán curvada su trayectoria debido al solenoide superconductor. En el ECAL, los electrones y fotones depositan su energía mientras que en el HCAL son los hadrones (cargados y neutros) los que hacen lo propio. Finalmente, en la cámara de muones, los muones dejan una traza de su trayectoria. Si se tiene esto en cuenta, se pueden distinguir las distintas partículas observando su interacción con el detector.

El algoritmo *particle-flow* tiene como primera tarea la reconstrucción de las trayectorias de las partículas dentro de cada subdetector. Este paso es similar para las cámaras de trazas y de muones. Ahí se utiliza un método iterativo. En un primer lugar, se escogen dos *hits* en dos coordenadas consecutivas como semillas. Para la siguiente coordenada, el algoritmo busca si hay un *hit* compatible con la trayectoria. Si es así, se añade a la trayectoria y se continúa al siguiente paso del método iterativo. El final corresponde al fin del subdetector. A continuación, se hace un ajuste para calcular la trayectoria y obtener sus parámetros. Finalmente, se eliminan esos puntos para la siguiente partícula. Los requerimientos de cada una de las semillas de las trayectorias son cada vez más laxos a medida que se avanzan en las iteraciones.

En los calorímetros también se utilizan métodos iterativos para calcular los depósitos de energía. Se forman *clusters* o agrupaciones de depósitos de energía próximos debidos a la interacción de una única partícula con el detector. En este método iterativo se usan como semillas aquellas coordenadas con un depósito de energía superior a una cierta cota y mayor que el depósito de energía en las coordenadas vecinas. Se usa este método de forma independiente para el barril y para las tapas de los calorímetros.

Para finalizar, una vez que se han reconstruido las distintas partículas, se calculan los distintos parámetros físicos. El momento transverso se puede calcular usando la trayectoria descrita por las partículas y la energía se obtiene con los *clusters*. También se puede determinar la momento transverso faltante como la resta entre el momento transverso del estado inicial y final.

A continuación, se va a hablar sobre el vértice principal, el aislamiento de los objetos y se explicará con mayor detalle la reconstrucción de muones, electrones, *jets* y taus. Finalmente, se departirá sobre el momento transverso faltante y la masa invariante.

3.1.1. Vértice principal

Un parámetro fundamental en la reconstrucción de sucesos es el vértice principal. Se define el vértice principal (PV) como el punto del espacio donde se produjo la colisión protón-protón. Una manera intuitiva de calcularlo es extrapolando las trayectorias reconstruidas hasta que confluyan en un punto (PV). Sin embargo, al tener en cuenta el efecto del *pile up* se complica la

situación apareciendo nuevos vértices de interacción. Para solucionarlo, se realiza un ajuste de máxima verosimilitud¹ que maximiza la probabilidad de que las trayectorias se hayan originado en un vértice común. Este ajuste tiene que tener una eficiencia lo suficientemente alta como para distinguir los efectos de *pile up* pero no lo demasiado como para dividir la trayectoria de una única partícula en varias trayectorias. El vértice principal será aquel en el que la suma de los momentos transversos de las trazas asociadas sea mayor.

3.1.2. Aislamiento

El aislamiento es la técnica experimental usada para distinguir partículas específicas del ruido de fondo midiendo la ausencia de actividad en los alrededores. Se evalúa estimando el momento transverso total de las partículas que se emiten a lo largo de la dirección del objeto cuyo aislamiento queremos medir. Con la ecuación 3.1 se puede calcular el aislamiento de los muones mientras con la ecuación 3.2 se hace lo propio con los electrones. ΔR es el cono creado por $\sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$, h^\pm son los hadrones cargados, h^0 los hadrones neutros y p_T el momento transverso de muones o electrones respectivamente. A esto hay que restar una contribución debida al *pile up*. En el caso de los muones es la contaminación del p_T de vértices secundarios por el *pile up* (p_T^{PU}) multiplicado por un factor β que suele tomar el valor de 0,5. En el caso de los electrones, se resta el área efectiva A_{eff} por la densidad de la energía media ρ [52][53].

$$I_\mu = \frac{1}{p_T} \left(\sum_{\Delta R < 0,3} p_T^{h^\pm} + \max \left(\sum_{\Delta R < 0,3} p_T^\gamma + \sum_{\Delta R < 0,3} p_T^{h^0} - \beta \sum_{\Delta R < 0,3} p_T^{PU}, 0 \right) \right) \quad (3.1)$$

$$I_e = \frac{1}{p_T} \left(\sum_{\Delta R < 0,3} p_T^{h^\pm} + \max \left(\sum_{\Delta R < 0,3} p_T^\gamma + \sum_{\Delta R < 0,3} p_T^{h^0} - \rho A_{eff}, 0 \right) \right) \quad (3.2)$$

3.1.3. Muones

Una vez que se ha reconstruido la información de los distintos subdetectores, se procede a conectar las informaciones de cada uno de ellos. Las primeras partículas en ser reconstruidas son los muones. En un primer lugar, se procede a la reconstrucción local de las trayectorias en cada uno de los subdetectores. A continuación, se conecta la trayectoria dibujada en la cámara de trazas con la de la cámara de muones.

En la cámara de muones, las trazas reconstruidas se llaman *standalone-muon tracks*. En ellas,

¹El ajuste de máxima verosimilitud es una herramienta estadística que permite encontrar los parámetros que maximizan la probabilidad de observar los datos actuales.[51]

se utilizan como semillas información de las CSCs y DTs. Con estas semillas se construye un candidato a muón usando un filtro de Kalman. El filtro de Kalman es un algoritmo que estima el estado de un sistema dinámico a partir de medidas sujetas a una cierta incertidumbre. Fue diseñado por Rudolf E. Kalman en 1960[54] En el caso concreto de CMS, teniendo en cuenta la información de todos los subdetectores de muones, ajusta la trayectoria de un partícula con varios puntos de medición. La ventaja con otros métodos es que es capaz de caracterizar y detectar *breakpoints*, es decir, puntos donde uno o más de los parámetros de la trayectoria son discontinuos[55]. Por su parte, en la cámara de trazas se reconstruyen las trayectorias usando el método iterativo del que se habló con anterioridad.

Una vez que se tienen reconstruidas las trazas de la cámara de muones y el *tracker*, se procede a asociarlas. En un primer lugar, se extrapolan las trayectorias de la cámara de trazas con un $p_T > 0,5$ GeV y $p > 2,5$ GeV hacia la cámara de muones. En el caso de que las trayectorias coincidan y se cumplan ciertos criterios de consistencia, se unifican ambas trazas en una sola. Si, al realizar este proceso a la inversa (desde la cámara de muones hacia la cámara de trazas) coinciden las trayectorias, unificamos las trayectorias en una sola y denotamos ese objeto reconstruido como *global muon*.

A continuación, se utiliza el algoritmo *particle-flow* para imponer unos criterios de calidad y aislamiento adicionales. Gracias a este paso, se puede distinguir de los muones *prompt* (aquellos que cumplen los criterios de selección) y *non-prompt*. Un muon *prompt* será aquel que provenga de una desintegración ocurrida en el vértice principal, principalmente como productos de bosones masivos como W o Z. Por su parte, los muones *non-prompt* son debidos a desintegraciones débiles de hadrones o incluso hadrones identificados incorrectamente como muones. Son menos energéticos y están menos aislados que los *prompt*. Todo esto se puede extrapolar a otros leptones. En la Figura 3.2 se puede ver un esquema que representa la diferencia entre los muones *prompt* y los *non-prompt*.

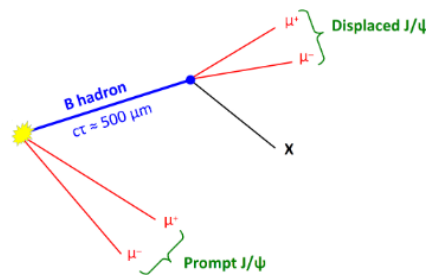


Figura 3.2: Diferencia entre muones *prompt* y *non-prompt*. [56]

Una vez que se han reconstruido los muones, se procede a la identificación de los mismos. Aquí, se clasifican en distintas categorías en función de ciertas propiedades. Así, se unifican los criterios de identificación y se permite a cada experimento utilizar la categoría más apropiada

en función de la pureza y eficiencia necesaria. Algunas de estas categorías son *loose*, *medium* o *tight*. Una definición más detallada se puede ver en [57]. Los muones de tipo *loose* tienen unos criterios de selección optimizados para que se identifiquen muones *prompt* y muones provenientes de desintegraciones débiles de hadrones. Por su parte, al entrar en la categoría *tight*, se suprimen los muones que no vengan del vértice principal imponiendo un mayor número de señales en la cámara de trazas.

Finalmente, la medida del momento se estima de dos maneras distintas pero siempre a través de la trayectoria. Si su momento transverso es muy alto se utiliza la traza global en todo CMS mientras que si su p_t es bajo, se utiliza solo la traza del *tracker*. Esto se hace así porque, en el caso de un alto momento transverso, la traza en la cámara de trazas se verá prácticamente como una línea recta por lo que no se podrá determinar el momento. Sin embargo, si el p_T es bajo, la alta granularidad del *tracker* ayuda a tener una mayor precisión si solo se mide en esa zona.

3.1.4. Electrones

La reconstrucción de los electrones es más complicada que la de los muones. Como se puede ver en la Figura 3.1, dejarán rastro en la cámara de trazas y en el ECAL. No obstante, el problema con la radiación *bremsstrahlung* que va emitiendo el electrón como consecuencia de su interacción con el detector. Esto hace que se pierda la trayectoria helicoidal ideal. En esta situación se suele usar un filtro Kalman para las partículas cargadas. Sin embargo, las grandes pérdidas de energía en el caos de los electrones hace necesario un tratamiento distinto.

Después de que el algoritmo *particle flow* se encarga de reconstruir la traza en la cámara de trazas tal y como se comentó anteriormente, se extrapolan al ECAL teniendo en cuenta las pérdidas de energía. Es en este punto donde se asocian a cada traza un depósito de energía. Para diferenciar un electrón *prompt* de uno *non prompt*, se imponen una serie de criterios de calidad a los electrones reconstruidos, además de ciertos criterios en el aislamiento y las distancias angulares ($\Delta\phi$ y $\Delta\eta$) entre la traza extrapolada y el depósito del ECAL.

Otra manera de diferenciar los electrones *prompt* de los *non prompt* es usando usando la resta entre los inversos de la energía y el momento ($\frac{1}{E} - \frac{1}{p}$). Este observable es negativo en el caso de los electrones *non prompt* mientras que tiende a 0 si es *prompt*.

3.1.5. Jets

Tal y como se comentó en la sección sobre el Modelo Estándar, las partículas con carga fuerte no pueden ser observados en libertad. Es por ello que, en una colisión de altas energías estas partículas se hadronizan para crear chorros relativistas que se denominan *jets*. Gracias a los *jets*

se pueden distinguir entre diversos procesos por lo que una detección eficiente es vital. Como ejemplo, el proceso $t\bar{t}H$ puede dar lugar a muchos *jets*.

Para reconstruir estos objetos se utiliza el algoritmo *anti- κ_T* [58] que se basa en objetos reconstruidos por el algoritmo *particle flow*. El método *anti- κ_T* agrupa estos objetos en un cono de amplitud ΔR y su energía se corrige por factores como *pile up*, forma, calibración del detector o partículas del *underlying event*. Estos eventos son los debidos al resto de componentes del protón que no participan en el *hard-scattering* de la colisión. Normalmente, son procesos poco energéticos.

Todas estas correcciones se aplican a los datos y a la simulación de Monte Carlo aunque no tienen que ser las mismas para los dos. En la Figura 3.3 se pueden ver estas correcciones aplicadas.

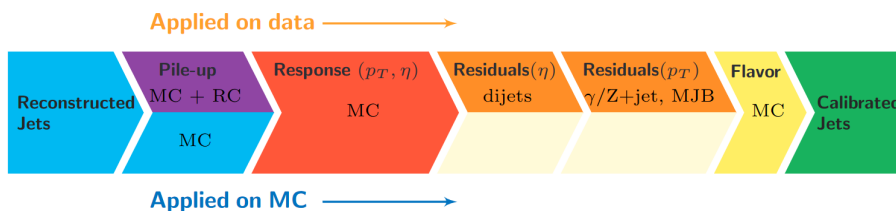


Figura 3.3: Correcciones aplicadas a los datos y la simulación de Monte Carlo.[59]

Se puede caracterizar la actividad hadrónica mediante el observable H_T que se define mediante la ecuación 3.3. El sumatorio se extiende a todos los *jets* del evento y $p_T^{jet}[i]$ es el momento transversal de cada uno de esos *jets*.

$$H_T = \sum_i p_T^{jet}[i] \quad (3.3)$$

Identificación de *quarks* b

Ya se ha comentado que los *quarks top* se desintegran en un *quark* b y un bosón W. Es por tanto muy importante identificar correctamente los *quarks* b. Estas partículas tienen la característica de que se hadroniza en hadrones² con la capacidad de desplazarse una distancia resoluble para el detector antes de desintegrarse. Por tanto, se crea un vértice secundario a una distancia medible del vértice principal. Esto se puede ver en la Figura 3.4.

²Algunos de los hadrones más comunes de esta hadronización son B^0 , B^+ o B^- entre otros.

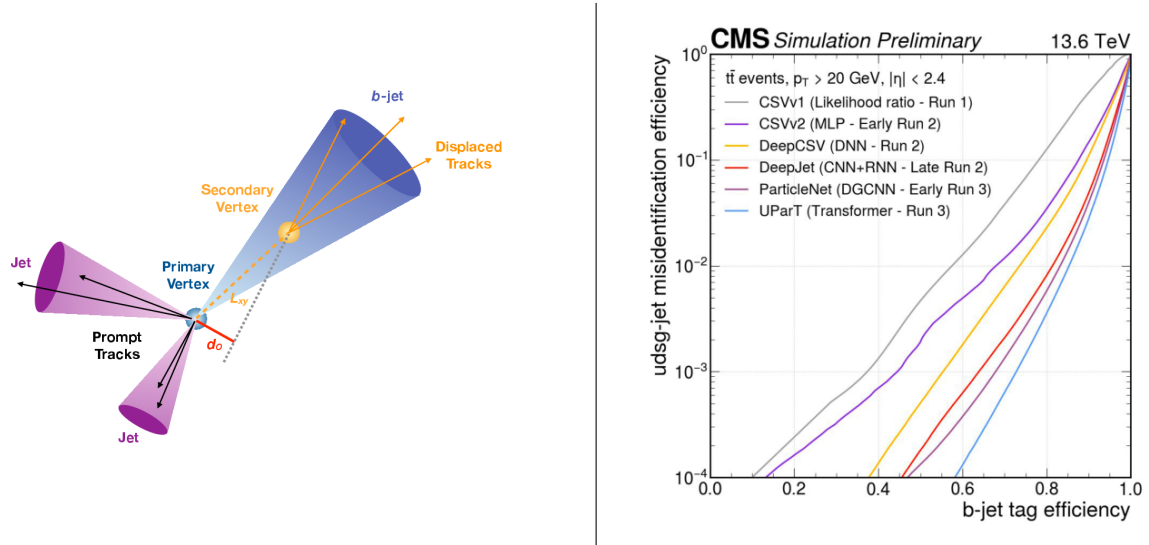


Figura 3.4: Esquema de un proceso con dos *jets* ligeros y un *jet* b (izquierda). A la derecha eficiencia de los distintos algoritmos para etiquetar los *b jets*. [60][61]

Los algoritmos de identificación de *quarks* b o de *b tagging* están actualmente basados en DGCNN (*Dynamic Graph Convolutional Neural Networks*) o *transformers* y analiza las partículas como una nube de puntos en 3 dimensiones o usando mecanismos de *self-attention*. La salida es un discriminante de *b tagging* que toma valores entre 0 y 1 e indica la probabilidad de que un *jet* haya sido generado por un *quarks* b. Una vez se tiene esto, se busca un equilibrio entre la eficiencia en la detección y la probabilidad de etiquetar a un *jet* ligero como *b jet*. Los *b jets* se clasifican en *loose*, *medium* o *tight* dependiendo de su probabilidad de ser efectivamente un *b jet*. La probabilidad de que no sea así es de un 10% en el caso de los *loose*, un 1% en el de los *medium* y 0,1% en el de los *tight*. Para el *Run 3* se están usando los algoritmos *ParticleNet* y *UParT*. En la Figura 3.4 se pueden observar la eficiencia de estos y otros algoritmos anteriores para etiquetar los *quarks* b.

3.1.6. Taus

La corta vida media del τ hace que no pueda ser reconstruido de manera similar a como se hace con los muones o electrones. En este caso, se debe identificar mediante sus productos de desintegración. Estos pueden ser otros leptones pero también pueden ser, debido a la masa del τ , *quarks* que formen *jets*. En un tercio de las veces, el τ se desintegra de forma leptónica. En estos casos, se pueden reconstruir los electrones o muones resultantes, pero no así los neutrinos.

En los dos tercios de las veces restantes, el leptón τ se desintegra en un neutrino tauónico y *quarks* que formarán un *jet*. En este caso, se llamará tau hadrónico (τ_h). Los τ_h se reconstruyen usando el algoritmo HPS (*hadron plus strip*[62]). El mayor problema radica en saber cuando

un *jet* proviene de un τ y cuando no es así. Para ello se usa que los τ_h suelen tener una menor multiplicidad³, depositan la energía en una región más pequeña del HCAL y se suelen encontrar más aislados. El algoritmo HPS utiliza información de el método *particle flow* para determinar si un τ es hadrónico o no. En concreto, utiliza los *jets* reconstruidos y sus constituyentes para determinar si el estado final proviene de un τ_h o no.

