

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

DETERMINACIÓN DE LA MASA DEL QUARK TOP USANDO
VARIABLES LEPTÓNICAS EN EL EXPERIMENTO CMS DEL LHC

TRABAJO DE TITULACIÓN PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE
FISICA

PROYECTO DE INVESTIGACIÓN

CRISTINA ANA MANTILLA SUAREZ
cristina.mantilla@epn.edu.ec

Director: EDY RODRIGO AYALA, PH.D.
edy.ayala@epn.edu.ec

QUITO, SEPTIEMBRE 2016

DECLARACIÓN

Yo CRISTINA ANA MANTILLA SUAREZ, declaro bajo juramento que el trabajo aquí escrito es de mi autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y que he consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento.

A través de la presente declaración cedo mis derechos de propiedad intelectual, correspondientes a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su reglamento y por la normatividad institucional vigente.

Cristina

Cristina Ana Mantilla Suarez

CERTIFICACIÓN

Certifico que el presente trabajo fue desarrollado por CRISTINA ANA MANTILLA SUAREZ, bajo mi supervisión.



Edy Rodrigo Ayala, Ph.D.
Director del Proyecto

AGRADECIMIENTOS

A Edy Ayala por su guía y cuidadosa revisión de este proyecto. A Edgar Carrera y a Francisco Yumiceva, por su confianza, ayuda y consejos en esta rama de la física.

A Cesar Costa, Luis Lascano y profesores y compañeros de la facultad de Ciencias, por su apoyo durante toda la carrera.

To Pedro Silva, Benjamin Stieger and Martijn Mulders for their insight, guidance and their great support during the summer program and beyond, specially in the analysis review process.

To Matteo Cremonesi and Caterina Vernieri for giving me their words of advice during my stay in Chicago.

A Sergio, Alejandro y Edmundo por la revisión de este trabajo.

A Pris y Jose (PCP), mis confidentes y amigos, compañeros de muchas aventuras, e inseparables a pesar de la distancia.

A mis padres y hermanos por sus enseñanzas y cariño infinito, a quienes debo todo lo que soy.

DEDICATORIA

A Rosita y Mundi.

Contenidos

Lista de figuras	vii
Lista de tablas	xii
Abstract	xvi
Glosario	4
1 Física del quark top en colisiones protón protón	6
1.1 Modelo Estándar de Física de Partículas	6
1.2 El quark top	9
1.2.1 Mecanismos de producción	9
1.2.2 Masa del quark top	11
1.2.3 Topología del decaimiento de pares de quark top	12
2 Arreglo Experimental	15
2.1 El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)	15
2.2 El detector CMS	17
2.2.1 Sistema de rastreo	18
2.2.2 Sistema de Calorímetros	19
2.2.3 Sistema de Detección de Muones	21
2.2.4 Adquisición de datos y trigger	22
2.2.5 Recursos computacionales y software	23
3 Identificación y selección de Eventos	25
3.1 Simulación y Reconstrucción de Eventos	25
3.1.1 Datos analizados	25

3.1.2	Reconstrucción de eventos físicos y partículas	26
3.1.3	Simulación Monte Carlo	30
3.1.4	Correcciones aplicadas a la simulación y datos	30
3.2	Selección de eventos	35
3.2.1	Eventos y distribuciones de control	35
4	Determinación de la masa del quark top usando distribuciones leptónicas	39
4.1	Distribuciones cinemáticas de los leptones	40
4.2	Incertidumbres Sistemáticas	41
4.3	Determinación de la masa del quark top en eventos $t\bar{t}$	51
4.3.1	Usando los momentos de las distribuciones cinemáticas	51
4.3.2	Usando la forma de las distribuciones cinemáticas	60
4.4	Distribuciones cinemáticas corregidas a nivel de partícula	63
4.4.1	Matrices de migración	64
4.4.2	Validación del procedimiento	67
4.4.3	Distribuciones cinemáticas a nivel de partícula	68
5	Conclusiones	71
	Referencias	74

Lista de figuras

1.1	Partículas fundamentales del modelo estándar de física de partículas. Todas las partículas se encuentran agrupadas de acuerdo a sus propiedades y a las tres diferentes generaciones de fermiones. Para cada partícula, excepto talvez los neutrinos, existe una antipartícula con los mismos números cuánticos en magnitud pero de signo opuesto.	8
1.2	Diagramas de Feynman de los procesos LO para la producción $t\bar{t}$ mediante: aniquilación de quarks (izquierda) y fusión de gluones (centro y derecha).	10
1.3	Diagramas de Feynman de los procesos de producción simple del quark top mediante: (a) y (b) la fusión del bosón W , (c) canal s y (d) la producción asociada tW . Los diagramas para la producción simple de t y \bar{t} pueden ser obtenidos al intercambiar quarks y anti-quarks.	11
1.4	Recopilación de las diferentes mediciones de m_t en el experimento CMS y su combinación. (rojo) Las barras de error gruesas muestran la incertidumbre sistemática y las delgadas muestran la incertidumbre total (sistemática y estadística). La combinación de todos los experimentos en el LHC y Tevatron se reporta en gris. [1]	12
2.1	Vista general del complejo de aceleradores en CERN, de los cuales el LHC constituye el último elemento. Las propiedades del haz de protones son configuradas a través de los distintos pasos de aceleración de la cadena. [2]	16
2.2	Vista esquemática del detector Solenoide Compacto de Muones y sus subdetectores. [3]	17
2.3	Vista general del detector de trazas de silicio. [3]	19
2.4	Vista del calorímetro electromagnético de CMS: muestra el arreglo de los módulos de cristales con el detector de cascadas previas en frente. [3]	20
2.5	Vista transversal del sistema de muones de CMS [3].	21

3.1	Ilustración del cono de aislamiento para muones. La dirección del muón en el vértice define el eje del cono.	28
3.2	Distribución del número de vértices usando los datos tomados en 2012, después de la selección de un electrón y un muón. Las muestras de simulación MC se encuentran normalizadas a su sección eficaz esperada y a la luminosidad total integrada.	33
3.3	Probabilidad de identificar e identificar erróneamente b jets en función del momento transversal reconstruido p_T . Se muestran las distribuciones antes y después de aplicar los factores de escala de datos a MC.	34
3.4	(a) Multiplicidad de jets. (b) Multiplicidad de b jets para eventos con por lo menos un jet. (c) Energía faltante transversa para eventos con por lo menos un b-jet. (d) Masa invariante del par de leptones para eventos con por lo menos un b-jet. El ultimo bin de las distribuciones contiene los eventos de los bins no mostrados en la figura (llamado overflow). Los paneles inferiores muestran el cociente entre datos y MC donde la banda ensombrecida representa la incertidumbre estadística.	36
3.5	Distribuciones de pseudo-rapidez (a) y (c) y momento transversal (b) y (d) de los muones (sección superior) y electrones (sección inferior), después de aplicar la selección de eventos. Los paneles inferiores muestran el cociente entre datos y MC donde la banda ensombrecida representa la incertidumbre estadística.	37
4.1	Distribuciones cinemáticas de los leptones a nivel de reconstrucción, usando los datos recolectados en el 2012, medidas después de aplicar la selección de eventos: (a) momento transversal $p_T(l^+)$ y (b) energía $E(l^+)$ del leptón cargado positivamente, (c) momento transversal $p_T(l^+l^-)$ y (d) masa invariante $M(l^+l^-)$ del par de leptones cargados, (e) suma escalar de las energías $E(l^+) + E(l^-)$ y (f) suma escalar del momento transversal $p_T(l^+) + p_T(l^-)$ de los dos leptones cargados. Los paneles inferiores muestran el cociente entre el número de eventos en datos y simulación.	42

4.2	Distribuciones cinemáticas acumulativas de los leptones usando los datos recolectados en el 2012, medidas después de aplicar la selección de eventos: (a) momento transversal $p_T(l^+)$ y (b) energía $E(l^+)$ del leptón cargado positivamente, (c) momento transversal $p_T(l^+l^-)$ y (d) masa invariante $M(l^+l^-)$ del par de leptones cargados, (e) suma escalar de las energías $E(l^+) + E(l^-)$ y (f) suma escalar del momento transversal $p_T(l^+) + p_T(l^-)$ de los dos leptones cargados. Los paneles inferiores muestran el cociente entre el número de eventos en datos y MC.	43
4.3	Comparación de las formas de las distribuciones utilizando las simulaciones alternativas de las incertidumbres sistemáticas con respecto a la nominal. Las simulaciones que incluyen variaciones en la elección de la escala de QCD(scale), de ME-PS (matching) y del proceso de hadronización (powheg) son comparadas con respecto a la simulación nominal MADGRAPH generada a un valor de $m_t=172.5$ GeV.	46
4.4	Comparación de las distribuciones obtenidas con las muestras de simulación en las que se varía $p_T(t)$, con respecto a la simulación nominal con MADGRAPH, para las diferentes variables cinemáticas.	47
4.5	Comparación de las distribuciones obtenidas con las muestras de simulación en las que se varía el esquema mediante el cual la contribución de tW es simulada usando los esquemas DS(rojo) y DR(negro), con respecto a la simulación nominal con MADGRAPH, para las diferentes variables cinemáticas.	48
4.6	Comparación de la forma de las distribuciones para las distintas variaciones sistemáticas con respecto a la simulación nominal asumiendo $m_t=172.5$ GeV.	49
4.7	Comparación de las distribuciones obtenidas usando muestras de simulación donde la contaminación del proceso de fondo de producción de top singular (tW) fue variada según su incertidumbre, para las diferentes variables cinemáticas.	50
4.8	Comparación de las distribuciones obtenidas usando muestras de simulación donde la contaminación del proceso de fondo DY fue variada según su incertidumbre, para las diferentes variables cinemáticas.	50
4.9	Comparación de las distribuciones cinemáticas a nivel de reconstrucción para muestras de simulación MC en las cuales se varía m_t entre 166.5 y 178.5 GeV.	52

4.10	Comparación de las distribuciones cinemáticas a nivel de partícula para muestras de simulación MC, en las cuales se varía m_t entre 166.5 y 178.5 GeV.	52
4.11	Curva de calibración de los primeros momentos de Mellin para las distribuciones cinemáticas: $p_T(l^+l^-)$ (superior), $p_T(l^+) + p_T(l^-)$ (centro) y $E(l^+) + E(l^-)$ (inferior) para los procesos de señal $t\bar{t}$ y tW . La curva de calibración combinando ambos procesos se representa en azul.	54
4.12	Curva de calibración de los primeros momentos de Mellin para las distribuciones cinemáticas: $M(l^+l^-)$ (superior), $p_T(l^+)$ (centro) y $E(l^+)$ (inferior) para los procesos de señal $t\bar{t}$ y tW . La curva de calibración combinando ambos procesos se representa en azul.	55
4.13	Evolución de las principales incertidumbres sistemáticas teóricas para el primer (izquierda) y segundo (derecha) momento de la distribución de $p_T(l)$. Los cortes corresponden a aquellos descritos en la leyenda.	58
4.14	Curvas de calibración para los ajustes a cada distribución cinemática leptónica a nivel de reconstrucción. La barra de error representa la incertidumbre estadística de la medición.	61
4.15	Matrices de migración para cada una de las variables cinemáticas de interés derivadas de la simulación de $t\bar{t}$. Las distribuciones corresponden a aquellas mostradas en la Fig. 4.1.	65
4.16	Pureza y estabilidad de las variables cinemáticas de interés, derivadas de la simulación de $t\bar{t}$. Las distribuciones corresponden a aquellas mostradas en la Fig. 4.1.	65
4.17	Evolución de la correlación global en función del parámetro de regularización τ . Las distribuciones corresponden a aquellas mostradas en la Fig. 4.1.	66
4.18	Comparación de las distribuciones cinemáticas reconstruidas - corregidas a nivel de partícula -con aquellas a nivel de generador, usando simulación MC. Las distribuciones corresponden a aquellas mostradas en la Fig. 4.1.	67
4.19	Diferencia estimada entre las distribuciones obtenidas del procedimiento de desdoblamiento y el espectro simulado a nivel de generador, para los pseudo-experimentos generados de cada distribución.	68
4.20	Diferencia relativa entre el espectro obtenido a nivel de partícula y aquel generado con respecto a la incertidumbre estadística (pull) obtenida usando pseudo experimentos. El promedio y ancho de la distribución son compatibles con 1 dentro de las incertidumbres estadísticas.	69

4.21	Distribuciones normalizadas a nivel de partícula para el proceso de producción $t\bar{t}$ presentadas en función de: (a) momento transversal $p_T(l^+)$ y (b) energía $E(l^+)$ del leptón cargado positivamente, (c) momento transversal $p_T(l^+l^-)$ y (d) masa invariante $M(\ell^+\ell^-)$ del par de leptones cargados, (e) suma escalar de las energías $E(l^+) + E(l^-)$ y (f) suma escalar del momento transversal $p_T(l^+) + p_T(l^-)$ de los dos leptones cargados. Adicionalmente, se reportan las predicciones obtenidas de la simulación con MADGRAPH+PYTHIA 6 asumiendo un valor de $m_t=166.5$ GeV (azul), $m_t=172.5$ GeV (gris) and $m_t=178.5$ GeV (rojo). Los paneles inferiores muestran el cociente entre el número de eventos en datos y la simulación nominal que asume un valor de $m_t=172.5$ GeV.	70
5.1	Recopilación de las diferentes mediciones alternativas de m_t en el experimento CMS y su combinación. (rojo) Las barras de error gruesas muestran la incertidumbre sistemática y las delgadas muestran la incertidumbre total (sistemática y estadística). [1]	72

Lista de tablas

3.1	Muestras de datos tomados por el detector CMS durante el año 2012 que contienen al menos un muón y un electrón energético. La luminosidad integrada se reporta para cada periodo de colección de datos.	25
3.2	Lista de muestras de simulación MC empleadas en la comparación con datos obtenidos a 8 TeV. Para los diferentes procesos considerados (señal y fondo) se cita la sección eficaz esperada. Las muestras marcadas con † son filtradas previamente en el análisis para un decaimiento específico, multiplicidad de partones extra, etc.	31
3.3	Lista de muestras de simulación MC empleadas en la evaluación de incertidumbres sistemáticas de este análisis. Las abreviaciones son similares a aquellas usadas en la Tabla 3.2. MEPS (UE,CR) se refiere al umbral entre elemento de matriz a cascadas de partones (evento subyacente y reconexión de color) respectivamente.	32
3.4	Número de eventos totales en simulación y observados en datos para el canal de decaimiento leptónico y los diferentes requerimientos en la pre-selección. Los procesos simulados son escalados a su sección eficaz esperada y la luminosidad total integrada.	38
4.1	Incertidumbres esperadas en la determinación de m_t usando el primer y segundo momento para distintas distribuciones. Los valores se muestran en unidades de GeV.	56
4.2	Pendientes esperadas en la calibración de la medición de m_t usando los primeros momentos de la distribución de $p_T(l^+l^-)$	57
4.3	Incertidumbres esperadas en la determinación de m_t usando los primeros momentos para las diferentes distribuciones después de restringir sus rangos. Los valores se muestran en unidades de GeV.	59
4.4	Resultados obtenidos en datos para la medición optimizada de m_t usando los primeros momentos de Mellin. Las incertidumbres son de naturaleza estadística.	60

4.5	Incertidumbres sistemáticas en la medición de m_t obtenidas de las formas de las distribuciones cinemáticas a nivel de reconstrucción.	62
4.6	Resultados de la medición de m_t usando el metodo de “template fit”, dados en unidades de GeV. Las incertidumbres reportadas son de naturaleza estadística.	63
4.7	Valores de τ óptimos para cada una de las variables cinemáticas en el proceso de desdoblamiento.	66

Resumen

En el presente trabajo se discute una nueva técnica para medir la masa del quark top haciendo uso de variables cinemáticas de los leptones que se originan en su decaimiento. El análisis utiliza datos de colisiones protón-protón, a una energía de centro-de-masas de $\sqrt{s} = 8$ TeV, recogidos por el detector CMS en la primera corrida del acelerador de partículas LHC - del laboratorio CERN - correspondientes a una luminosidad integrada total de 19.7 fb^{-1} . Se seleccionan eventos correspondientes a la producción de pares top-antitop con un electrón, un muón y al menos un jet en el estado final. Diferentes observables cinemáticos sensibles al valor de la masa del quark top son estudiados y el momento transversal del par de los leptones que se originan en el decaimiento del quark top es escogido para extraer este parámetro de los datos. La medición es calibrada utilizando eventos generados por simulaciones Monte Carlo y resulta en un valor de $m_t = 171.7 \pm 1.1$ (stat.) ± 0.5 (exp.) $_{-3.1}^{+2.5}$ (th.) $_{-0.0}^{+0.8}$ ($p_T(t)$) GeV, donde las principales incertidumbres sistemáticas provienen del modelado de la señal en la simulación.

Abstract

A novel technique for measuring the top quark mass using only leptonic observables is discussed. Top quark pair events with one electron and one muon and at least one jet in the final state are selected in proton-proton collision data collected by the CMS experiment at a center-of-mass energy of $\sqrt{s} = 8$ TeV, corresponding to an integrated luminosity of 19.7 fb^{-1} . Several observables are studied and the transverse momentum distribution of the charged lepton pair originating from the decay of the top quark pair is chosen to extract the top quark mass. After the calibration with simulated events $m_t = 171.7 \pm 1.1$ (stat.) ± 0.5 (exp.) $^{+2.5}_{-3.1}$ (th.) $^{+0.8}_{-0.0}$ ($p_T(t)$) GeV is measured, where the dominant systematic uncertainties stem from signal modeling.

Introducción

El modelo estándar de física de partículas (ME) es una amplia teoría que describe con gran precisión las leyes que parecen gobernar nuestro universo en la escala más pequeña. A lo largo de los últimos años, la validez de este modelo ha sido regularmente reivindicada por una multitud de experimentos. Sin embargo, algunos vacíos persisten en nuestra comprensión del universo, tales como: el origen y naturaleza de la materia oscura, la expansión cósmica, la unificación de fuerzas, la justificación de la asimetría observada entre la materia y antimateria o la posibilidad de que los quarks y leptones sean partículas compuestas. La presencia de estos vacíos sugiere que la teoría del modelo estándar puede ser tan solo una aproximación a bajas energías, una pequeña pieza de una teoría más amplia de la naturaleza.

El quark top es la partícula elemental más pesada y con el mayor acoplamiento de Yukawa al bosón de Higgs. Su masa, m_t , es un parámetro del ME que juega un papel fundamental en el cálculo de correcciones radiativas a diferentes observables. Junto con mediciones de las masas de otras partículas pesadas, determinaciones precisas de la masa del quark top pueden verificar la consistencia del modelo estándar [4, 5] y ser utilizadas para establecer límites a contribuciones de nueva física [6, 7].

En el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), los quarks top se producen predominantemente en pares quark–antiquark y su huella experimental esta caracterizada por los decaimientos subsecuentes del bosón W y la fragmentación de los quarks bottom en chorros de partículas, llamados jets. Debido a que, a diferencia de otros quarks, el quark top decae antes de que se pueda hadronizar o formar estados ligados, es posible realizar mediciones de su masa basándose en el estudio de propiedades cinemáticas de los productos de su decaimiento. Estas mediciones, llamadas directas, reconstruyen e identifican en el detector los productos de la desintegración del quark top: el boson W y el quark bottom (b).

Actualmente, el promedio mundial del valor de m_t es 173.34 ± 0.27 (stat.) ± 0.71 (syst.) GeV [8], el cual fue obtenido después de combinar mediciones realizadas en los detectores de propósito general instalados en el Tevatron y en el LHC. En el experimento Solenoide Compacto de Muones (CMS), el último resultado obtenido con los datos de la primera corrida del LHC (Run I) es $m_t = 172.44 \pm 0.13$ (stat.) ± 0.47 (syst.)

GeV [1], combinando resultados de los canales de decaimiento, hadrónico, semileptónico y dileptónico.

A pesar de la gran precisión ya alcanzada, la medición directa de m_t a través de la reconstrucción de los candidatos de quark top se ve limitada por incertidumbres sistemáticas, principalmente relacionadas con la calibración de la energía de los (b) jets en el detector. Es afectada por incertidumbres intrínsecas relacionadas con el modelado de efectos cromodinámico cuánticos (QCD) suaves en la simulación, como la fragmentación del quark b . En particular, estas incertidumbres son relevantes cuando se interpreta la masa medida en cálculos teóricos de cierto orden. Por ello, es fundamental alcanzar una mejor comprensión de la relación entre los resultados experimentales obtenidos para m_t y los parámetros empleados en estos cálculos.

El presente análisis describe un método alternativo para medir la masa del quark top en el canal de decaimiento dileptónico a partir de variables que se basan solamente en las propiedades cinemáticas de los leptones que se originan en el decaimiento del quark top. Se espera que la forma de estas distribuciones cinemáticas y sus primeros momentos (media y desviación estándar) sean sensibles a m_t . Esta dependencia es calibrada mediante simulaciones Monte Carlo y empleada para extraer este parámetro de los datos recolectados.

El método fue propuesto originalmente en [9]. Una de sus principales ventajas es en el uso de leptones, que puede reducir considerablemente la dependencia del resultado con varias incertidumbres sistemáticas relacionadas con efectos de QCD, reconstrucción de jets en el detector y técnicas de identificación de b jets. Además, este enfoque puede otorgar una visión general del tamaño de las incertidumbres sistemáticas relacionadas con el modelado de efectos QCD perturbativos y no perturbativos y el modelado del espectro del momento transversal del quark top $p_t(t)$ en la simulación. Aunque en este trabajo la interpretación se encuentra basada en generadores Monte Carlo de primer orden (leading-order LO), usados por CMS en Run I del LHC, también reportamos las distribuciones corregidas a nivel de partícula; es decir, corregidas por efectos de aceptación y eficiencia del detector, con el objetivo de permitir futuras comparaciones con resultados obtenidos en simulación utilizando diferentes generadores Monte Carlo.

Mediciones previas fueron realizadas por el experimento CDF en el canal de decaimiento semileptónico usando el momento transversal de electrones y muones originados en el decaimiento del bosón W [10, 11]. En el presente análisis, se seleccionan candidatos de pares top antitop ($t\bar{t}$), donde ambos bosones W decaen leptónicamente dan lugar a un estado final que consiste en dos b jets, un electrón, un muón y energía faltante transversa \cancel{E}_T portada por los neutrinos no identificados en el detector. Diferentes distribuciones cinemáticas son medidas después de reconstruir los leptones en el detector, sustraer el fondo y corregir por efectos del detector.

Este trabajo se encuentra organizado de la siguiente manera: el Capítulo 1 presenta una introducción general a los fundamentos del modelo estándar, la física del quark top y la producción de pares top antitop, junto con un resumen de las medidas previas de la masa del quark top; en el Capítulo 2 se describe el arreglo experimental, el detector y sus subdetectores; el Capítulo 3 presenta la descripción del conjunto de datos utilizados, los algoritmos de reconstrucción de las partículas en el detector y las correcciones aplicadas a la simulación, junto con la selección de eventos en el análisis. Los métodos para extraer la masa del quark top son descritos en el Capítulo 4 junto con el cálculo de las incertidumbres sistemáticas de la medición y las distribuciones cinemáticas corregidas a nivel de partícula. Finalmente, las conclusiones y discusión de los resultados de este trabajo se encuentran en el Capítulo 5.

Glosario de términos

Existen varios terminos y abreviaturas en inglés empleados a lo largo de este trabajo, debido a su amplio uso en el campo de física de altas energías. Estos se encuentran descritos a continuación:

- **Partón:** Descripción general para cualquier partícula constituyente del protón, neutrón y otros hadrones.
- **Jet:** Chorro de partículas producidas en el proceso de hadronización de un quark o gluón, comúnmente representado dentro de un cono de radio R .
- **Energía transversal perdida o faltante \cancel{E}_T (Missing Transverse Energy - MET):** Se refiere a energía que no es detectada en el experimento pero que se espera sea producida para conservar la energía y momento. Se suele usar para inferir la presencia de partículas que no se pueden detectar, como los neutrinos del ME o como una huella de eventos físicos más allá del ME, que pueden contener partículas que no interactúan con el detector.
- **Sección eficaz:** Es una medida de la interacción entre partículas. Cuantifica la probabilidad de un evento de dispersión cuando un rayo incidente impacta un objetivo. Es denotada como σ y se mide en unidades de área. En física de altas energías el término es comunmente usado para referirse al número de partículas creadas después de una colisión.
- **Pileup:** En física de colisionadores se denomina pileup a los eventos donde dos o más partículas impactan el mismo detector (por ejemplo un calorímetro) simultáneamente, de manera que resulta en la detección de un solo evento de alta energía.
- **Hadronización:** Se refiere al mecanismo por el cual quarks y gluones son producidos en interacciones fuertes a partir de los hadrones que se observan en el estado final.
- **Función de distribución de partones (Parton Distribution Function - PDF):** Una función de distribución de partón representa la densidad de prob-

abilidad de encontrar un partón con una fracción x del momento longitudinal, al evaluar el hadrón en una escala de energía Q^2 . Los conjuntos de PDFs son obtenidos, por lo general, al ajustar un gran número de datos de secciones eficaces en un arreglo de valores de Q^2 y valores de x obtenidos en diferentes experimentos.

- **Evento Subyacente (Underlying Event UE):** Se define como toda actividad hadrónica que se observa en un evento y no se origina en el proceso de dispersión primario de la colisión.
- **Reconexión de color (Color Reconnection CR):** Es un mecanismo ad hoc, principalmente usado para describir las interacciones que pueden ocurrir entre campos de color durante el proceso de hadronización. En el LHC, debido al gran número de partones de color producidos, se espera que este proceso ocurra a una tasa significativa. CR es un ingrediente importante de las contribuciones al UE.
- **Pseudorapidez (pseudorapidity η):** Variable angular definida como $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$
- **Términos o correcciones de mayor orden:** En física de partículas se refieren a los términos introducidos cuando se consideran correcciones radiativas a órdenes superiores en las funciones de amplitud, que toman en cuenta estados virtuales o loops asociados a integrales de camino de Feynman. Estos términos se denominan de la siguiente manera, según el orden de la corrección (de menor a mayor):
 1. **Leading-Order (LO)**
 2. **Next-to-Leading-Order (NLO)**
 3. **Next-to-Next-to-Leading-Order (NNLO)**
 4. **Next-to-Next-to-Leading-Logarithmic(NNLL)**
- **CMS:** Compact Muon Solenoid, experimento Solenoide Compacto de Muones del LHC, CERN.
- **D0:** Experimento D0 en colisiones protón-antiprotón del Tevatron, Fermilab.
- **CDF:** Collider Detector at Fermilab, experimento Detector de Colisionadores en Fermilab del Tevatron, Fermilab.

Capítulo 1

Física del quark top en colisiones protón protón

La medición realizada en este trabajo se encuentra bajo el contexto del modelo estándar de física de partículas (ME). El modelo estándar es la teoría que describe la interacción de los constituyentes más fundamentales de la materia y está basada en la teoría cuántica de campos de las interacciones fuerte, débil y electromagnética. Fue formulada por S. Weinberg (1967) y A. Salam (1969) y su validez ha sido reivindicada experimentalmente a lo largo de más de cuatro décadas.

En este capítulo se presenta una breve introducción al modelo estándar y a la producción de quarks top en colisiones protón protón. Se enfatiza en conceptos necesarios para entender el rol del quark top en esta teoría y sus propiedades. Se omite una revisión detallada de los conceptos del modelo estándar pues se encuentra más allá del alcance de este trabajo. Para evitar repetición a lo largo del texto, algunas compilaciones de la física del quark top consultadas en el proceso de escritura de este documento se encuentran en [12, 13, 14].

1.1 Modelo Estándar de Física de Partículas

Existen cuatro fuerzas fundamentales que gobiernan las interacciones entre todas las partículas fundamentales conocidas en el universo: la electromagnética, la fuerte, la nuclear débil y la fuerza gravitacional. Todas ellas, excepto la gravitacional, se encuentran dentro del modelo estándar de física de partículas. Sin embargo, en el contexto de la física de altas energías la fuerza gravitacional puede ser considerada despreciable debido a su menor intensidad.