Como se puede ver, en todos los posibles casos habrá neutrinos en el estado final que no podrán ser detectados. Que haya energía que no pueda ser detectada hace más difícil la reconstrucción de los τ .

3.1.7. Momento transverso faltante

El detector CMS fue diseñado para detectar la mayor cantidad de partículas con una gran eficiencia. Sin embargo, hay una partícula que no se puede detectar en el LHC: los neutrinos. Estas partículas solo interaccionan débilmente y para ser detectadas se necesitan grandes cavernas rellenas de agua a una gran profundidad. Se utiliza la radiación Cherenkov producidas por partículas cargadas aceleradas por neutrinos para detectarlos. Algunos de los mayores experimentos de este tipo son el Super Kamiokande y su sucesor, el Hyper Kamiokande[63].

Sin embargo, esto no impide que se puedan conocer parte de sus características aplicando leyes de conservación. En el plano transverso de una colisión, se espera que la suma de los momentos sea 0. Si no es así, tiene que deberse a la contribución de una partícula distinta o a algún fallo en el detector. Se asocia entonces este momento no medido a los neutrinos. La ecuación 3.4 es la que define el momento transverso faltante o MET.

$$E_T^{miss} = \left| \sum_{particulas} \vec{p}_T \right| \quad (3.4)$$

Idealmente, en el caso de que fuese un evento sin neutrinos, E_T^{miss} debería de ser 0. Sin embargo, debido a las imperfecciones del detector y al alto *pile up*, puede ser distinto de 0 al no identificar con total precisión alguna partícula.

Otro observable complementario es H_T^{miss} . Consiste en la suma vectorial del p_T de los *jets*, τ_h y leptones, pero estas partículas tienen que pasar unos criterios laxos de selección[64]. Este observable tiene una resolución peor. Sin embargo, es más probable que estas partículas provengan de un proceso de *hard scattering* y no de efectos de *pile up*. Para encontrar un equilibrio, hay veces se utiliza el observable L_D que se rige por la ecuación 3.5.

³En el contexto de colisiones de altas energías, la multiplicidad es el número de partículas (especialmente cargadas) producidas en una única colisión

$$L_D = 0, 6E_T^{miss} + 0, 4H_T^{miss} \quad (3.5)$$

3.1.8. Masa invariante

La masa invariante es la energía en reposo de la partícula. Es un invariante Lorentz, es decir, da igual el sistema de referencia que se escoja para calcularlo. Se denota por m y se puede calcular como se puede ver en la ecuación 3.6⁴.

$$m^2 = E^2 - |\vec{p}|^2 \quad (3.6)$$

En un sistema de N partículas, se puede definir de forma análoga su masa invariante como se ve en la ecuación 3.7. En ese caso, M será la energía de las partículas en el sistema de coordenadas de centro de masas.

$$M^2 = \left(\sum_{i=1}^N E_i \right)^2 - \left| \sum_{i=1}^N \vec{p}_i \right|^2 \quad (3.7)$$

Este observable es muy interesante para la identificación de una partícula. Si se logra calcular el momento y energía de todas las partículas del estado final, se puede reconstruir la masa invariante y así determinar de qué partícula se trata. Este es un método para la detección de nuevas partículas.

3.2. Simulación

Es evidente que se necesita comparar los datos experimentales con los modelos teóricos. Para ello, se simulan las colisiones de partículas en el LHC. Gracias a ella, se puede verificar el modelo teórico o encontrar las discrepancias que son señal de nueva física. Además, la simulación sirve también para calcular eficiencias al comparar los datos experimentales con simulaciones en procesos bien conocidos.

Las colisiones que se producen en el LHC son muy complejas. Por tanto, es necesario simularlas mediante métodos de Monte Carlo. Mediante la generación de experimentos pseudoaleatorios, los métodos de Monte Carlo tratan de entender los procesos que suceden en el LHC de manera estocástica. Estos métodos constan de tres pasos: generación, simulación y digitalización.

⁴Se ha tomado un sistema de unidades naturales en las que $c=1$ y $\hbar=1$ y ambos son adimensionales

En la generación se simulan las colisiones y los procesos que ahí ocurren. Una vez que se tiene lista la generación, se imita el paso de las partículas generadas a través del detector. Este paso se conoce como simulación. Por último, en la digitalización se simulan las señales eléctricas de los detectores debidas a la interacción entre las partículas y los materiales activos.

Hay que tener en cuenta que los métodos utilizados para la reconstrucción de las partículas a través de los datos experimentales son los mismos que para los datos simulados. Así, se reproducen de manera más fiable los datos recogidos.

3.2.1. Generación

La generación se basa en los diagramas de Feynman. Como para cada proceso existe un número infinito de diagrama, solo se tendrán en cuenta los más relevantes. Así, los generados se denotarás como LO (*leading order*) si solo abarca al orden fundamental, NLO (*next to leading order*) cuando tiene en cuenta también al primer orden, NNLO (*next to next to leading order*) al considerar hasta el segundo orden, etc. Esta expansión se hace en potencias de α_S aunque en algunos casos se puede considerar también órdenes electrodébiles. Algunos de los métodos más importantes en la generación de sucesos son *MadGraph*[65] en LO y *PowHeg*[66] o *aMC@NLO*[67] en NLO. Gracias a estas simulaciones se pueden obtener valores teóricos para las secciones eficaces total y diferencial además de las partículas involucradas su momento y energía.

La generación consta de varias etapas que se pueden ver en la Figura 3.5.

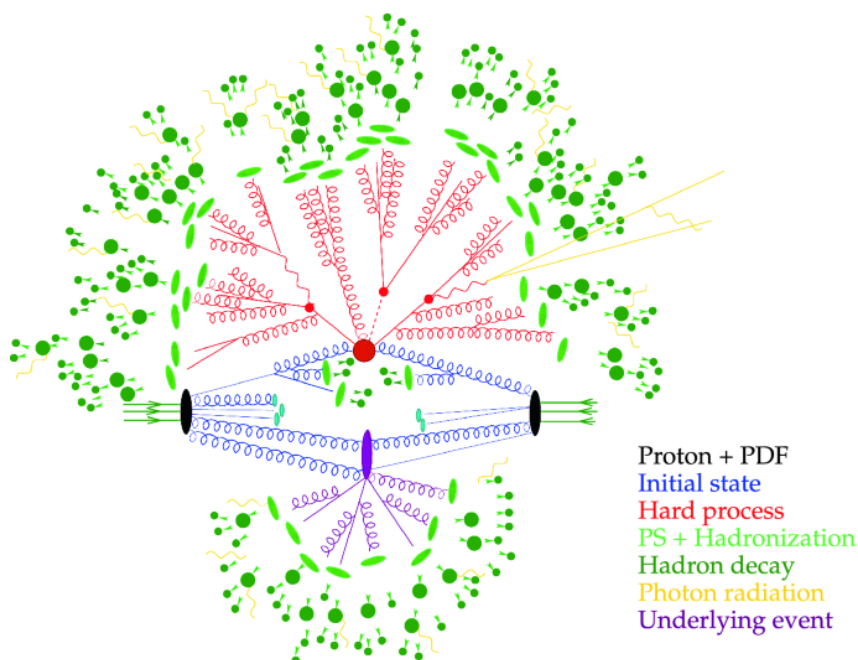


Figura 3.5: Esquema de las distintas etapas de la generación de sucesos.[68]

La primera fase consiste en generar el *hard scattering* a partir de los PDF (*Parton Distribution Functions*). Gracias a los PDF se puede obtener la probabilidad de que un partón (gluón o *quarks*) se encuentre en un hadrón en función de la fracción del momento que tiene el protón que lleva el hadrón. Estos valores son determinados de forma experimental a través de procesos de colisión inelástica. Esto se debe a que la energía necesaria para observar la estructura del protón está por debajo de la necesaria para realizar cálculos perturbativos. En la fase del *hard scattering* se generan los diagramas de Feynman y se calculan los elementos de matriz.

La siguiente fase de la generación de sucesos viene determinada por el denominado *parton showers* o cascadas de partones. Aquí se simulan procesos de emisión de gluones y *quarks* de las partículas con carga fuerte que se encuentran en el proceso. Esto puede suceder antes de que se produzca el *hard scattering* o después. En el caso de que ocurriese antes sería considerado radicación en el estado final (ISR) mientras que se sucede después sería considerado radiación en el estado final (FSR). Para simulación de estos procesos se usan los programas *PYTHIA 8.3*[69] y *Herwig 7*[70].

Además de los partones que participan en el *hard scattering*, también hay otros que interaccionan y pueden ser detectados, pero no participan en el *hard scattering*. Estos procesos son menos energéticos que el principal y se denominan *underlying events*. Su simulación se realiza a través de *PYTHIA*[69].

Una vez que se ha producido la cascada de partones, el siguiente paso es la hadronización. En esta fase los *quarks* se agrupan en hadrones y ocurre cerca del régimen no perturbativo de QCD. Esto significa que $\alpha_S \approx 1$. El *software* utilizado es una fusión entre *PYTHIA 8.3*[69] y *MG5_aMC@MLO*[67].

Sin embargo, muchos de los hadrones producidos tienen una vida media muy corta. Es por ello por lo que se debe reproducir los procesos de desintegración que sufren estos hadrones.

Finalmente, hay que tener en cuenta los efectos de *pile up*, tarea de la que también se dedica el *software* *PYTHIA*.

Al acabar el proceso de generación se obtendrá un conjunto de partículas con momento y energía conocidos. Sin embargo, estas partículas todavía no han salido del tubo ni han sido detectadas por CMS. De este paso se encargará la simulación.

3.2.2. Simulación y digitalización

Hay dos maneras para simular el paso de las partículas a través del detector. O bien se simula todo el detector en lo que se conoce como *Full Sim*[71] o de una forma más rápida en el denominado *Fast Sim*[72].

En el caso de la simulación completa se tiene en cuenta todas las características del detector. Esto incluye la geometría, el material, el tipo de partículas con la que interactúa, etc. Este proceso se realiza mediante el *Geant4*[73] y se obtiene como resultado las deposiciones de energía y señales electrónicas en los distintos subdetectores. Este método es muy preciso, pero requiere gran cantidad de recursos computacionales. Hay que tener en cuenta que las señales electrónicas simuladas y las generadas en los datos reales se pueden utilizar de la misma manera por los algoritmos de reconstrucción.

El *Fast Sim* permite reducir el tiempo de computación produciendo unos resultados precisos. Sin embargo, tendrá una menor exactitud, fiabilidad y profundidad de detalle. Esto se consigue con simplificaciones y parametrizaciones del detector. Estos parámetros se ajustan con el *software Geant4*. Los resultados se validan mediante el *Full Sim* y usando los datos experimentales. Al igual que en el caso del *Full Sim*, las señales electrónicas se pueden utilizar de la misma manera que las generadas con datos reales por los algoritmos de reconstrucción.

3.3. Materiales de *software*

Todos los análisis de este trabajo se han realizado usando los lenguajes de programación *Python*[74] y *C++*[75]. En concreto, se usará *ROOT*[76], un conjunto de herramientas compatibles en *Python* aunque programadas en *C++* diseñada para trabajar con grandes cantidades de datos, realizar análisis estadísticos y visualización. En la actualidad, *ROOT* es usado en un amplio abanico de trabajos de física de altas energías, astrofísica, física médica y física nuclear. En particular, se ha utilizado el entorno de trabajo o *framework CMGRDF*[77] diseñado por la colaboración CMS.

Capítulo 4

Estudio y caracterización del proceso $t\bar{t}H$

La fuerza de señal es el cociente entre los valores experimentales y los predichos por el Modelo Estándar de la sección eficaz ($\mu = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{SM}}$). Para poder calcular la fuerza de señal del proceso $t\bar{t}H$ se utilizará un método estadístico que indica cuál es el valor más probable de ese cociente para los datos observados. En este método se tienen que tener en cuenta las fuentes de incertidumbre (sistemáticas y estadísticas), así como conocer los distintos fondos que afectan a nuestra señal.

4.1. Estados finales de estudio

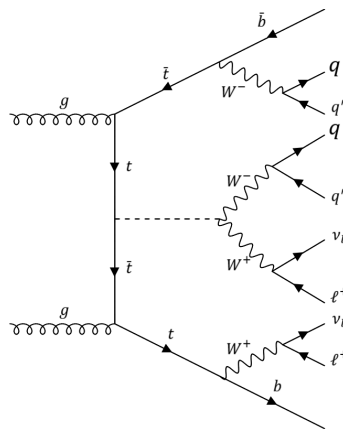


Figura 4.1: Desintegración del proceso $t\bar{t}H$ al canal $2lss$.

Anteriormente, se ha explicado que este trabajo se centrará en el canal multileptónico. Este canal se puede dividir en función del número de leptones y τ hadrónicos (τ_h) en el estado final. En este análisis se estudiarán dos canales: $2lss + 0\tau_h$ (dos leptones con misma carga eléctrica y ningún τ hadrónico) y $3l + 0\tau_h$ (3 leptones y ningún τ hadrónico).

Los dos *quarks top* del proceso $t\bar{t}H$ se desintegran en la práctica totalidad de los casos en un b y un W . Este bosón puede desintegrarse a su vez en dos *quarks* o en un leptón y un neutrino. Por otra parte, este estudio está orientado para analizar las desintegraciones del bosón de Higgs en dos bosones Z , dos bosones W o dos τ . El canal $2lss$ se abarca en su mayoría desintegraciones $t\bar{t}H \rightarrow 2b + 2W^+ + 2W^- \rightarrow 2b$ (identificados como $b jets$) + $2lss + 2\nu$ (identificados mediante E_T^{miss}) + $4q(jets)$. También se encontrará en este canal la desintegración del bosón de Higgs a dos τ . En la Figura 4.1 se puede observar un ejemplo de desintegración al canal $2lss$.

El canal $3l$ abarca la desintegración $H \rightarrow W^+W^-$ y $H \rightarrow ZZ$ además de $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. En este canal se obtendrán las cadenas de desintegración $t\bar{t}H \rightarrow 2b + 2Z + W^+ + W^- \rightarrow 2b$ (identificados como $b jets$) + $3l + 3q(jets) + 1\nu$ (identificados mediante E_T^{miss}), $t\bar{t}H \rightarrow 2b + 2W^+ + 2W^- \rightarrow 2b$ (identificados como $b jets$) + $3l + 2q(jets) + 3\nu$ (identificados mediante E_T^{miss}) y $t\bar{t}H \rightarrow 2b + \tau^+ + \tau^- + W^+ + W^- \rightarrow 2b$ (identificados como $b jets$) + $3l + 1q(jets) + 2\nu_\tau + 3\nu$ (identificados mediante E_T^{miss}).

4.2. Fondos reducibles e irreducibles

En los eventos que se estudian en el LHC solo se conocen los estados iniciales y finales de las colisiones. Sin embargo, no es posible conocer el proceso que se realizó hasta llegar a ese estado final. De hecho, existen procesos en los que los estados finales son prácticamente indistinguibles. Es posible por tanto que haya varios procesos que sean los responsables de los datos observados.

Así pues, es vital diferenciar los conceptos de señal y fondo para este tipo de trabajos. La señal es el proceso o procesos que se desea estudiar. En el caso concreto de este estudio, la señal será el proceso $t\bar{t}H$. Por su parte, el fondo está compuesto de los procesos distintos a la señal que producen un estado final similar. Idealmente, se desea que todos los datos de estudio sean señal. Para ello, se crean ciertos criterios de selección que eliminen procesos de fondo. Así, se obtendrá la máxima proporción posible de señal sobre fondo. Esta región en el espacio de fases es denominada región de señal.

| Tipo de proceso | Proceso | σ (pb) | Generador |
|-----------------|-------------|------------------------|-----------------------|
| Señal | $t\bar{t}H$ | 0,57 [78] | <i>Powheg+Pythia</i> |
| | $t\bar{t}W$ | 0,88 [79] ¹ | <i>aMC@NLO+Pythia</i> |

Fondos Irreducibles

Continúa en la siguiente página...

Cuadro 4.1 – continuación de la página anterior

| Tipo de proceso | Proceso | $\sigma(\text{pb})$ | Generador |
|-------------------|------------------|-------------------------|--------------------------------|
| | $t\bar{t}Z$ | 0,86 [80] ¹ | <i>aMC@NLO+Phythia</i> |
| | WZ | 55,2 [81] | <i>aMC@NLO+Phythia</i> |
| | ZZ | 16,8 [82] | <i>Powheg+Phythia</i> |
| Fondos Reducibles | $t\bar{t}$ | 881 [83] | <i>Powheg/Madgraph+Phythia</i> |
| | <i>Drell-Yan</i> | 2000 [84] | <i>aMC@NLO+Phythia</i> |
| | WW | 115,3 [85] ¹ | <i>Madgraph+Phythia</i> |

Cuadro 4.1: Secciones eficaces más importantes en el estudio del proceso $t\bar{t}H$ y generadores utilizados en la simulación de cada proceso.

Sin embargo, después de aplicar estos criterios de selección van a seguir manteniéndose una cierta cantidad de fondos. Estos se conocen como fondos irreducibles en contraste con los fondos reducibles. A continuación, se van a exponer los principales fondos que afectarán al proceso $t\bar{t}H$. En el Cuadro 4.1 se pueden observar las secciones eficaces de los principales fondos del proceso $t\bar{t}H$.

4.2.1. Fondos irreducibles

$t\bar{t}W$ y $t\bar{t}Z$

En la Figura 4.2 se pueden observar los diagramas de Feynman de los procesos $t\bar{t}Z$ y $t\bar{t}W$.

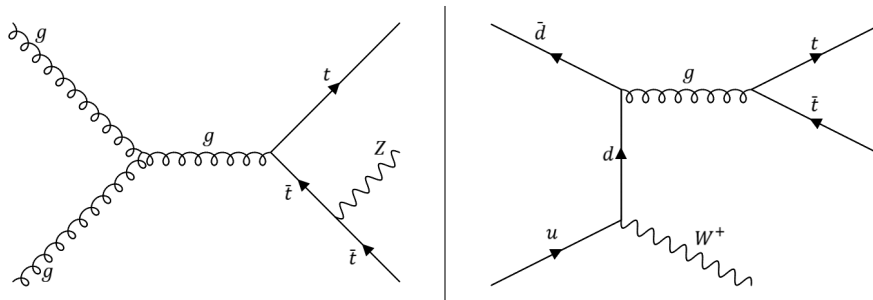


Figura 4.2: Diagrama de Feynman del proceso $t\bar{t}Z$ (izda.) y $t\bar{t}W$ (dcha.).

¹ $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

En ambos casos, los productos finales de desintegración pueden corresponder con el canal $3l$. En ese caso, se puede eliminar parte de la contribución del proceso $t\bar{t}Z$ si se rechazan los eventos en los que una pareja de leptones de carga opuesta tengan una masa invariante cercana a la masa del Z . Además, se puede reducir la contribución de ambos procesos si se exige un número mínimo de *jets*.

Por otro lado, también se puede ver una contribución del proceso $t\bar{t}W$ en el canal $2lss$. Esta contribución se aminorará si se añade un criterio de selección al número de *jets*. De este último proceso se hablará más adelante en detalle.

WZ y ZZ

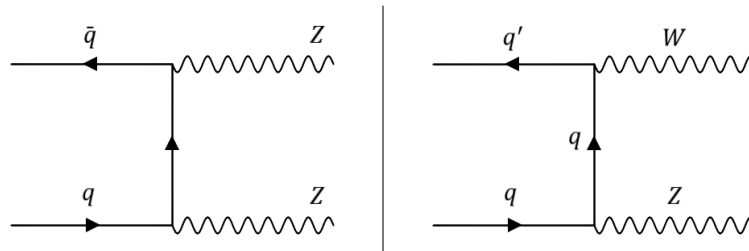


Figura 4.3: Diagrama de Feynman del proceso ZZ (izda.) y WZ (dcha.).

Además, de los procesos $t\bar{t}V$ también los procesos WZ y ZZ se verán como fondo irreducible. Estos procesos tienen una sección eficaz casi 2 órdenes de magnitud superior a la de la señal. Esto hace que, aunque mediante una serie de criterios de selección se eliminen parte de estos eventos, siempre habrá una proporción importante de ellos en el fondo. En la Figura 4.3 se pueden ver ambos procesos. Como se puede ver, se esperan menos *jets* que en nuestra señal. En concreto, el número de *b jets* que se prevé es menor que el de $t\bar{t}H$ por lo que es útil añadir criterios de selección en estos parámetros.

Raros

Finalmente, faltan los procesos raros para completar el estudio del fondo irreducible. En la Figura 4.4 podemos ver alguno de los procesos con muy baja sección eficaz que se esperan obtener en las simulaciones. Aunque por separado estos procesos no afectan prácticamente a la medida, en conjunto suman una sección eficaz no despreciable.

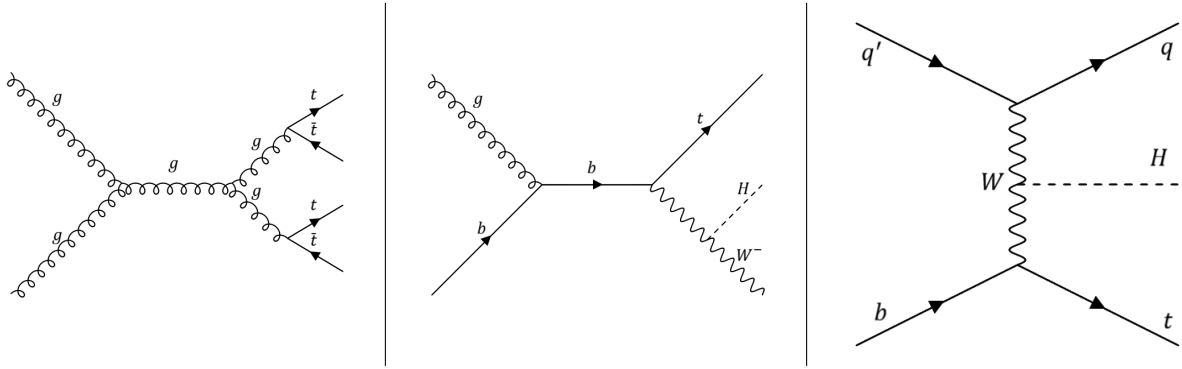


Figura 4.4: Diagrama de Feynman del proceso $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$ (izda.), tHW (dcha.) y tHq (dcha.).

4.2.2. Fondos reducibles

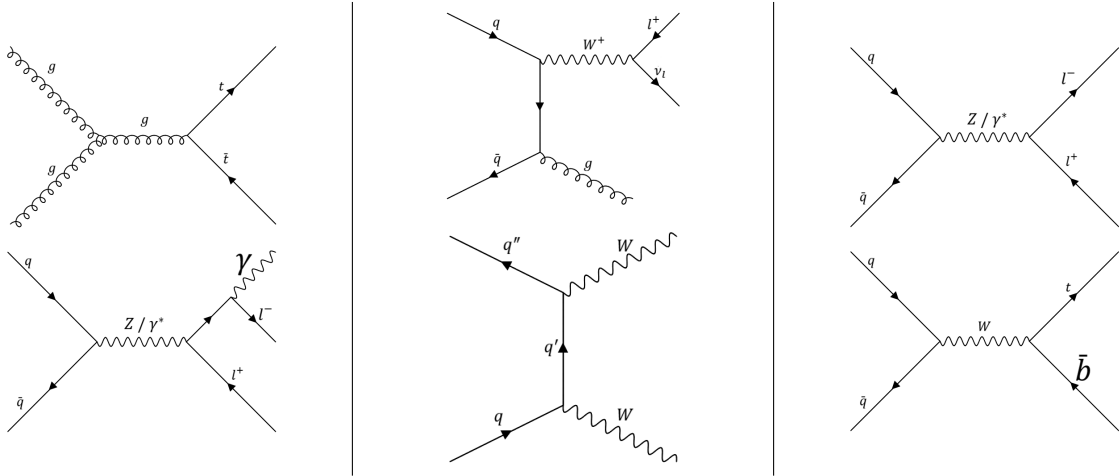


Figura 4.5: Diagramas de Feynman del proceso $t\bar{t}$, $W + jets$, $Drell-Yan$, $single\ top$, WW y $Z + \gamma$ (en el sentido de las agujas del reloj empezando arriba a la izquierda).

Los principales fondos reducibles son los que se pueden observar en la Figura 4.5, es decir, $t\bar{t}$, $W + jets$, $Drell-Yan$, $single\ top$, WW y $Z + \gamma$.

En el caso del proceso $Drell-Yan$, se puede reducir su contribución aplicando un criterio de selección en el número de $jets$. Esto se hace porque, en la mayoría de casos, el $Drell-Yan$ se localiza en la región de bajo número de $jets$.

Non-prompt

Existe la posibilidad de que haya eventos en los que haya alguno de estos procesos (principalmente el $t\bar{t}$) en los que uno de los $jets$ producidos se identifique como leptón. Esto haría que ese

evento entre dentro del canal $2lss$ y, por tanto, se incluya en nuestro fondo. Esta posibilidad se denomina leptón *non-prompt*. Aunque la posibilidad de que haya un leptón *non-prompt* es baja, debido a la alta sección eficaz del proceso $t\bar{t}$ será uno de los principales fondos de este análisis.

Flips

Otra posibilidad de que aparezcan este tipo de fondos es cuando se identifica mal la carga de un leptón. En ese caso, se podría incluir ese evento en el canal $2lss$ y, por tanto, afectar al fondo de la señal. Esto se denomina *flips*. También se representan las *conversions* (paso de un sabor a otro de los leptones).

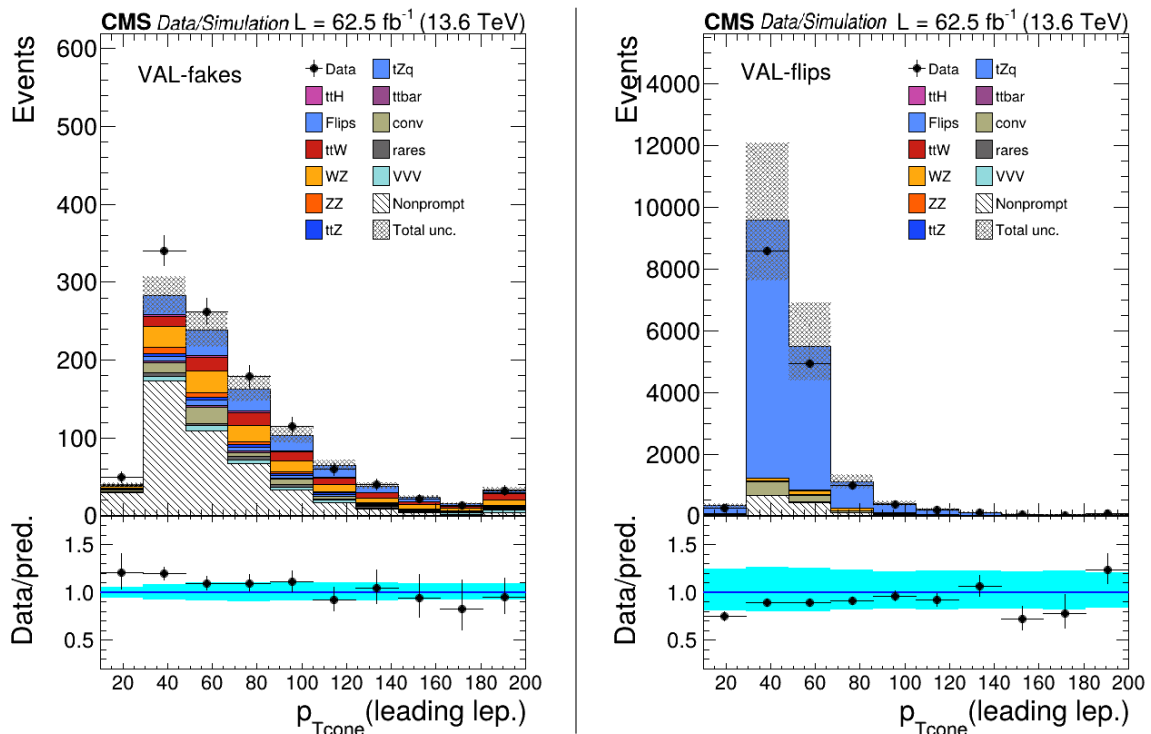


Figura 4.6: Regiones de validación de *fakes* (dcha.) y *flips* (izda.). Se representan las distribuciones de p_T del primer leptón.

Para ver si se han simulado correctamente los *flips* y *fakes* se han creado dos regiones de validación en la que se fomenta estos dos efectos. En la Figura 4.6 se puede ver la distribución del momento transverso del primer leptón en estas dos regiones. En este tipo de gráficas se representa en el eje de abscisas la variable de estudio (en este caso el p_T del leptón) y en el eje de ordenadas el número de eventos. Además, debajo se puede observar el cociente entre los datos experimentales y la predicción del Monte Carlo junto con la incertidumbre estadística y total (estadística y sistemática). Como se puede observar, en ambos casos se obtiene un buen ajuste datos Monte Carlo. Por tanto, se puede decir que estos efectos están bien generados por el Monte Carlo utilizado.

4.3. Selección de sucesos

En esta sección se explicarán los criterios de selección aplicados en los diversos canales para obtener la mejor discriminación posible entre señal y fondo.

4.3.1. Canal $2lss$

| Característica física | Criterio de selección |
|----------------------------|---|
| <i>Trigger</i> | $2lss$ |
| p_T^{lepton} | 25 GeV/15 GeV |
| Identificación de leptones | 2 leptones <i>tight</i> |
| Carga eléctrica | Criterios de calidad+ mismo signo |
| <i>Jets</i> | Al menos 3 <i>jets</i> |
| <i>btagging</i> | Al menos un <i>bjet tight</i> o 2 <i>bjet loose</i> |
| MET | $L_D > 30$ GeV |
| Masa invariante | $m_{ll} > 30$ GeV |
| Veto en Z | $ m_{ll} - m_Z > 15$ GeV |

Cuadro 4.2: Criterios de selección aplicados a la región de señal $2lss$.

En el Cuadro 4.2 se pueden ver los criterios de selección aplicados en la región $2lss$. A continuación, se explicará en detalle el por qué de estos criterios.

- Se pide que los eventos pasen un *trigger* de dos leptones de la misma carga eléctrica. Este requisito parece bastante evidente cuando se está buscando precisamente ese tipo de eventos.
- Al pedir que se acepten solo los eventos que satisfagan el *trigger*, se tiene que exigir que los leptones tengan un mínimo de p_T . En este caso, se pide que el leptón más energético supere los 25 GeV de p_T y el segundo tenga un p_T superior a 15 GeV.
- La identificación de leptones será tal que se pidan exactamente dos leptones *tight*. Además, se ha optimizado la región para la identificación de leptones *prompt*.
- Un criterio de selección que limita mucho los fondos que se esperan es el relativo a la carga eléctrica. Hay pocos procesos del Modelo Estándar que tengan como productos finales dos leptones de la misma carga eléctrica.

- También se exigen ciertos criterios de calidad de la carga eléctrica de los leptones para evitar en la medida de lo posible el número de *flips*. Así se eliminarán procesos con dos leptones de carga eléctrica opuesta, más comunes en el Modelo Estándar.
- Se realiza un criterio de selección en el número de *jets*. Según el Modelo Estándar, se producirían 4 *jets* en el estado final. Sin embargo, alguno de esos *jets* pueden no ser identificados. Por tanto, se exige un mínimo de 3 *jets* en el estado final para ser analizado.
- Una variable que es vital en el estudio de este proceso es el etiquetado de *quarks b*. Se esperan dos *bjets* en el estado final, por lo que se pedirá al menos 1 *bjet tight* o dos *bjets loose* en el estado final.
- Se esperan varios neutrinos en el estado final. Esto hace que apliquemos un criterio de selección pidiendo que la variable L_D sea mayor de 30 GeV.
- Para eliminar procesos cuyos leptones del estado final provengan de la desintegración de mesones poco pesados o *conversions* de fotones virtuales, se añade un criterio de selección exigiendo que la masa invariante de los dos leptones sea mayor a 12 GeV.
- Uno de los fondos más importantes que se puede encontrar es la desintegración de un bosón Z leptónicamente habiendo medido mal la carga de uno de los leptones. Como este proceso tiene una sección eficaz muy superior a la de interés, este fondo será predominante. Para evitarlo, se eliminan todos los eventos con una masa invariante se distancie menos de 15 GeV de la masa del Z.

Si con estos criterios de selección se calcula la sección eficaz, se determinará la sección eficaz inclusiva. Sin embargo, para mejorar la medida, se ha procedido a separar la región $2lss$ en distintas regiones. Por un lado, se diferenciarán los eventos atendiendo al sabor de los leptones (2 electrones o ee , un electrón y un muón o $e\mu$ y 2 muones o $\mu\mu$). Por otro lado, se dividirá la región según el número de *jets* en el estado final. Según el Modelo Estándar, se esperan 4 *jets* en el estado final. Por tanto, se puede pensar en clasificarlos según haya 3 *jets* (se exige que haya un mínimo de 3 *jets*) o 4 o más *jets*. No obstante, también se probará a separar los eventos según hay 4 o menos *jets* o 5 o más *jets* y también clasificándolos según haya 5 o menos *jets* o 6 o más *jets*.

4.3.2. Canal $3l$

| Característica física | Criterio de selección |
|-----------------------|-----------------------|
| <i>Trigger</i> | $3l$ |
| p_T^{lepton} | 25 GeV/15 GeV/10 GeV |

Continúa en la siguiente página...

Cuadro 4.3 – continuación de la página anterior

| Característica física | Criterio de selección |
|----------------------------|---|
| Identificación de leptones | 3 leptones <i>tight</i> |
| Carga eléctrica | Criterios de calidad+ $\sum_l q = \pm 1$ |
| <i>Jets</i> | Al menos 2 <i>jets</i> |
| <i>btagging</i> | Al menos un <i>bjet tight</i> o 2 <i>bjet loose</i> |
| MET | $MET > 30$ GeV |
| Masa invariante | $m_{ll} > 30$ GeV |
| Veto en Z | $ m_{ll}^Z - m_Z > 12$ GeV |
| Masa 4 leptones | $m_{4l} > 140$ GeV |

Cuadro 4.3: Criterios de selección aplicados a la región de señal $3l$.

En el Cuadro 4.3 se pueden ver los criterios de selección aplicados para la región de 3 leptones.