El modelo estándar es una teoría cuántica de campos que describe las interacciones de las partículas según un conjunto de campos que son invariantes bajo la acción

de un grupo de simetrías de gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. $SU(3)_C$ describe la cromodinámica cuántica (QCD), la interacción fuerte entre quarks y gluones, donde C se refiere a su carga de color. $SU(2)_L \times U(1)_Y$ constituyen el grupo gauge de interacciones electrodébiles, la unificación de la fuerza débil y el electromagnetismo, donde L se refiere a "left-handed" o de mano izquierda, indicando la helicidad de las interacciones débiles, y Y se refiere a la hipercarga, que distingue al grupo $U(1)_{EM}$ de la electrodinámica cuántica (QED).

Para el ME, las partículas elementales, postuladas como aquellas sin estructura interna, se encuentran definidas por ciertas propiedades intrínsecas: masa, espín y sus números cuánticos. Se pueden identificar dos categorías de acuerdo a su espín: los fermiones (de espín $\frac{1}{2}$, descritos por la estadística de Fermi-Dirac) y los bosones (de espín entero, descritos por la estadística de Bose-Einstein). La dirección del espín es llamada polarización. Existen doce fermiones entre los cuales se encuentran seis sabores de quarks: up(u), down(d), strange(s), charm(c), top(t) y bottom(b) y seis leptones: electron (e), muon(μ) y tau(τ) y sus correspondientes neutrinos. Las interacciones entre estos fermiones son mediadas por un conjunto de bosones de gauge - de spin entero -: ocho gluones (g) median la interacción fuerte, el fotón (γ) media la interacción electromagnética, y los bosones (W^+ , W^- y Z) median la interacción débil. Un bosón adicional, el Higgs H , puede ser añadido a este último grupo. Aunque no es mediador de una de las fuerzas, el Bosón de Higgs (h) juega un rol fundamental en el proceso de rompimiento de simetría electrodébil (Electroweak Symmetry Breaking EWKSB), responsable de la generación de masa de las partículas de materia.

Los quarks participan en todas las interacciones fundamentales y son los únicos fermiones que interactúan mediante la fuerza fuerte. La constante de acoplamiento de estas interacciones disminuye con la energía y, en consecuencia, los quarks no pueden ser encontrados como partículas libres en la naturaleza sino que se encuentran confinados en partículas compuestas llamadas hadrones. La materia ordinaria y estable se encuentra compuesta solo por los sabores up y down, que son los bloques fundamentales que componen los protones y neutrones (los cuales son también hadrones).

Los leptones e , μ y τ , con carga eléctrica $q = -1$, son sujetos a interacciones electromagnéticas y débiles y sus masas varían en un rango de 0.5 MeV a 1 GeV aproximadamente. Los neutrinos, con carga eléctrica $q = 0$, solo experimentan interacciones débiles y se relacionan por su carga de isospín.

La materia está descrita mediante las reglas de transformación de cada partícula por la acción de un grupo de gauge. Los quarks son tripletes del grupo de gauge $SU(3)_C$, mientras que los leptones son singletes: no interactúan fuertemente. Las componentes de mano izquierda (left-handed) de los fermiones son los dobletes de $SU(2)_L$, donde ambos fermiones de mano derecha y de mano izquierda son singletes.

Todos los fermiones tienen su propia anti-partícula, denotados como \bar{u} , \bar{d} , \bar{t} , etc, con la misma masa pero números cuánticos de signo opuesto. Sin embargo, todavía no se ha detectado experimentalmente antimateria estable. Toda la materia estable conocida en el universo se encuentra compuesta únicamente de partículas de la primera generación. Los átomos se encuentran formados por electrones, protones y neutrones, los cuales, a su vez, se encuentran formados de quarks up y down. Las partículas de la segunda y tercera generación se diferencian por su masa. Esta estructura y la jerarquía de masas constituyen todavía una pregunta abierta en el campo de física de partículas.

Los quarks y leptones pueden ser agrupados en tres generaciones de partículas, como se muestra en la Figura 1.1.

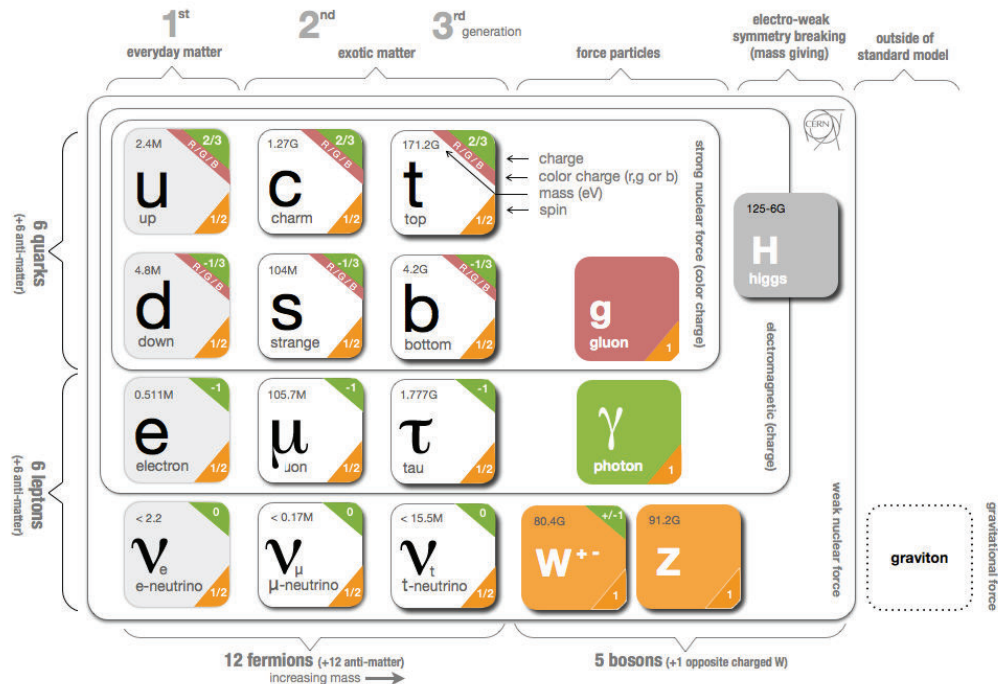


Figura 1.1: Partículas fundamentales del modelo estándar de física de partículas. Todas las partículas se encuentran agrupadas de acuerdo a sus propiedades y a las tres diferentes generaciones de fermiones. Para cada partícula, excepto tal vez los neutrinos, existe una antipartícula con los mismos números cuánticos en magnitud pero de signo opuesto.

1.2 El quark top

El quark top (t) es la partícula elemental más pesada conocida en el modelo estándar y el fermión con el mayor acoplamiento al bosón de Higgs [6]. Fue descubierto en 1995 por las colaboraciones D0 y CDF, tras hacer colisionar protones y antiprotones con energías de 900 GeV en el colisionador Tevatron localizado en Fermilab [15, 16].

El quark top completa la tercera generación de quarks e interacciona con otras partículas a través de las fuerzas electrodébiles y fuertes. Su masa (m_t) es aproximadamente 35 veces la masa de su compañero débil, el quark b , y, debido a que, su masa es mayor que la del bosón W , es el único quark que decae semi-débilmente, es decir en un bosón W y un quark b . Por ello, su tiempo de vida medio es menor y decae antes de poder hadronizarse. Además, es el único quark cuyo acoplamiento de Yukawa al bosón de Higgs es de orden unitario. El estudio de su fenomenología puede llevar a una mejor comprensión de la interacción fuerte en el régimen perturbativo y no perturbativo. Una medición precisa de sus propiedades (masa, acoplamientos, sección eficaz, etc.) provee de información primordial acerca de las interacciones fundamentales y de la física más allá del ME. Una revisión de los conceptos discutidos en este capítulo se puede encontrar en [17].

La energía de centro de masas del Tevatron en el tiempo del descubrimiento de la producción del quark top era $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Los protones acelerados en el LHC e involucrados en colisiones en el centro del detector CMS considerados para el presente análisis tienen cada uno una energía de $E_p = 4$ TeV, llevado a una energía de centro de masas total de $\sqrt{s} = 8$ TeV. El LHC es conocido como una auténtica fábrica de quarks top. Durante el primer período de colección de datos en 2012, casi cinco millones de quarks top fueron producidos, ya fuese en pares top antitop $t\bar{t}$ o singularmente. Aunque en los análisis de datos solo una fracción menor de los quarks top producidos son reconstruidos como candidatos de quarks top, debido a la eficiencia de disparo y selección de eventos, un número sustancial de ellos permanece para llenar las distribuciones finales de interés, permitiendo medir las propiedades de la que es hasta ahora la partícula más pesada de las partículas fundamentales. En efecto, los años recientes han sido testigos de la precisión alcanzada en muchas mediciones de propiedades relacionadas con el quark top, en las cuales las incertidumbres sistemáticas han llegado a dominar sobre las incertidumbres estadísticas.

1.2.1 Mecanismos de producción

Los dos mecanismos básicos de producción del quark top en colisionadores de hadrones son la producción de pares top-antitop ($t\bar{t}$) mediante la interacción fuerte y la producción singular del quark top mediante la interacción electrodébil.

Producción $t\bar{t}$

Los pares $t\bar{t}$ son producidos ya sea mediante la aniquilación de un par quark-antiquark ($q\bar{q}$) o mediante la fusión de gluones. La Figura 1.2 muestra los diagramas de Feynman en primer orden (LO) para la producción $t\bar{t}$. En el acelerador LHC con colisiones protón-protón el proceso de producción mediante fusión de gluones es dominante (83%) , seguido por la aniquilación de quarks con un 17%.

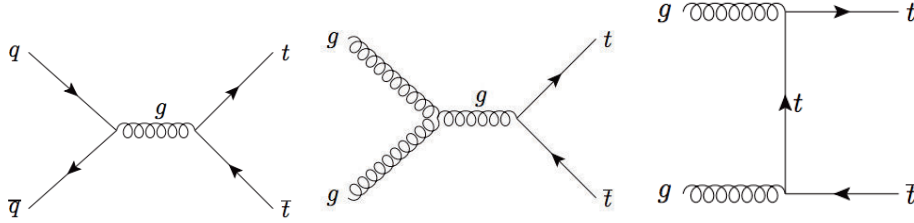


Figura 1.2: Diagramas de Feynman de los procesos LO para la producción $t\bar{t}$ mediante: aniquilación de quarks (izquierda) y fusión de gluones (centro y derecha).

La sección eficaz total del proceso $t\bar{t}$ ($\sigma_{t\bar{t}}$) es calculada mediante una convolución de la función de distribución de partones (PDF) de los hadrones que inician el proceso y la sección eficaz de los procesos de partones $q\bar{q}, qq \rightarrow t\bar{t}$:

$$\sigma(s, m_t^2) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i \int_0^1 dx_j f_i(x_i, \mu_F^2) f_j(x_j, \mu_F^2) \sigma_{ij}(s, m_t, \alpha_s)(\mu_R^2) \quad (1.1)$$

donde i y j representan las posibles combinaciones de los gluones iniciales o los pares quark-antiquark, $f(x, \mu_F^2)$ son las funciones PDF evaluadas a cierta escala de factorización (μ_F) y para una fracción de la energía del protón inicial llevada por el partón (x). La sección eficaz de los sub-procesos partónicos (σ_{ij}), integrada sobre el espacio de fase, depende de la energía de centro de masas en la colisión (\sqrt{s}), la masa del quark top (m_t) y la constante de acoplamiento de QCD (α_s) evaluada a cierta escala de renormalización (μ_R).

Los cálculos teóricos más precisos de la sección eficaz de producción $t\bar{t}$ son descritos en [18]. Esta estimación corresponde a una precisión en la que se incluyen dos correcciones al diagrama de más bajo orden (Next-to-Next-to-Leading-Order, NNLO) y aquellos términos de corrección logarítmicos de “Sudakov” [18] en el mismo orden (Next-to-Next-to-Leading-Logarithmic, NNLL).

Asumiendo un valor de la masa del quark top de $m_t = 173.3 \text{ GeV}/c^2$, cercano al promedio medido en Tevatron a $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$, la predicción resultante de la sección eficaz de producción $t\bar{t}$ a una precisión de NNLO+NNLL es $\sigma_{t\bar{t}} = 7.16_{-0.20}^{+0.11+0.17}$ pb donde la primera incertidumbre proviene de la dependencia de la escala de energía y

la segunda de las funciones de distribución de partones PDF. Asumiendo un valor de la masa del quark top de $m_t = 172.5 \text{ GeV}/c^2$, cercano al promedio medido en el LHC a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, la sección eficaz adquiere un valor de $\sigma_{t\bar{t}} = 252.8_{-8.4}^{+6.2+6.0-6.4} \text{ pb}$ [18].

Producción simple del quark top t

El quark top puede ser producido singularmente por medio de la interacción electrodébil involucrando un vértice Wtb . Existen dos modos principales de producción: en el canal s, la aniquilación de un quark y un antiquark produce un bosón W virtual, el cual luego decae en un quark top y un quark bottom (Fig. 1.3 (c)); en el canal t, un bosón W impacta un quark b dentro del protón, donde el quark b se origina de la separación de un gluón en un par $b\bar{b}$ (Fig. 1.3 (a) y (b)). El quark top también puede ser producido en asociación con el bosón W , donde el quark b inicial es un quark tomado del mar de quarks dentro del protón (Fig. 1.3 (d)).

En colisiones protón-protón, la sección eficaz de este proceso está dominada por contribuciones de los quarks up y down que se acoplan al bosón W .

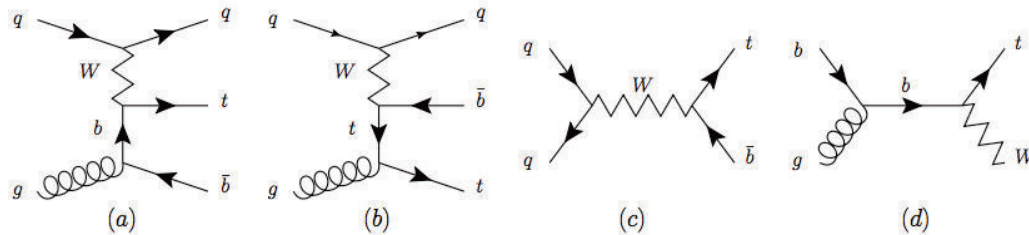


Figura 1.3: Diagramas de Feynman de los procesos de producción simple del quark top mediante: (a) y (b) la fusión del bosón W , (c) canal s y (d) la producción asociada tW . Los diagramas para la producción simple de t y \bar{t} pueden ser obtenidos al intercambiar quarks y anti-quarks.

1.2.2 Masa del quark top

La masa del quark top (m_t) se encuentra definida experimentalmente por la posición del pico en la distribución de la masa invariante de los productos de su decaimiento (el bosón W y el jet proveniente del quark b). Esta definición corresponde a una aproximación cercana a la masa de polo del quark top, definida como la parte real del polo del propagador perturbativo del quark top.

La masa del quark top ha sido medida en varias ocasiones por la colaboración CMS analizando sus diferentes modos de decaimiento. El último resultado obtenido combinando resultados de los tres canales de decaimiento es $m_t = 172.44 \pm 0.13 \text{ (stat.)}$

± 0.47 (syst.) GeV [1]. La Figura 1.4 resume los resultados para m_t obtenidos por el detector CMS y las combinaciones con resultados de Tevatron y mundiales.

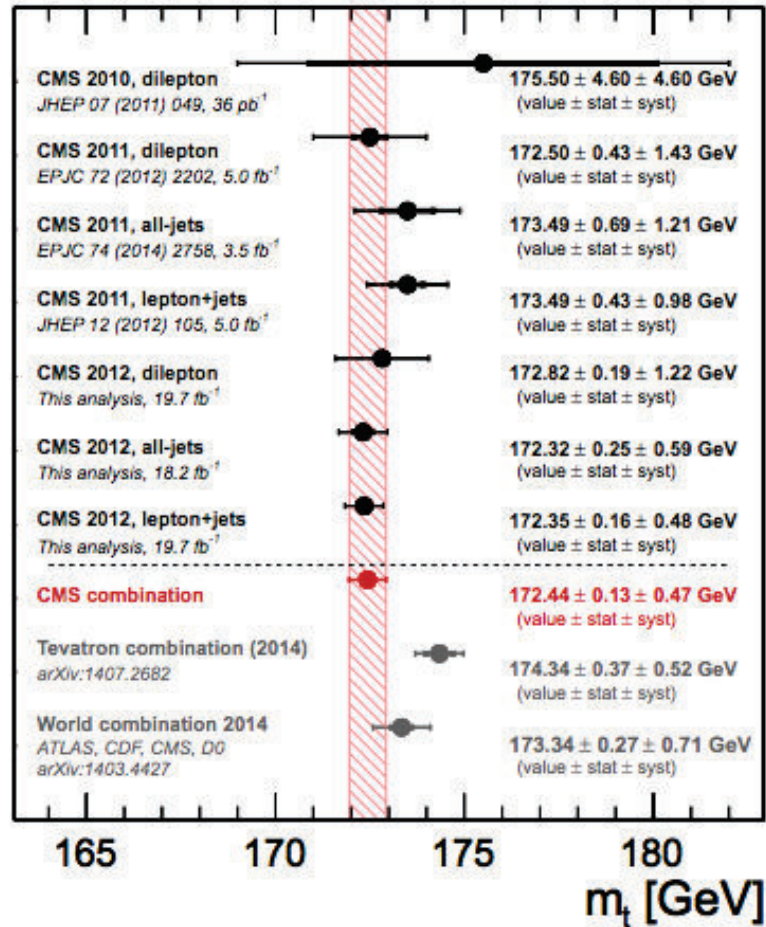


Figura 1.4: Recopilación de las diferentes mediciones de m_t en el experimento CMS y su combinación. (rojo) Las barras de error gruesas muestran la incertidumbre sistemática y las delgadas muestran la incertidumbre total (sistemática y estadística). La combinación de todos los experimentos en el LHC y Tevatron se reporta en gris. [1]

1.2.3 Topología del decaimiento de pares de quark top

El decaimiento del quark top se encuentra determinado por el decaimiento subsecuente de los bosones W . El bosón W puede decaer leptónicamente: en un leptón y en un neutrino ($W \rightarrow l\nu$), y hadrónicamente en dos quarks que forman hadrones ($W \rightarrow q\bar{q}$).

Los eventos de producción de pares de top pueden ser agrupados de acuerdo al decaimiento de los dos bosones W en los llamados canales de decaimiento: hadrónico, semileptónico y dileptónico. Cuando ambos bosones W decaen hadrónicamente, la

señal experimental consiste de dos jets formados por los quarks b y cuatro jets de los bosones W . Si solo uno de los bosones W decae hadrónicamente y el otro leptónicamente, el estado final es llamado de “lepton+jets” y la señal experimental consiste de cuatro jets, dos de los cuales se originan de los quarks b , un leptón de gran momento transversal así como un desbalance de la energía en el plano transversal debido a los neutrinos que escapan el detector sin dejar señal alguna. En el canal dileptónico ambos bosones decaen en leptones dejando una señal experimental dada por dos jets provenientes de los quarks b , dos leptones de carga opuesta y energía faltante transversa.

La tasa a la cual los pares de quark top decaen en cada canal puede ser calculada de las fracciones de desintegración del bosón W . Cada estado final tiene ventajas y desventajas al ser usado experimentalmente. El canal hadrónico es aquel con mayor número de eventos, pero también posee muchos eventos de fondo provenientes de eventos multi-jet. El canal semileptónico permite la reconstrucción total de al menos uno de los quarks top, mientras que el canal dileptónico permite una selección muy limpia, con muy pocos eventos de fondo, y es el canal empleado en este trabajo.

$t\bar{t}$ en el canal dileptónico

El estado final dileptónico incluye dos leptones (muón o electrón) con gran momento transversal p_T , un gran desbalance de energía transversa (\cancel{E}_T) asociada a los neutrinos y dos jets de quarks b . Existe una pequeña contribución de eventos de tau cuando el τ decae en un electrón o muón. Una de las ventajas de este canal es la pequeña contribución de fondo de otros procesos del ME, especialmente en el canal electrón-muón. Sin embargo, una de sus desventajas es su menor fracción de decaimiento de casi 4.5%.

Algunos procesos del ME pueden tener una topología similar a los eventos dileptónicos $t\bar{t}$, especialmente aquellos con dos leptones en el estado final. Estos leptones pueden ser clasificados como reales o falsos. Los reales son aquellos que provienen del vértice primario de interacción a través de procesos electrodébiles, mientras que los falsos incluyen leptones que provienen del decaimiento de mesones en jets, rayos cósmicos, jets identificados como leptones, etc. Los principales procesos de fondo son:

- **Drell-Yan** ($Z \rightarrow l\bar{l}/\gamma$): Es producido mediante la interacción débil. Su huella experimental es similar al proceso de $t\bar{t}$ debido al decaimiento del bosón Z en leptones, aunque sin neutrinos en el estado final. Sin embargo, su contribución de fondo en el canal de decaimiento $e\mu$ es menor debido a la menor sección eficaz del proceso $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu e + \nu e \nu e$.
- **Producción de t simple**: Cuando el bosón W proveniente del decaimiento del quark top y el bosón W proveniente del vértice tW de este proceso decaen en

leptones, se puede tener un estado final similar consistente en dos leptones, \cancel{E}_T y un quark b .

- **W +jets:** Este proceso consiste en la producción de un bosón W en asociación con quarks o gluones. El gluón puede dividirse en un par de quarks bottom produciendo dos b -jets en el estado final, un leptón y \cancel{E}_T , lo cual es muy similar a la huella experimental de $t\bar{t}$ dileptonico, cuando un leptón adicional proviene por ejemplo de rayos cósmicos.
- **$t\bar{t}$ semileptonico** Este proceso puede contribuir al fondo si existe un leptón falso.
- **Dibosones (WW, ZZ, WZ):** Cuando los bosones vectoriales W y Z son producidos en pares, estos pueden decaer leptónicamente o hadrónicamente formando una huella experimental final similar. Sin embargo, no contribuyen mucho al fondo debido a sus pequeñas secciones eficaces.

Capítulo 2

Arreglo Experimental

2.1 El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) [2] es un colisionador circular de protones-protones (pp) con una longitud de 27 km diseñado para una energía de centro de masas (\sqrt{s}) de 14 TeV, situado 100 m bajo tierra en el CERN (Organización Europea para la Investigación Nuclear) cerca de Ginebra, Suiza. Es el acelerador de partículas mas potente jamás construido y constituye una herramienta única para la investigación en el campo de física de altas energías, pues permite explorar la escala de energía de TeV, con el objetivo de poner a prueba el modelo estándar o, alternativamente, la búsqueda de nueva física. Durante su primer período de funcionamiento (Run 1), desde 2010 hasta 2012, operó a energías de centro de masa de 7 y 8 TeV para colisiones pp. En Abril del 2015, reinició sus operaciones a una energía de centro de masas de 13 TeV.

El LHC está formado por 8 sectores circulares de 2460 m de longitud, conectados mediante 4 regiones lineales de 540 m, en los cuales se encuentran localizados los experimentos. Constituye la última etapa de un gran complejo de aceleradores, ilustrado en la Figura 2.1. Desde los primeros aceleradores lineales hasta el LHC, dos haces de protones dirigidos en direcciones opuestas son obtenidos de átomos de Hidrógeno, acelerados e inyectados en sucesivas fases en el siguiente acelerador. En el Proton-Synchrotron Booster, dos haces de protones son agrupados en racimos, espaciados entre sí cada 25 ns, y acelerados a una energía de 450 GeV, antes de que sean inyectados en el anillo del LHC. En este, se aceleran y enfocan hasta alcanzar la energía final del haz. Los haces colisionan en 4 puntos de interacción, en los que se encuentran localizados los experimentos: ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [19], ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [20], CMS (Compact Muon Solenoid) [3], and LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) [21].

En un colisionador el número de eventos producidos por segundo está dado por el

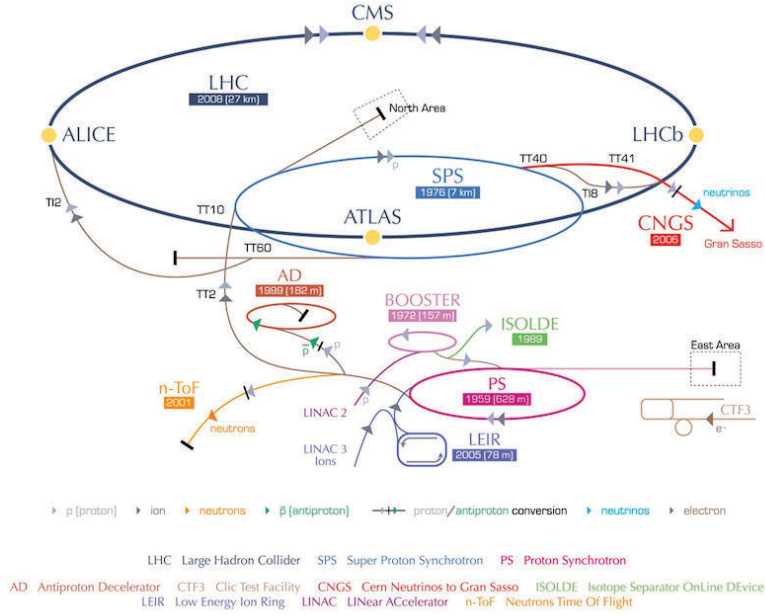


Figura 2.1: Vista general del complejo de aceleradores en CERN, de los cuales el LHC constituye el último elemento. Las propiedades del haz de protones son configuradas a través de los distintos pasos de aceleración de la cadena. [2]

producto de la probabilidad específica de cada evento (dada por la sección eficaz) y la luminosidad. Si el colisionador es circular la luminosidad esta dada por:

$$L = \frac{\gamma f k_B N^2}{4\pi \epsilon_n \beta} \quad (2.1)$$

donde γ es el factor de Lorentz, f es la frecuencia de revolución, k_B es el número de racimos, N es el número de protones por racimo, ϵ_n es la emitancia normalizada y β representa el tamaño del haz en el punto de colisión. En el LHC, la energía nominal de cada haz de protones es de 7 TeV y la luminosidad diseñada de $L = 1034 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ resulta en alrededor de 1 billon de interacciones protón protón por segundo. En los puntos de interacción de los experimentos multipropósito, CMS y ATLAS, los haces son enfocados hasta alcanzar $16.7 \mu \text{ m}$ de diámetro y colisionan a un ángulo de $285 \mu \text{ rad}$ y a una tasa de 40 MHz.

Este trabajo fue realizado con datos tomados por el experimento CMS, el cual es descrito en la siguiente sección.

2.2 El detector CMS

El Solenoide Compacto de Muones (CMS) es un detector de propósito general instalado en el LHC. Con la finalidad de seguir un programa de física centrado en la búsqueda de nueva física y medidas de precisión, CMS fue diseñado bajo criterios como buena resolución y eficiencia de reconstrucción de partículas cargadas, y buena resolución de energía electromagnética y de E_T .

El detector CMS esta compuesto de tres partes principales, mostradas esquemáticamente en la Figura 2.2: el sistema de rastreo de partículas (sistema de tracking), los calorímetros y el sistema de muones. La principal característica del detector es un imán solenoide superconductor de 6 m de diámetro interno que genera un campo magnético muy fuerte y homogéneo de 3.8 T a lo largo del eje del haz. El campo magnético curva a las partículas cargadas en el plano transversal. Dentro del volumen del imán se encuentran instalados un detector de trazas, compuesto de tiras y pixeles de silicio, un calorímetro electromagnético, de cristales de tungsteno y plomo (ECAL), y un calorímetro hadrónico centellador (HCAL). Dichos componentes están rodeados de discos y ruedas de hierro fuera del solenoide, que permiten el retorno del flujo magnético. En estos, se encuentran localizados los detectores de ionización de gas para la identificación de muones.