- Se exige que los eventos pasen un *trigger* de 3 leptones.
- En consonancia con las exigencias del *trigger* se pide a los eventos que el primer leptón tenga un momento transverso mayor de 25 GeV, el segundo su p_T sea superior a 15 GeV y el tercero que tenga un p_T mayor de 10 GeV.
- Los tres leptones deben ser *tight*. También se perfeccionan los criterios de selección para los leptones *prompt*.
- El criterio relativo a la carga eléctrica es exigir que la suma de las cargas eléctricas de los leptones sea ± 1 . Esto se debe a que ninguno de los canales de desintegración que predice el Modelo Estándar para esta región los tres leptones tienen la misma carga eléctrica.
- También se exigen una serie de criterios de calidad a la carga eléctrica de los leptones para que se eviten los *flips*.
- Para que un evento sea parte de este canal, es necesario que haya al menos 2 *jets*.
- Al igual que en canal $2lss$, se exige que hay al menos un *bjet tight* o 2 *bjets loose* que provendrán de la desintegración de los *tops*.
- Se pide que la energía transversa faltante supere los 30 GeV. En todos los posibles canales de desintegración que se esperan, el Modelo Estándar predice la existencia de neutrinos.

- La masa invariante de todos los pares de leptones sin importar la carga eléctrica ni su sabor debe superar los 30 GeV.
- También en este canal, se ha procedido a vetar los eventos en los que exista una pareja de leptones de carga eléctrica opuesta cuya masa invariante sea similar a la del bosón Z. En este caso, se pide que esa masa invariante sea al menos 12 GeV mayor o menor que la masa del bosón Z.
- Si, además de 3 leptones *tight*, existe otro leptón *loose* la masa invariante de los 4 leptones deberá superar los 140 GeV.

Al igual que en la región de $2lss$ se dividirá la región en varias subregiones para hacer una medida más precisa. En este caso se dividirá dependiendo de si hay 3 electrones (eee), 2 electrones y un muón ($ee\mu$), un electrón y 2 muones ($e\mu\mu$) o 3 muones ($\mu\mu\mu$).

4.4. Fuentes de incertidumbre

Como todo análisis físico, las medidas calculadas deben ser tomadas con un rango de incertidumbres. Este trabajo no es una excepción. Por ello, en esta sección se van presentar las principales fuentes de incertidumbre que afectan al proceso de estudio. En un primer lugar, se tiene que distinguir entre las incertidumbres sistemáticas y las incertidumbres estadísticas.

4.4.1. Incertidumbres estadísticas

El experimento que se expone en este trabajo es un experimento de conteo. Como tal, existen fluctuaciones aleatorias debido a la naturaleza estocástica del proceso. Para un número de eventos lo suficientemente grande como este, se puede aproximar el número de sucesos por un poissoniana. En ese caso para N eventos se correspondería una incertidumbre estadística de \sqrt{N} . Así pues, la incertidumbre relativa estadística asociada será menor cuanto mayor sea el número de eventos.

En el caso de los eventos simulados por el método de MonteCarlo también existe una incertidumbre estadística asociada. Para minimizarla, en la mayor parte de los casos, se simulan muchos más sucesos de lo que se espera observar para luego multiplicarlo por un factor corrector. Sin embargo, hay procesos como el Drell Yan en los que no es posible hacerlo. Es por ello por lo que se desea que estos procesos tengan la mínima contribución posible.

4.4.2. Incertidumbres sistemáticas

La otra fuente de incertidumbre de este experimento son las llamadas incertidumbres sistemáticas. Se deben al desconocimiento del experimento y no por la aleatoriedad del mismo. Estas incertidumbres afectan a la eficiencia de los detectores y los algoritmos de detección y reconstrucción de objetos y a las simulaciones teóricas de fondo y señal. A continuación, se detallan las incertidumbres consideradas en este trabajo.

- **Eficiencias de leptones *non-prompt*:** Ya se han comentado aquí la importancia que tienen en este estudio los leptones *non-prompt*. Estos sucesos con leptones *non-prompt* que pasan los criterios de selección aplicados tienen una incertidumbre asociada. En este caso, se ha añadido una incertidumbre al fondo $t\bar{t}$ del 10%. Hay que tener en cuenta que este fondo solo se tiene en cuenta en el canal de $2lss$.
- **Modelado de MonteCarlo:** Todos los fondos tienen una incertidumbre asociada. Esto se debe a que normalmente solo se tienen en cuenta el primer o segundo orden en teoría de perturbaciones. Aquí también se incluyen las incertidumbre debidas a los PDF. Todo ello hace que la sección eficaz que se calcule tenga una fuente más de incertidumbres sistemáticas. Sin embargo, más adelante se explicará que las contribuciones de los fondos WZ , $t\bar{t}Z$ y ZZ se dejarán como parámetro libre en el ajuste para así reducir su incertidumbre asociada. En el resto de casos se utilizará una incertidumbre del 11% para el proceso $t\bar{t}W$, de un 10% para el proceso tZq y de un 50% para los procesos raros y los tribosones (VVV). La incertidumbre estadística debida a la limitación estadística de las muestras son tratadas de acuerdo al método Barlow-Beeston[86].
- **Luminosidad:** La luminosidad también es una fuente de incertidumbre de esta medida. Esta incertidumbre asociada a la luminosidad proporcionada por el LHC y recogida por CMS es distinta para cada año. Las incertidumbres totales para los dos años de estudio son 1,4% para 2022[87] y del 1,3% para 2023[88].
- **Eficiencia de *trigger*:** Otra cosa a tener en cuenta es la eficiencia de los *triggers* aplicados. Esta incertidumbre es cercana al 5%.
- **Identificación y aislamiento de los leptones:** Dependiendo de la categoría (*loose*, *medium* o *tight*) los leptones con los que se trabajan también tienen una incertidumbre asociada. Hay que tener esta incertidumbre en cuenta para el cálculo de la fuerza de señal y dependen del año, el p_T y la η del leptón.
- **Energía de los *jets*:** Evidentemente, los *jets* también tienen una incertidumbre asociada. La asociada a la energía de los *jets* se calcula recalculando algunas variables cinemáticas después de haber variado las propiedades de los *jets* en todo su rango de incertidumbre. Estas incertidumbres se dividen en las asociadas a la escala de energía y las que se relacionan con la resolución.

- **Eficiencia de b -tagging:** Los objetos que se están tomando como *quarks* b tienen una eficiencia asociada a verdaderamente ser *quarks* b . Para calcular esta eficiencia, se usan simulaciones de MonteCarlo en procesos con un alto número de *jets*. La eficiencia de etiquetado de *quarks* *bottom* también se divide en varias contribuciones. Tanto esta eficiencia como la probabilidad de que un *quark* ligero se etiquete erróneamente tienen una incertidumbre asociada.
- ***Pile-up*:** Finalmente, la última contribución de incertidumbre sistemática de este trabajo es el *pile-up*. Dependiendo de esta variable, el aislamiento de los leptones y la energía de los *jets* cambia. Por tanto, puede afectar a las simulaciones de MonteCarlo y al número de eventos. Para calcularlo, se varía el número de colisiones inelásticas por cruce de paquetes en las simulaciones. No obstante, aunque afecte a la medida, esta no es una de las principales fuentes de incertidumbre.

4.5. Regiones de control

Como se puede ver, una de las principales fuentes de incertidumbre sistemáticas son las debidas al MonteCarlo de los fondos irreducibles. Para minimizarlos lo máximo posible se han creado unas regiones de control ortogonales en el espacio de fases a las regiones de señal en las que se favorecen la existencia de los principales fondos irreducibles.

En estas regiones de control no se esperan contribuciones significativas del proceso de interés. Por tanto, se pueden comparar los datos experimentales con el MonteCarlo sin añadir un sesgo. Una vez que se tienen estas regiones, se puede dejar como variable a ajustar las contribuciones asociadas a estos fondos.

Así pues, crearemos la región de control de 3 leptones $CR - 3l$ para favorecer los procesos $t\bar{t}Z$ y WZ además de la región de control de 4 leptones $CR - 4l$ en la que los procesos ZZ y $t\bar{t}Z$ se verán favorecidos. A continuación, se explica en detalle los criterios de selección aplicados a cada caso.

4.5.1. Canal $CR - 3l$

En el Cuadro 4.4 se especifican de forma esquemática los criterios de selección aplicados en la región de control de 3 leptones.

| Característica física | Criterio de selección |
|----------------------------|--|
| <i>Trigger</i> | $3l$ |
| p_T^{lepton} | 25 GeV/15 GeV/10 GeV |
| Identificación de leptones | 3 leptones <i>tight</i> |
| Carga eléctrica | Criterios de calidad+ $\sum_l q = \pm 1$ |
| <i>Jets</i> | Ningún criterio |
| <i>btagging</i> | Ningún criterio |
| MET | Ningún criterio |
| Masa invariante | $m_{ll} > 30$ GeV |
| Veto en Z | $ m_{ll}^Z - m_Z < 10$ GeV |

Cuadro 4.4: Criterios de selección aplicados a la región de control $CR - 3l$.

Como se puede ver, esta región es bastante similar a la región de señal $3l$. Sin embargo, hay varios cambios importantes.

En primer lugar, no se exige ningún criterio de selección para el número de *jets* y de *bjets*. Esto se hace porque, según el Modelo Estándar, en el proceso WZ con 3 leptones en el estado final no se espera ningún *jet* ni *bjet*. Como se ha dicho anteriormente, este proceso es uno de los objetivos que se buscan favorecer en la región $CR - 3l$.

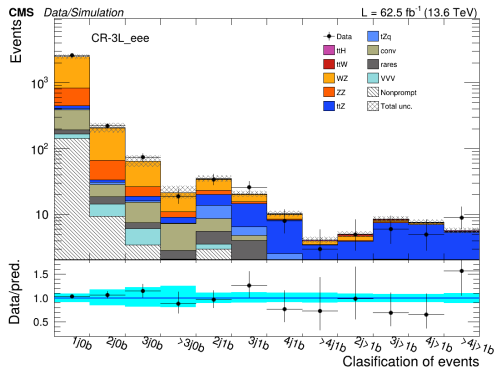
Además, como tanto en el proceso WZ como en el proceso $t\bar{t}Z$ se esperan bosones Z , el criterio de selección en el que se vetaba la masa del Z para todos los pares de leptones con carga eléctrica opuesta y mismo sabor se debe invertir. Así, se favorecerán procesos con este bosón tal y como se busca.

Esta región de control también se dividirá según el sabor de los leptones tal y como se hizo con la región de señal $3l$. Además, clasificaremos los eventos en función de la multiplicidad de *jets* y *bjets*.

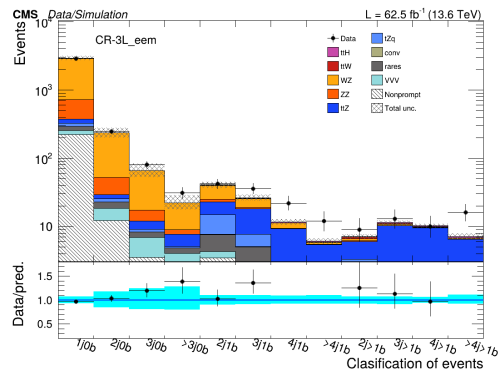
Así, podemos ver en la Figura 4.7 un clasificador que separa los eventos dependiendo de el número de *jets* y *bjets*. En la fila de arriba se ven los casos en los que los leptones del estados final son todos electrones o un muón y dos electrones. En la fila de abajo se ven los casos en los que hay dos muones y un electrón o tres muones en el estado final. Finalmente, abajo del todo se observa el caso en el que no se clasifican los leptones por su sabor.

Tal y como se espera, en las categorías en las que hay *bjets*, el fondo que predomina es el

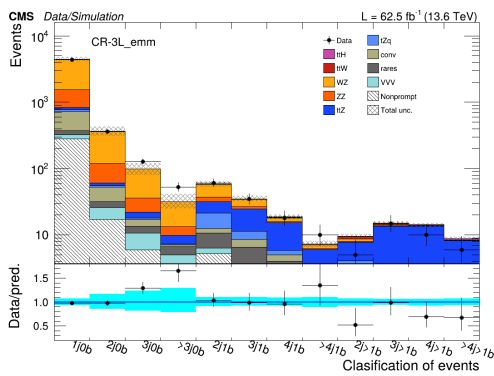
$t\bar{t}Z$. Sin embargo, si no hay ningún $bjet$ o, habiendo un $bjet$, la multiplicidad de $jets$ es baja el fondo predominante es WZ .



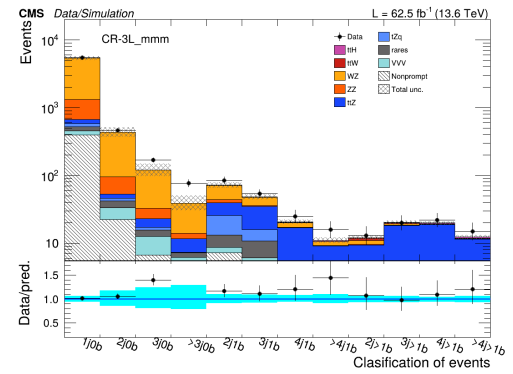
(a) Tres electrones en el estado final



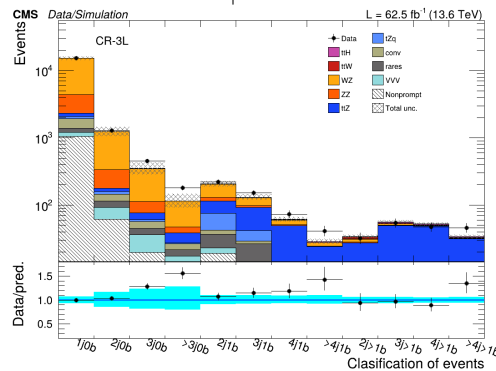
(c) Dos electrones y un muón en el estado final



(b) Dos muones y un electrón en el estado final



(d) Tres muones



(e) Tres leptones en el estado final

Figura 4.7: Clasificación de los eventos de las regiones de control.

4.5.2. Canal $CR - 4l$

En el Cuadro 4.5 se especifican los criterios de selección aplicados para la región de control de 4 leptones. Como se puede ver, los criterios de selección son similares a los de la región de control de 3 leptones solo que imponiendo que haya un leptón más con p_T superior a 15 GeV,

que la suma de las cargas eléctricas sea nula y que la masa invariante del conjunto de los 4 leptones sea superior a 140 GeV. Así, se fomenta la aparición de bosones Z .

| Característica física | Criterio de selección |
|----------------------------|-----------------------------|
| <i>Trigger</i> | $3l$ |
| p_T^{lepton} | 25 GeV/15 GeV/15 GeV/10 GeV |
| Identificación de leptones | 4 leptones <i>tight</i> |
| Carga eléctrica | $\sum_l q = \pm 0$ |
| <i>Jets</i> | Ningún criterio |
| <i>btagging</i> | Ningún criterio |
| MET | Ningún criterio |
| Masa invariante | $m_{ll} > 12$ GeV |
| Veto en Z | $ m_{ll}^Z - m_Z < 10$ GeV |
| Masa 4 leptones | $m_{4l} > 140$ GeV |

Cuadro 4.5: Criterios de selección aplicados a la región de control $CR - 4l$.

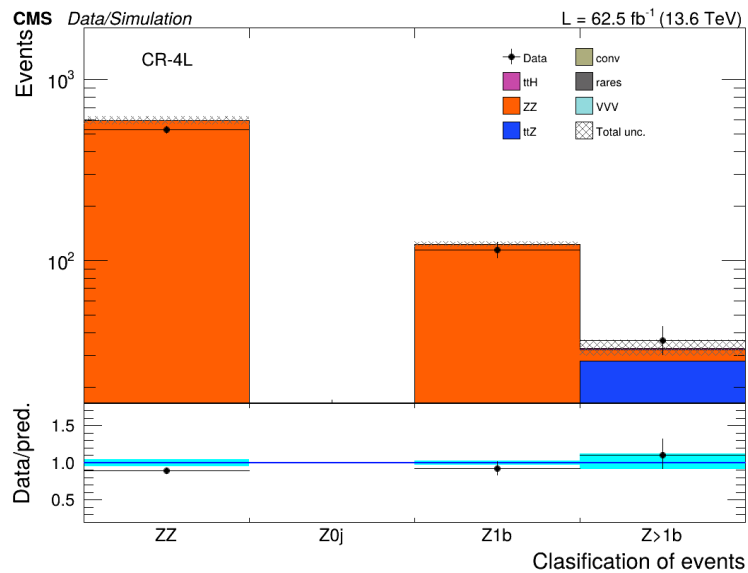


Figura 4.8: Clasificación de los eventos de $CR - 4l$.

Al igual que en $CR - 3l$, se han clasificado los eventos. En este caso se hace en función de si se pueden reconstruir un único Z o dos. Si se encuentra en el primer caso, se separará dependiendo

de la multiplicidad de los $bjets$. En la Figura 4.8 se observa esta clasificación. Como se puede observar, se ha separado de forma apropiada el fondo ZZ .

4.5.3. Canal $t\bar{t}W$

Además de las regiones de control ya definidas, también se probó a crear una región de control que favoreciese el proceso $t\bar{t}W$. En esta región los criterios de selección son iguales a los de la región de señal $2lss$, pero cambiando el criterio de al menos 3 $jets$ a 2 $jets$. De esta manera, se está favoreciendo el principal fondo que quedaba por describir mediante regiones de control.

Sin embargo, esta región no ha sido utilizada para el cálculo final de la fuerza de señal. Esto se debe a que la incertidumbre asociada a este proceso cuando se deja flotante es mayor que la usada cuando no se dejan fluctuar estos fondos. Probablemente, si hubiese más eventos (por ejemplo al juntar todo el *Run 3*), sería aconsejable usar también esta región de control.

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se van a exponer los resultados experimentales a los que se ha llegado. En especial, se va a presentar la fuerza de señal calculada usando las regiones de señal $2lss$ (dividiéndola a su vez en función del sabor de los leptones y la multiplicidad de los *jets*) y $3l$ (dividida en función del sabor de los leptones). Además, se usan las regiones de control $CR - 3l$ (dividida en el sabor de los leptones) y $CR - 4l$. Para hacer el ajuste se van a tomar las distribuciones de las masas invariantes de los leptones en el caso de las regiones de señal y los clasificadores de las Figuras 4.7 y 4.8 para las regiones de control.

Además, también se calculará la fuerza de señal usando únicamente una de las regiones de señal y las regiones de control.

Todo ello se comparará con la medida publicada por la colaboración CMS en el año 2021[89]. Este artículo usa eventos producidos en los años 2016, 2017 y 2018 que corresponden a una luminosidad integrada de 137 fb^{-1} con una energía de centro de masas de 13 TeV. En ella la fuerza de señal calculada es $\mu_{ttH} = 0,5 \pm 0,3$ (estad.+sist.) en el caso en el que solo se usa la región de señal $2lss$. Por su parte, si solo se usa la región de señal $3l$ $\mu_{ttH} = 1,3 \pm 0,5$ (estad.+sist.). Finalmente, si se tienen en cuenta las dos regiones de señal además de la regiones de señal con 4 leptones y ningún τ hadrónico ($4l + 0\tau_h$) y la de 2 leptones de la misma carga eléctrica y un τ hadrónico en el estado final ($2lss + 1\tau_h$), $\mu_{ttH} = 0,91 \pm 0,21$ (estad.) $\pm 0,18$ (sist.)

5.1. Cálculo de la fuerza de señal

Como las regiones definidas son ortogonales entre sí, cada *bin* de los histogramas realizados será una medida independiente. En un experimento de conteo como el que se está tratando, el número de eventos observados en un *bin* específico sigue una distribución poissoniana (ecua-

ción 5.1).

$$P(n_i; \nu_i) = \frac{\nu_i^{n_i} \cdot e^{-\nu_i}}{n_i!} \quad (5.1)$$

donde n_i es el número de eventos observados y ν_i el número de eventos predichos por el modelo. De hecho, $\nu_i = \sum_{p \in \text{procesos}} \mu_p \cdot S_{i,p}$. Es decir, el número de eventos predichos es en realidad la suma de los diferentes procesos que contribuyen. μ_p son los parámetros con los que se escalan la predicción nominal de cada proceso p en el *bin* i ($S_{i,p}$) y son los valores que se quieren ajustar.

En este punto es cuando se tiene en cuenta que las regiones son ortogonales. Gracias a ello, se puede decir que la probabilidad total de observar el conjunto de datos es el producto de las probabilidades de observar cada uno de esos *bines*. Esto se conoce como verosimilitud global y se describe mediante la ecuación 5.2.

$$L(\mu, \theta) = \prod_{r=1}^R \prod_{i=1}^{N_r} \frac{(\nu_{i,r}(\mu, \theta))^{n_{i,r}} e^{-\nu_{i,r}(\mu, \theta)}}{n_{i,r}!} \cdot \prod_j G(\theta_j) \quad (5.2)$$

donde R es el número de regiones, N_r el número de *bines* en la región r -ésima, μ son los factores de interés (en nuestro caso la fuerza de señal), θ las variables auxiliares o parámetros que modelan las incertidumbres sistemáticas y $G(\theta_j)$ los términos de penalización que restringen las incertidumbres sistemáticas a los valores que se han estimado previamente.

Una vez que se tiene esta expresión, lo que se busca es maximizarla. Sin embargo, suele ser mucho más fácil minimizar su inversa. Además, si $-L(\mu, \theta)$ es mínimo, su logaritmo también lo será. Por tanto, se buscará minimizar la ecuación 5.3.

$$-\ln L(\mu, \theta) = \sum_{i,r} [\nu_{i,r}(\mu, \theta) - n_{i,r} \ln(\nu_{i,r}(\mu, \theta))] + \mathcal{C} + \frac{\theta_j^2}{2} \quad (5.3)$$

donde \mathcal{C} es una constante.

En este ajuste las regiones de control son de gran utilidad. Como en ellas se pueden incluir los datos experimentales, el ajuste puede calcular la normalización real de los fondos directamente desde los datos. Además, se busca que todas las regiones tengan un ajuste compatible a la vez. Cuando el valor de $-\ln L(\mu, \theta)$ varíe 0,5 desde el mínimo se tendrá la incertidumbre para un intervalo de confianza de 1σ (una desviación estándar). La minimización del inverso del logaritmo de la función de verosimilitud se va a realizar mediante el *software* COMBINE de

RooStats/RooFit[90].

5.2. Canal $2lss$

5.2.1. Variables de la región de señal

En esta sección se va a tratar exclusivamente los datos de la región de señal $2lss$ además de las regiones de control. El ajuste a los datos se hará mediante los clasificadores de las regiones de control y la masa invariante de los dos leptones para las regiones de señal. En el Cuadro 5.1, se pueden observar el número de eventos por proceso.

| Proceso | $2lss$ | $2lss (ee)$ | $2lss (e\mu)$ | $2lss (\mu\mu)$ | $2lss (ee \geq 4j)$ |
|-------------------|---------------|--------------|---------------|-----------------|---------------------|
| $t\bar{t}H$ | 145,84±3,37 | 21,74±0,99 | 72,50±1,91 | 51,60±0,85 | 14,45±0,68 |
| $t\bar{t}W$ | 434,90±46,65 | 68,16±7,75 | 214,52±23,18 | 152,22±16,16 | 35,19±4,04 |
| WZ | 53,11±16,55 | 10,22±3,26 | 27,24±8,53 | 15,65±4,87 | 2,51±1,00 |
| ZZ | 6,47±1,97 | 1,70±0,53 | 3,25±0,99 | 1,51±0,46 | 0,30±0,12 |
| $t\bar{t}Z$ | 130,02±3,54 | 23,99±1,24 | 66,82±1,94 | 39,21±0,94 | 13,24±0,91 |
| tZq | 17,73±1,91 | 3,73±0,49 | 9,17±1,06 | 4,83±0,57 | 1,02±0,21 |
| $t\bar{t}$ | 14,06±1,62 | 3,01±0,47 | 7,94±1,00 | 3,11±0,48 | 0,81±0,19 |
| <i>Conv.</i> | 40,33±12,15 | 18,65±6,43 | 21,68±6,92 | | 11,69±4,87 |
| Raros | 41,44±17,73 | 8,57±3,71 | 20,02±8,59 | 12,85±5,60 | 3,94±1,70 |
| VVV | 39,26±16,85 | 6,04±2,64 | 20,40±8,78 | 12,82±5,52 | 2,67±1,19 |
| <i>Non-prompt</i> | 508,75±79,06 | 71,13±23,60 | 256,47±44,83 | 181,15±27,59 | 24,90±8,35 |
| <i>Flips</i> | 77,58±20,77 | 31,42±8,41 | 46,15±12,36 | | 7,88±2,11 |
| Fondo | 1363,65±100,9 | 246,63±28,21 | 693,67±53,23 | 423,35±33,49 | 104,16±11,34 |

Cuadro 5.1: Número de eventos para cada proceso para las regiones de señal $2lss$ (1ª parte).

| Proceso | $2lss (ee < 4j)$ | $2lss (ee \geq 4j)$ | $2lss (e\mu < 4j)$ | $2lss (\mu\mu \geq 4j)$ | $2lss (\mu\mu < 4j)$ |
|-------------|------------------|---------------------|--------------------|-------------------------|----------------------|
| $t\bar{t}H$ | 7,30±0,33 | 48,17±1,38 | 24,33±0,66 | 34,19±0,68 | 17,40±0,33 |
| $t\bar{t}W$ | 32,97±3,83 | 109,85±11,89 | 104,67±11,47 | 78,01±8,28 | 74,20±7,97 |

Continúa en la siguiente página...

Cuadro 5.2 – continuación de la página anterior

| Proceso | $2lss$ ($ee < 4j$) | $2lss$ ($e\mu \geq 4j$) | $2lss$ ($e\mu < 4j$) | $2lss$ ($\mu\mu \geq 4j$) | $2lss$ ($\mu\mu < 4j$) |
|-------------------|----------------------|---------------------------|------------------------|-----------------------------|--------------------------|
| WZ | $7,71 \pm 2,31$ | $6,42 \pm 2,51$ | $20,82 \pm 6,07$ | $3,53 \pm 1,39$ | $12,12 \pm 3,53$ |
| ZZ | $1,40 \pm 0,41$ | $0,55 \pm 0,21$ | $2,70 \pm 0,78$ | $0,22 \pm 0,09$ | $1,29 \pm 0,38$ |
| $t\bar{t}Z$ | $10,75 \pm 0,55$ | $36,41 \pm 1,36$ | $30,42 \pm 0,97$ | $20,55 \pm 0,66$ | $18,66 \pm 0,62$ |
| tZq | $2,71 \pm 0,39$ | $2,41 \pm 0,37$ | $6,76 \pm 0,78$ | $1,10 \pm 0,20$ | $3,72 \pm 0,45$ |
| $t\bar{t}$ | $2,20 \pm 0,38$ | $3,11 \pm 0,49$ | $4,83 \pm 0,66$ | $0,96 \pm 0,24$ | $2,15 \pm 0,37$ |
| <i>Conv.</i> | $6,96 \pm 2,26$ | $10,36 \pm 3,17$ | $11,32 \pm 4,59$ | | |
| Raros | $4,63 \pm 2,06$ | $9,92 \pm 4,27$ | $10,09 \pm 4,38$ | $7,23 \pm 3,12$ | $5,62 \pm 2,61$ |
| VVV | $3,37 \pm 1,49$ | $7,64 \pm 3,30$ | $12,76 \pm 5,51$ | $5,28 \pm 2,31$ | $7,54 \pm 3,26$ |
| <i>Non-prompt</i> | $46,23 \pm 15,42$ | $91,37 \pm 16,85$ | $165,10 \pm 28,66$ | $67,10 \pm 9,66$ | $114,06 \pm 18,96$ |
| <i>Flips</i> | $23,54 \pm 6,30$ | $11,78 \pm 3,16$ | $34,37 \pm 9,20$ | | |
| Fondo | $142,47 \pm 17,87$ | $289,84 \pm 22,29$ | $403,83 \pm 34,27$ | $183,99 \pm 13,45$ | $239,36 \pm 21,42$ |

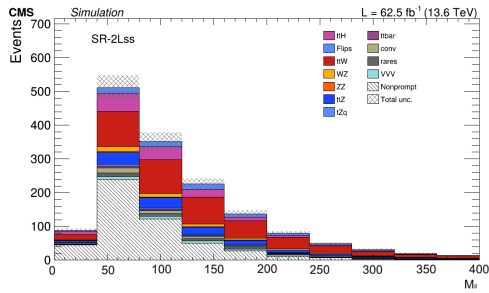
Número de eventos para cada proceso para las regiones de señal $2lss$ (2ª parte).

En la Figura 5.1 se pueden ver las distribuciones de la masa invariante de los dos leptones en la región de señal. Las distribuciones corresponden a cuando se toman todos los eventos de la región, cuando se separan en función del sabor de los leptones y, finalmente, cuando se separa en función del sabor de los leptones y la multiplicidad de los *jets* (menos de 4 o al menos 4 *jets*).

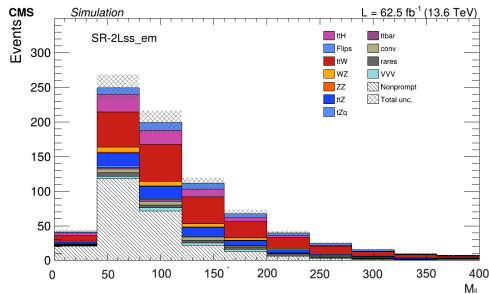
Como se puede ver, el proceso $t\bar{t}H$ es visible en la distribución, pero no es el principal. De hecho, los procesos principales son los leptones *non-prompt* y el proceso $t\bar{t}W$. Así, es interesante conocer con la mayor precisión posible cómo se producen estos procesos.

El proceso $t\bar{t}W$ presenta un estado final muy parecido al proceso $t\bar{t}H$. Así, es muy difícil diferenciarlos aplicando un criterio de selección. Además, como su sección eficaz es alrededor de 200 fb mayor que la del proceso de interés, se espera una mayor cantidad de eventos del proceso $t\bar{t}W$. Es por ello por lo que se propuso crear una región de control que favoreciese al proceso $t\bar{t}W$ y así describirlo mejor. Tal y como se comentó anteriormente, el incluir esta región no mejora la medida de la fuerza de señal.

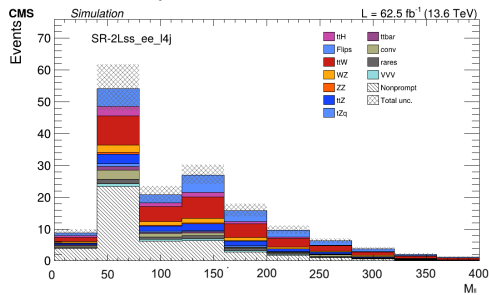
Otros procesos que se pueden observar son WZ , $t\bar{t}Z$, *conversions* o *flips*. En concreto, se puede ver que hay una mayor contribución *flips* si hay electrones que cuando hay muones. Esto se puede explicar porque hay una mejor eficiencia en la detección de muones que en la de electrones.



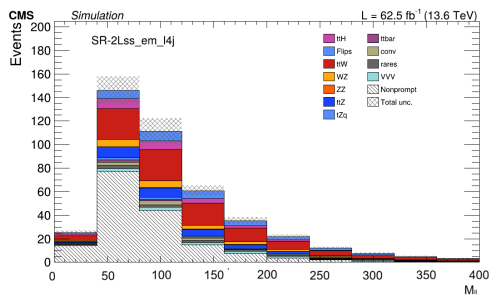
(a) Dos leptones de la misma carga eléctrica en el estado final



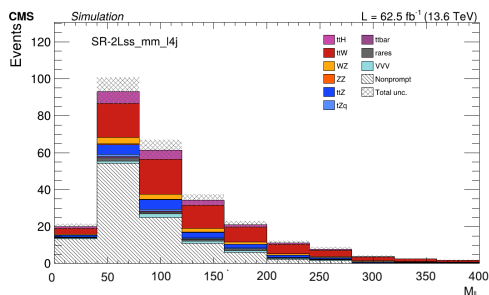
(b) Un electrón y un muón en el estado final



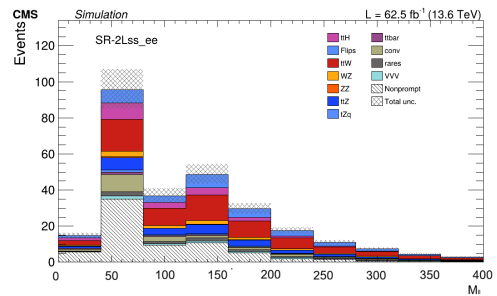
(c) Dos electrones y menos de 4 jets en el estado final



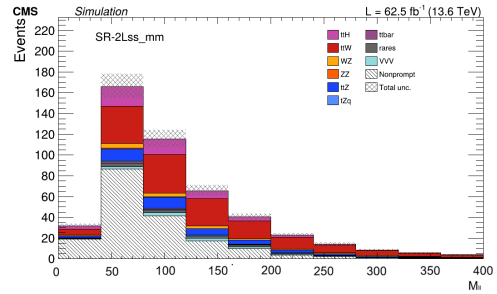
(d) Un electrón y un muón y menos de 4 jets en el estado final



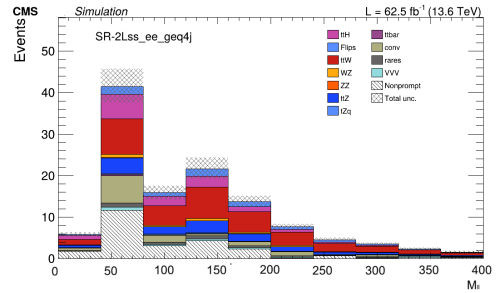
(e) Dos muones y menos de 4 jets en el estado final



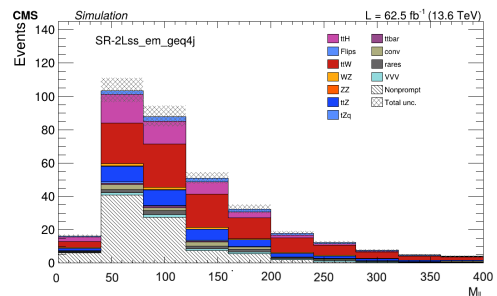
(f) Dos electrones en el estado final



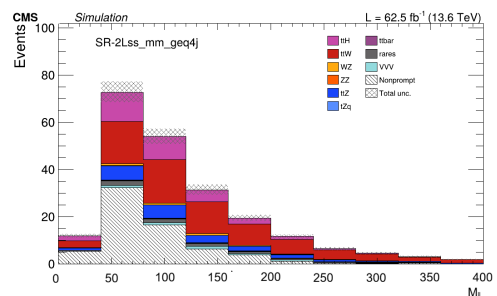
(g) Dos muones en el estado final



(h) Dos electrones y al menos 4 jets en el estado final



(i) Un electrón y un muón y al menos 4 jets en el estado final



(j) Dos muones y al menos 4 jets en el estado final

Figura 5.1: Distribución de la masa invariante de los dos leptones de las regiones $2lss$.