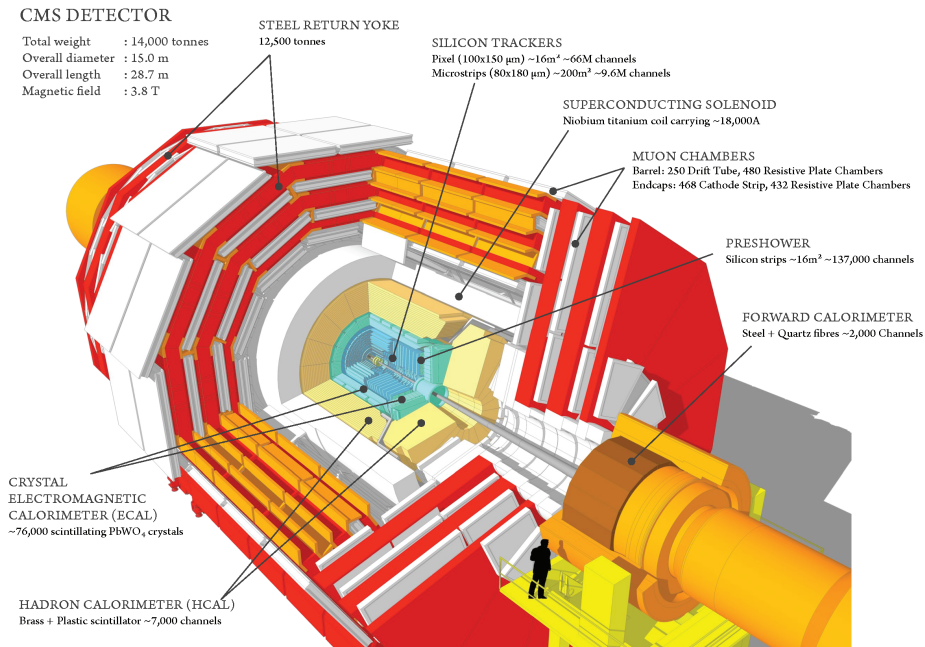


Figura 2.2: Vista esquemática del detector Solenoide Compacto de Muones y sus subdetectores. [3]

El sistema de referencia adoptado por el experimento se centra en el punto de interacción con respecto al cual se define un sistema de coordenadas cartesianas, donde

el eje z se encuentra a lo largo del eje del haz y el eje y apunta en la dirección vertical perpendicular. Una variable espacial empleada para describir el ángulo de una partícula con respecto al eje del haz es la pseudorapidez (pseudorapidity η) definida como $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, donde θ es el ángulo entre el momento de la partícula p y la dirección positiva del eje del haz. El momento p_T y la energía transversal E_T medida en la dirección del haz, son calculados usando las componentes x y y del plano.

En esta sección se describen las principales características del detector. Una explicación más detallada del detector, junto con una definición del sistema de coordenadas y las variables cinemáticas empleadas, se encuentra en [3].

2.2.1 Sistema de rastreo

El sistema de rastreo o tracking está diseñado para medir con precisión la trayectoria que siguen las partículas cargadas producidas en la colisión. Reconstruye las trayectorias de muones, electrones y hadrones e identifica trazas provenientes del decaimiento de quarks b , mediante la reconstrucción de vértices secundarios.

El detector de trazas es un detector construido íntegramente por silicio y especialmente diseñado para resistir alta radiación debido a su proximidad con el punto de interacción. Dado el gran número de partículas producido en cada colisión, el detector de trazas dispone de detectores basados en pixeles de silicio de alta granularidad para garantizar una medición precisa del parámetro del impacto, la cual es traducida en una buena resolución de vértices secundarios.

El sistema de pixeles está compuesto por una región cilíndrica alrededor del tubo del haz y dos tapas en los laterales. Cada módulo de pixeles de $100 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ resulta en una resolución similar para las proyecciones $r\phi$ y z . El detector de tiras o strips se encuentra instalado alrededor del sistema de pixeles y está dividido en dos secciones: interna y externa, compuestos de 512 y 768 tiras respectivamente. A medida que las partículas atraviesan el detector, los pixeles y tiras producen señales eléctricas que son amplificadas para su posterior análisis.

La Figura 2.3 muestra una vista esquemática del sistema central de tracking. Tres capas cilíndricas de módulos de pixeles rodean el punto de interacción junto con dos tapas laterales en forma de disco compuestas de módulos de pixeles. El detector de tiras se encuentra en una región radial entre 20 y 116 cm. Está compuesto de tres subsistemas diferentes: el Tracker Inner Barrel (TIB) que contiene 4 capas cilíndricas, Tracker Inner Disks (TID) con 3 discos a cada lado, rodeados finalmente de 6 capas cilíndricas que componen el Tracker Outer Barrel (TOB).

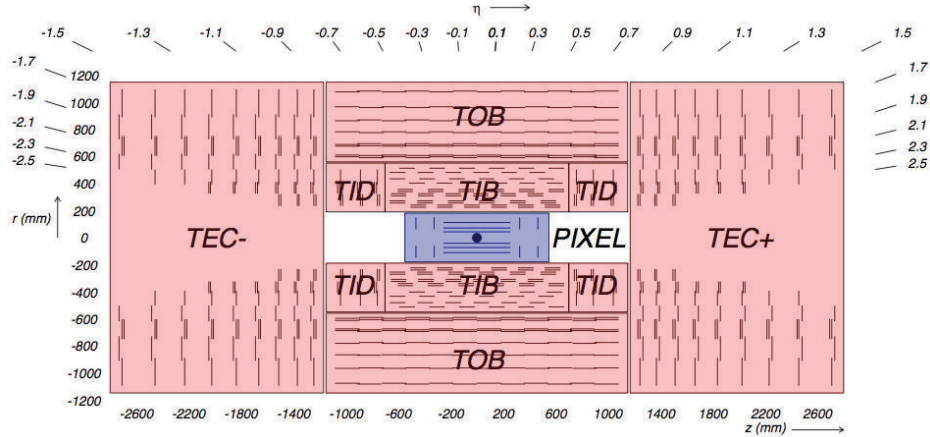


Figura 2.3: Vista general del detector de trazas de silicio. [3]

2.2.2 Sistema de Calorímetros

El calorímetro mide la energía y dirección de las partículas, permitiendo reconstruir el tipo de partícula producida en la colisión. Se encuentra compuesto por dos partes: el Calorímetro Electromagnético (ECAL) y el Calorímetro Hadrónico (HCAL). El ECAL detecta partículas cargadas livianas y fotones, mientras que el HCAL detecta partículas cargadas pesadas y neutras.

Calorímetro Electromagnético

El ECAL [3] está compuesto por cristales de plomo y tungsteno y se encuentra instalado alrededor del detector de trazas. Los cristales transparentes centellean cuando electrones y fotones los atraviesan produciendo fotones los cuales son, a su vez, detectados por fotodetectores que se encuentran pegados a cada cristal. Los fotodetectores, especialmente diseñados para trabajar dentro del gran campo magnético, se encuentran pegados al final de cada cristal y convierten la luz de centelleo en una señal eléctrica que es amplificada y enviada para ser analizada posteriormente.

Este calorímetro también se divide en una región cilíndrica en forma de barril y en dos tapas que le sirven de cierre. La estructura del detector se encuentra ilustrada en la Figura 2.4. Un detector de cascadas previas está localizado en frente de los cristales laterales con dos capas: la primera, hecha de plomo, inicia cascadas electromagnéticas de los fotones y electrones que inciden en ella, mientras que la segunda contiene sensores de silicio. El uso de cristales de alta densidad ha permitido que el calorímetro tenga alta granularidad y sea resistente al radiación. Permite distinguir entre electrones y otras partículas con menor poder de ionización y mejora la determinación de la posición de electrones y fotones en el detector.

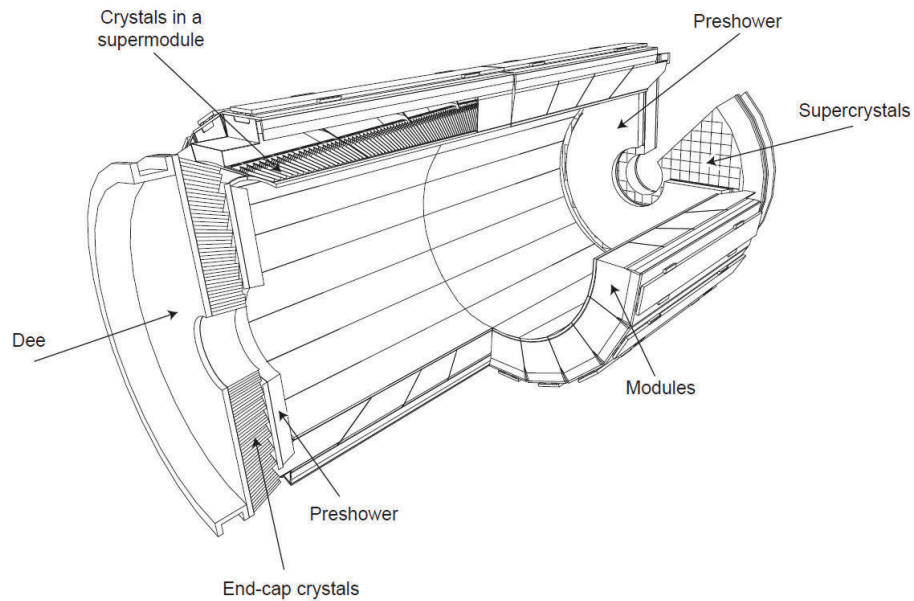


Figura 2.4: Vista del calorímetro electromagnético de CMS: muestra el arreglo de los módulos de cristales con el detector de cascadas previas en frente. [3]

Calorímetro Hadrónico

El HCAL [3] se encuentra instalado alrededor del ECAL y está compuesto por capas de cobre intercaladas con material centellador. Juega un rol importante en la identificación y medición de energía de hadrones, como protones, neutrones, piones o kaones. Además, provee una medida indirecta de la presencia de partículas no cargadas, que no dejan ninguna señal de su presencia en ninguna parte del detector CMS, al proveer una medida de la energía faltante transversa en los eventos. Es decir, debido a que el HCAL es un detector hermético, la detección de partículas que atraviesan solo un lado del detector junto con un desbalance en el momento y energía medidos en el plano transversal, es un indicativo de la presencia de dichas partículas invisibles.

La estructura del HCAL está dotada de una parte cilíndrica en forma de barril cerrada por dos tapas con una profundidad suficiente para recoger las cascadas hadrónicas. El calorímetro es capaz de encontrar la posición de la partícula, energía y tiempo de arribo, usando capas de materiales absorbentes intercaladas con capas de materiales centelladores fluorescentes, que producen un rápido destello de luz cuando una partícula los atraviesa. Fibras ópticas recogen la luz producida y la conducen hacia fotodetectores que amplifican la señal. Cuando la cantidad de luz producida en una región determinada es sumada entre diferentes capas de profundidad, usualmente denominada “torre”, esta cantidad total corresponde a una medida de la energía de las partículas.

2.2.3 Sistema de Detección de Muones

Dado que los procesos físicos con desintegraciones leptónicas son muy útiles para identificar y reconocer un gran número de sucesos de nueva física o de producción del bosón de Higgs, la detección de muones es una de las principales tareas en el experimento CMS. Los muones son partículas que interactúan débilmente, por lo que atraviesan los calorímetros sin depositar grandes cantidades de energía. Por ello, CMS posee un sistema de muones instalado en el interior del hierro de retorno magnético, al final del experimento, compuesto de detectores de gas.

Este se divide en un barril cilíndrico con dos tapas en los laterales, como se indica en la Figura 2.5. La zona barril contiene cámaras de deriva (DT), mientras que las tapas están instrumentadas con cámaras de tiras (CSC). Ambos subsistemas llevan incorporados también cámaras de resistividad (RPC) con la finalidad de producir una respuesta muy rápida para el sistema de disparo de eventos.

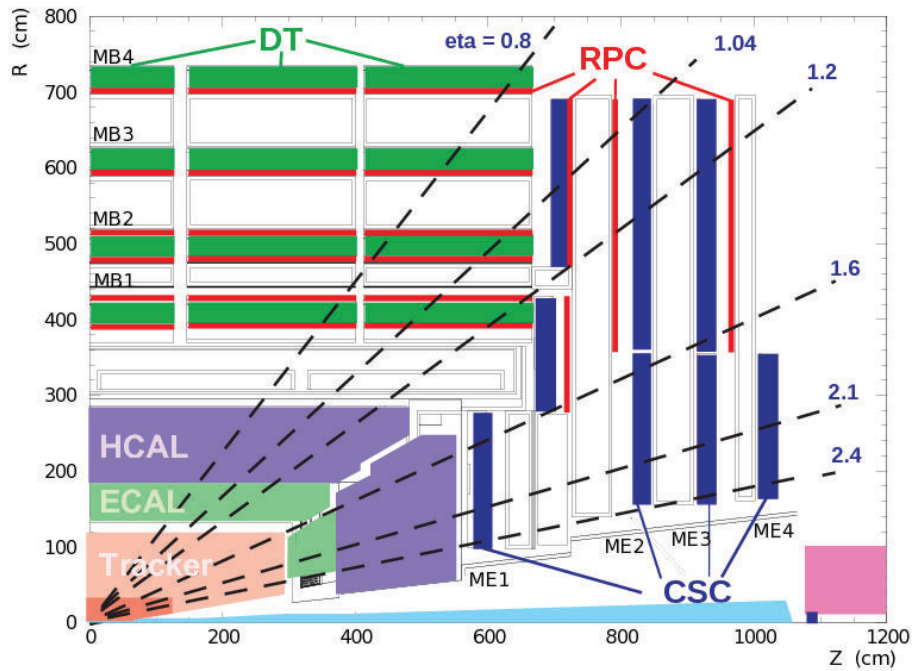


Figura 2.5: Vista transversal del sistema de muones de CMS [3].

Cada barril del sistema de muones está formado por 4 estaciones, dispuestas en cilindros concéntricos alrededor del tubo del haz y divididos en 5 ruedas en la dirección del haz. Las 3 primeras estaciones se componen de 60 cámaras de deriva, distribuidas en todo el rango de ϕ . La 4ta estación sin embargo está formada por 70 cámaras. Las cámaras de deriva son detectores complejos, formados por varias capas de hilos. Cada hilo se encuentra en el interior de una célula de deriva, en el seno de una mezcla gaseosa. Aquellos muones que atraviesan la célula provocan una ionización del gas y

en consecuencia una corriente de electrones fluye hacia el hilo. El tiempo de deriva se mide como la diferencia entre el paso del muón (dado por el tiempo en el que se produjo la colisión) y el tiempo de llegada al hilo. El gas utilizado posee la propiedad de una velocidad de deriva constante, de manera que el tiempo de deriva puede convertirse fácilmente en información espacial. Las tapas del sistema de muones forman discos con varios anillos de cámaras de tiras, segmentadas de manera que permiten la medición de dos coordenadas por cada plano individual.

Las cámaras de resistividad están instaladas en ambas regiones del sistema de muones. Estas cámaras son detectores de gas diseñados para dar una respuesta muy rápida en sistemas de detección de trazas sirviendo como un trigger específico para el sistema de muones.

Los muones producidos centralmente en las colisiones son medidos tres veces: en el sistema de trazas, después de atravesar el solenoide y en el flujo magnético de retorno. En el sistema de muones, la trayectoria de una partícula es medida al ajustar una curva de los impactos registrados a lo largo de las cuatro estaciones de muones y combinarla con las medidas tomadas en el detector de trazas.

2.2.4 Adquisición de datos y trigger

En el LHC, las colisiones protón-protón ocurren con una elevada frecuencia. Aproximadamente 20 colisiones tienen lugar por cada cruce de racimos, cada 25 ns. Debido a que no es posible, ni necesario, procesar y almacenar la gran cantidad de datos asociada con el alto número de eventos producidos se requiere una reducción drástica de ellos. De esto se encarga el sistema de trigger o disparo, que es el primer paso en la secuencia de selección de sucesos con potencial interés físico. En CMS, el sistema realiza su selección en dos pasos diferentes: el primer nivel (Level-1 L1) que se basa en un procesador especialmente diseñado para este efecto, y el segundo paso, llamado sistema de trigger del alto nivel (High Level Trigger HLT), se basa en software online ejecutado desde CPUs convencionales.

El tiempo mínimo de tránsito para que las señales provenientes de la electrónica del detector lleguen a la caverna en la que se encuentra almacenada la lógica del trigger L1, y el sistema tome una decisión para conservar o descartar el evento y reenvíe la señal, es alrededor de $3.2 \mu\text{s}$. Durante este tiempo, los datos deben ser almacenados temporalmente. El sistema de trigger L1 involucra la información recolectada en los sistemas de calorímetros y muones y su decisión se basa en la presencia de objetos como fotones, electrones, muones y jets con una energía mayor a ciertos umbrales. También emplea variables como la suma global de energía transversa E_T y energía transversa faltante MET.

Después de la decisión del sistema L1, los datos son transferidos a un procesador que corre el código de HLT para reducir la tasa de eventos por un factor de 10^3 . El código de HLT fue construido siguiendo varias estrategias con el objetivo de descartar los eventos tan pronto como sea posible. Esto lleva a la idea de reconstrucción parcial de objetos y el uso de información de calorímetros y muones, seguido por el uso de datos de trazas y, finalmente, el uso de la información de todo el evento.

2.2.5 Recursos computacionales y software

La transferencia, almacenamiento y procesamiento de datos seleccionados por el trigger es gestionada por la infraestructura de computación del experimento. Esta proporciona un framework o software central llamado CMSSW (CMS Software), un sistema de base de datos distribuidos y una serie de servicios de red Grid y locales capaces de acceder a los recursos de computación y a los sistemas de almacenamiento y procesamiento de datos. CMS es capaz de proveer estos servicios al mantener una estructura de jerarquía de datos. Los primeros datos recogidos por el detector son transferidos a tres grandes centros (Tier 0), y después de la reconstrucción de eventos son transferidos a los centros de computación (Tier1) en diferentes partes del mundo, donde son reprocesados y enviados a 40 centros (Tier2) listos para ser analizados.

El software oficial de análisis de datos usado por la colaboración es llamado CMSSW, y consiste de más de 2 millones de líneas de código escritas en C++ y python, que son frecuentemente actualizadas. Es capaz de realizar una variedad de pasos de un análisis como el procesamiento y selección preliminar de eventos, además de la construcción de algoritmos útiles en la identificación de eventos.

La estrategia de análisis de datos en CMS se basa en la reconstrucción de objetos físicos correspondientes a partículas que atraviesan el detector. Los diferentes componentes del detector registran señales de estas partículas y dichas señales son reconstruidas como puntos individuales en el espacio, conocidos como hits. Para reconstruir completamente una partícula, se asocian los hits en los diferentes componentes de manera que sea posible determinar su trayectoria y, con ella, características como su momento, carga, etc.

En CMS, los datos son guardados físicamente en archivos .root. Los datos se encuentran almacenados y clasificados según ciertos pasos de reducción, de entre los cuales los principales se denominan RAW, RECO y AOD. Los eventos crudos o RAW contienen toda la información recogida del detector y están diseñados para ocupar 1.5 MB/evento. El formato de reconstrucción, RECO, es producido después de aplicar varios niveles de algoritmos de reconocimiento de patrones a los datos RAW y ocupa alrededor de 0.5 MB/evento. Finalmente, después de aplicar filtros a la producción RECO, se genera el formato AOD, Analysis Object Data, que es un formato compacto

de datos diseñado para proveer la información necesaria para ejecutar una gran cantidad de análisis los cuales pueden ser transferidos a otros centros locales debido a su reducido tamaño.

En el presente trabajo se hizo uso de toda la cadena de procesamiento de datos del experimento. Los datos tomados con el detector y aquellos obtenidos mediante simulación Monte Carlo fueron tratados de igual manera y procesados con el software CMSSW mediante un código. Como resultado de este, se produjeron archivos compactos que fueron empleados para seleccionar los eventos de interés para el presente análisis. En el siguiente capítulo se describirán las muestras empleadas, así como la reconstrucción de objetos y correcciones aplicadas a los datos y simulación, antes de aplicar la selección final de eventos.

Capítulo 3

Identificación y selección de Eventos

El presente análisis se realizó bajo el software oficial de la Colaboracion CMS: versión CMSSW_5_3_22 y las últimas colecciones de datos recolectados durante el año 2012 por el experimento. El código empleado para este análisis se encuentra disponible en [22].

3.1 Simulación y Reconstrucción de Eventos

3.1.1 Datos analizados

Durante el año 2012, en la primera corrida del LHC, el acelerador operó a una energía de centro de masas de 8 TeV y despachó una luminosidad integrada de 19.7 fb^{-1} . Para permitir un rápido acceso a los datos después de su procesamiento, estos fueron divididos en grupos de datos primarios (Primary Datasets) de acuerdo a los diferentes triggers aplicados.

La Tabla 3.1 enlista las muestras de datos utilizados en este trabajo, correspondientes a los datos primarios MuEG y a 19.7^{-1} de luminosidad integrada.

Tabla 3.1: Muestras de datos tomados por el detector CMS durante el año 2012 que contienen al menos un muón y un electrón energético. La luminosidad integrada se reporta para cada periodo de colección de datos.

Muestra de datos	$\int \mathcal{L} \text{ (pb}^{-1}\text{)}$
/MuEG/Run2012A-22Jan2013-v1/AOD	881
/MuEG/Run2012B-22Jan2013-v1/AOD	4425
/MuEG/Run2012C-22Jan2013-v1/AOD	7123
/MuEG/Run2012D-22Jan2013-v1/AOD	7306
Total	19736

3.1.2 Reconstrucción de eventos físicos y partículas

Cada tipo de partícula producida en la colisión interactúa de una manera distinta con cada capa del detector, de acuerdo a sus propiedades fundamentales. Los datos recogidos por el detector son analizados de manera que objetos como las trazas, vértices e información proveniente de los calorímetros sean reconstruidos y combinados para identificar objetos físicos llamados de alto nivel, como los leptones o jets. En esta sección se describen los aspectos generales de la identificación y reconstrucción de objetos físicos de interés para este análisis, como los electrones, muones y jets que se originan en el proceso de hadronización del quark b .

En este análisis se utilizaron objetos reconstruidos mediante el algoritmo Particle Flow [23]. La reconstrucción de eventos Particle Flow trata de reconstruir e identificar todas las partículas estables del evento: electrones, muones, fotones, hadrones cargados y neutros, al combinar de manera óptima la información obtenida de los subdetectores de CMS, para determinar su naturaleza, dirección y energía. Estas partículas individuales reconstruidas son usadas para definir la energía transversal faltante, reconstruir e identificar taus de sus productos de decaimiento, cuantificar el aislamiento de los leptones cargados con respecto a otras partículas, identificar jets provenientes de quarks b , entre otros.

Leptones

La trayectoria de los electrones (e) y muones (μ) es medida en el sistema de tracking. Adicionalmente, los electrones producen cascadas de partículas en el ECAL, donde su energía puede ser medida. Como los muones no depositan toda su energía en los detectores internos, estos pueden ser reconstruidos en el sistema de muones localizado en la parte externa del detector. El corto tiempo-de-vida-media de los taus (τ) resulta en un tiempo de vuelo pequeño de la partícula, lo cual, a su vez, significa que estos no pueden detectados directamente, sino que únicamente los productos de su decaimiento pueden ser medidos.

Reconstrucción e Identificación de Muones La reconstrucción de muones en CMS combina información del sistema de trazas y calorímetros. La cadena de reconstrucción empieza en la reconstrucción local de los impactos registrados en el espectrómetro de muones. Después de aplicar el algoritmo de reconstrucción, los objetos físicos correspondientes a muones son clasificados en tres diferentes tipos de muones:

- **Muones independientes:** Estos muones son reconstruidos utilizando únicamente la información proveniente del espectrómetro de muones. Los impactos en

las camaras DTs, CSCs y RPCs son reconstruidos utilizando las señales electrónicas digitalizadas. Posteriormente, los impactos en cada camara DT y CSC son asociados entre sí hasta formar segmentos que sirven para estimar los vectores de posición y momento. Finalmente, se realiza un ajuste, llamado filtro de Kalman, usando los segmentos de DT y los impactos en CSC y RPC. El resultado es un conjunto de objetos reconstruidos en el espectrómetro de muones, referidos como muones independientes.

- **Muones Globales:** Para cada muón independiente se busca trazas asociadas a este, entre aquellas reconstruidas en el sistema interno de trazas. Con esta información se realiza el ajuste de Kalman usando candidatos a impactos y segmentos de muones. El muón con la más alta probabilidad de ajuste es seleccionado y el resultado es una colección de muones conocida como muones globales.
- **Muones del Tracker:** Un algoritmo complementario de reconstrucción es aquel donde los trazas en el sistema de tracking constituyen potenciales candidatos de muones. Esta técnica es utilizada para muones de bajo momento transverso que no han podido ser reconstruidos como muones independientes, pues no dejaron suficiente información en el sistema de muones. Consiste en una búsqueda de posibles señales dejadas en los calorímetros y sistema de muones que coincidan con cada traza dejada en el tracker de silicio.

En este trabajo se utilizaron muones Globales que combinan la información proveniente de múltiples subdetectores, de manera que sea posible obtener la más correcta descripción del muón.

Para el proceso de identificación de muones en un evento, se emplean diferentes algoritmos. Los parámetros del ajuste realizado, como la probabilidad de ajuste χ^2 , e información de las trazas, como el número de impactos o el parametro de impacto (definido como la menor distancia desde la traza al vértice primario), son utilizados para establecer requerimientos a los muones.

Se espera que los candidatos de muones que han sido identificados y reconstruidos con éxito sean muones que provengan de los procesos de señal, que en este análisis son $t\bar{t}$ y tW . Sin embargo, existen muones que son originados en procesos de fondo como W y Z + jets o QCD. Por ello, es necesario introducir el concepto de aislamiento de muones. Un muón es considerado aislado si no existen depósitos sustanciales en el sistema de trazas, ni en los calorímetros, que alcancen ciertos umbrales. Se define un cono alrededor del muón, como se muestra en la Figura 3.1, con un cono de ΔR donde $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$, alrededor del cual se pueden establecer ciertos requerimientos.

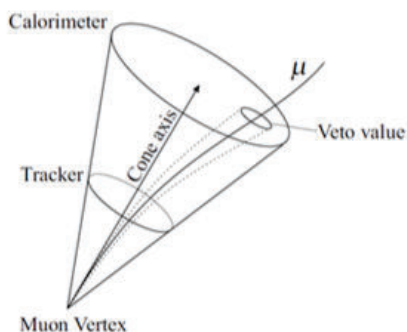


Figura 3.1: Ilustración del cono de aislamiento para muones. La dirección del muón en el vértice define el eje del cono.

Reconstrucción e Identificación de Electrones La reconstrucción de electrones en CMS emplea información recogida por el sistema de detector de trazas y el ECAL. Los electrones que atraviesan de manera transversal las capas de silicio emiten radiación de frenado o bremsstrahlung y la energía detectada en el ECAL se dispersa significativamente en la dirección azimutal. Las cascadas electromagnéticas iniciadas por electrones y fotones depositan su energía en varios cristales del ECAL.

Para obtener una medida de la energía del electron en un vértice primario, es esencial recoger los fotones producidos por bremsstrahlung. En tal sentido, se han desarrollado una serie de algoritmos, que forman grupos o clusters para recoger la energía producida. En CMS la reconstrucción de electrones se basa en un método llamado Gaussian Sum Filter (GSF) [23] que utiliza trazas y clusters de energía depositados en el ECAL.

Los criterios de identificación para los electrones están basados en tres diferentes conjuntos de requerimientos definidos por el Grupo de Electrones y Fotones, exigente (tight), medio (medium) y flexible (loose), optimizados para diferentes niveles de eficiencia y pureza. Estos tres niveles de identificación son definidos al establecer requerimientos en variables discriminantes o variables geométricas, que ayudan a distinguir entre electrones reales y falsos.

Jets

Como fue discutido en el Capítulo 1, los quarks y gluones no pueden ser observados directamente aunque pueden ser detectados en los sistemas de trazas y calorímetros a medida que estos se fragmentan en hadrones. Estos aparecen en el detector como jets de partículas.

La identificación y reconstrucción de Jets en CMS es una tarea complicada, que involucra los sistemas de trazas y calorímetros. En general existen dos clases de algoritmos de reconstrucción de jets: de cono o de recombinación secuencial. En los

algoritmos de cono, los jets son definidos como direcciones dominantes de flujo de energía. Se define un círculo de radio fijo R de manera que el centro del círculo este dado por la suma del momento de todas las partículas entre los puntos del cono en la misma dirección. La otra clase de algoritmo es la recombinación secuencial de algoritmos de jet que definen la distancia entre un par de partículas, realizando recombinaciones sucesivas del par de partículas más cercanas.

El algoritmo implementado en los jets empleados en este análisis es aquel conocido como anti- k_t , que combina sucesivamente objetos cercanos, como partones, partículas o torres de calorímetro. La definición de la distancia entre los objetos i y j que determinan el algoritmo esta dada por:

$$d_{ij}^2 = \min(k_{t,i}^{2p}, k_{t,j}^{2p})(\Delta y_{ij}^2 + \Delta\Phi_{ij}^2) \quad (3.1)$$

donde $p = 1$. Las partículas suaves, o de bajo momento, son recombinadas con las duras, o de alto momento, antes de ser recombinadas entre si, resultando en jets regulares con alto p_T . Este algoritmo es usado por el experimento para los análisis realizados con datos tomados hasta el 2012 y será usado por defecto en este estudio.

Identificación de b jets La identificación de jets provenientes de la fragmentación y hadronización del quark bottom, también conocido como “b tagging”, constituye un paso fundamental en el estudio del decaimiento del quark top. La habilidad de identificar correctamente b-jets juega un rol fundamental en la reducción de procesos de fondo que involucran jets provenientes de gluones (g), otros quarks (u, d, s) y de la fragmentación del quark c. En el experimento CMS se utiliza un algoritmo que emplea una variedad de objetos reconstruidos - trazas, vértices y leptones - para construir variables, que son combinadas, a su vez, en una única variable de discriminación que separa los b-jets de otros jets.

Las principales variables empleadas en algoritmos de identificación de b jets están relacionadas con el tiempo de vida del hadrón B, y la presencia de un vértice secundario. El parámetro de impacto (IP) de una traza con respecto al vértice primario puede ser usado para distinguir los productos del decaimiento del hadrón B. El parámetro de impacto es calculado en tres dimensiones, tomando en cuenta la excelente resolución del detector de trazas en el eje z . La resolución del parámetro de impacto depende significativamente del momento transversal y la pseudorapidez de la traza. La presencia de un vértice secundario de decaimiento y las variables cinemáticas asociadas a este vértice incluyen su distancia de vuelo y dirección, es decir, el vector entre el vértice primario y el secundario, y varias propiedades del sistema de trazas asociadas al vértice secundario.

En el presente análisis, el algoritmo CSV (Combined Secondary Vertex) es usado

para identificar jets que tienen una alta probabilidad de haber sido originados en la hadronización de quarks b . Se utiliza un conjunto de variables con gran poder de discriminación y poca correlación entre sí, entre las cuales se encuentra el número de trazas en los vértices, la masa y pseudorapidez de las trazas, el parámetro de impacto, entre otros. El algoritmo es capaz de proporcionar discriminación incluso cuando no se encuentran vértices secundarios en la reconstrucción.

3.1.3 Simulación Monte Carlo

Los generadores de eventos Monte Carlo MADGRAPH (v5.1.3.30) [23] y PYTHIA (v6.426) [24] fueron usados para simular los procesos de señal y fondo. El generador MadGraph es usado para modelar los eventos $t\bar{t}$ asumiendo una masa del quark top de $m_t = 172.5$ GeV. Para simular las cascadas partónicas y la hadronización, se ha empleado el programa PYTHIA. MadGraph es también usado para simular W+jets, WW y procesos Drell-Yan mientras que la producción de top simple es simulada con POWHEG (v1.0,r1380) [25, 26, 27, 28, 29]. La producción inclusiva de dos bosones WZ y ZZ es simulada con PYTHIA. El decaimiento de los leptones taus es procesado usando TAUOLA (v. 2.75) [30].

Las muestras de simulación Monte Carlo utilizadas para simular los varios procesos de fondo (Drell-Yan -DY, W+jets) y procesos de señal ($t\bar{t}$ y tW) se indican en la Tabla 3.2, junto con sus correspondientes secciones eficaces.

Estos procesos fueron normalizados a los valores de sección eficaz con un nivel de precisión de segundo orden (Next-to-Leading-Order NLO) mientras que la sección eficaz de $t\bar{t}$ fue normalizada a aquella calculada a ordenes superiores NNLO+NNLL (Next-to-Next-to-Leading-Order y Next-to-Next-to-Leading-Logarithmic) [18]. Incertidumbres teóricas en el cálculo de secciones eficaces fueron tomadas en cuenta para procesos de producción de dos bosones [31], top simple [32] y producción de pares de top ($t\bar{t}$) [18].

Después de la generación de eventos Monte Carlo, la respuesta del detector CMS fue simulada usando GEANT4 (v.9.4p03) para muestras de procesos de señal y de fondo [33].

Para poder evaluar incertidumbres sistemáticas en la medición se utilizaron muestras alternativas producidas especialmente que están listadas en la Tabla 3.3.

3.1.4 Correcciones aplicadas a la simulación y datos

Ademas de re-escalar las muestras de simulación MC por su respectiva sección eficaz y luminosidad, aplicamos un conjunto de correcciones adicionales o pesos individuales que son descritos a continuación:

Tabla 3.2: Lista de muestras de simulación MC empleadas en la comparación con datos obtenidos a 8 TeV. Para los diferentes procesos considerados (señal y fondo) se cita la sección eficaz esperada. Las muestras marcadas con † son filtradas previamente en el análisis para un decaimiento específico, multiplicidad de partones extra, etc.

Proceso	Muestra MC	$\sigma \cdot BR$ (pb)
$W \rightarrow \ell\nu$	/WJetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball/S12_53-v1 †	36257
	/W1JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	
	/W2JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	
	/W3JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	
	/W4JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	
$Z \rightarrow \ell\ell$	/DYJetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball/S12_53-v1 †	3504
	/DY1JetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	
	/DY2JetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	
	/DY3JetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	
	/DY4JetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	
$t\bar{t}$	/TTJets_MSDecays_central_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53X-v1	245.8
$t\bar{t}+V$	/TTWJets_8TeV-madgraph/S12_53-v1	0.232
	/TTZJets_8TeV-madgraph_v2/S12_53-v1	0.208
Single top	/Tbar_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1 (t)	1.19
	/TToDilepton_tW-channel-DR_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1 (t)	1.19
	/TbarToDilepton_tW-channel-DR_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1 (t)	55.5
	/T_t-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1 (t)	30.0
	/Tbar_s-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1 (t)	3.89
	/T_s-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1 (t)	1.76
Diboson (VV)	/WZJetsTo3LNu_TuneZ2_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	1.057
	/WWJetsTo2L2Nu_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	5.71
	/ZZJetsTo2L2Nu_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v3	0.3198

Tabla 3.3: Lista de muestras de simulación MC empleadas en la evaluación de incertidumbres sistemáticas de este análisis. Las abreviaciones son similares a aquellas usadas en la Tabla 3.2. MEPS (UE,CR) se refiere al umbral entre elemento de matriz a cascadas de partones (evento subyacente y reconexión de color) respectivamente.

Fuente de incertidumbre sistemática	Muestra MC
$Q^2 = \mu_R^2 = \mu_F^2$	/TTJets_MSDecays_scaledown_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_MSDecays_scaleup_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
ME-PS	/TTJets_MSDecays_matchingdown_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_MSDecays_matchingup_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
UE,CR	/TTJets_FullLeptMGDecays_TuneP11_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_FullLeptMGDecays_TuneP11mpiHi_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_FullLeptMGDecays_TuneP11TeV_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_FullLeptMGDecays_TuneP11noCR_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_SemiLeptMGDecays_TuneP11_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_SemiLeptMGDecays_TuneP11mpiHi_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_SemiLeptMGDecays_TuneP11TeV_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
Hadronization, Signal	/TT_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v2
	/TT_CT10_AUET2_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1
Mass	/TTJets_MSDecays_mass166_5_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_MSDecays_mass169_5_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_MSDecays_mass171_5_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_MSDecays_mass173_5_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
	/TTJets_MSDecays_mass175_5_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1
$t\bar{t}W$ interference	/TToDilepton_tW-channel-DS_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1
	/TbarToDilepton_tW-channel-DS_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1

Pileup

La distribución de pileup en MC es escalada con el objetivo de reproducir aquella distribución estimada en datos. Una sección eficaz de 70.3 mb es asumida en el proceso. La distribución de la multiplicidad de vértices es usada para evaluar el nivel esperado de concordancia entre datos y MC. La Figura 3.2 muestra la distribución resultante del número de vértices, observada después de seleccionar exactamente dos leptones buenos en el evento. La selección de leptones será detallada en la proxima sección. Después de implementar esta corrección, la distribución esperada concuerda con aquella observada en los datos.

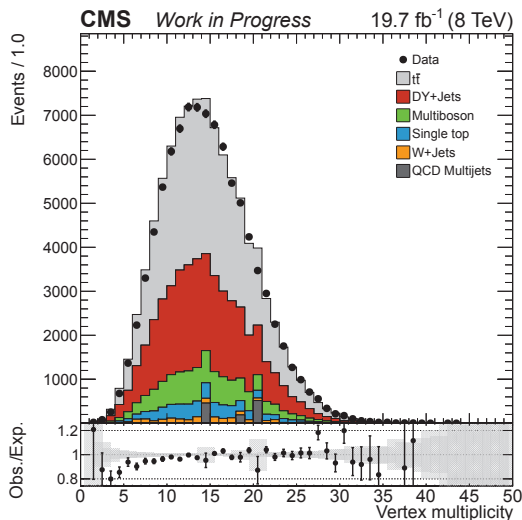


Figura 3.2: Distribución del número de vértices usando los datos tomados en 2012, después de la selección de un electrón y un muón. Las muestras de simulación MC se encuentran normalizadas a su sección eficaz esperada y a la luminosidad total integrada.

Eficiencia de disparo y selección

Las eficiencias de los triggers aplicados, y de la identificación de leptones y criterios de aislamiento utilizados en este análisis fueron medidas en datos y comparadas con las predicciones de la simulación, usando eventos de producción del bosón Z . Los factores de escala de datos a simulación MC fueron medidos en [?], y son aplicados para cada evento dependiendo del número de leptones seleccionados y de su pseudorapidez (η). Las incertidumbres asignadas a estos factores de corrección se encuentran típicamente en el rango 1-3% dependiendo del sabor de los leptones y del trigger empleado en la selección.

Fracciones de desintegración del bosón W

Nuestro modelado de la señal esta basado en el generador MADGRAPH que utiliza valores “geométricos” para las fracciones de desintegración del boson W , en vez de aquellos medidos en datos [17]. Por lo tanto, los eventos de la simulación $t\bar{t}$ son corregi-

dos a nivel del generador, dependiendo del tipo de decaimiento de los bosones W . Los factores aplicados son $[0.1086/(1/9)]^2$, $[0.1086 \cdot 0.6741/(2/27)]$ and $[0.6741/(2/3)]$ para eventos con dos, uno y cero decaimientos leptónicos del boson W , respectivamente.

Resolución y escala de energía

La escala de energía del jet está basada en la calibración interna realizada por el experimento. La resolución de energía de jet y del muón es propagada para reproducir aquella medida en datos.

Eficiencia de identificación de b -jets

Se aplican factores para corregir la eficiencia de identificación de b , c y $udsg$ jets. El método usado para corregir esta eficiencia de identificación depende de la decisión de si es o no un b jet. La Figura 3.3 muestra las eficiencias esperadas tras aplicar los factores de escala. Para un jet con p_T de 60 GeV las eficiencias típicas son 65%, 15% y 1.3% para b , c , y $udsg$ jets.

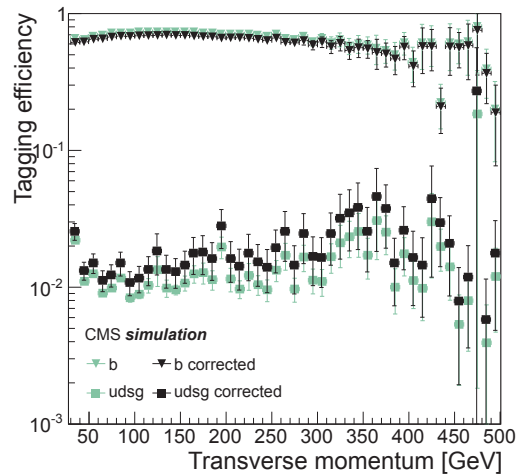


Figura 3.3: Probabilidad de identificar e identificar erróneamente b jets en función del momento transversal reconstruido p_T . Se muestran las distribuciones antes y después de aplicar los factores de escala de datos a MC.

En la siguiente sección reportamos la selección aplicada a este análisis, el número de eventos seleccionados, y la comparación entre datos y simulación después de aplicar las correcciones mencionadas anteriormente. En este análisis no hacemos uso de ninguna estimación de procesos de fondo usando datos en vez de simulación.

3.2 Selección de eventos

A continuación se describe brevemente la selección de eventos. Seleccionamos eventos que pasan triggers de leptones. Además requerimos un electrón o un muón que coincidan con la selección de trigger. La selección aplicada es la siguiente:

- Se requieren dos leptones con $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.5$ y $m_{ll} > 12$ GeV. La identificación de electrones está basada en un discriminante multivariante para el cual se requiere un valor > 0.5 . Para los muones usamos el criterio de selección estricto “Tight”. El aislamiento de Particle Flow es usado en ambos casos. Se requiere que los electrones tengan un aislamiento relativo < 0.15 . El cono de aislamiento del electrón es escogido como $R=0.3$. Para los muones se requiere un aislamiento relativo < 0.12 . El cono de aislamiento del muón es escogido como $R=0.4$.
- Se requiere por lo menos un jet reconstruido con el algoritmo de Particle Flow en un cono de $R=0.5$ con $p_T > 30$ GeV y $|\eta| < 2.5$. Se aplican algoritmos de sustracción de hadrones cargados, criterios de identificación de PF-jet y correcciones a la energía del jet.
- Se requiere por lo menos un b-jet identificado con el algoritmo de identificación Combined Secondary Vertex - CSV.

3.2.1 Eventos y distribuciones de control

La Tabla 3.4 enlista el número de eventos totales esperados y observados después de aplicar toda la selección anteriormente descrita en el canal de decaimiento leptónico. Se observa que los datos y MC concuerdan después de la selección de los dos candidatos de leptones. El requerimiento de por lo menos un jet y un b-jet lleva a una diferencia de $\approx 4\%$, que se espera sea cubierta por la escala de energía del jet, la eficiencia en la identificación de b jets y las incertidumbres en la luminosidad. Después de requerir por lo menos un jet y un b tag se espera que la pureza de la selección en la muestra sea de $\approx 91\%$.

Comparaciones entre datos y simulación se muestran en las Figs. 3.4 y 3.5. Se observa una pequeña tendencia hacia menor (mayor) multiplicidad de (b-jets) jets en los datos. Esta observación es consistente con aquella citada en [1]. La energía faltante transversa y las distribuciones de p_T de los leptones en el estado final son ligeramente suaves en datos con respecto a aquellas resultantes de la simulación. Esto es consistente con el modelado incorrecto del momento transversal del quark top p_T^{top} en la simulación MC, descrito en [1]. En general se observa que los datos y eventos simulados concuerdan bien en las distribuciones de la masa invariante m_{ll} y la pseudo-rapidez de los leptones.

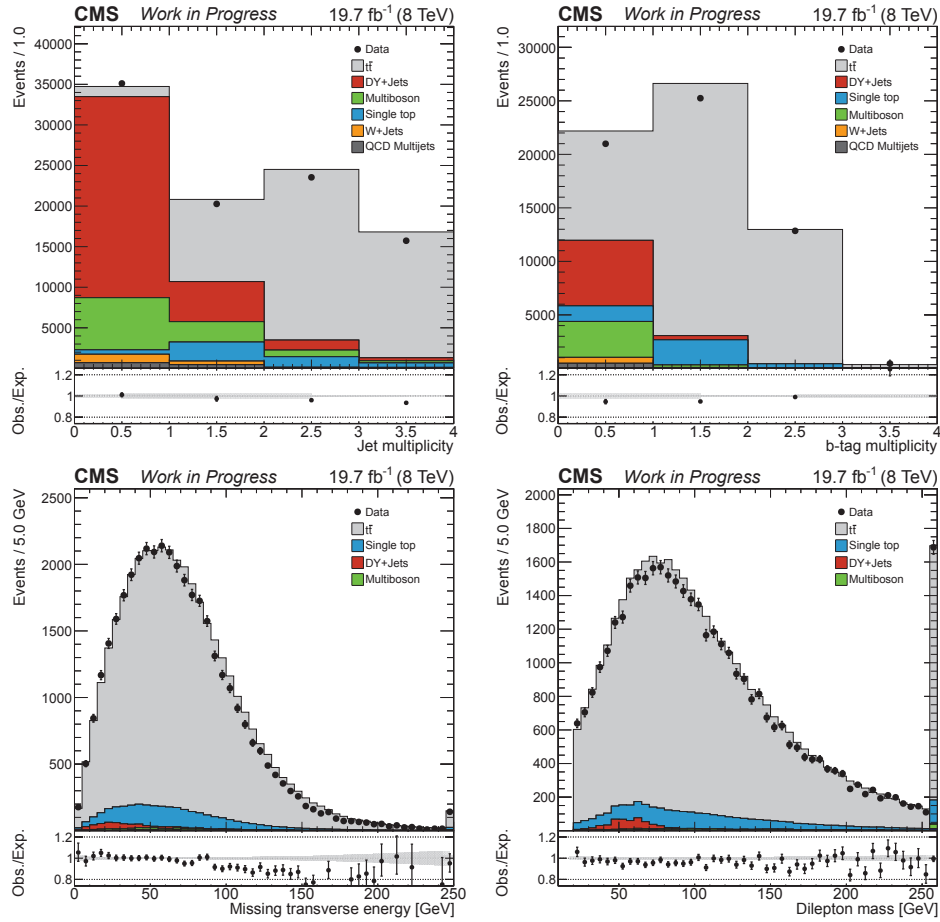


Figura 3.4: (a) Multiplicidad de jets. (b) Multiplicidad de b jets para eventos con por lo menos un jet. (c) Energía faltante transversa para eventos con por lo menos un b-jet. (d) Masa invariante del par de leptones para eventos con por lo menos un b-jet. El ultimo bin de las distribuciones contiene los eventos de los bins no mostrados en la figura (llamado overflow). Los paneles inferiores muestran el cociente entre datos y MC donde la banda ensombrecida representa la incertidumbre estadística.

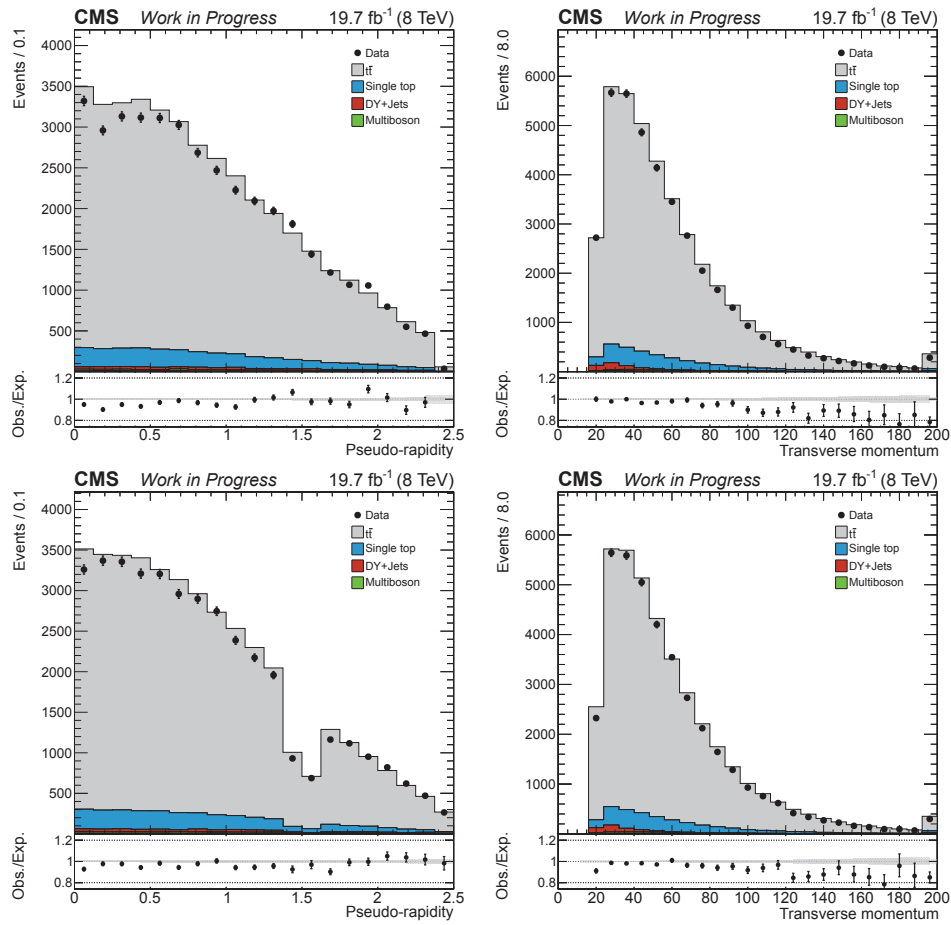


Figura 3.5: Distribuciones de pseudo-rapidez (a) y (c) y momento transversal (b) y (d) de los muones (sección superior) y electrones (sección inferior), después de aplicar la selección de eventos. Los paneles inferiores muestran el cociente entre datos y MC donde la banda ensombrecida representa la incertidumbre estadística.

Tabla 3.4: Número de eventos totales en simulación y observados en datos para el canal de decaimiento leptónico y los diferentes requerimientos en la pre-selección. Los procesos simulados son escalados a su sección eficaz esperada y la luminosidad total integrada.

Proceso	$e\mu$	≥ 1 jets	≥ 1 b-tags
Multiboson	10022 ± 27	3596 ± 16	242 ± 4
W+Jets	$[1.62 \pm 0.09] \times 10^3$	580 ± 30	27 ± 5
Top simple	4736 ± 7	4192 ± 6	2737 ± 5
DY	$[31.31 \pm 0.25] \times 10^3$	$[6.54 \pm 0.06] \times 10^3$	416 ± 13
$t\bar{t}$	$[47.92 \pm 0.07] \times 10^3$	$[46.66 \pm 0.07] \times 10^3$	$[36.44 \pm 0.06] \times 10^3$
QCD Multijets	$[1.1 \pm 0.7] \times 10^3$	$[0.5 \pm 0.4] \times 10^3$	0.05 ± 0.05
Total esperado	$[96.9 \pm 0.8] \times 10^3$	$[62.2 \pm 0.5] \times 10^3$	$[39.97 \pm 0.06] \times 10^3$
Datos	94649	59539	38550

Capítulo 4

Determinación de la masa del quark top usando distribuciones leptónicas

En el presente análisis, el valor de la masa del quark top es extraído al explorar la dependencia de las distribuciones cinemáticas de los leptones originados en su decaimiento. En este capítulo se estudia la relación entre la forma de las distribuciones cinemáticas (véase Sección 4.1) y m_t usando eventos en simulación, para posteriormente realizar la medición de m_t usando los datos recolectados en 2012.

Para permitir la comparación de las distribuciones observadas en datos con simulaciones realizadas con diferentes generadores MC, reportamos también las distribuciones normalizadas y corregidas por efectos del detector, después de sustraer los procesos de fondo. Para ello, introducimos las siguientes definiciones del sistema $t\bar{t}$:

- **Nivel de partícula:** Esta basado en las partículas estables antes de que ingresen a la simulación del detector. Las distribuciones corregidas a este nivel se reportan en la Sec. 4.4.
- **Nivel de reconstrucción:** Los eventos de señal son reconstruidos usando la información del detector, como se describió en la Sec. 3.1.2.

El proceso seguido para realizar la medición final de m_t en este trabajo, se describe a continuación:

1. Se estudian seis distribuciones cinemáticas de los leptones en el estado final en datos y MC.
2. Se observa la sensibilidad de cada distribución a las incertidumbres sistemáticas que pueden afectar la medición de las variables leptónicas.
3. Se escoge aquella distribución con menor sensibilidad a las incertidumbres sistemáticas.

4. La medición de m_t se realiza mediante dos métodos:
 - Midiendo el primer y segundo momento de la distribución en datos.
 - Utilizando toda la forma de la distribución al comparar el número de eventos observados con el número de eventos en la simulación (este método se conoce como “template fit”):
5. Cada medición extraída de los datos se corrige usando una curva de calibración, derivada de la simulación usando muestras MC que asumen diferentes valores de la masa del quark top.
6. Finalmente, se reportan tres mediciones finales de m_t .

4.1 Distribuciones cinemáticas de los leptones

Las distribuciones observadas de las propiedades cinemáticas de los leptones identificados en el detector dependen del origen de estos últimos. En el caso de eventos de señal $t\bar{t}$, las propiedades observadas dependen de la dinámica de las partículas inestables que dieron origen a los leptones: el bosón W y el quark t . Dado que la masa del bosón W es conocida con cierta precisión [17], podemos asumir su valor como conocido y usar las propiedades observadas de los productos de su desintegración para inferir m_t . Para ello es posible emplear tanto la forma completa de las distribuciones, así como sus primeros momentos de Mellín, como fue propuesto en [9]. Este método depende intrínsecamente del modelado de la producción y decaimiento del quark top en la simulación, a través de un generador Monte Carlo que se basa en calculos teóricos de cierto orden, la cual se usa para calibrar la dependencia de la masa del quark top y la cinemática observada.

En esta sección nos enfocamos en medir las distribuciones que pueden ser potencialmente sensibles a m_t . En base a los estudios descritos en [9], se consideran las siguientes variables:

- $\mathbf{p}_T(l^+)$: momento transversal del leptón cargado positivamente
- $\mathbf{E}(l^+)$: energía del leptón cargado positivamente
- $\mathbf{p}_T(l^+l^-)$: momento transversal del par de leptones cargados
- $\mathbf{M}(l^+l^-)$: masa invariante del par de leptones cargados
- $\mathbf{E}(l^+) + \mathbf{E}(l^-)$: suma escalar de las energías del par de leptones cargados
- $\mathbf{p}_T(l^+) + \mathbf{p}_T(l^-)$: suma escalar del momento transversal del par de leptones cargados

La Figura 4.1 compara las distribuciones obtenidas en datos y simulación MC después de la selección de eventos, descrita en el capítulo anterior. Los datos concuerdan bien con la simulación nominal a nivel de reconstrucción. La simulación nominal del proceso de $t\bar{t}$ asume un valor de $m_t = 172.5$ GeV. Adicionalmente, distribuciones acumulativas ($\int_x^\infty h(y)dy$) se muestran en la Fig. 4.2. Estas últimas distribuciones muestran claramente ciertas desviaciones en los extremos, las cuales pueden ser relacionadas con su dependencia a m_t , pero también con el modelado del momento transversal del quark top en la simulación ($p_T(t)$). Esto se observa en particular para las distribuciones de $p_T(l^+)$ y $p_T(l^+) + p_T(l^-)$, lo cual es un indicativo de que el modelado del momento transversal del quark top en la simulación puede ser una de las mayores incertidumbres sistemáticas de la medición, como será discutido posteriormente.

Antes de interpretar las distribuciones en función de m_t , se discuten las incertidumbres sistemáticas que deben ser consideradas en este análisis.