5.2.2. Fuerza de señal

Cuando se combinan las regiones de control y la regiones de señal $2lss$ separando los eventos en función del sabor de los leptones y el número de $jets$, se observa que la principal fuente de incertidumbre es la relativa al proceso $t\bar{t}W$. Esta incertidumbre es superior al 18%, es decir, mayor que la incertidumbre del 11% con la que se midió el proceso durante el *Run 2*. Si aumentásemos el número de eventos, es probable que se reduzca esa contribución. Además, tal y como se dijo, en ese caso es probable que fuese una buena idea utilizar una región de control que favoreciese ese proceso.

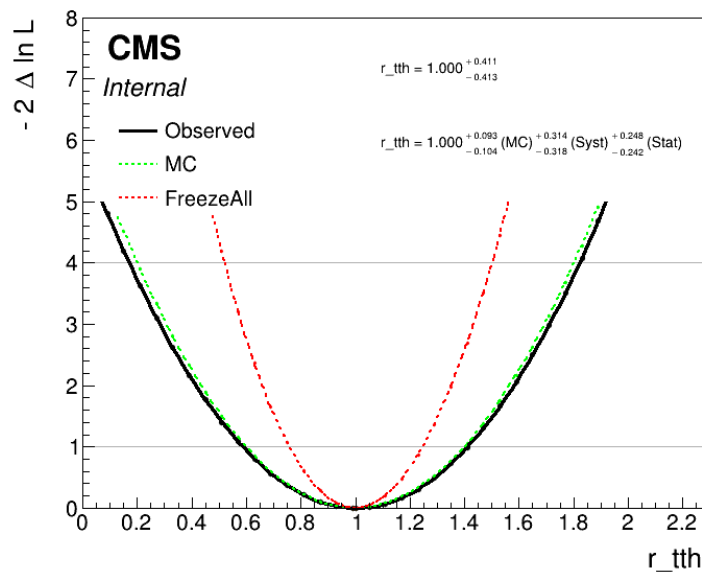


Figura 5.2: División de la incertidumbre en la debida al MonteCarlo, la contribución estadística y la contribución sistemática para el canal $2lss$.

En la Figura 5.2 se pueden ver cómo se divide la incertidumbre en la contribución sistemática, la contribución estadística y la debida al MonteCarlo (también sistemática). Así se llega a un valor de la fuerza de señal de $\mu_{t\bar{t}H} = 1_{-0.413}^{+0.411} = 1_{-0.104}^{+0.093}(\text{MC})_{-0.318}^{+0.314}(\text{Sist.})_{-0.242}^{+0.248}(\text{Estad.})$. Este valor es comparable al calculado por la colaboración CMS con datos del *Run 2*[89].

5.3. Canal $3l$

5.3.1. Variables de la región de señal

A continuación, se va a tratar la única región que queda por comentar. Esto es la región de señal $3l$. Cuando se hace un ajuste utilizando esta región, se usa la distribución de la masa

invariante de los tres leptones. Para reducir la incertidumbre, se ha procedido a separar los eventos en función del sabor de los leptones.

Así, se puede ver en la Figura 5.3 la masa invariante de los leptones en función de si hay 3 electrones (eee), 2 electrones y un muón ($ee\mu$), un electrón y dos muones ($e\mu\mu$) o 3 muones ($\mu\mu\mu$). Además, abajo se puede observar el conjunto de eventos sin haber sido clasificados.

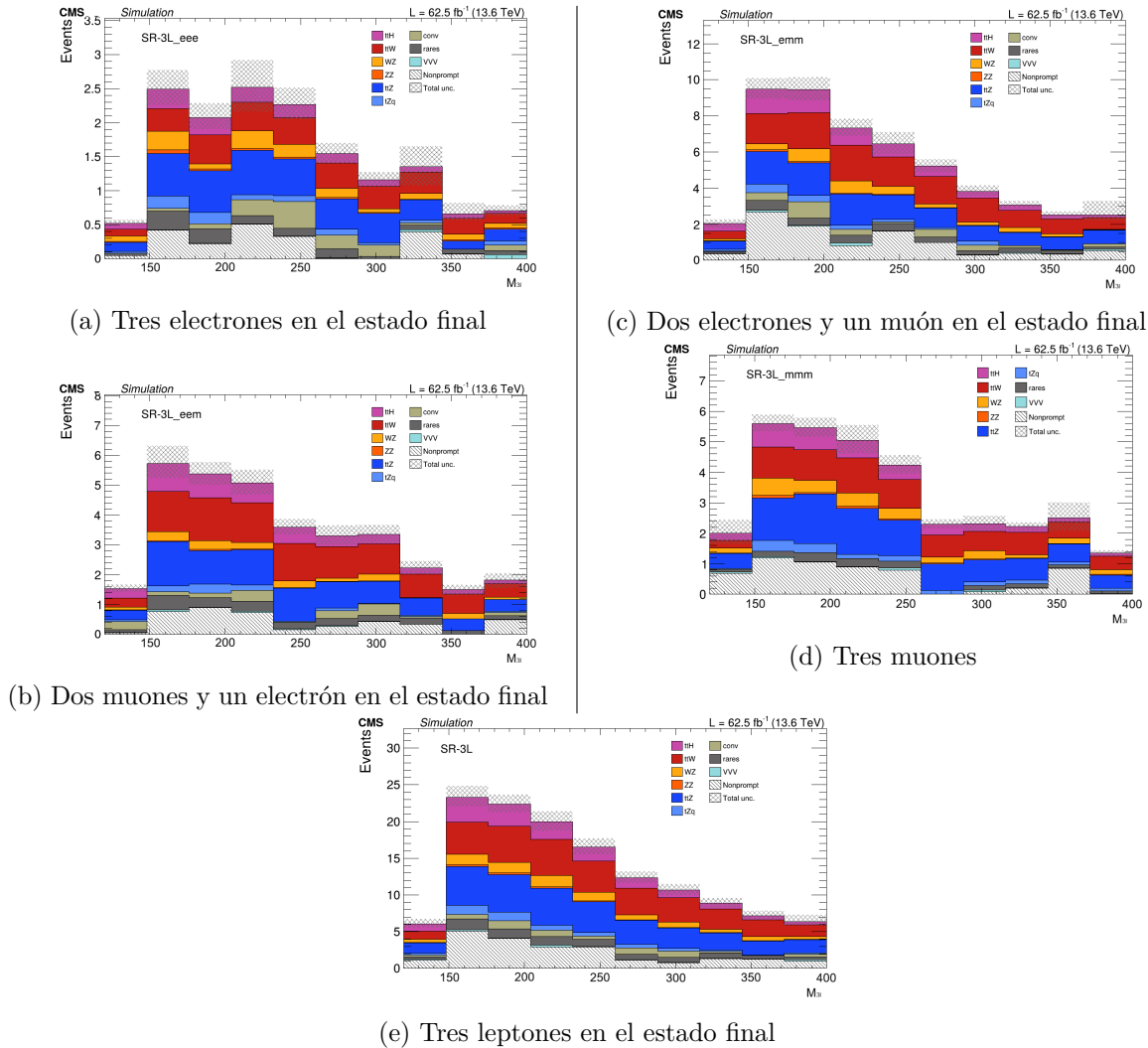


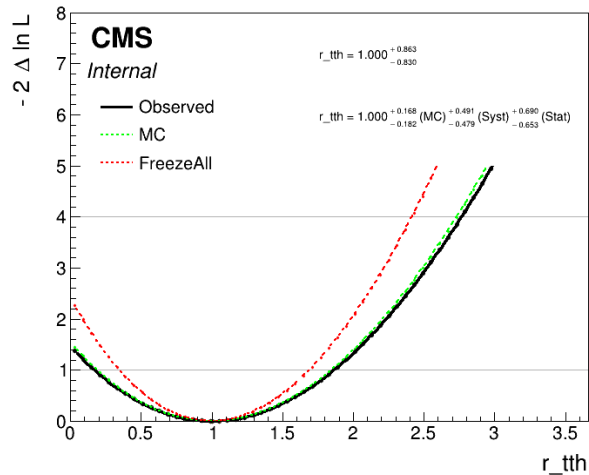
Figura 5.3: Distribución de la masa de los tres leptones de los eventos de las regiones $3l$.

Al igual que en el caso de la región de señal $2lss$, también el proceso $t\bar{t}W$ es uno de los principales fondos. Sin embargo, en este caso crece la contribución del proceso $t\bar{t}Z$ (que parametrizaremos mediante las regiones de control) y decrece la proporción de leptones *non-prompt*. Esto último se debe a que, según el Modelo Estándar, el proceso $t\bar{t}$ (principal fuente de estos leptones) no puede desintegrarse en 3 leptones en el estado final. Por su parte, el proceso $t\bar{t}Z$ no puede desintegrarse a dos leptones en el estado final según el Modelo Estándar. En el Cuadro 5.3 se pueden observar las contribuciones de cada proceso a estas regiones.

| Proceso | $3l$ | $3l (eee)$ | $3l (ee\mu)$ | $3l (e\mu\mu)$ | $3l (\mu\mu\mu)$ |
|-------------------|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|------------------|
| $t\bar{t}H$ | $16,01\pm 0,50$ | $1,45\pm 0,10$ | $4,42\pm 0,21$ | $6,33\pm 0,17$ | $3,80\pm 0,09$ |
| $t\bar{t}W$ | $33,16\pm 3,65$ | $3,07\pm 0,41$ | $9,64\pm 1,14$ | $12,99\pm 1,42$ | $7,47\pm 0,82$ |
| WZ | $8,77\pm 2,23$ | $1,29\pm 0,39$ | $1,71\pm 0,46$ | $3,00\pm 0,79$ | $2,76\pm 0,76$ |
| ZZ | $1,25\pm 0,31$ | $0,23\pm 0,06$ | $0,20\pm 0,05$ | $0,44\pm 0,11$ | $0,38\pm 0,10$ |
| $t\bar{t}Z$ | $33,11\pm 1,28$ | $4,12\pm 0,36$ | $8,20\pm 0,51$ | $11,26\pm 0,84$ | $9,54\pm 0,36$ |
| tZq | $5,16\pm 0,60$ | $0,77\pm 0,14$ | $1,14\pm 0,20$ | $1,70\pm 0,23$ | $1,55\pm 0,24$ |
| <i>Conv.</i> | $5,41\pm 1,86$ | $1,13\pm 0,54$ | $1,50\pm 0,67$ | $2,78\pm 1,18$ | |
| Raros | $8,05\pm 3,45$ | $1,14\pm 0,08$ | $2,34\pm 1,01$ | $3,00\pm 1,28$ | $1,57\pm 0,69$ |
| VVV | $1,26\pm 0,57$ | $0,14\pm 0,08$ | $0,24\pm 0,12$ | $0,49\pm 0,23$ | $0,39\pm 0,20$ |
| <i>Non-prompt</i> | $21,58\pm 4,72$ | $1,97\pm 0,88$ | $4,13\pm 1,36$ | $9,89\pm 2,35$ | $5,58\pm 1,82$ |
| Fondo | $117,74\pm 8,06$ | $13,85\pm 1,47$ | $29,09\pm 2,47$ | $45,56\pm 3,56$ | $29,24\pm 2,35$ |

Cuadro 5.3: Número de eventos para cada proceso para las regiones de señal $3l$.

5.3.2. Fuerza de señal

Figura 5.4: División de la incertidumbre en la debida al MonteCarlo, la contribución estadística y la contribución sistemática para el canal $3l$.

Ahora, toca combinar los resultados de las regiones de control y de las regiones de señal $3l$ habiendo separado los eventos en función del sabor de los leptones. Se puede observar que la

mayor contribución a la incertidumbre proviene del proceso $t\bar{t}Z$. El proceso $t\bar{t}W$ y la normalización de los muones siguen siendo unas de las principales contribuciones a la incertidumbre. En cualquier caso, debido a que la cantidad de eventos que pertenecen a este canal es mucho menor que el número de eventos de $2lss$, la incertidumbre es superior a la de este otro canal. De esta manera, podemos deducir que, cuando se combinen todas las regiones, la incertidumbre será similar a cuando se usa únicamente las regiones $2lss$.

De hecho, en la Figura 5.4 se puede ver que la fuerza de señal calculada usando las regiones de control y las regiones $3l$ es de $\mu_{t\bar{t}H} = 1^{+0,863}_{-0,830} = 1^{+0,168}_{-0,182}(\text{MC})^{+0,491}_{-0,479}(\text{Sist.})^{+0,690}_{-0,653}(\text{Estad.})$. Como se puede ver, la incertidumbre de la fuerza de señal está dominada por la contribución estadística. Al igual que antes, también este valor es comparable al calculado por CMS en el artículo publicado en 2021 [89].

5.4. Resultado combinado

5.4.1. Fuerza de señal sin datos

Finalmente, se van a combinar todas las regiones para calcular la fuerza de señal. Tal y como se ha visto, se espera que este valor sea similar a cuando solo se utiliza la región de señal $2lss$. En la Figura 5.5 se pueden ver las principales contribuciones a la incertidumbre. Tal y como se espera, la incertidumbre viene dominada por la debida al proceso $t\bar{t}W$, siendo la normalización de los muones la segunda fuente más importante.

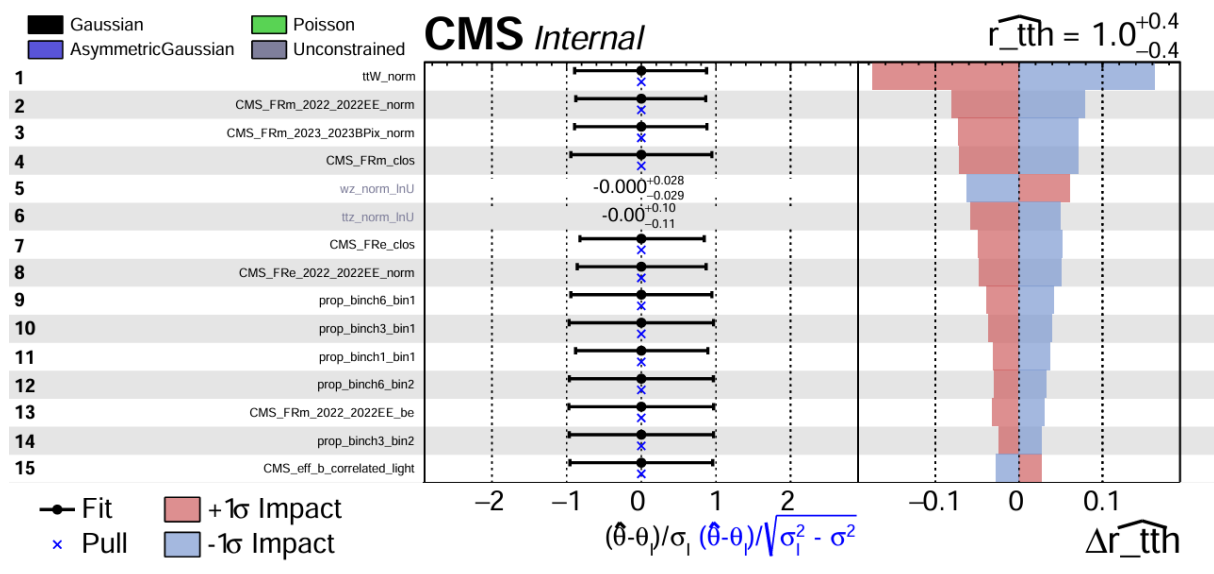


Figura 5.5: Principales contribuciones a la incertidumbre del proceso $t\bar{t}H$ combinando todos los canales.

En la Figura 5.6 se observan cómo se divide la incertidumbre en función de si es sistemática, estadística o debida al MonteCarlo. Se puede ver que la fuerza de señal calculada es igual a $\mu_{t\bar{t}H} = 1_{-0,390}^{+0,389} = 1_{-0,098}^{+0,089}(\text{MC})_{-0,305}^{+0,303}(\text{Sist.}) + 0,227 - 0,222(\text{Stat.})$.

Este valor es comparable al calculado en 2021 por la colaboración CMS[89]. En ese caso, el valor de la fuerza de señal al que se llegó fue de $\mu_{t\bar{t}H} = 0,91 \pm 0,21(\text{Stat.})0,18(\text{Sist.})$. Sin embargo, esta fuerza de señal añadía otras dos regiones de señal con las que se espera reducir la incertidumbre sistemática. Esto es compatible con que la incertidumbre estadística calculada en este trabajo es similar mientras que la sistemática es un factor 1,7 superior.