4.2 Incertidumbres Sistemáticas

En esta sección se describen las principales fuentes de incertidumbre que se espera afecten a la medición de las distribuciones cinemáticas estudiadas. En todos los casos, la estrategia para estimar la propagación de las incertidumbres en la medición final de m_t es la siguiente:

- Se generan distribuciones cinemáticas alternativas de dos maneras:
 - Se utilizan muestras de simulación, alternativas a las muestras de señal, generadas con ciertas variaciones de los parámetros en la simulación.
 - Se varían de manera simétrica los factores multiplicativos aplicados a la simulación, como por ejemplo la escala de energía de los leptones y jets, etc.
- Se comparan las predicciones alternativas correspondientes a cada fuente de incertidumbre y se evalúa la diferencia, ya sea en los momentos o en el parámetro χ^2 usado para escanear el parámetro de m_t .
- La diferencia con respecto a los resultados obtenidos con la simulación nominal, generada asumiendo un valor de $m_t = 172.5$ GeV, es tomada como el valor de la incertidumbre sistemática.

En el estudio de las distribuciones cinemáticas en la simulación, se asumieron ciertas hipótesis teóricas para las que se consideran sus correspondientes incertidumbres sistemáticas, las cuales son descritas a continuación:

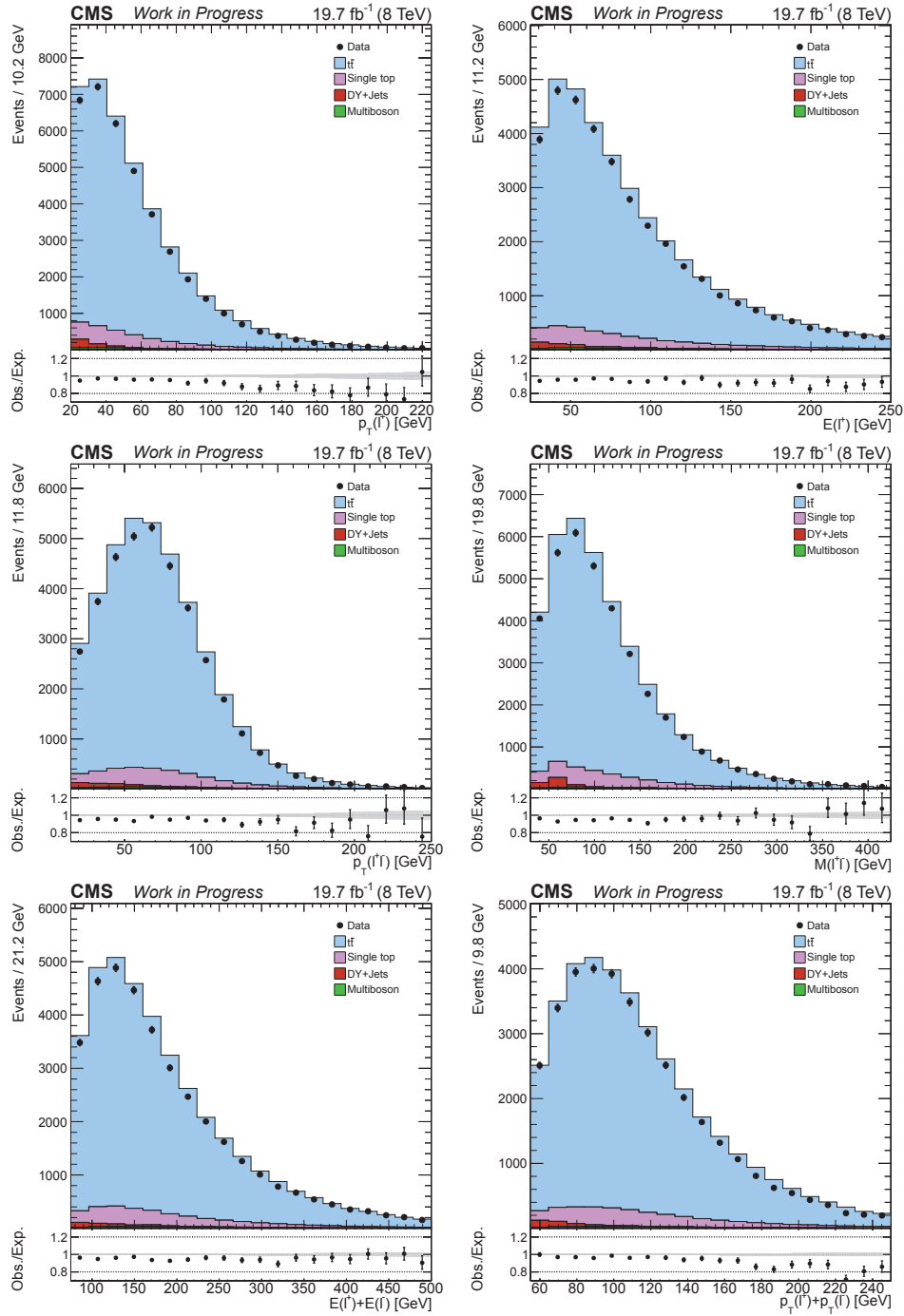


Figura 4.1: Distribuciones cinemáticas de los leptones a nivel de reconstrucción, usando los datos recolectados en el 2012, medidas después de aplicar la selección de eventos: (a) momento transversal $p_T(l^+)$ y (b) energía $E(l^+)$ del leptón cargado positivamente, (c) momento transversal $p_T(l^+l^-)$ y (d) masa invariante $M(l^+l^-)$ del par de leptones cargados, (e) suma escalar de las energías $E(l^+) + E(l^-)$ y (f) suma escalar del momento transversal $p_T(l^+) + p_T(l^-)$ de los dos leptones cargados. Los paneles inferiores muestran el cociente entre el número de eventos en datos y simulación.

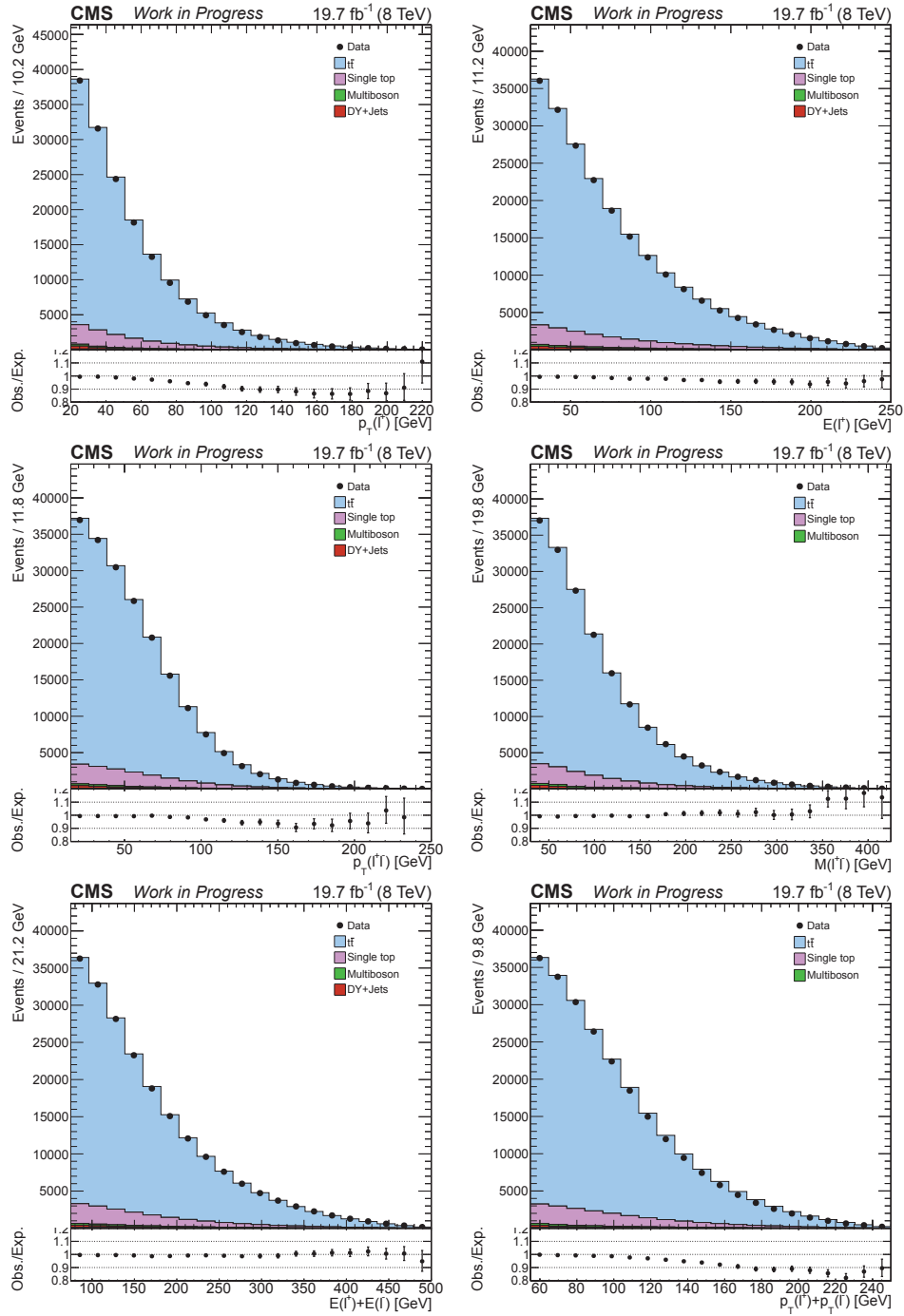


Figura 4.2: Distribuciones cinemáticas acumulativas de los leptones usando los datos recolectados en el 2012, medidas después de aplicar la selección de eventos: (a) momento transversal $p_T(l^+)$ y (b) energía $E(l^+)$ del leptón cargado positivamente, (c) momento transversal $p_T(l^+l^-)$ y (d) masa invariante $M(l^+l^-)$ del par de leptones cargados, (e) suma escalar de las energías $E(l^+) + E(l^-)$ y (f) suma escalar del momento transversal $p_T(l^+) + p_T(l^-)$ de los dos leptones cargados. Los paneles inferiores muestran el cociente entre el número de eventos en datos y MC.

Proceso de hadronización El proceso de hadronización en la simulación utilizada en este trabajo es realizado usando POWHEG+PYTHIA. Para evaluar la incertidumbre correspondiente se utilizan muestras de simulación generadas con POWHEG+HERWIG. Esas diferencias reflejan principalmente cambios en el rendimiento de la selección (especialmente al identificar b -jets, pues el programa HERWIG no es capaz de reproducir completamente el número de mesones B en la simulación).

Escalas μ_R/μ_F La incertidumbre en el modelado de los procesos dominados por la interacción fuerte, en los cuales se asumen ciertos valores de las escalas de QCD μ_R/μ_F , se determina al variar simultáneamente estos valores simétricamente, multiplicándolos estos parámetros por los factores 2 o 1/2. La escala de QCD escogida en el proceso de generación con MADGRAPH es determinada por el parámetro $Q = \mu_R = \mu_F$, donde $Q^2 = m_t^2 + \sum_{\text{partons}} p_T^2$.

Escala de pareo entre elemento de matriz y cascada de partones (ME/PS)

El uso de un generador de cascadas de partones (PYTHIA) para producir jets adicionales en las muestras de simulación de señal, es estudiado al variar el parámetro de escala de correspondencia entre ME-PS, el cual representa un umbral entre la generación de jets a nivel de elemento de matriz, usando MADGRAPH, y la producción de cascadas de hadrones usando PYTHIA. Evaluamos este efecto al usar muestras alternativas producidas variando este parámetro por un factor de 2 y 1/2.

Event subyacente Evaluamos las incertidumbres que se originan de ambigüedades en el modelado de reconecciones de color del b -jet en PYTHIA al comparar con la muestra de señal con la simulación nominal de un evento subyacente. El modelado del evento subyacente es evaluado al comparar dos simulaciones en las que se varía la actividad del evento subyacente. La suma en cuadratura de estas diferencias es asignada como incertidumbre sistemática.

Modelado del $p_T(t)$ Mediciones previas realizadas por el experimento CMS [34, 35] mostraron evidencia de una desviación existente en el modelado del momento transversal del quark top ($p_T(t)$) en eventos simulados del proceso $t\bar{t}$ con MADGRAPH. La diferencia de estos resultados entre los datos y la simulación se parametrizó con una función para igualar el espectro de p_T en datos. Un factor multiplicativo, obtenido en el proceso de validación de las secciones eficaces de producción $t\bar{t}$ es aplicado a la simulación. La diferencia entre corregir o no esta desviación es asignada como incertidumbre sistemática asociada con el modelado de la señal en la simulación.

Funciones de distribución de parton Se varía la predicción nominal de las PDFs

utilizadas en la simulación, conocida como CT10, según las incertidumbres de sus eigenvalores. La suma en cuadratura de estas variaciones es normalizada para reflejar un nivel de confianza de 68%CL y es citada como incertidumbre de las PDFs [36].

Interferencia $t\bar{t}/tW$ A NLO, la definición del proceso de producción tW en QCD se mezcla con aquella de la producción $t\bar{t}$ resultando en un estado final similar [37, 38, 39]. En la simulación se utilizan dos esquemas para distinguir la señal de tW con la de $t\bar{t}$: la “eliminación de diagramas” (DR) [37], en la cual se remueven los diagramas de tW a NLO, y la “sustracción de diagramas” (DS) [37, 40], donde se introduce un término que modifica la sección eficaz de tW a NLO para cancelar la contribución de $t\bar{t}$. En este análisis, se utiliza el esquema DR para simular el proceso de señal, pero las diferencias entre los dos métodos se toman en cuenta evaluando la incertidumbre sistemática con las dos muestras de simulación.

La Figura 4.3 muestra las distribuciones de cada una de las variables cinemáticas después de tomar en cuenta los efectos de cada una de las suposiciones teóricas. Se puede observar que, en la mayoría de las colas de las distribuciones, las variaciones son inducidas por fluctuaciones estadísticas de las muestras de simulación. El p_T de los dos leptones muestra una gran dependencia con la elección de escala de QCD y del generador MC.

La Figura 4.4 compara la simulación MADGRAPH con aquella en la que el espectro simulado del p_T del quark top ha sido multiplicado por una corrección para reproducir el espectro observado en los datos. Todas las variables muestran una dependencia fuerte con respecto al modelado p_T del quark top, siendo la energía de los leptones la variable más robusta a este efecto.

Las siguientes incertidumbres sistemáticas experimentales se toman en cuenta:

Pileup El efecto de la distribución de pileup es evaluado al multiplicar el número de eventos de pileup en la simulación por una variación del 5% en la sección eficaz utilizada para describir los datos.

Energía del jet y resolución La energía de los jets no afecta directamente la medición de las distribuciones cinemáticas estudiadas en este análisis ni la extracción de sus momentos. Sin embargo, es usada en la selección de eventos. Para estimar la incertidumbre en la medición de la energía del jet (Jet Energy Scale JES) se varía en ambas direcciones la energía del jet reconstruido en función del p_T y η del jet. Como este análisis es sensible únicamente a la escala de energía del jet por la selección de eventos, no se evalúan en forma detallada las fuentes de incertidumbre específicas de JES. Los efectos de la resolución de energía del jet

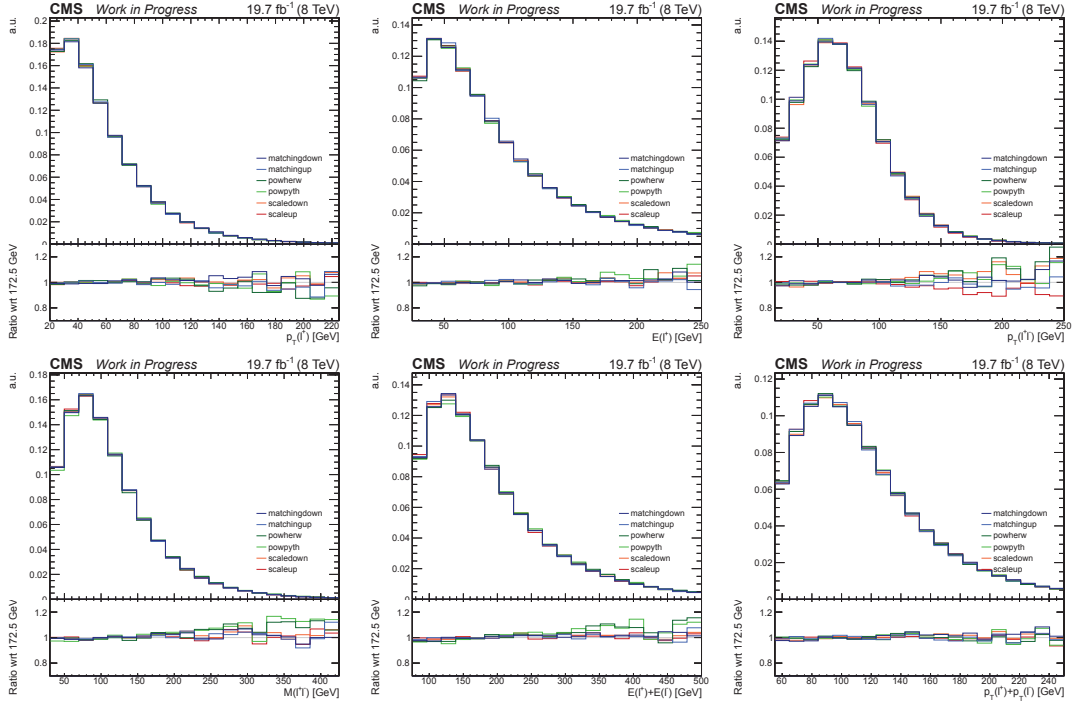


Figura 4.3: Comparación de las formas de las distribuciones utilizando las simulaciones alternativas de las incertidumbres sistemáticas con respecto a la nominal. Las simulaciones que incluyen variaciones en la elección de la escala de QCD(scale), de MEPS (matching) y del proceso de hadronización (powhew) son comparadas con respecto a la simulación nominal MADGRAPH generada a un valor de $m_t=172.5$ GeV.

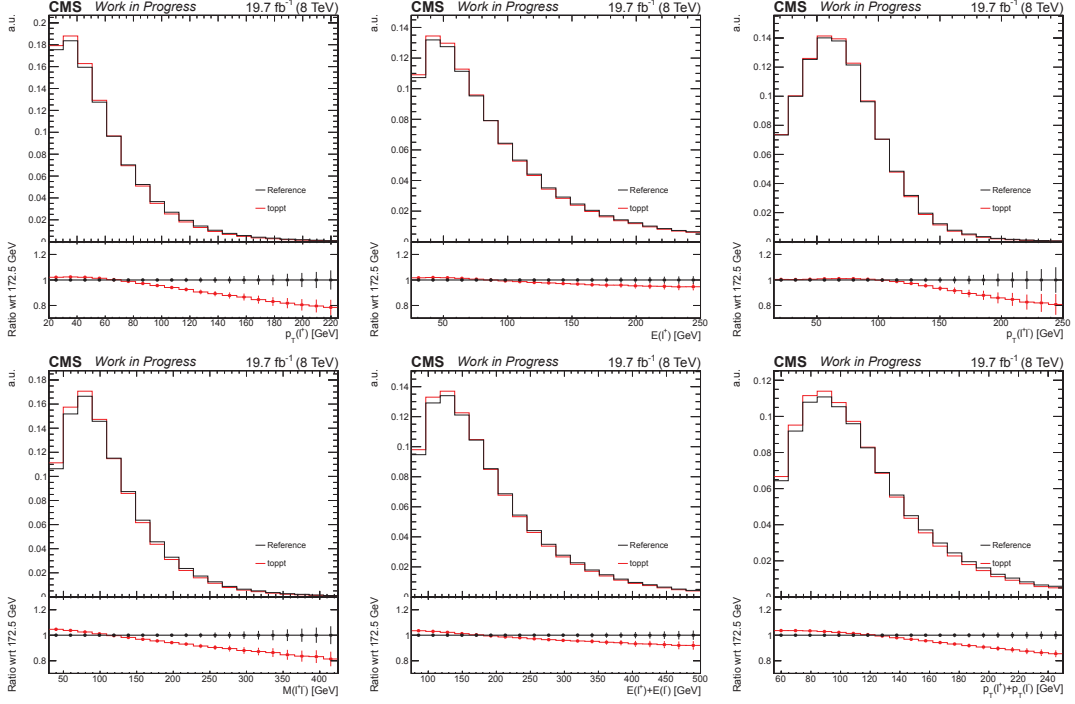


Figura 4.4: Comparación de las distribuciones obtenidas con las muestras de simulación en las que se varía $p_T(t)$, con respecto a la simulación nominal con MADGRAPH, para las diferentes variables cinemáticas.

son determinados al variar de una manera similar la resolución corregida del jet en los eventos simulados, de acuerdo a las incertidumbres estimadas en datos.

Eficiencia de selección de leptones La incertidumbre en la eficiencia medida del trigger utilizado, y de los criterios de identificación y aislamiento de leptones afectan las mediciones de las distribuciones cinemáticas. Estas son estimadas al variar los factores multiplicativos aplicados en la simulación, que dependen de p_T y η de los leptones, dentro de sus incertidumbres. Estos factores son determinados en una región de control según lo descrito en [41].

Escala de energía de leptones Para estudiar el efecto de la escala escogida de energía de los leptones en las distribuciones, se varía la escala de energía de los muones por 0.5%. Para la escala de energía de los electrones, se varía en función del p_T y η de los electrones, según se determinó en [42].

Identificación de b-jets La eficiencia del algoritmo para identificar b-jets, utilizado en la selección de eventos, es corregida utilizando un factor de escala derivado de una región de control enriquecida con eventos $b\bar{b}$. La incertidumbre en el uso del algoritmo es estimada al variar su eficiencia dentro de las incertidumbres de estos factores de escala. Adicionalmente, una variación de las tasas de identificación errónea también es tomada en cuenta.

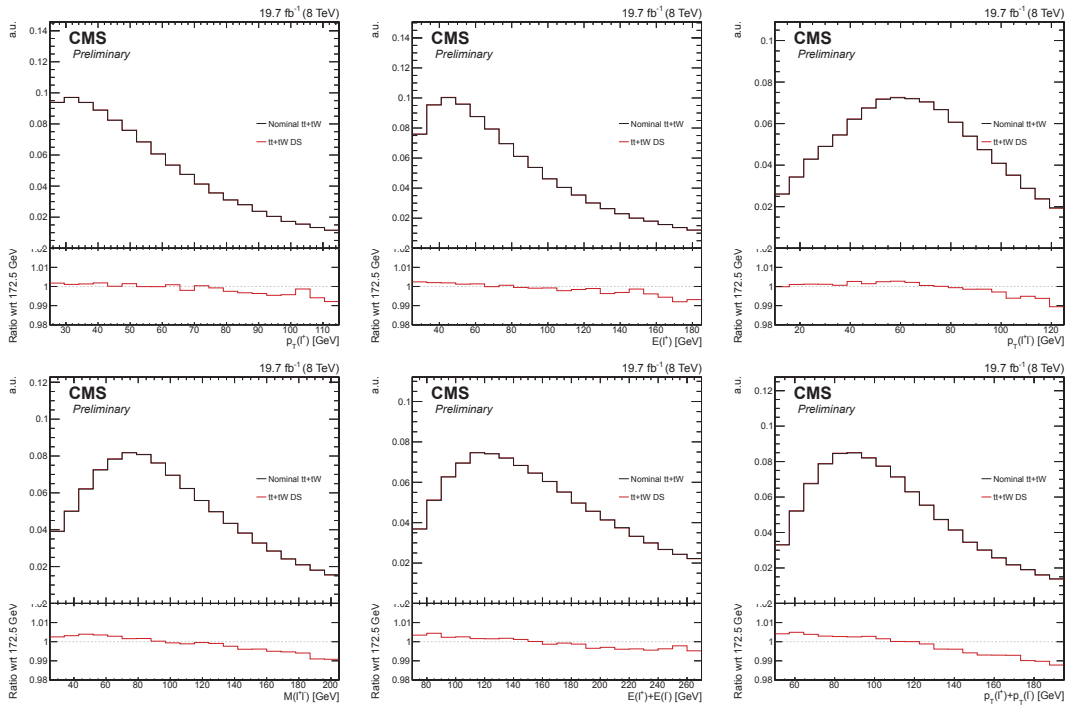


Figura 4.5: Comparación de las distribuciones obtenidas con las muestras de simulación en las que se varía el esquema mediante el cual la contribución de tW es simulada usando los esquemas DS(rojo) y DR(negro), con respecto a la simulación nominal con MADGRAPH, para las diferentes variables cinemáticas.

Normalización de los procesos de fondo Dado que los procesos de fondo residuales, que provienen de DY y tW , son tomados de la simulación y normalizados a su sección eficaz, se pone a prueba el efecto de variar su normalización. Para DY (tW) se considera una variación de 30% (7%) antes de sustraer los procesos de fondo de aquellos de señal. La variación de tW se asigna con base a la precisión de la medición de su sección eficaz en CMS. Se espera que la incertidumbre en la normalización de otros procesos de fondo tenga un impacto despreciable en nuestra medición.

La Figura 4.6 muestra las variaciones esperadas en la forma de las distribuciones cinemáticas para las distintas incertidumbres sistemáticas, para cada una de las variables, con respecto a la simulación nominal. Se espera que la principal incertidumbre experimental sea aquella debida a la medición de la energía de los leptones. Las fuentes restantes inducen variaciones casi despreciables en la forma de las distribuciones.

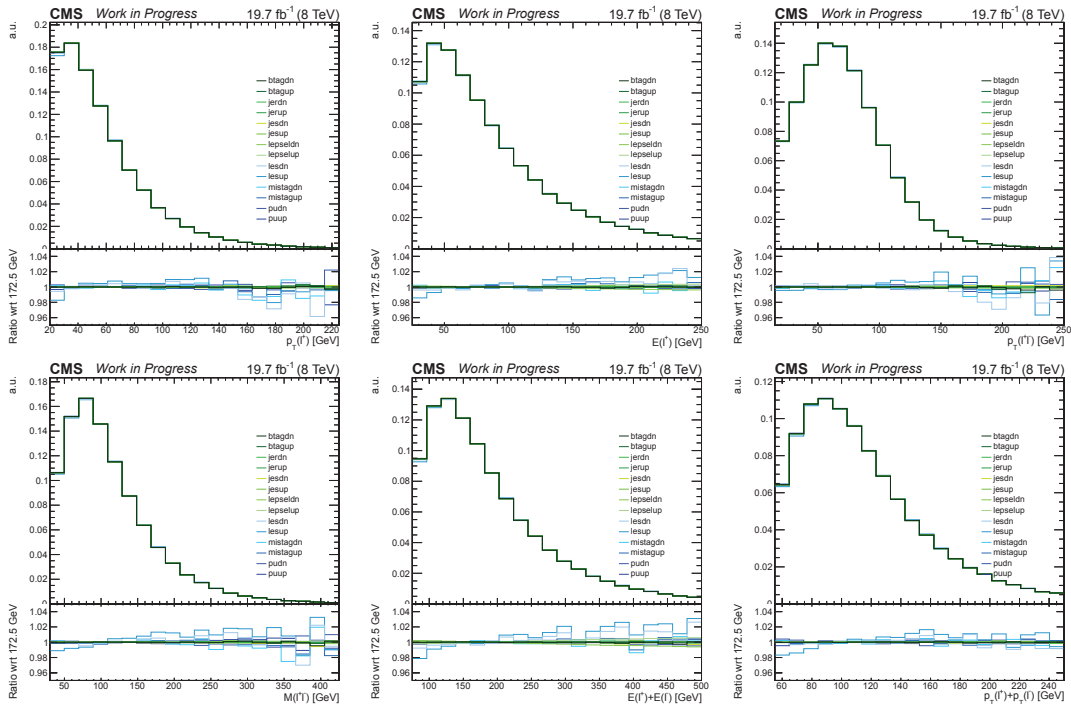


Figura 4.6: Comparación de la forma de las distribuciones para las distintas variaciones sistemáticas con respecto a la simulación nominal asumiendo $m_t=172.5$ GeV.