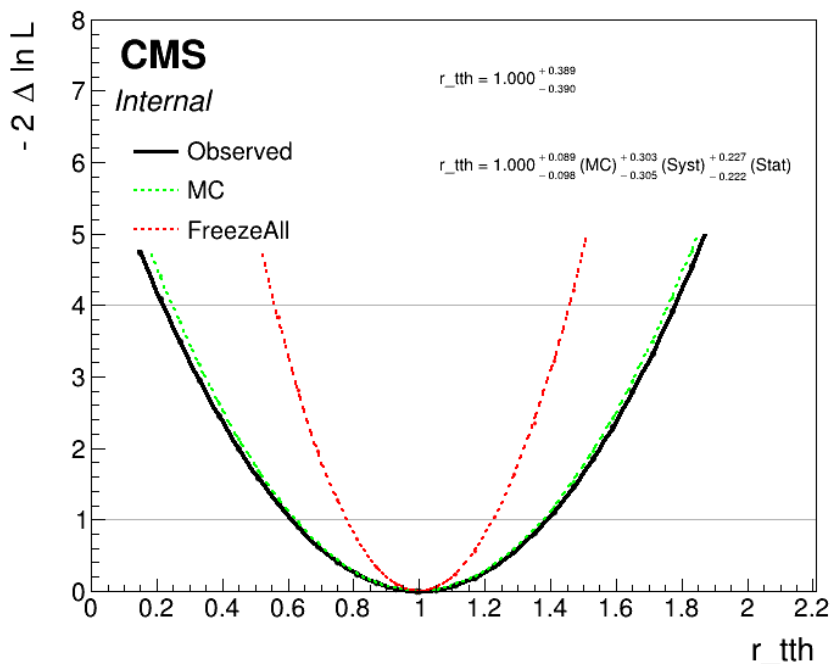


Figura 5.6: División de la incertidumbre en la debida al MonteCarlo, la contribución estadística y la contribución sistemática combinando todos los canales.

5.4.2. Fuerza de señal con datos

El último paso que se va a realizar en este estudio es añadir datos experimentales a las regiones de señal. Al añadirlos al final, se está evitando tener un sesgo en las medidas. Este paso se conoce como *unblinding* y, gracias a él, podemos obtener el valor nominal y no solo la incertidumbre de la fuerza de señal.

En la Figura 5.7 se puede observar a modo de ejemplo la distribución de la masa invariante de los dos leptones de la región $2lss$ habiendo añadido los datos experimentales. Como se puede observar, los datos experimentales están en buen acuerdo con lo esperado.

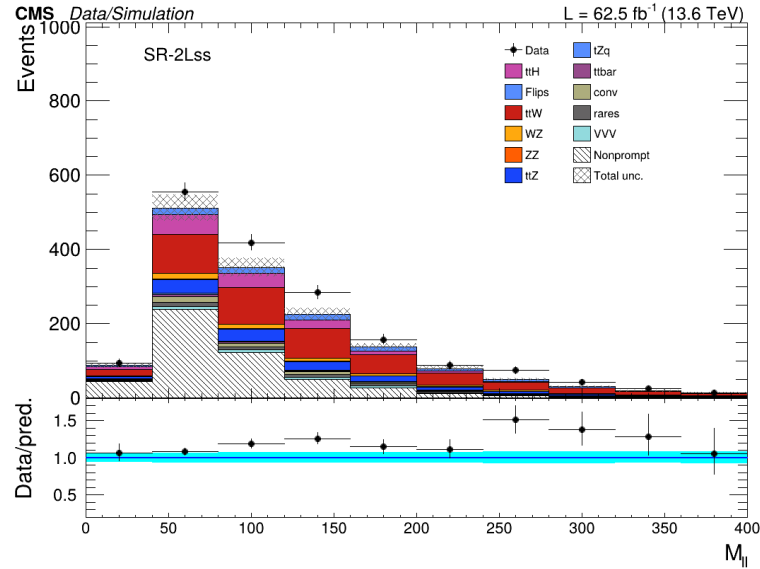


Figura 5.7: Distribución de la masa invariante de los dos leptones con datos experimentales.

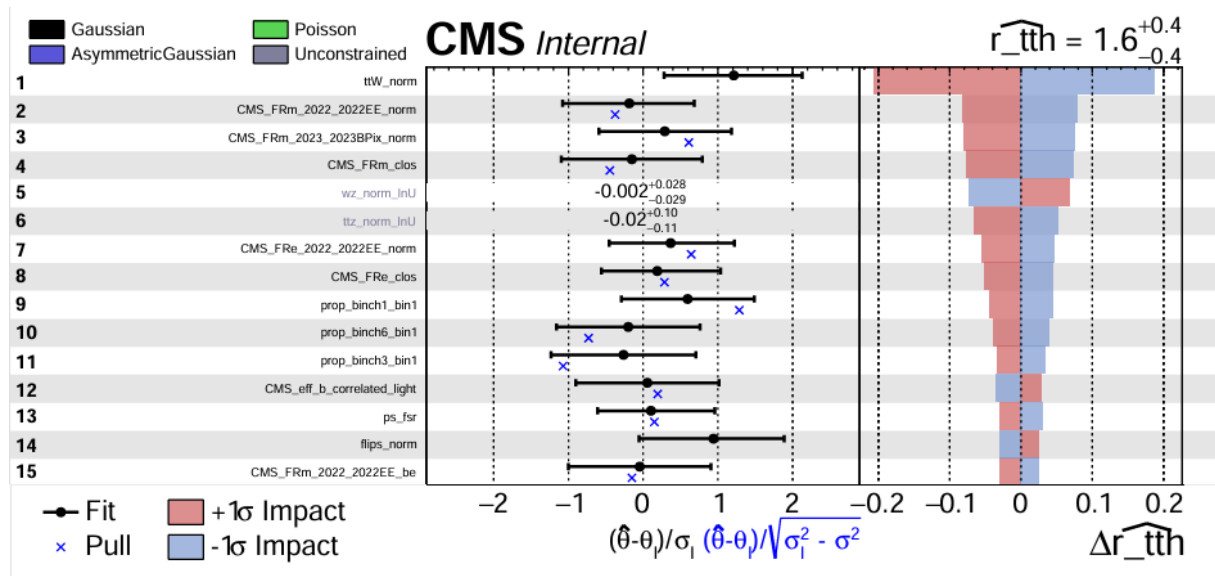


Figura 5.8: Principales contribuciones a la incertidumbre del proceso $t\bar{t}H$ combinando todos los canales y añadiendo datos experimentales.

En la Figura 5.8 se pueden observar las principales contribuciones a la incertidumbre de la fuerza de señal del proceso $t\bar{t}H$. En la columna de la izquierda se pueden ver cómo de lejos se encuentra cada una de estas contribuciones con respecto a lo esperado. Como se puede ver, los datos experimentales del proceso $t\bar{t}W$, dominante en la medida, tienen un exceso muy significativo. Esto no significa sin embargo que haya un error en el Modelo Estándar o que se hayan tratado mal los datos experimentales. El proceso $t\bar{t}W$ es un proceso complejo que ha sido medido en varias ocasiones con excesos. Esto ha ocurrido tanto para datos recogidos por CMS [91]

[92], como para datos recolectados por la colaboración ATLAS [93]. Aunque se está intentando comprender el origen de este cambio y corregirlo, se piensa que este efecto es debido a una mala modelización del MonteCarlo. Hay varias publicaciones orientadas a entender de forma teórica este proceso [94].

En la Figura 5.9, se puede ver cómo se divide la incertidumbre de la fuerza de señal calculada en su contribución sistemática, la contribución estadística y la debida al MonteCarlo. Como se puede observar, se obtiene un valor de $\mu_{t\bar{t}H} = 1,625^{+0,427}_{-0,427} = 1,625^{+0,098}_{-0,107}(\text{MC})^{+0,336}_{-0,337}(\text{Sist.})^{+0,244}_{-0,239}(\text{Stat.})$. Este valor es compatible con el Modelo Estándar en cerca de dos desviaciones estándar, lo que se puede achacar a la mala modelización del MonteCarlo del proceso $t\bar{t}W$.

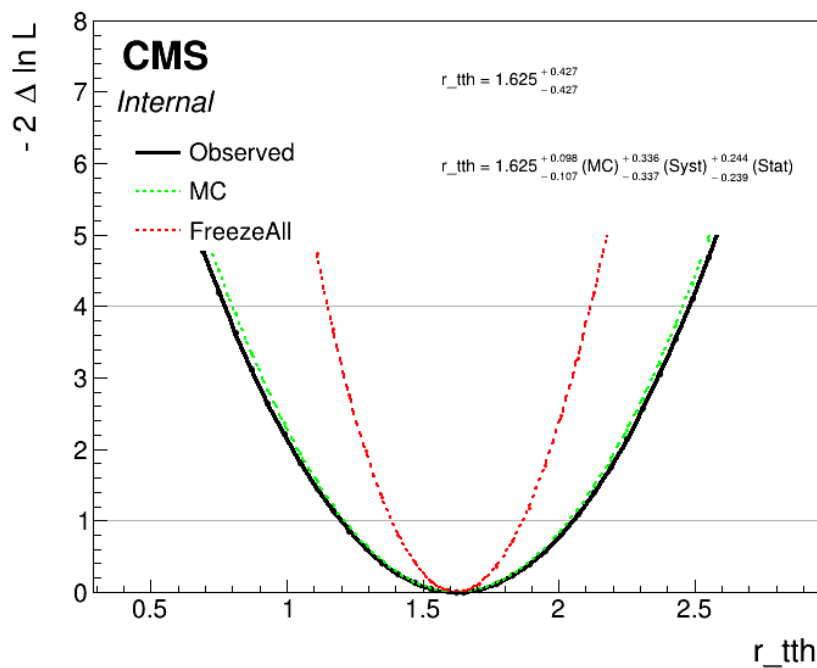


Figura 5.9: División de la incertidumbre en la debida al MonteCarlo, la contribución estadística y la contribución sistemática combinando todos los canales y añadiendo datos experimentales.

Conclusiones

En este trabajo se han presentado los resultados de medida de la fuerza de señal, definida como el cociente entre la sección eficaz experimental y teórica ($\mu_{t\bar{t}H} = \frac{\sigma_{t\bar{t}H}^{exp}}{\sigma_{t\bar{t}H}^{SM}}$), del proceso de producción asociada de dos *quarks top* y un bosón de Higgs en estados finales multileptónicos. Los eventos estudiados se han dividido en función del número de leptones en el estado final. Así, se han dividido en el canal con dos leptones de la misma carga eléctrica ($2lss$) y en el de tres leptones ($3l$). Se utilizaron igualmente dos regiones de control de 3 ($CR - 3l$) y 4 ($CR - 4l$) leptones. Los datos corresponden a los recogidos en los años 2022 y 2023 por el detector CMS dentro del *Run 3* del LHC a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 13,6$ TeV. Esto significa que se ha trabajado con una luminosidad de 39,7 y 31,8 fb^{-1} para 2022 y 2023 respectivamente.

Es la primera vez que se realiza una medida de la fuerza de señal de procesos $t\bar{t}X$ (con X un bosón) con datos del *Run 3* del LHC. Hasta ahora tanto la colaboración CMS como ATLAS habían utilizado datos de hasta el *Run 2* para estas medidas. Por tanto, esta medida preliminar es pionera y de gran relevancia física.

Para determinar la fuerza de señal se ha utilizado un ajuste de máxima verosimilitud implementado en el programa estándar utilizado por la colaboración CMS llamado COMBINE [90]. Usando un ajuste a todas las regiones se ha obtenido un valor de $\mu_{t\bar{t}H} = 1_{-0,390}^{+0,389} = 1_{-0,098}^{+0,089}(\text{MC})_{-0,305}^{+0,303}(\text{Sist.}) + 0,227 - 0,222(\text{Estad.})$. Este valor es comparable al calculado por la colaboración CMS con datos del *Run 2* [89]. También se calculó la fuerza de señal utilizando independientemente la región de señal $2lss$ y $3l$ dando unos valores de $\mu_{t\bar{t}H} = 1_{-0,413}^{+0,411} = 1_{-0,104}^{+0,093}(\text{MC})_{-0,318}^{+0,314}(\text{Sist.})_{-0,242}^{+0,248}(\text{Estad.})$ y $\mu_{t\bar{t}H} = 1_{-0,830}^{+0,863} = 1_{-0,182}^{+0,168}(\text{MC})_{-0,479}^{+0,491}(\text{Sist.})_{-0,653}^{+0,690}(\text{Estad.})$ respectivamente. En ambos casos se tratan también de valores compatibles con los obtenidos por [89]. Finalmente, al añadir los datos experimentales, se obtiene un valor de $\mu_{t\bar{t}H} = 1,625_{-0,427}^{+0,427} = 1,625_{-0,107}^{+0,098}(\text{MC})_{-0,337}^{+0,336}(\text{Sist.}) + 0,244 - 0,239(\text{Estad.})$.

El resultado está dominado principalmente por las incertidumbres del proceso $t\bar{t}W$ que es el principal fondo. El Modelo Estándar predice para este proceso unos estados finales muy similares a los del proceso $t\bar{t}H$, por lo que a menudo se le denomina fondo irreducible. Es por ello por lo que es difícil distinguir ambos procesos y, por tanto, aporta una incertidumbre mayor al proceso de interés. El proceso $t\bar{t}W$ ha sido medido en diferentes ocasiones por CMS [91] [92] y ATLAS

[93] mostrando valores más altos de la sección eficaz de lo esperado. Ambas colaboraciones están intentando entender el origen de este exceso y ambas parecen estar de acuerdo en que la razón de este problema se debe al modelado de la simulación de MonteCarlo de $t\bar{t}W$. El estudio del comportamiento de este proceso es de gran relevancia para la comprensión de este exceso que hasta el momento no ha dado sus frutos. Existen varias publicaciones teóricas creadas con el fin de entender más a fondo este proceso como [94]. Para intentar reducir las incertidumbres del proceso $t\bar{t}W$, se ha probado a crear una región de control específica para este proceso pero al no tener suficientes eventos no ha sido suficiente para reducir su contribución a la determinación de la sección eficaz del proceso $t\bar{t}H$. Este es un problema que continúa estudiándose tanto por la colaboración CMS como por ATLAS, además de la comunidad de teoría, y se espera poder entenderlo utilizando todos los datos del *Run 3* del LHC.

Bibliografía

- [1] P. D. Group, P. A. Zyla et al., «Review of Particle Physics,» *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2020, n.º 8, pág. 083C01, ago. de 2020. DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104) eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>. dirección: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>
- [2] CERN. «The Standard Model,» visitado 15 de feb. de 2026. dirección: <https://home.cern/science/physics/standard-model>
- [3] C. Tomé. «Tabla de partículas en el Modelo Estándar.» Consultado el 15/02/2026. dirección: <https://culturacientifica.com/2014/06/17/del-modelo-estandar/>
- [4] NIST. «matter pie,» visitado 14 de mar. de 2026. dirección: <https://www.nist.gov/image/matterpie0png>
- [5] C. Ramón Álvarez, *Production of top quarks in association with bosons in the standard model and its extensions, in leptonic final states with the CMS detector at the LHC*, mayo de 2024.
- [6] P. W. Higgs, «Broken symmetries and the masses of gauge bosons,» oct. de 1964. dirección: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>
- [7] G. Aad, T. Abajyan et al., «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,» *Physics Letters B*, vol. 716, n.º 1, págs. 1-29, 2012. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020> dirección: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>
- [8] S. Chatrchyan, V. Khachatryan et al., «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,» *Physics Letters B*, vol. 716, n.º 1, págs. 30-61, 2012. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021> dirección: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>
- [9] ATLAS. «The Higgs Boson,» visitado 14 de mar. de 2026. dirección: <https://atlas.cern/higgs-boson-landmark-discovery>
- [10] CMS. «Life of the Higgs boson,» visitado 14 de mar. de 2026. dirección: <https://cms.cern/news/life-higgs-boson>

- [11] CMS, *Measurement of the Higgs boson total decay width using the $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, 2026. arXiv: 2601.05168 [hep-ex]. dirección: <https://arxiv.org/abs/2601.05168>
- [12] A. M. Sirunyan, A. Tumasyan et al., «Observation of $t\bar{t}H$ Production,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, pág. 231 801, 23 jun. de 2018. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.231801 dirección: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.231801>
- [13] T. Han. «Higgs couplings to fermions. »dirección: <https://www.google.com/url?sa=t&source=web&rct=j&opi=89978449&url=https://indico.global/event/10177/contributions/98204/attachments/44871/84691/TaoHan.pdf>
- [14] ATLAS. «Why should there be only one? Searching for additional Higgs Bosons beyond the Standard Model,» visitado 14 de mar. de 2026. dirección: <https://atlas.cern/updates/briefing/why-should-there-be-only-one-higgs>
- [15] M. D. Meng Xiao. «HIG report. »dirección: https://cernbox.cern.ch/pdf-viewer/public/g35jbiURs0YpWbB/202602013%20%5C_HIG%5C_CMSweek%5C_final.pdf?contextRouteName=files-public-link%5C&contextRouteParams.driveAliasAndItem=public%5C%2Fg35jbiURs0YpWbB
- [16] ATLAS. «LHC experiments see first evidence of a rare Higgs boson decay,» visitado 14 de mar. de 2026. dirección: <https://atlas.cern/Updates/Press-Statement/First-Evidence-Higgs-Zy>
- [17] CMS. «CMS sees evidence for the Higgs boson decaying into muons,» visitado 14 de mar. de 2026. dirección: <https://cms.cern/news/cms-sees-evidence-higgs-boson-decaying-muons>
- [18] R. Harnik, A. Martin, T. Okui, R. Primulando y F. Yu, «Measuring CP Violation in $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ at colliders,» *Physical Review D*, vol. 88, n.º 7, oct. de 2013. DOI: 10.1103/physrevd.88.076009 dirección: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.88.076009>
- [19] U. of Cambridge, *Electroweak interactions*. dirección: <https://www.google.com/url?sa=t&source=web&rct=j&opi=89978449&url=https://www.damtp.cam.ac.uk/user/tong/sm/standardmodel5.pdf>
- [20] ATLAS. «ATLAS explores the self-interaction of the Higgs boson. »dirección: <https://atlas.cern/Updates/Physics-Briefing/Higg-Self-Interaction>
- [21] R. Gonçalo, «Recent highlights in top quark and Higgs boson physics from the LHC,» *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1137, pág. 012 012, feb. de 2019. DOI: 10.1088/1742-6596/1137/1/012012
- [22] K. Skovpen, *First observation of the $t\bar{t}H$ process at CMS*, 2018. arXiv: 1810.05715 [hep-ex]. dirección: <https://arxiv.org/abs/1810.05715>