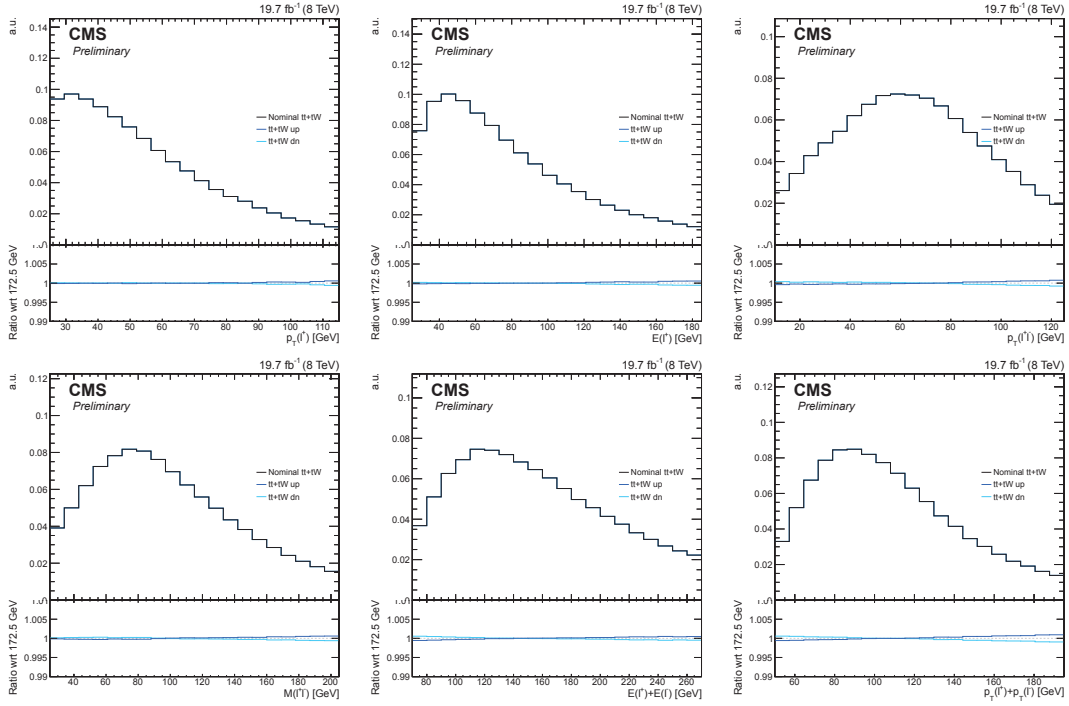


Figura 4.7: Comparación de las distribuciones obtenidas usando muestras de simulación donde la contaminación del proceso de fondo de producción de top singular (tW) fue variada según su incertidumbre, para las diferentes variables cinemáticas.

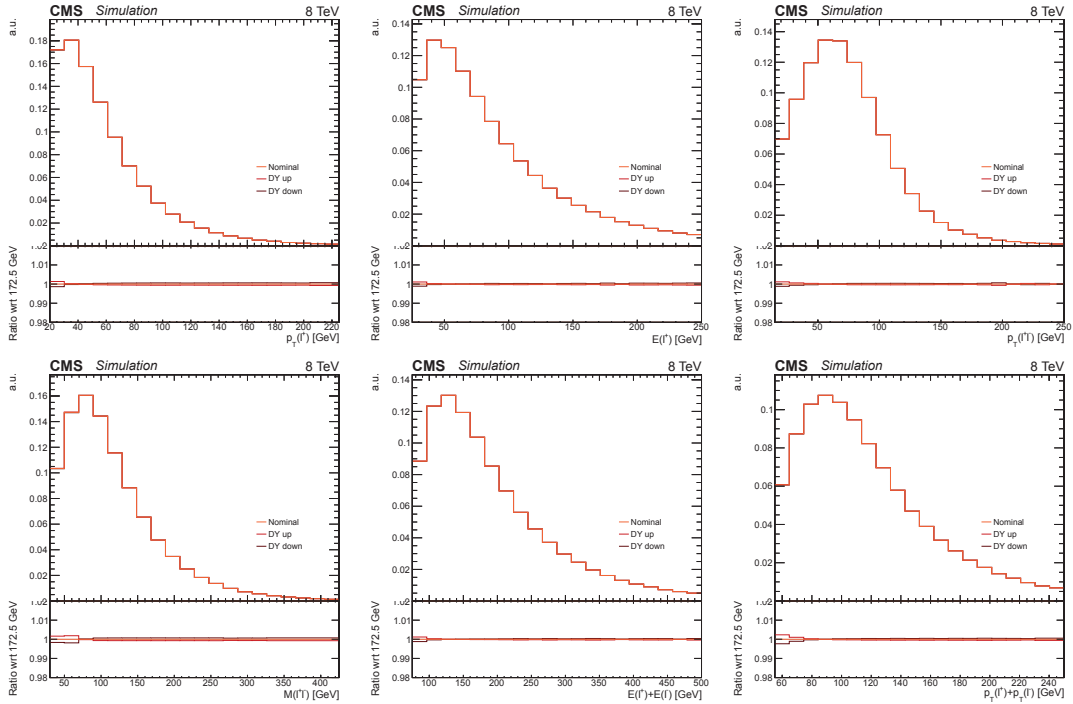


Figura 4.8: Comparación de las distribuciones obtenidas usando muestras de simulación donde la contaminación del proceso de fondo DY fue variada según su incertidumbre, para las diferentes variables cinemáticas.

4.3 Determinación de la masa del quark top en eventos $t\bar{t}$

La masa del quark top es extraída al explorar la dependencia de las distribuciones cinemáticas de los leptones originados en su decaimiento. La medición puede ser realizada ya sea comparando las formas de las distribuciones en datos con las formas de diferentes simulaciones para distintas hipótesis de m_t , o extrayendo los momentos de Mellin de las distribuciones cinemáticas en datos y comparándolos con los resultados esperados en la simulación. Ambas comparaciones pueden ser realizadas a nivel de reconstrucción, o a nivel de partícula.

Sin embargo, debido a que las distribuciones a nivel de partícula son necesariamente limitadas por restricciones en el número de bins escogidos para los histogramas, la sensibilidad a m_t se ve degradada. Por lo tanto, aunque reportamos los resultados en esta sección, proponemos como resultado final, aquel obtenido basándonos en las distribuciones a nivel de reconstrucción.

Los dos métodos considerados, extracción de momentos y “template fit”, son probados para cada una de las variables cinemáticas consideradas en este análisis (que han sido enlistadas en Sec. 4.1).

Después de comparar la respuesta de cada variable a las fuentes de incertidumbres sistemáticas, escogemos aquella variable con el mejor rendimiento para realizar la medición final de m_t .

La sensibilidad de las distribuciones a m_t es estudiada usando muestras obtenidas con simulación MC generadas para diferentes hipótesis de la masa del quark top: $\{166.5, 169.5, 171.5, 173.5, 175.5, 178.5\}$ GeV. Las Figuras 4.9 y 4.10 muestran una comparación de las distribuciones medidas en estas muestras con respecto a la muestra de simulación tomada como referencia, generada para una masa del quark top de $m_t = 172.5$ GeV, a nivel de reconstrucción y nivel de partícula.

4.3.1 Usando los momentos de las distribuciones cinemáticas

Exploramos la dependencia de los momentos de Mellin de las distribuciones cinemáticas con respecto a m_t . El valor esperado de un momento de orden i es estimado de la siguiente manera:

$$\mu(O^i) = \sum_k w_k O_k^i / \sum_k w_k \quad , \quad (4.1)$$

donde la suma se realiza sobre el número total de eventos simulados, w_k representa

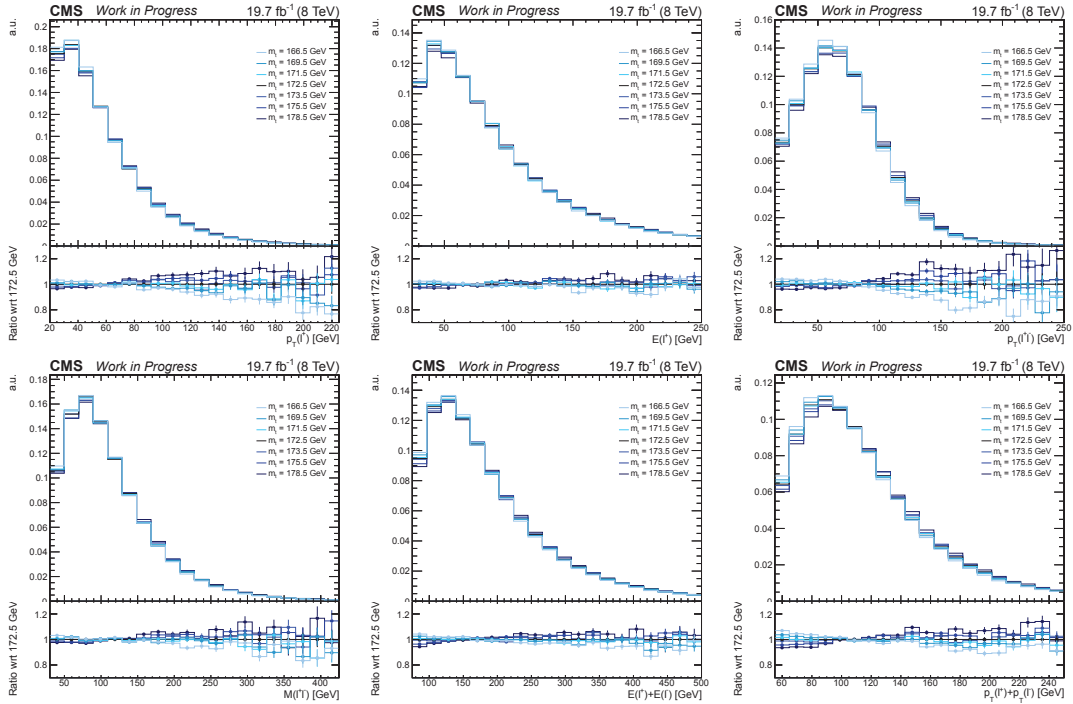


Figura 4.9: Comparación de las distribuciones cinemáticas a nivel de reconstrucción para muestras de simulación MC en las cuales se varió m_t entre 166.5 y 178.5 GeV.

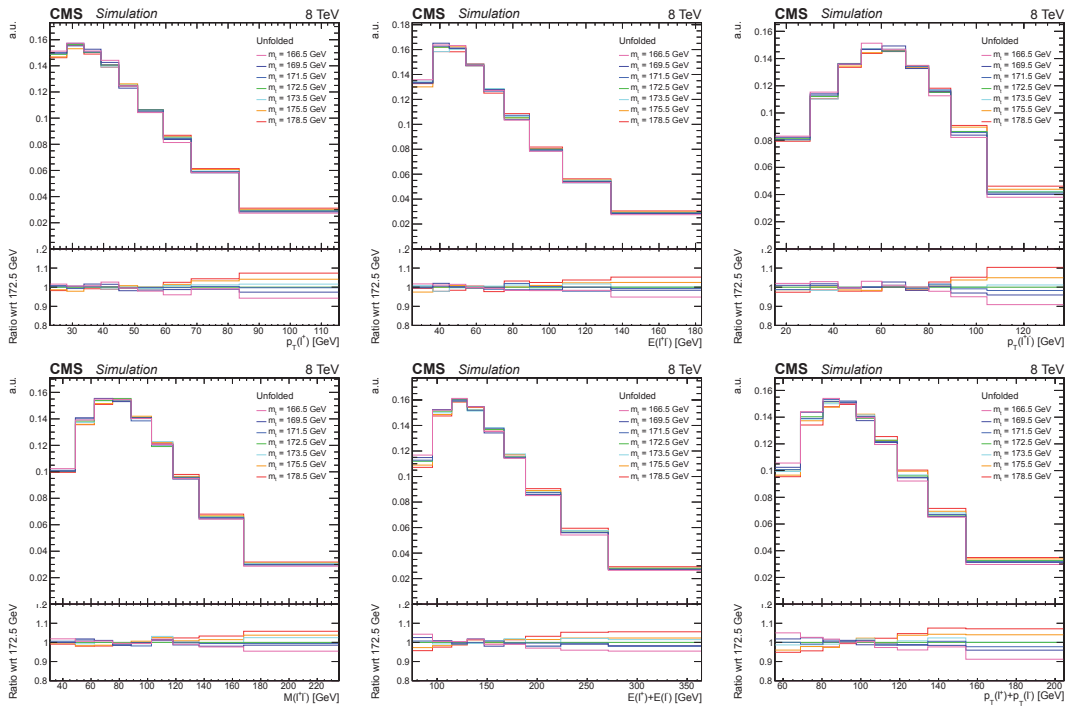


Figura 4.10: Comparación de las distribuciones cinemáticas a nivel de partícula para muestras de simulación MC, en las cuales se varió m_t entre 166.5 y 178.5 GeV.

a los factores aplicados a la simulación por evento (factores de escala, pileup, sección eficaz) y O es un observable dado. En el caso de una variable distribuida en bins, de un histograma, la suma se realiza sobre todos los bins de la distribución y w_k es el número de eventos en el bin k .

Usamos la ec. 4.1 para calcular los momentos para cada variable y explorar su dependencia con m_t .

Medición de m_t a nivel de reconstrucción

A nivel de reconstrucción, los momentos no son extraídos de distribuciones representadas en histogramas sino tomando en cuenta cada evento y sus correspondientes factores de escala. Para el caso de datos en vez de simulación MC, todos los factores equivalen a 1. Este proceso es repetido para cada incertidumbre experimental y para simulaciones alternativas del proceso $t\bar{t}$, como se describe en la Sec. 4.2.

Las Figuras 4.11 y 4.12 muestran los momentos reconstruidos de las variables cinemáticas en función de la masa del quark top asumida en la generación de cada muestra de simulación. Se observa que los dos primeros momentos de todas las variables exhiben una dependencia lineal con la masa del quark top. La incertidumbre en la determinación de m_t es estimada usando la pendiente de la curva de calibración de los momentos en función de la masa del quark top, derivada usando los momentos extraídos de simulaciones alternativas.

La Tabla 4.1 resume las incertidumbres estimadas en la determinación de m_t usando el primer y segundo momentos de las distribuciones. Dado que la calibración es esencialmente un ajuste de escala de los momentos medidos, las variaciones que se espera sean inducidas por las distintas fuentes de incertidumbre sistemáticas traducen proporcionalmente la medida de los momentos en una medida de m_t . El modelaje del espectro de p_T^{top} , la elección de escalas QCD y el pareo ME-PS dominan la medición para la mayoría de variables. Sin embargo, en algunos casos, debido a la pequeña pendiente de la curva de calibración y al uso de distribuciones que dependen de dos leptones, la incertidumbre experimental en la escala de energía de los leptones se torna significativa (por ejemplo para $M(l^+l^-)$, $E(l^+) + E(l^-)$ y $E(l^+)$). La incertidumbre en el modelaje de p_T^{top} tiende a incrementarse para momentos de mayor orden.

Entre todas las variables, la variable más robusta con respecto a las incertidumbres sistemáticas probadas es $p_T(\ell^+\ell^-)$.

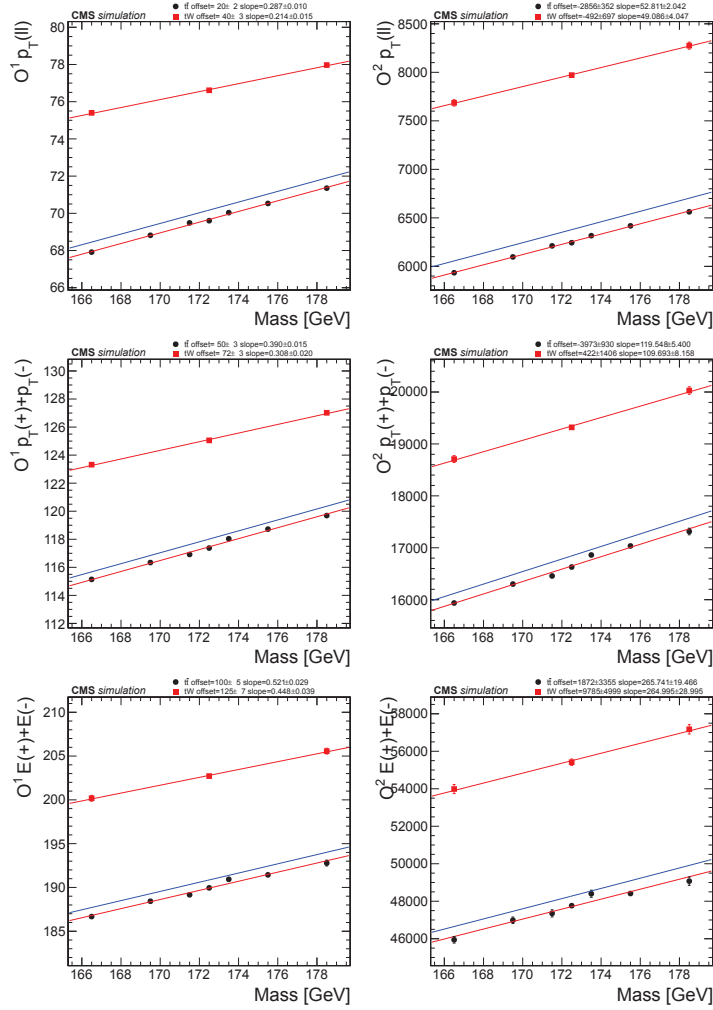


Figura 4.11: Curva de calibración de los primeros momentos de Mellin para las distribuciones cinemáticas: $p_T(l^+l^-)$ (superior), $p_T(l^+) + p_T(l^-)$ (centro) y $E(l^+) + E(l^-)$ (inferior) para los procesos de señal $t\bar{t}$ y tW . La curva de calibración combinando ambos procesos se representa en azul.

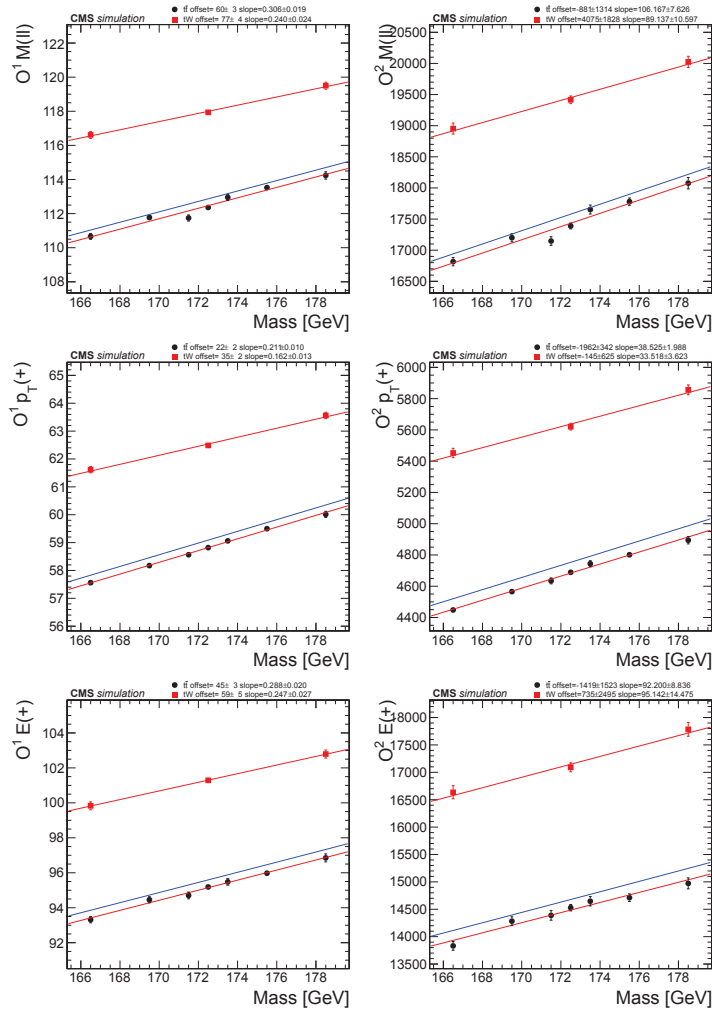


Figura 4.12: Curva de calibración de los primeros momentos de Mellin para las distribuciones cinemáticas: $M(l^+l^-)$ (superior), $p_T(l^+)$ (centro) y $E(l^+)$ (inferior) para los procesos de señal $t\bar{t}$ y tW . La curva de calibración combinando ambos procesos se representa en azul.

Tabla 4.1: Incertidumbres esperadas en la determinación de m_t usando el primer y segundo momento para distintas distribuciones. Los valores se muestran en unidades de GeV.

Variable	$O^1_{pr}(+)$		$O^2_{pr}(+)$		$O^1_{E(+)}$		$O^2_{E(+)}$		$O^1_{pr}(+)+pr(-)$		$O^2_{pr}(+)+pr(-)$		$O^1_{pr}(l)$		$O^2_{pr}(l)$		$O^1_{M(l)}$		$O^2_{M(l)}$		$O^1_{E(+)+E(-)}$		$O^2_{E(+)+E(-)}$	
	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3
<i>Incertidumbres experimentales</i>																								
Pileup	0.32/-0.33	0.25/-0.29	0.30/-0.34	0.28/-0.36	0.39/-0.38	0.13/-0.13	0.34/-0.34	0.13/-0.14	0.24/-0.24	0.26/-0.27	0.45/-0.44	0.37/-0.36	0.31/-0.35	0.24/-0.30										
Selección de leptones	-0.11/0.12	-0.13/0.13	0.64/-0.65	0.66/-0.67	-0.13/0.13	0.94/0.03	-0.13/0.14	0.70/-0.09	-0.11/0.11	-0.12/0.13	0.08/-0.08	0.09/-0.09	0.71/-0.72	0.77/-0.78										
Escala de energía de leptones	0.66/-0.02	0.27/-0.16	2.35/1.52	1.95/1.36	0.27/0.03	0.01/-0.02	0.07/-0.05	0.05/-0.05	0.35/-0.25	0.26/-0.32	1.86/0.63	1.62/0.57	2.81/1.67	2.67/1.60										
Escala de energía de jets	0.02/-0.02	0.01/-0.01	0.07/-0.05	0.05/-0.05	0.01/-0.02	0.01/0.00	0.00/-0.02	0.00/-0.02	-0.05/0.06	-0.05/0.05	0.07/-0.06	0.06/-0.05	0.07/-0.07	0.07/-0.08										
Resolución de energía de jets	0.01/0.00	0.01/0.00	-0.01/0.02	-0.02/0.03	0.01/0.00	0.00/0.00	0.01/0.00	0.00/0.00	0.00/-0.01	0.00/-0.01	0.01/0.01	0.00/0.02	-0.01/0.02	-0.03/0.02										
Eficiencia de identificación de b-jets	0.00/-0.00	0.00/0.00	-0.00/-0.02	-0.02/-0.04	-0.00/-0.01	0.00/0.00	-0.01/-0.01	0.00/0.00	-0.01/-0.01	-0.00/-0.00	0.00/-0.01	-0.00/-0.01	-0.00/-0.02	-0.02/-0.03										
Identificación errónea de b-jets	0.05/-0.02	0.06/-0.02	0.05/-0.11	0.05/-0.12	0.04/0.01	0.04/0.01	0.04/0.02	0.04/0.01	0.01/0.06	0.01/0.10	0.03/-0.11	0.04/-0.08	0.09/-0.05	0.12/-0.06										
<i>Incertidumbres teóricas</i>																								
Top pr	-11.73/0.00	-12.73/0.00	-10.82/0.00	-11.75/0.00	-12.53/0.00	-13.87/0.00	-13.87/0.00	-3.79/0.00	-4.96/0.00	-17.47/0.00	-17.15/0.00	-11.77/0.00	-13.03/0.00											
Parco ME-PS	1.00/-0.81	0.85/-0.76	0.10/0.08	-0.19/0.28	1.32/-0.72	1.11/-0.84	1.11/-0.84	0.76/-0.29	0.26/-0.25	1.04/0.50	1.15/0.58	0.61/-0.04	0.33/-0.01											
Escala $t\bar{t} Q^2$	0.57/-1.14	0.15/-1.10	1.33/-0.67	1.02/-0.38	0.51/-0.83	-0.15/-0.81	-0.15/-0.81	2.90/-1.54	2.65/-1.66	1.27/-0.87	1.18/-0.58	0.74/-0.32	0.12/0.02											
Escala $tW Q^2$	0.15/-0.17	0.21/-0.22	0.19/-0.20	0.28/-0.22	0.14/-0.15	0.17/-0.18	0.17/-0.18	0.15/-0.15	0.19/-0.24	0.19/-0.24	0.23/-0.22	0.16/-0.16	0.21/-0.20											
UE	-0.21/0.18	0.02/0.40	-0.24/0.87	0.63/2.19	-0.38/0.07	-0.36/0.06	-0.36/0.06	-0.00/0.57	0.02/0.65	-0.28/0.02	0.06/-0.05	-0.10/0.63	0.41/1.10											
CR	-0.28/0.00	0.11/0.00	-0.17/0.00	0.76/0.00	-0.30/0.00	-0.25/0.00	-0.25/0.00	-0.13/0.00	0.07/0.00	-0.73/0.00	-0.22/0.00	-0.27/0.00	0.54/0.00											
NLO	-0.91/0.00	-0.85/0.00	5.67/0.00	8.49/0.00	-0.42/0.00	-0.94/0.00	-0.94/0.00	1.09/0.00	1.52/0.00	5.39/0.00	5.72/0.00	5.97/0.00	6.77/0.00											
tW DS	-0.93/0.00	-1.19/0.00	-1.06/0.00	-1.23/0.00	-1.03/0.00	-1.18/0.00	-1.18/0.00	-1.08/0.00	-1.51/0.00	-1.19/0.00	-1.23/0.00	-1.21/0.00	-1.40/0.00											
Normalización tW	0.08/-0.08	0.11/-0.11	0.10/-0.10	0.13/-0.13	0.09/-0.09	0.10/-0.11	0.10/-0.11	0.11/-0.12	0.13/-0.15	0.09/-0.09	0.09/-0.09	0.11/-0.11	0.13/-0.13											
Normalización de fondo	-0.24/0.24	-0.17/0.17	-0.25/0.25	-0.19/0.20	-0.26/0.26	-0.19/0.19	-0.19/0.19	-0.20/0.21	-0.13/0.13	-0.37/0.37	-0.27/0.27	-0.26/0.26	-0.20/0.20											
PDF	0.95/-0.95	1.06/-1.06	3.01/-3.01	3.65/-3.65	1.05/-1.05	1.17/-1.17	1.17/-1.17	0.62/-0.62	0.75/-0.75	1.84/-1.84	1.94/-1.94	3.40/-3.40	4.00/-4.00											

Para poder entender si la precisión de nuestra medición puede ser optimizada aún más, consideramos diferentes selecciones de eventos y evaluamos su rendimiento esperado utilizando la variable de $p_T(l^+l^-)$. Introducimos de manera secuencial los siguientes cortes o requerimientos:

- eventos reconstruidos en en el rango $10 < p_T(l^+l^-)/GeV < 125$,
- máximo 2 jets en el evento,
- todos los jets seleccionados deben provenir de quarks b ,

Para cada caso recalculamos las curvas de calibración y las principales incertidumbres sistemáticas teóricas: top p_T , Q^2 y ME-PS. Las pendientes resultantes son reportadas en la Tabla 4.2. Como se esperaba, requerimientos más estrictos en la selección inducen pendientes más pequeñas, lo cual tiende a disminuir la sensibilidad a m_t . Sin embargo, se observa una compensación y disminución de ciertas fuentes de incertidumbre.

Tabla 4.2: Pendientes esperadas en la calibración de la medición de m_t usando los primeros momentos de la distribución de $p_T(l^+l^-)$.

Requerimiento	O^1	O^2
Base	0.29 ± 0.01	53 ± 2
$10 < p_T(l^+l^-)/GeV < 125$	0.146 ± 0.008	21 ± 1
1 o 2 jets	0.14 ± 0.01	20 ± 2
sólo b-jets	0.14 ± 0.02	21 ± 2

La Figura 4.13 muestra la evolución esperada de las principales incertidumbres sistemáticas en función de los cortes aplicados. Se espera obtener un rendimiento óptimo después de restringir el rango en el cual los momentos son calculados. Requerimientos extra en el número de jets parecen incrementar las incertidumbres de la elección de escala Q^2 y ME-PS y disminuir aquellas relacionadas con el modelado del p_t (t).

Repitiendo el mismo ejercicio para las otras variables llegamos a conclusiones similares. Por lo tanto limitamos las variables a los siguientes rangos:

- $p_T(l^+l^-)$: 10-125 GeV
- $p_T(+)$ + $p_T(l^-)$: 50-195 GeV
- $E(l^+) + E(l^-)$: 70-270 GeV
- $M(l^+l^-)$: 25-205 GeV

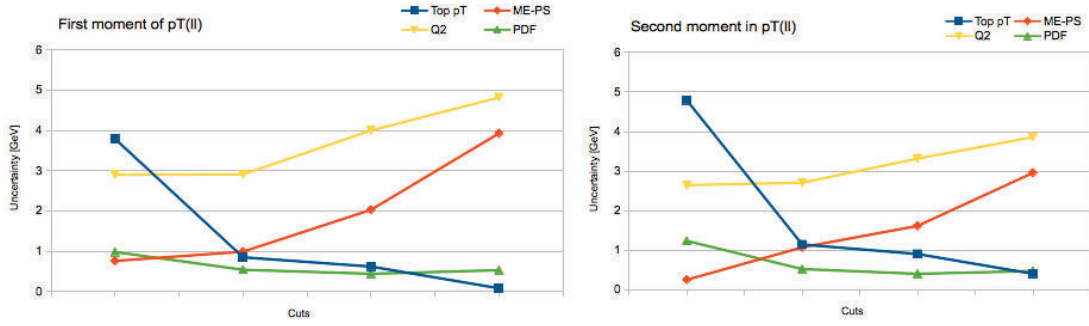


Figura 4.13: Evolución de las principales incertidumbres sistemáticas teóricas para el primer (izquierda) y segundo (derecha) momento de la distribución de $p_T(ll)$. Los cortes corresponden a aquellos descritos en la leyenda.

- $p_T(l^+) : 25-115 \text{ GeV}$
- $E(l^+) : 25-185 \text{ GeV}$

La Tabla 4.3 resume las incertidumbres esperadas en la determinación de m_t después de restringir el rango de las distribuciones. Aunque la mayoría de incertidumbres se ven reducidas con respecto a aquellas reportadas en la Tabla 4.1, entre todas las variables $p_T(l^+l^-)$ es aún aquella con la mayor robustez respecto a las incertidumbres probadas y por lo tanto es la escogida para realizar la medición final.

Tabla 4.3: Incertidumbres esperadas en la determinación de m_t usando los primeros momentos para las diferentes distribuciones después de restringir sus rangos. Los valores se muestran en unidades de GeV.

Variable	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$	$O^1_{Pr}(+)$	$O^2_{Pr}(+)$		
<i>Incertidumbres experimentales</i>																				
Pileup	0.36/-0.28	0.33/-0.26	0.36/-0.30	0.33/-0.29	0.49/-0.45	0.48/-0.44	0.27/-0.24	0.29/-0.28	0.59/-0.58	0.59/-0.59	0.46/-0.45	0.47/-0.47	0.45/-0.45	0.45/-0.45	2.62/1.61	2.63/1.61	0.05/-0.06	0.01/-0.02	0.01/0.00	-0.06/-0.26
Selección de leptones	-0.09/0.09	-0.09/0.09	0.50/-0.51	0.51/-0.52	-0.10/0.11	-0.11/0.11	-0.08/0.09	-0.08/0.08	0.02/-0.02	0.02/-0.02	0.45/-0.45	0.47/-0.48	0.45/-0.45	0.45/-0.45	2.62/1.61	2.63/1.61	0.05/-0.06	0.01/-0.02	0.01/0.00	-0.06/-0.26
Escala de energía de leptones	0.76/0.54	0.62/0.45	2.46/1.68	2.31/1.65	1.26/0.36	1.21/0.34	0.48/-0.24	0.51/-0.22	2.36/0.84	2.27/0.83	2.62/1.55	2.63/1.61	2.62/1.55	2.62/1.55	2.62/1.55	2.63/1.61	0.05/-0.06	0.01/-0.02	0.01/0.00	-0.06/-0.26
Escala de energía de jets	0.06/-0.05	0.06/-0.05	0.11/-0.06	0.12/-0.06	0.03/-0.02	0.03/-0.02	-0.05/0.06	-0.05/0.05	0.08/-0.08	0.07/-0.08	0.04/-0.06	0.05/-0.06	0.04/-0.06	0.04/-0.06	0.04/-0.06	0.05/-0.06	0.05/-0.06	0.01/-0.02	0.01/0.00	-0.06/-0.26
Resolución de energía de jets	0.00/0.01	0.00/0.01	0.02/0.01	0.02/0.01	0.02/-0.01	0.02/-0.01	0.01/-0.02	0.01/-0.01	0.04/-0.01	0.03/-0.02	0.01/-0.02	0.01/-0.02	0.01/-0.02	0.01/-0.02	0.01/-0.02	0.01/-0.02	0.01/-0.02	0.01/0.00	0.01/0.00	-0.06/-0.26
Eficiencia de identificación de b-jets	0.01/-0.01	0.02/-0.01	-0.01/-0.03	-0.01/-0.03	-0.01/-0.00	-0.00/-0.01	-0.02/-0.01	-0.02/-0.01	-0.00/-0.01	0.00/-0.01	0.01/0.00	0.01/0.00	0.01/0.00	0.01/0.00	0.01/0.00	0.01/0.00	0.01/0.00	0.01/0.00	0.01/0.00	-0.06/-0.26
Identificación errónea de b-jets	-0.06/-0.09	-0.06/-0.07	0.02/-0.15	0.05/-0.11	0.05/-0.11	0.05/-0.11	0.03/0.09	0.05/0.09	0.03/-0.27	-0.01/-0.29	-0.07/-0.25	-0.06/-0.26	-0.07/-0.25	-0.07/-0.25	-0.07/-0.25	-0.06/-0.26	-0.07/-0.25	-0.07/-0.25	-0.07/-0.25	-0.06/-0.26
<i>Theory uncertainties</i>																				
Top p_t	-8.96/0.00	-9.43/0.00	-9.01/0.00	-9.34/0.00	-8.24/0.00	-8.72/0.00	-0.85/0.00	-1.15/0.00	-16.44/0.00	-16.06/0.00	-8.19/0.00	-8.52/0.00	-8.19/0.00	-8.19/0.00	-8.19/0.00	-8.52/0.00	-8.19/0.00	-8.19/0.00	-8.19/0.00	-8.52/0.00
Parco ME-PS	1.29/-1.74	1.39/-1.79	-0.47/-0.37	-0.46/-0.51	1.32/-1.11	1.26/-1.13	0.99/-0.99	0.79/-1.08	1.21/-0.44	1.31/-0.32	1.45/-0.25	1.59/-0.12	1.45/-0.25	1.45/-0.25	1.45/-0.25	1.59/-0.12	1.45/-0.25	1.45/-0.25	1.45/-0.25	-8.52/0.00
Escala $\# Q^2$	0.89/-1.04	0.98/-0.88	1.54/-1.39	1.74/-1.32	1.09/-1.34	1.03/-1.35	2.91/-1.70	2.71/-1.79	1.02/-0.87	1.30/-0.51	1.78/-1.24	1.99/-1.15	1.78/-1.24	1.78/-1.24	1.99/-1.15	1.78/-1.24	1.78/-1.24	1.78/-1.24	1.78/-1.24	-8.52/0.00
Escala $tW Q^2$	0.04/-0.23	0.06/-0.23	-0.02/-0.25	-0.00/-0.27	0.04/-0.14	0.04/-0.14	0.11/-0.08	0.09/-0.07	0.20/-0.15	0.18/-0.16	0.08/-0.04	0.08/-0.05	0.08/-0.05	0.08/-0.05	0.08/-0.05	0.08/-0.05	0.08/-0.05	0.08/-0.05	0.08/-0.05	-8.52/0.00
UE	-0.19/0.24	-0.17/0.25	-1.06/-0.24	-0.67/-0.00	-0.11/0.08	0.02/0.21	-0.55/0.09	-0.54/0.04	-0.47/0.44	-0.32/0.80	-0.64/-0.04	-0.67/-0.04	-0.64/-0.04	-0.64/-0.04	-0.67/-0.04	-0.64/-0.04	-0.67/-0.04	-0.67/-0.04	-0.67/-0.04	-8.52/0.00
CR	-0.67/0.00	-0.46/0.00	-1.17/0.00	-0.76/0.00	-0.69/0.00	-0.53/0.00	-0.66/0.00	-0.51/0.00	-1.72/0.00	-1.58/0.00	-1.45/0.00	-1.37/0.00	-1.45/0.00	-1.45/0.00	-1.37/0.00	-1.45/0.00	-1.37/0.00	-1.37/0.00	-1.37/0.00	-8.52/0.00
NLO	-1.06/0.00	-0.96/0.00	1.05/0.00	1.50/0.00	0.24/0.00	0.25/0.00	-0.71/0.00	-0.61/0.00	3.93/0.00	3.97/0.00	4.08/0.00	4.58/0.00	4.08/0.00	4.08/0.00	4.58/0.00	4.08/0.00	4.08/0.00	4.08/0.00	4.08/0.00	-8.52/0.00
tW DS	-0.58/0.00	-0.60/0.00	-0.82/0.00	-0.87/0.00	-0.86/0.00	-0.90/0.00	-0.55/0.00	-0.60/0.00	-1.37/0.00	-1.38/0.00	-0.77/0.00	-0.79/0.00	-0.77/0.00	-0.77/0.00	-0.79/0.00	-0.77/0.00	-0.79/0.00	-0.79/0.00	-0.79/0.00	-8.52/0.00
Normalización tW	0.03/-0.03	0.04/-0.04	0.07/-0.07	0.07/-0.07	0.08/-0.08	0.08/-0.08	0.07/-0.07	0.07/-0.07	0.10/-0.10	0.10/-0.10	0.09/-0.09	0.09/-0.09	0.09/-0.09	0.09/-0.09	0.09/-0.09	0.09/-0.09	0.09/-0.09	0.09/-0.09	0.09/-0.09	-8.52/0.00
Normalización de fondo	-0.37/0.37	-0.33/0.33	-0.39/0.39	-0.34/0.34	-0.39/0.39	-0.34/0.34	-0.45/0.45	-0.35/0.35	-0.89/0.90	-0.78/0.78	-0.34/0.34	-0.32/0.32	-0.34/0.34	-0.34/0.34	-0.32/0.32	-0.34/0.34	-0.32/0.32	-0.32/0.32	-0.32/0.32	-8.52/0.00
PDF	0.64/-0.64	0.68/-0.68	1.74/-1.74	1.85/-1.85	0.67/-0.67	0.70/-0.70	0.38/-0.38	0.37/-0.37	1.47/-1.47	1.46/-1.46	1.83/-1.83	1.94/-1.94	1.83/-1.83	1.83/-1.83	1.94/-1.94	1.83/-1.83	1.83/-1.83	1.83/-1.83	1.83/-1.83	-8.52/0.00

Después de aplicar la selección optimizada extraemos los valores de m_t de la distribución $p_T(l^+l^-)$, reportados en la Tabla 4.4.

Tabla 4.4: Resultados obtenidos en datos para la medición optimizada de m_t usando los primeros momentos de Mellin. Las incertidumbres son de naturaleza estadística.

Momento extraído	Eventos	Valor (no optimizado)	Valor optimizado	m_t	m_t
$O^1 p_T(l^+l^-)$	35095	63.92 ± 0.15	64.19 ± 0.15	170.0 ± 1.1	171.8 ± 1.2
$O^2 p_T(l^+l^-)$	35095	4857 ± 20	4886 ± 20	170.2 ± 1.1	171.6 ± 1.2

4.3.2 Usando la forma de las distribuciones cinemáticas

En vez de usar los momentos de las distribuciones hacemos uso de la forma de toda la distribución comparándola con las predicciones obtenidas en simulaciones que asumen diferentes valores de m_t .

La determinación del valor de m_t es realizada al comparar el número total de eventos observados a nivel de reconstrucción (N_{obs}) con el número de eventos predecidos (N_{pred}). Este último está basado en simulación y por lo tanto tiene una incertidumbre estadística asociada (Δ_{pred}). En una aproximación Gaussiana, Δ_{pred} puede ser expresada como $\Delta_{pred} = \sqrt{n}/s$, donde n es el número de eventos generados y $s = n/N_{pred}$. Una incertidumbre estadística similar $\Delta_{obs} = \sqrt{N_{obs}}$ puede ser asignada a la medición. Con estas aproximaciones se puede definir un estimador de $\chi^2(m_t)$:

$$\chi^2(m_t) = \frac{(N_{pred} - N_{obs})^2}{(\Delta_{pred}^2 + \Delta_{obs}^2)}, \quad (4.2)$$

Este es usado para extraer la masa del quark top de la siguiente manera:

- Se deriva la dependencia de las distribuciones con m_t . Esto se realiza utilizando las mismas muestras de simulación generadas para el rango de valores de la masa del quark top descritos en la sección anterior. Se extrae el estimador $\chi^2(m_t)$ para cada una de las 7 hipótesis y se interpola la dependencia con un polinomio de segundo orden.
- Se determina el valor más probable de m_t usando el mínimo de la distribución de $\chi^2(m_t)$. La incertidumbre estadística es obtenida variando m_t en el rango que corresponde a $\min \chi^2_{m_t} \pm 1$.

Este proceso es realizado primero usando las siete muestras de simulación en vez de datos y estimando el valor más probable de m_t para cada una de las hipótesis. Se obtiene una curva de calibración lineal que posteriormente es usada para corregir el

valor de m_t obtenido en datos realizando $m_t \rightarrow (m_t - b)/\text{pendiente}$. La Figura 4.14 muestra las curvas de calibración obtenidas para cada una de las distribuciones cinemáticas individuales.

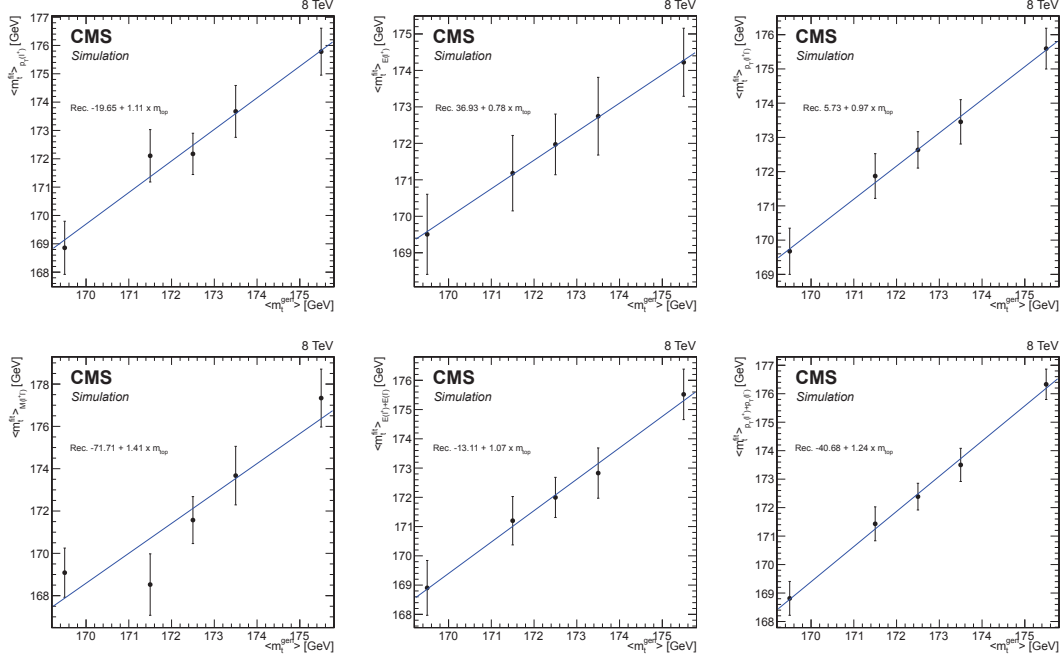


Figura 4.14: Curvas de calibración para los ajustes a cada distribución cinemática leptónica a nivel de reconstrucción. La barra de error representa la incertidumbre estadística de la medición.

Repetiendo este procedimiento de extracción de la masa del quark top, para escenarios alternativos donde las fuentes de incertidumbres sistemáticas son variadas una por una (vease Sec. 4.2), nos permite evaluar el impacto de estas incertidumbres en la medición. La Tabla 4.5 muestra las incertidumbres sistemáticas asignadas a esta medición para cada una de las variables estudiadas. Las incertidumbres teóricas son dominadas por las contribuciones del modelado del quark top p_t y la elección de escalas QCD, mientras que las incertidumbres sistemáticas son mínimas como se esperaba. El p_T del par de leptones ($p_T(l^+l^-)$) y la suma del p_T de los dos leptones ($p_T(l^+) + p_T(l^-)$) son las variables más robustas al modelado incorrecto del top p_t y los efectos de la elección de escala Q^2 .

Tabla 4-5: Incertidumbres sistemáticas en la medición de m_t obtenidas de las formas de las distribuciones cinemáticas a nivel de reconstrucción.

Variable	$p_T(\ell^+)$	$E(\ell^+)$	$p_T(\ell^+\ell^-)$	$M(\ell^+\ell^-)$	$E(\ell^+) + E(\ell^-)$	$p_T(\ell^+) + p_T(\ell^-)$
Incertidumbres experimentales						
Selección de leptones	+0.04/ - 0.04	+0.33/ - 0.34	+0.04/ - 0.04	+0.03/ - 0.03	+0.19/ - 0.20	+0.03/ - 0.03
Resolución de energía de jets	+0.01/ - 0.00	+0.01/ - 0.00	+0.01/ - 0.00	+0.03/ - 0.01	+0.01/ - 0.00	+0.01/ - 0.00
Escala de energía de leptones	+0.37/ - 0.21	+0.59/ - 0.65	+0.37/ - 0.37	+0.61/ - 0.57	+0.49/ - 0.53	+0.38/ - 0.40
Eficiencia de identificación de b -jets	+0.02/ - 0.00	+0.03/ - 0.01	+0.02/ - 0.01	+0.00/ - 0.02	+0.03/ + 0.02	+0.01/ - 0.00
Identificación errónea de b -jets	+0.07/ + 0.05	+0.29/ - 0.02	+0.03/ - 0.03	+0.10/ - 0.08	+0.05/ - 0.05	+0.03/ + 0.01
Pileup	+0.21/ - 0.21	+0.12/ - 0.10	+0.16/ - 0.17	+0.20/ - 0.18	+0.19/ - 0.17	+0.26/ - 0.25
Escala de energía de jets	+0.07/ - 0.04	+0.10/ - 0.05	+0.05/ - 0.05	+0.10/ - 0.09	+0.03/ - 0.04	+0.03/ - 0.02
Normalización de fondo	+0.38/ - 0.38	+0.49/ - 0.48	+0.33/ - 0.33	+0.61/ - 0.48	+0.35/ - 0.34	+0.39/ - 0.38
tW	+0.02/ - 0.02	+0.05/ - 0.05	+0.05/ - 0.04	+0.07/ - 0.07	+0.05/ - 0.05	+0.05/ - 0.05
Total inc. experimental	+0.44/ - 0.30	+0.71/ - 0.69	+0.53/ - 0.52	+0.65/ - 0.62	+0.56/ - 0.59	+0.46/ - 0.47
Theory uncertainties						
Top quark p_t	-4.87	-4.97	-0.78	-3.59	-3.68	-4.39
UE	-0.07/ - 0.30	-0.45/ - 1.73	-0.22/ - 0.73	-0.09/ - 0.35	-0.12/ - 0.22	-0.11/ - 0.22
CR	-1.08	-1.53	-0.48	-1.69	-1.14	-0.81
Escalas $\mu_R/\mu_F t\bar{t}$	+0.44/ - 1.38	+2.02/ - 1.44	+2.29/ - 1.61	+1.93/ - 0.21	+1.72/ - 1.01	+1.09/ - 0.94
Escalas $\mu_R/\mu_F tW$	+0.05/ - 0.10	+0.01/ - 0.16	+0.05/ - 0.06	+0.16/ - 0.10	+0.05/ - 0.02	+0.05/ - 0.07
Pareo ME-PS	+1.14/ - 2.54	+0.19/ + 0.30	+1.06/ - 0.91	+1.41/ + 0.01	+1.48/ + 0.21	+1.34/ - 0.76
NLO	-0.18	+0.91	+1.29	+0.36	+1.82	-0.10
PDF	+0.45/ - 0.43	+0.23/ - 0.22	+0.35/ - 0.30	+0.56/ - 0.54	+0.67/ - 0.66	+0.46/ - 0.43
Interferencia $t\bar{t}/tW$	-0.39	-0.64	-0.48	-0.93	-0.49	-0.55
Total inc. teórica	+1.73/ - 5.16	+2.72/ - 5.89	+3.05/ - 2.63	+3.14/ - 4.52	+3.69/ - 4.13	+2.09/ - 4.16

Debido a que la distribución de $p_T(\ell^+\ell^-)$ es la más robusta a las incertidumbres sistemáticas, como se describió en la sección anterior, la medición con este método también se reporta usando esta variable. Después de observar el número de eventos en la distribución en datos obtenemos el valor reportado en la Tabla 4.6.

Tabla 4.6: Resultados de la medición de m_t usando el metodo de “template fit”, dados en unidades de GeV. Las incertidumbres reportadas son de naturaleza estadística.

Variable	m_t
$p_T(\ell\ell)$	171.73 ± 1.05

4.4 Distribuciones cinemáticas corregidas a nivel de partícula

Para cada una de las variables cinemáticas mencionadas anteriormente, efectos dados por una resolución limitada del detector pueden dar lugar a migraciones de eventos de un bin a otro en la distribución. Esto quiere decir que el número de eventos, medidos en la distribución reconstruida de la variable, puede variar de manera que: los eventos que en realidad fueron generados en cierto bin pueden migrar a otros bins vecinos sin ser necesariamente reconstruidos en el mismo bin.

En nuestro análisis escogemos reportar la forma de las distribuciones una vez corregidas por efectos de detector. Por lo tanto aplicamos una corrección de desdoblamiento o “unfolding” en el espacio de fase seleccionado.

Para poder aplicar la corrección a las distribuciones medidas tenemos que resolver el problema de desdoblar la distribución verdadera de un observable x medido en el detector. Este problema puede ser resuelto numéricamente haciendo uso de una hipótesis para mapear entre la distribución “verdadera” a nivel de generador, obtenida de la simulación, y la correspondiente distribución medida y , mediante una matriz de migración derivada de la simulación.

Después de sustraer el proceso de fondo de los datos, y puede ser relacionada con la distribución a nivel de generador mediante la siguiente ecuación matricial:

$$\vec{y} = A\vec{x} + \vec{b} \quad (4.3)$$

donde A es la matriz de migración que describe la probabilidad de que el número de eventos reconstruidos en un bin i hayan sido generados en un bin j , y \vec{b} es la contribución de fondo esperada. Numéricamente, la solución de la Eq. 4.3 puede ser difícil de encontrar debido a inestabilidades en la inversión de la matriz A . Para evitar

fluctuaciones sin sentido físico se sigue un procedimiento regularizado, en vez de invertir la Eq. 4.3. Este método consiste en determinar un punto estacionario del Lagrangiano con dos términos:

- un término de mínimos cuadrados $\sim (y - Ax)^T V_{yy}^{-1} (y - Ax)$, donde V_{yy}^{-1} es la matriz de covarianza de y .
- un término de regularización, empleado para evitar fluctuaciones estadísticas en la variable reconstruida $\sim \tau^2 (x - f_b x_0)^T (L^T L) (x - f_b x_0)$, donde $f_b x_0$ es un vector de sesgo y L es una matriz predefinida con condiciones de regularización.

Detalles de la descripción e implementación del proceso de “unfolding” con el algoritmo TUnfoldSys de ROOT pueden encontrarse en [43].

4.4.1 Matrices de migración

Como se ha mencionado anteriormente, la migración de eventos provoca una distorsión en las distribuciones cinemáticas a nivel de reconstrucción con respecto a aquellas a nivel de partícula. Esta distorsión puede ser visualizada en una matriz de migración definida usando eventos de simulación.

Para estabilizar el procedimiento de desdoblamiento y minimizar efectos adversos al proceso de regularización, el número de bins usados para definir la matriz puede ser optimizado en función de dos cantidades: pureza y estabilidad. La pureza se encuentra relacionada con la migración de eventos desde bins vecinos hacia cierto bin, mientras que la estabilidad está relacionada con la migración de eventos a bins vecinos desde cierto bin. En este análisis el número y tamaño de los bins fue escogido procurando que el número de eventos de la distribución sea aproximadamente igual en todos los bins. La Figura 4.15 muestra las matrices de migración correspondientes a los bins de interés.

Los bins finales escogidos para cada una de las distribuciones son ajustados de manera que su pureza y estabilidad sean mayores a 0.7. Esto significa que máximo 70% de los eventos generados en un bin k se quedarán en ese mismo bin después de la reconstrucción, y no más de 30% de los eventos reconstruidos en un bin k migrarán hacia otros bins de la distribución a nivel de generador. La Figura 4.16 muestra las cantidades de pureza y estabilidad esperadas en la simulación para cada una de las distribuciones estudiadas, después de optimizar el número y tamaño de los bins.

Una vez optimizado el número de bins para las distribuciones de interés, una decisión final debe tomarse con respecto al parámetro de regularización τ , el cual es inicialmente un parámetro desconocido. Grandes valores de τ pueden llevar a un sesgo o bias hacia

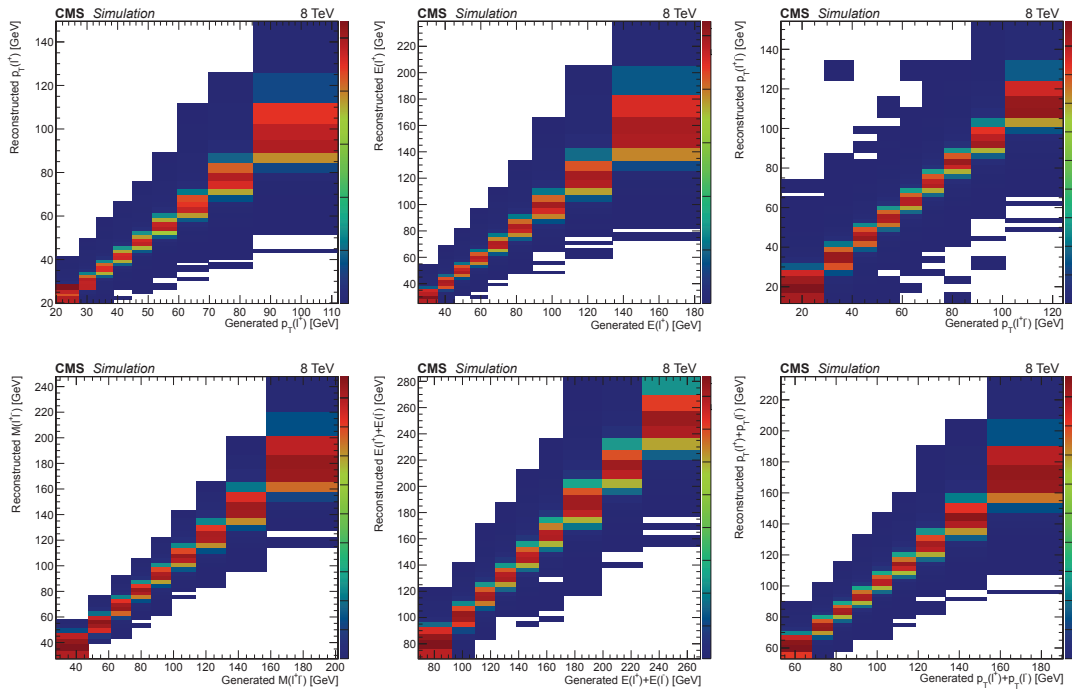


Figura 4.15: Matrices de migración para cada una de las variables cinemáticas de interés derivadas de la simulación de $t\bar{t}$. Las distribuciones corresponden a aquellas mostradas en la Fig. 4.1.