- [23] A. M. Sirunyan, A. Tumasyan et al., «Measurement of the top quark Yukawa coupling from $t\bar{t}$ kinematic distributions in the lepton + jets final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,» *Phys. Rev. D*, vol. 100, pág. 072007, 7 oct. de 2019. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.072007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.072007) dirección: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.072007>
- [24] C. Ramon Alvarez, «Search for CP violation in $t\bar{t}H$ and tH production in multilepton channels at $\sqrt{s} = 13$ TeV,» *Nuovo Cimento C*, vol. 46, n.º 1, pág. 21, 2022. DOI: [10.1393/ncc/i2023-23021-2](https://doi.org/10.1393/ncc/i2023-23021-2) dirección: <https://cds.cern.ch/record/2921861>
- [25] E. P. Cortezón, *Particle accelerators*, 2022. dirección: <https://www.hep.uniovi.es/palencia/FAEA/aceleradoresFAEA.pdf>
- [26] J. Quijada, «Recent upgrades and results from the CMS experiment,» *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 912, pág. 012005, oct. de 2017. DOI: [10.1088/1742-6596/912/1/012005](https://doi.org/10.1088/1742-6596/912/1/012005)
- [27] O. S. Brüning, P. Collier et al., «LHC Design Report,» vol. v.1 : the LHC Main Ring, 2004. DOI: [10.5170/CERN-2004-003-V-1](https://doi.org/10.5170/CERN-2004-003-V-1)
- [28] CERN. «Accelerating: Radiofrequency cavities,» visitado 21 de feb. de 2026. dirección: <https://www.home.cern/science/engineering/accelerating-radiofrequency-cavities>
- [29] Š. Kunc, «Study of the Magnetically Induced QED Birefringence of the Vacuum in experiment OSQAR,» Tesis doct., abr. de 2018.
- [30] CERN. «Accelerator Report: LHC Run 3 achieves record-breaking integrated luminosity,» visitado 22 de feb. de 2026. dirección: <https://home.cern/news/news/accelerators/accelerator-report-lhc-run-3-achieves-record-breaking-integrated-luminosity>
- [31] CERN. «High-Luminosity LHC,» visitado 22 de feb. de 2026. dirección: <https://www.home.cern/science/accelerators/high-luminosity-lhc>
- [32] CMS. «New record: 2024 has been the year with the most recorded data by CMS!» Visitado 22 de feb. de 2026. dirección: <https://cms.cern/news/new-record-2024-has-been-year-most-recorded-data-cms>
- [33] CMS. «Detector,» visitado 22 de feb. de 2026. dirección: <https://cms.cern/detector>
- [34] G. L. Bayatian et al., «CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software,» 2006. DOI: [10.2172/2510878](https://doi.org/10.2172/2510878)
- [35] G. Strong, «On the impact of selected modern deep-learning techniques to the performance and celerity of classification models in an experimental high-energy physics use case,» *Machine Learning: Science and Technology*, vol. 1, sep. de 2020. DOI: [10.1088/2632-2153/ab983a](https://doi.org/10.1088/2632-2153/ab983a)
- [36] M. Lipinski, «The Phase-1 Upgrade of the CMS Pixel Detector,» 2017. DOI: [10.1088/1748-0221/12/07/C07009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/07/C07009)

- [37] CMS. «Tracking,» visitado 22 de feb. de 2026. dirección: <https://cms.cern/detector/identifying-tracks>
- [38] B. Schmidt, «The High-Luminosity upgrade of the LHC: Physics and Technology Challenges for the Accelerator and the Experiments,» *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 706, pág. 022002, abr. de 2016. DOI: [10.1088/1742-6596/706/2/022002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/706/2/022002)
- [39] A. Bartoloni, S. Baccaro et al., «The CMS ECAL barrel HV system,» *Journal of Instrumentation*, vol. 8, pág. C02039, feb. de 2013. DOI: [10.1088/1748-0221/8/02/C02039](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/02/C02039)
- [40] CMS. «Energy of Electrons and Photons (ECAL),» visitado 23 de feb. de 2026. dirección: <https://cms.cern/detector/measuring-energy/energy-electrons-and-photons-ecal>
- [41] M. Corporation. «PbWO4 single crystal substrate , random orientation, 9.8 x 9.6 x 0.5mm,2sp,» visitado 23 de feb. de 2026. dirección: <https://mtixtl.com/en-euea/products/pbwo4-single-crystal-substrate-random-orientation-9-8-x-9-6-x-0-5mm-2sp>
- [42] F. Cavallari, «Performance of calorimeters at the LHC,» *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 293, n.º 1, pág. 012001, abr. de 2011. DOI: [10.1088/1742-6596/293/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012001) dirección: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012001>
- [43] CMS. «Energy of Electrons and Photons (ECAL),» visitado 23 de feb. de 2026. dirección: <https://cms.cern/detector/measuring-energy/energy-hadrons-hcal>
- [44] CERN COURIER. «CMS: a super solenoid is ready for business,» visitado 23 de feb. de 2026. dirección: <https://cerncourier.com/a/cms-a-super-solenoid-is-ready-for-business-2/>
- [45] CMS. «Detecting muons,» visitado 23 de feb. de 2026. dirección: <https://cms.cern/detector/detecting-muons>
- [46] H. W. Cheung, «CMS: Present Status, Limitations, and Upgrade Plans,» *Physics Procedia*, vol. 37, dic. de 2012. DOI: [10.1016/j.phpro.2012.02.362](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.02.362)
- [47] CMS. «GEMS (Gas electron multiplier),» visitado 23 de feb. de 2026. dirección: <https://cms.cern/detector/detecting-muons/gas-electron-multiplier>
- [48] J. R. González Fernández, *Study of processes with a pair of top-antitop quarks processes and missing transverse energy in proton-proton collisions with the CMS detector at the Run 2 of the LHC*, sep. de 2019.
- [49] A. Sirunyan, A. Tumasyan et al., «Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector,» *Journal of Instrumentation*, vol. 12, n.º 10, P10003-P10003, oct. de 2017. DOI: [10.1088/1748-0221/12/10/p10003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/p10003) dirección: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/P10003>
- [50] D. d'Enterria, M. Ballintijn et al., «CMS Physics: Technical Design Report v.2: Addendum on High Density QCD with Heavy Ions,» ene. de 2007.

- [51] C. E. Robert Cousins (UCLA. «What is the likelihood function, and how is it used in particle physics?» Visitado 5 de mar. de 2026. dirección: <https://ep-news.web.cern.ch/what-likelihood-function-and-how-it-used-particle-physics>
- [52] CMS. «Muons & taus,» visitado 7 de mar. de 2026. dirección: <https://cms-opendata-workshop.github.io/workshop2024-lesson-physics-objects/03-muons.html>
- [53] CMS. «Electrons and photons,» visitado 7 de mar. de 2026. dirección: <https://cms-opendata-workshop.github.io/workshop2021-lesson-basicobjects/02-egamma/index.html>
- [54] R. E. Kalman, «A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems,» *Journal of Basic Engineering*, vol. 82, n.º 1, págs. 35-45, 1960. dirección: <https://www.cs.unc.edu/~welch/kalman/media/pdf/Kalman1960.pdf>
- [55] P. Astier, A. Cardini, R. D. Cousins, A. Letessier-Selvon, B. A. Popov y T. Vinogradova, «Kalman filter track fits and track breakpoint analysis,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 450, n.º 1, págs. 138-154, 2000. DOI: [10.1016/S0168-9002\(00\)00249-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00249-1)
- [56] ALICE, «Recent results and upgrade of the ALICE muon spectrometer,» oct. de 2024. DOI: [10.48550/arXiv.2411.00130](https://doi.org/10.48550/arXiv.2411.00130)
- [57] A. M. Sirunyan et al., «Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,» *JINST*, vol. 13, n.º 06, P06015, 2018. DOI: [10.1088/1748-0221/13/06/P06015](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/06/P06015) arXiv: [1804.04528](https://arxiv.org/abs/1804.04528) [physics.ins-det].
- [58] M. Cacciari, G. P. Salam y G. Soyez, «The anti-kt jet clustering algorithm,» *Journal of High Energy Physics*, vol. 2008, n.º 04, pág. 063, abr. de 2008. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063) dirección: <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>
- [59] CMS. «Jet corrections,» visitado 8 de mar. de 2026. dirección: <https://cms-opendata-workshop.github.io/workshop2024-lesson-physics-objects/instructor/06-jecjer.html>
- [60] G. Aad, B. Abbott et al., «Configuration and performance of the ATLAS b-jet triggers in Run 2,» *The European Physical Journal C*, vol. 81, n.º 12, dic. de 2021. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09775-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09775-5) dirección: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09775-5>
- [61] U. Sarkar, *Run 3 performance and advances in heavy-flavor jet tagging in CMS*, 2024. arXiv: [2412.05863](https://arxiv.org/abs/2412.05863) [hep-ex]. dirección: <https://arxiv.org/abs/2412.05863>
- [62] A. Sirunyan, A. Tumasyan et al., «Performance of reconstruction and identification of τ leptons decaying to hadrons and $\nu\tau$ in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV,» *Journal of Instrumentation*, vol. 13, n.º 10, P10005, oct. de 2018. DOI: [10.1088/1748-0221/13/10/P10005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10005) dirección: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10005>
- [63] S. Kamiokande. «Super Kamiokande,» visitado 8 de mar. de 2026. dirección: <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/sk/>

- [64] A. M. Sirunyan, A. Tumasyan et al., «Evidence for associated production of a Higgs boson with a top quark pair in final states with electrons, muons, and hadronically decaying leptons at $\sqrt{s} = 13$ TeV,» *Journal of High Energy Physics*, vol. 2018, n.º 8, ago. de 2018. DOI: [10.1007/jhep08\(2018\)066](https://doi.org/10.1007/jhep08(2018)066) dirección: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2018\)066](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2018)066)
- [65] MadGraph. «Home Page,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <http://madgraph.phys.ucl.ac.be/>
- [66] PowHeg. «The POWHEG BOX,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <https://powhegbox.mib.infn.it/>
- [67] aMC@NLO. «MadGraph5_aMC@NLO web page,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <https://amcatnlo.web.cern.ch/>
- [68] M. Rieger, «The $t\bar{t}H$ Process in the Standard Model of Particle Physics,» en *Search for $t\bar{t}H$ Production in the $H \rightarrow bb$ Decay Channel: Using Deep Learning Techniques with the CMS Experiment*. Cham: Springer International Publishing, 2021, págs. 5-39. DOI: [10.1007/978-3-030-65380-4_2](https://doi.org/10.1007/978-3-030-65380-4_2) dirección: https://doi.org/10.1007/978-3-030-65380-4_2
- [69] P. 8.3. «Welcome to PYTHIA,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <https://www.pythia.org/>
- [70] H. 7. «The Herwig Event Generator,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <https://herwig.hepforge.org/index.html>
- [71] Srimanobhas, Norraphat, Banerjee, Sunanda et al., «Full Simulation of CMS for Run-3 and Phase-2,» *EPJ Web of Conf.*, vol. 295, pág. 03 017, 2024. DOI: [10.1051/epjconf/202429503017](https://doi.org/10.1051/epjconf/202429503017) dirección: <https://doi.org/10.1051/epjconf/202429503017>
- [72] S. Sekmen, *Fast simulation: methods and tools*, Presentation at the LPCC Workshop on Detector Simulation, CERN, Accessed: 2026-03-10, jun. de 2017. dirección: <https://indico.cern.ch/event/614935/contributions/2625507/>
- [73] Geant4. «Geant4,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <https://geant4.web.cern.ch/>
- [74] Python. «Python,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <https://www.python.org/downloads/>
- [75] C++. «C++ Home,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <https://www.cpp-home.com/>
- [76] ROOT. «ROOT: analyzing petabytes of data, scientifically,» visitado 10 de mar. de 2026. dirección: <https://root.cern/>
- [77] J. Pazzini, *CMG - RDF 4 ROOT*, Presentación en el CERN Indico, Tutorial on RDataFrame, CMS Group meeting, dic. de 2024. dirección: <https://indico.cern.ch/event/1490859/contributions/6282851/attachments/2990195/5267099/CMG%5C%20RDF%5C%204%5C%20ROOT.pdf>

- [78] M. Zaro, *Updated ttH cross sections*, Presentación en nombre de Malgorzata Worek, Josh McFayden y Sergio Sanchez Cruz (ttH conveners), Actualización de secciones eficaces para ttH, tH y tt+V a 13.6 TeV, 3 de feb. de 2022.
- [79] G. Aad, B. Abbott et al., «Measurement of the total and differential cross-sections of $t\bar{t}W$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector,» *Journal of High Energy Physics*, vol. 2024, mayo de 2024. DOI: [10.1007/JHEP05\(2024\)131](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2024)131)
- [80] G. Aad, B. Abbott et al., «Inclusive and differential cross-section measurements of $t\bar{t}Z$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, including EFT and spin-correlation interpretations,» *Journal of High Energy Physics*, vol. 2024, n.º 7, jul. de 2024. DOI: [10.1007/jhep07\(2024\)163](https://doi.org/10.1007/jhep07(2024)163) dirección: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07\(2024\)163](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07(2024)163)
- [81] A. Hayrapetyan, A. Tumasyan et al., «Measurement of the inclusive WZ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13.6$ TeV,» *Journal of High Energy Physics*, vol. 2025, n.º 4, abr. de 2025. DOI: [10.1007/jhep04\(2025\)115](https://doi.org/10.1007/jhep04(2025)115) dirección: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2025\)115](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2025)115)
- [82] G. Aad, B. Abbott et al., «Measurement of ZZ production cross-sections in the four-lepton final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13.6$ TeV with the ATLAS experiment,» *Physics Letters B*, vol. 855, pág. 138 764, ago. de 2024. DOI: [10.1016/j.physletb.2024.138764](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138764) dirección: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138764>
- [83] A. Tumasyan, W. Adam et al., «First measurement of the top quark pair production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13.6$ TeV,» *Journal of High Energy Physics*, vol. 2023, n.º 8, ago. de 2023. DOI: [10.1007/jhep08\(2023\)204](https://doi.org/10.1007/jhep08(2023)204) dirección: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2023\)204](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2023)204)
- [84] Y. Li y F. Petriello, «Combining QCD and electroweak corrections to dilepton production in the framework of the FEWZ simulation code,» *Physical Review D*, vol. 86, n.º 9, nov. de 2012. DOI: [10.1103/physrevd.86.094034](https://doi.org/10.1103/physrevd.86.094034) dirección: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.094034>
- [85] CMS, «Measurement of the WW cross section pp collisions at sqrt(s)=13 TeV,» CERN, Geneva, inf. téc., 2016. dirección: <https://cds.cern.ch/record/2160868>
- [86] R. J. Barlow, *Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences* (Manchester Physics Series). Chichester: John Wiley & Sons, 1989.
- [87] CMS, «Luminosity measurement in proton-proton collisions at 13,6 TeV in 2022 at CMS,» CERN, Geneva, inf. téc., 2024. dirección: <https://cds.cern.ch/record/2890833>
- [88] M. Seidel, «Physics objects in CMS Run 3,» *Journal of Subatomic Particles and Cosmology*, vol. 5, pág. 100 330, 2026. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jspc.2026.100330> dirección: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S3050480526000464>

- [89] A. M. Sirunyan, A. Tumasyan et al., «Measurement of the Higgs boson production rate in association with top quarks in final states with electrons, muons, and hadronically decaying tau leptons at $\sqrt{s} = 13$ TeV,» *The European Physical Journal C*, vol. 81, n.º 4, abr. de 2021. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09014-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09014-x) dirección: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09014-x>
- [90] CMS, *HiggsAnalysis-CombinedLimit documentation*. dirección: <https://cms-analysis.github.io/HiggsAnalysis-CombinedLimit/latest/>
- [91] A. Hayrapetyan et al., «Measurements of $t\bar{t}W$ differential cross sections and the leptonic charge asymmetry at $\sqrt{s} = 13$ TeV,» *JHEP*, vol. 03, pág. 083, 2026. DOI: [10.1007/JHEP03\(2026\)083](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2026)083) arXiv: [2509.13512](https://arxiv.org/abs/2509.13512) [hep-ex].
- [92] CMS, «Measurement of the cross section of top quark-antiquark pair production in association with a W boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,» *Journal of High Energy Physics*, vol. 2023, n.º 7, pág. 219, jul. de 2023. DOI: [10.1007/JHEP07\(2023\)219](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2023)219) dirección: [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2023\)219](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2023)219)
- [93] G. Aad et al., «Measurement of the total and differential cross-sections of $t\bar{t}W$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector,» *JHEP*, vol. 05, pág. 131, 2024. DOI: [10.1007/JHEP05\(2024\)131](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2024)131)
- [94] R. Frederix e I. Tsinikos, «On improving NLO merging for $t\bar{t}W$ production,» *Journal of High Energy Physics*, vol. 2021, n.º 11, nov. de 2021. DOI: [10.1007/jhep11\(2021\)029](https://doi.org/10.1007/jhep11(2021)029) dirección: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11\(2021\)029](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11(2021)029)