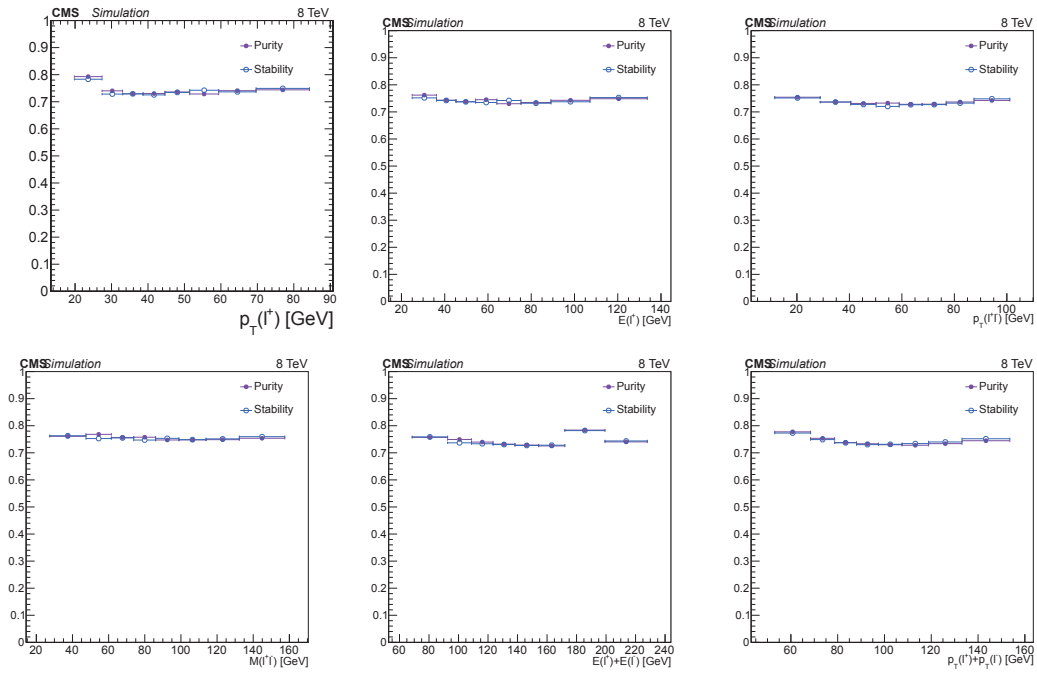


Figura 4.16: Pureza y estabilidad de las variables cinemáticas de interés, derivadas de la simulación de $t\bar{t}$. Las distribuciones corresponden a aquellas mostradas en la Fig. 4.1.

$f_b x_0$, mientras que valores bajos de τ pueden llevar a correlaciones fuertes entre los bins vecinos y a largas fluctuaciones. El parámetro τ es optimizado mediante una minimización del coeficiente de correlación global, definido como:

$$\rho_i = \sqrt{1 - \frac{1}{(V_{xx}^{-1})_{ii}(V_{xx})_{ii}}} \quad (4.4)$$

La Figura 4.17 muestra el escaneo del parámetro τ para cada distribución cinemática. Los valores escogidos del parámetro de regularización se enlistan en la Tabla 4.7.

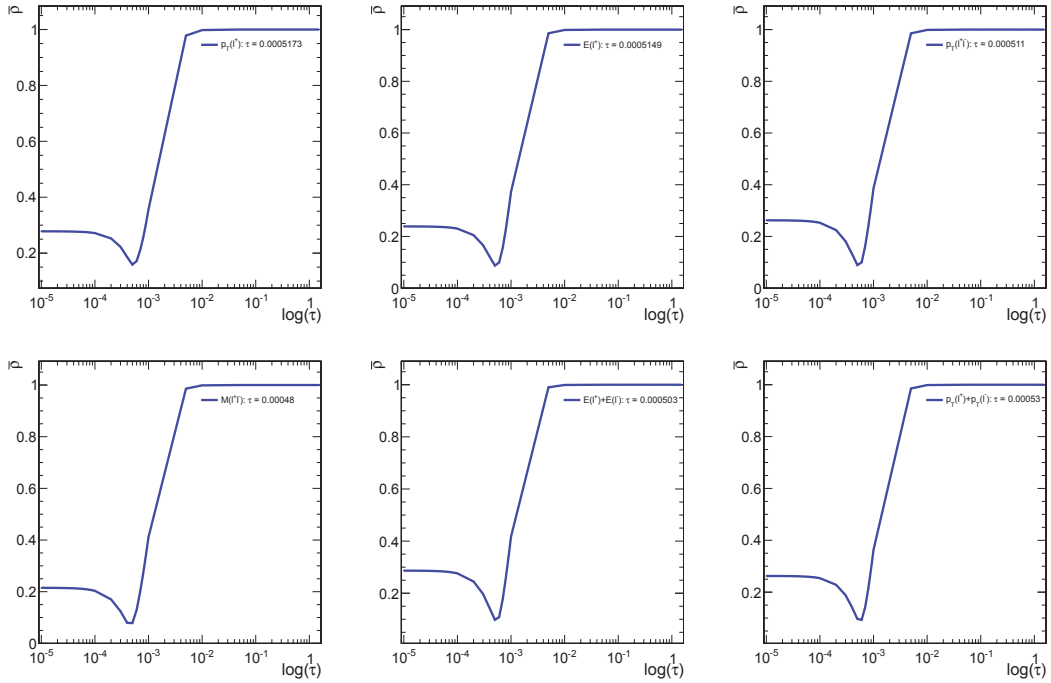


Figura 4.17: Evolución de la correlación global en función del parámetro de regularización τ . Las distribuciones corresponden a aquellas mostradas en la Fig. 4.1.

Tabla 4.7: Valores de τ óptimos para cada una de las variables cinemáticas en el proceso de desdoblamiento.

Variable	τ
$p_T(l^+)$	5.17×10^{-4}
$E(l^+)$	5.15×10^{-4}
$p_T(l^+l^-)$	5.11×10^{-4}
$M(l^+l^-)$	4.80×10^{-4}
$E(l^+) + E(l^-)$	5.03×10^{-4}
$p_T(l^+) + p_T(l^-)$	5.30×10^{-4}

4.4.2 Validación del procedimiento

Para poder validar el procedimiento de desdoblamiento se realizan varias pruebas utilizando únicamente muestras de simulación MC. Se sigue el procedimiento usando las distribuciones a nivel de reconstrucción y se compara la distribución resultante con aquella a nivel de generador. Los resultados se muestran en la Figura 4.18. Para todas las variables las distribuciones esperadas concuerdan con aquellas obtenidas en datos de manera que se concluye que no existe sesgo en el procedimiento.

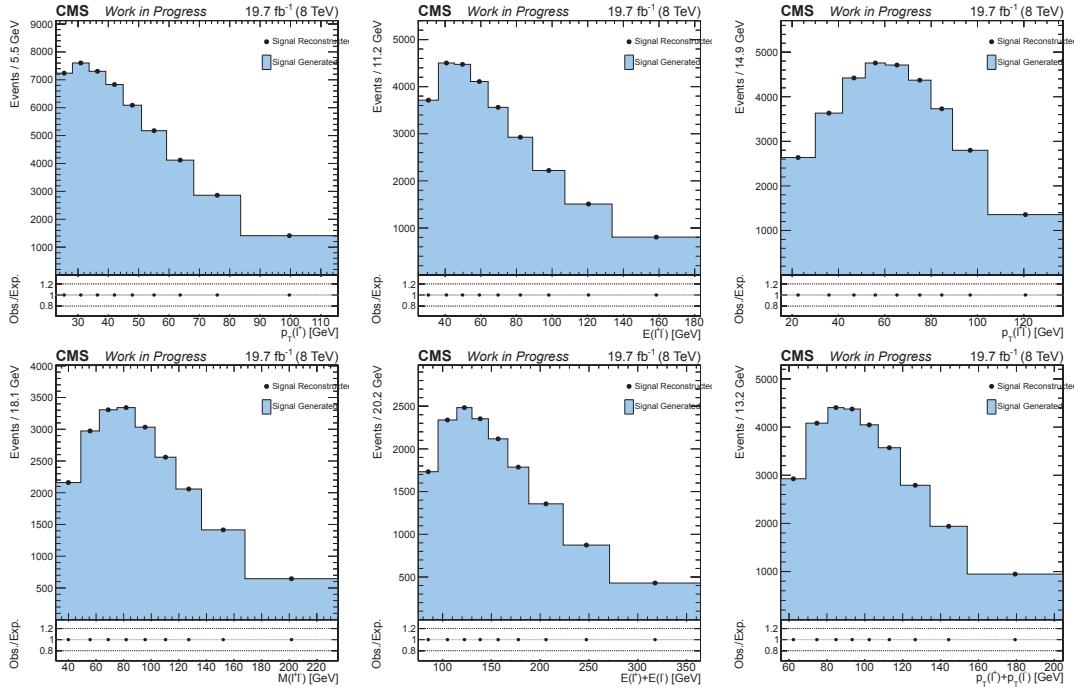


Figura 4.18: Comparación de las distribuciones cinemáticas reconstruidas - corregidas a nivel de partícula -con aquellas a nivel de generador, usando simulación MC. Las distribuciones corresponden a aquellas mostradas en la Fig. 4.1.

Adicionalmente, se pueden realizar pruebas de sesgo del algoritmo usando pseudo-experimentos. Los llamados pseudo-experimentos son distribuciones construidas de una variación de Poisson de la distribución inicial en la simulación a nivel de reconstrucción. Estos siguen el procedimiento de desdoblamiento usando el método descrito anteriormente. Para cada pseudo-experimento la distribución obtenida es comparada con aquella a nivel de generador. Los resultados de estas diferencias para cada bin se reportan en la Figura 4.19. Para todos los casos no se encuentra un sesgo introducido por el algoritmo.

Una diferencia relativa definida como $\text{Pull} = (N_{unf}^i - N_{gen}^i) / \sigma_{unf}$, es calculada para cada variable. El ancho de la distribución de pull es 0 y es ilustrada en la Figura 4.20. Esto indica que existe una estimación correcta de la incertidumbre estadística a nivel

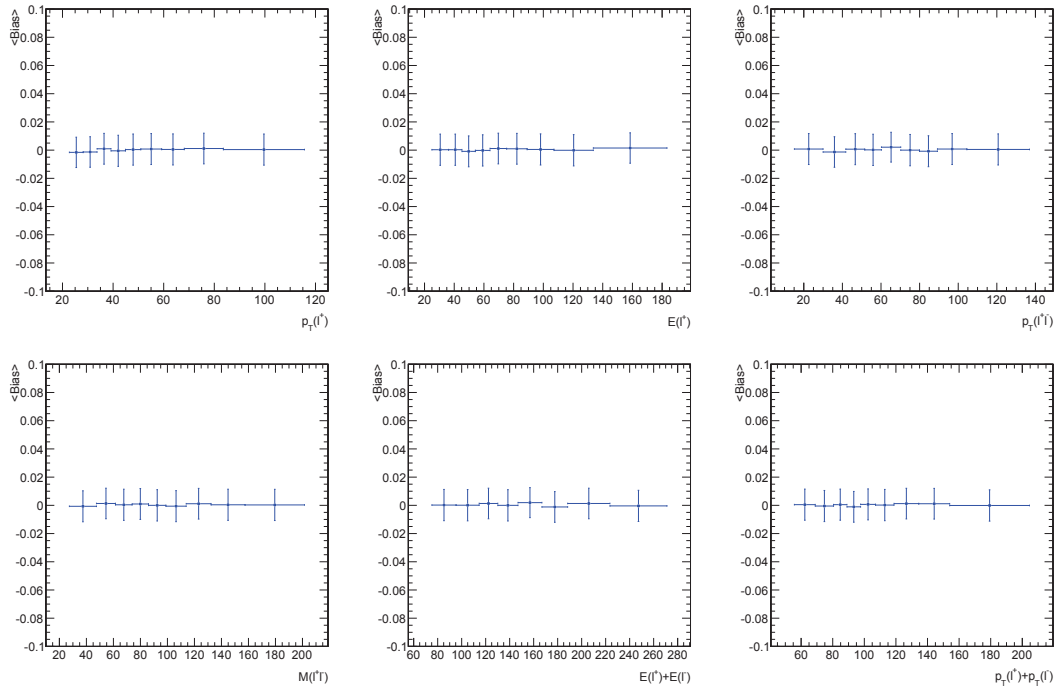


Figura 4.19: Diferencia estimada entre las distribuciones obtenidas del procedimiento de desdoblamiento y el espectro simulado a nivel de generador, para los pseudo-experimentos generados de cada distribución.

de partícula.

4.4.3 Distribuciones cinemáticas a nivel de partícula

Usando el número de bins y los parámetros de regularización optimizados según lo indicado anteriormente, obtenemos finalmente las distribuciones a nivel de partícula para cada una de las variables cinemáticas de interés. Estos resultados se muestran en la Fig. 4.21 y son comparados a la simulación nominal de $t\bar{t}$.

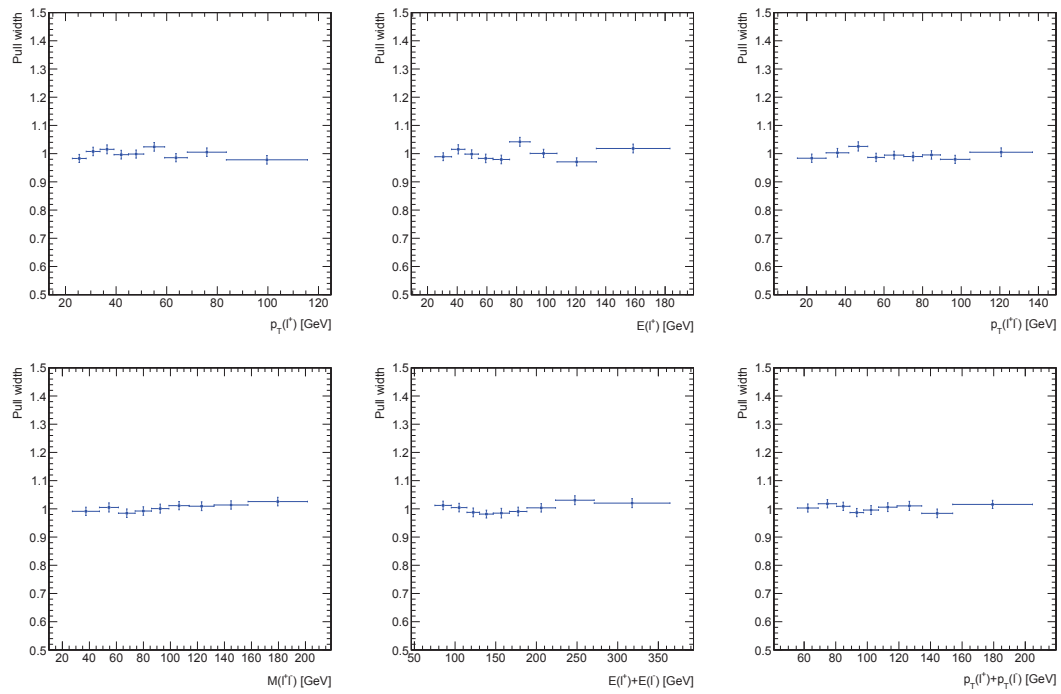


Figura 4.20: Diferencia relativa entre el espectro obtenido a nivel de partícula y aquel generado con respecto a la incertidumbre estadística (pull) obtenida usando pseudo experimentos. El promedio y ancho de la distribución son compatibles con 1 dentro de las incertidumbres estadísticas.

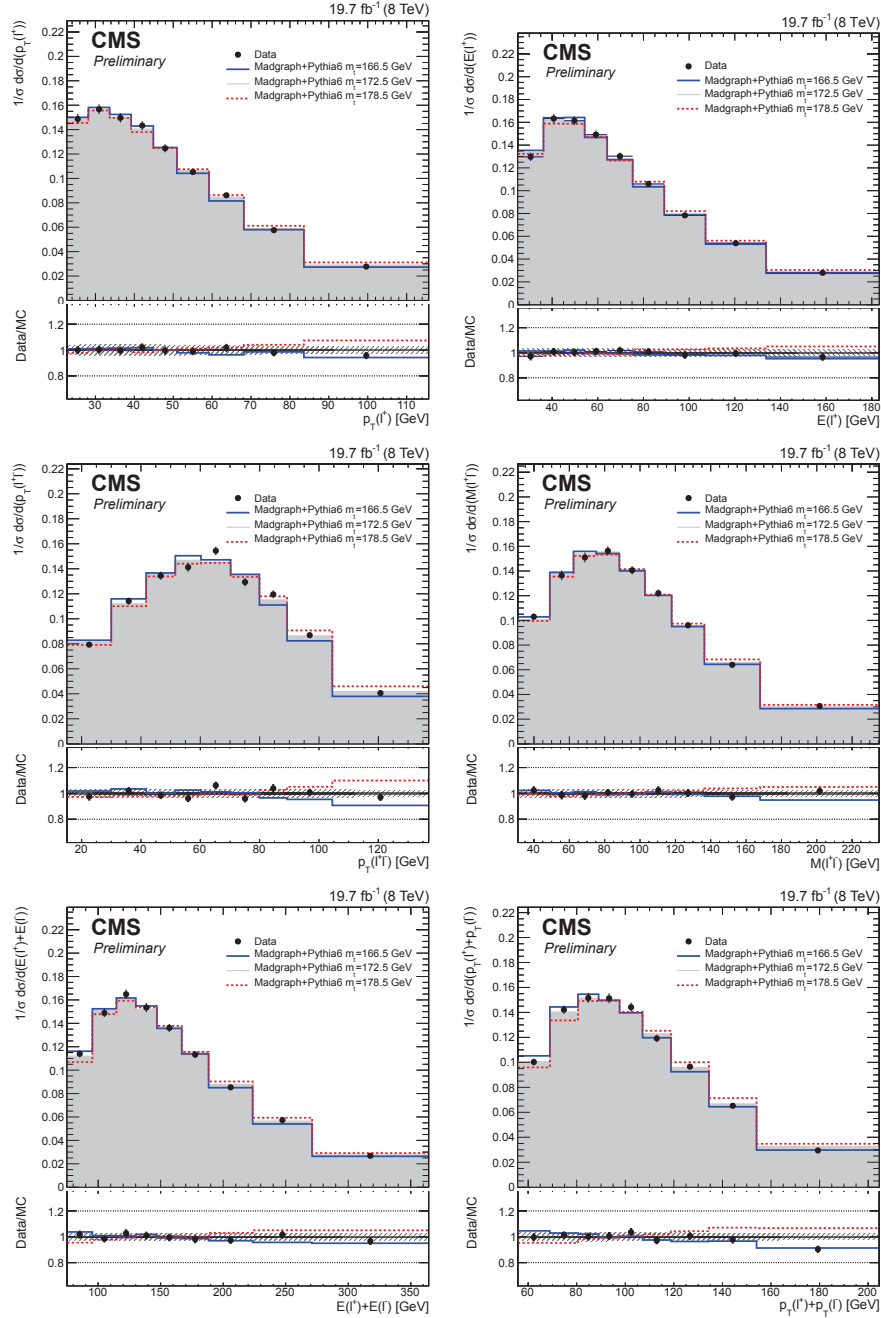


Figura 4.21: Distribuciones normalizadas a nivel de partícula para el proceso de producción $t\bar{t}$ presentadas en función de: (a) momento transversal $p_T(l^+)$ y (b) energía $E(l^+)$ del leptón cargado positivamente, (c) momento transversal $p_T(l^+l^-)$ y (d) masa invariante $M(l^+l^-)$ del par de leptones cargados, (e) suma escalar de las energías $E(l^+) + E(l^-)$ y (f) suma escalar del momento transversal $p_T(l^+) + p_T(l^-)$ de los dos leptones cargados. Adicionalmente, se reportan las predicciones obtenidas de la simulación con MADGRAPH+PYTHIA 6 asumiendo un valor de $m_t=166.5$ GeV (azul), $m_t=172.5$ GeV (gris) and $m_t=178.5$ GeV (rojo). Los paneles inferiores muestran el cociente entre el número de eventos en datos y la simulación nominal que asume un valor de $m_t=172.5$ GeV.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se presentó una técnica alternativa para medir la masa del quark top en eventos de producción de pares de top $t\bar{t}$ empleando únicamente propiedades cinemáticas de los leptones cargados producto de su decaimiento. Este método siguió la propuesta original realizada en [9].

Diferentes estrategias fueron utilizadas para interpretar las distribuciones cinemáticas de los leptones e, μ en una región enriquecida con eventos $t\bar{t}$, ya sea analizando diferentes distribuciones cinemáticas o usando la forma de estas distribuciones. Cada enfoque presentó diferentes méritos pero similares resultados en la medición final.

El modelado del momento transversal del quark top ($p_T(t)$) en la simulación y la elección de las escalas de QCD t pareo ME-PS a LO dominan las incertidumbres de las mediciones realizadas con los diferentes métodos presentados en el este trabajo. Los valores de estas incertidumbres disminuyeron al optimizar la selección de eventos y el rango de la distribución utilizada para analizar la dependencia de las distribuciones a m_t .

De entre seis diferentes variables estudiadas en este trabajo, se escogió la distribución del momento transversal del par de leptones cargados $p_T(l^+l^-)$ para extraer el valor de la masa del quark top, debido a su menor sensibilidad a las principales incertidumbres sistemáticas de este análisis. Las demás variables muestran una fuerte dependencia a la elección de las escalas de QCD o al modelado del momento transversal del quark top en la simulación, usada para calibrar la dependencia de las variables con m_t .

Usando la distribución de $p_T(l^+l^-)$ medimos un valor de m_t correspondiente a:

$$\begin{aligned} m_t &= 171.8 \pm 1.2 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.6 \\ -0.7 \end{matrix} \text{ (exp.) } \begin{matrix} +2.4 \\ -3.3 \end{matrix} \text{ (th.) } \begin{matrix} +0.9 \\ -0.0 \end{matrix} (p_T(t)) \text{ GeV (primer momento)} \\ m_t &= 171.6 \pm 1.2 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.5 \\ -0.7 \end{matrix} \text{ (exp.) } \begin{matrix} +2.4 \\ -3.1 \end{matrix} \text{ (th.) } \begin{matrix} +1.2 \\ -0.0 \end{matrix} (p_T(t)) \text{ GeV (segundo momento)} \\ m_t &= 171.7 \pm 1.1 \text{ (stat.) } \pm 0.5 \text{ (exp.) } \begin{matrix} +2.5 \\ -3.1 \end{matrix} \text{ (th.) } \begin{matrix} +0.8 \\ -0.0 \end{matrix} (p_T(t)) \text{ GeV ("template fit")} \end{aligned}$$

Esta medición se encuentra dentro de la serie de mediciones con métodos alternativos realizadas por el experimento CMS con datos de colisiones a 8 TeV. Estas se encuentran resumidas en la Figura 5.1

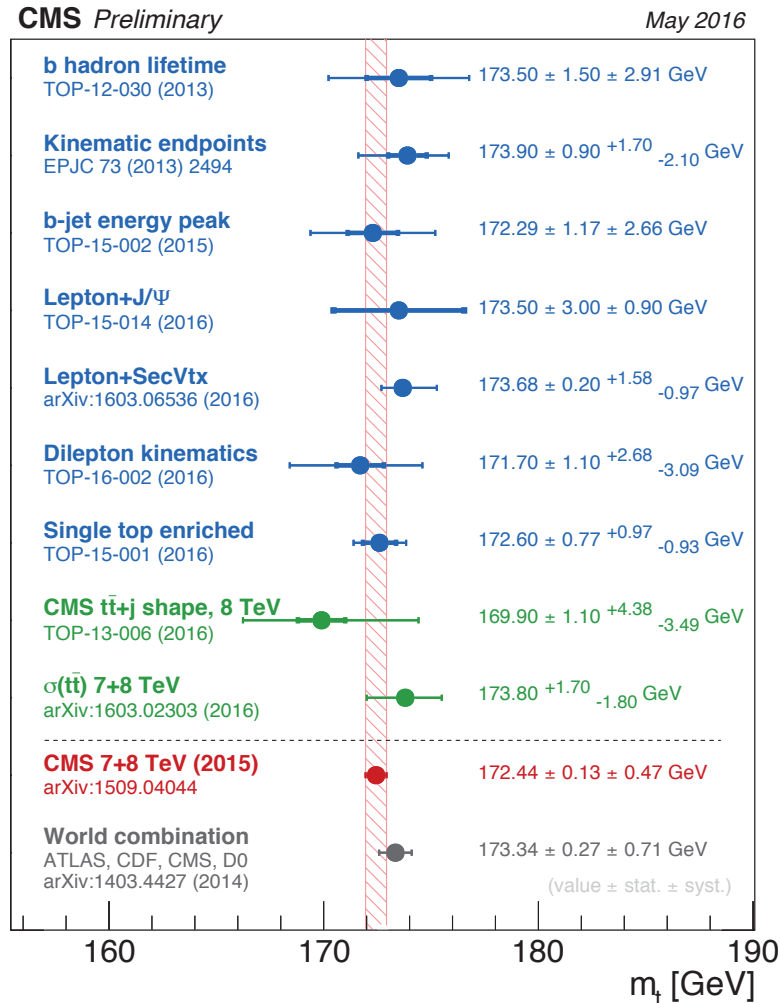


Figura 5.1: Recopilación de las diferentes mediciones alternativas de m_t en el experimento CMS y su combinación. (rojo) Las barras de error gruesas muestran la incertidumbre sistemática y las delgadas muestran la incertidumbre total (sistemática y estadística). [1]

Se espera que con generadores de eventos Monte Carlo a NLO, las incertidumbres sistemáticas teóricas disminuyan significativamente [9], en particular la incertidumbre relacionada a la elección de las escalas de QCD. Esta hipótesis podrá ser probada usando eventos de simulación a NLO y los datos de colisiones protón protón a 13 TeV, correspondientes a la corrida actual del LHC (Run 2), lo cual también permitirá comparar directamente los resultados obtenidos con aquellos citados en la propuesta

original [9]. Asimismo, la mayor cantidad de datos a recolectarse a 13 TeV permitirá obtener una mejor calibración de la escala de energía de los leptones, lo cual a su vez se espera que reduzca las incertidumbres experimentales y estadísticas de esta medición.

Adicionalmente, en este trabajo se reportan las distribuciones medidas a nivel de partícula, después de seguir un algoritmo de desdoblamiento, para permitir comparaciones con otras predicciones realizadas por diferentes generadores MC, incluyendo generadores que no fueron usados por el experimento CMS en la primera corrida del LHC.

Finalmente, las distribuciones reportadas en este trabajo pueden ser re-interpretadas para propósitos diferentes a mediciones de la masa del quark top, como por ejemplo búsquedas de física más allá del modelo estandar. Estas interpretaciones se encuentran más allá del alcance de este manuscrito.

Referencias

- [1] Vardan Khachatryan et al. Measurement of the top quark mass using proton-proton data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. 2015.
- [2] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [3] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008.
- [4] ALEPH Collaboration, CDF Collaboration, D0 Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, Tevatron Electroweak Working Group, and SLD electroweak heavy flavour group. Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. 2010.
- [5] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Kennedy, R. Kogler, K. Moenig, M. Schott, and J. Stelzer. The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC. *Eur. Phys. J.*, C72:2205, 2012.
- [6] Giuseppe Degrandi, Stefano Di Vita, Joan Elias-Miro, Jose R. Espinosa, Gian F. Giudice, Gino Isidori, and Alessandro Strumia. Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO. *JHEP*, 08:098, 2012.
- [7] Fedor Bezrukov, Mikhail Yu. Kalmykov, Bernd A. Kniehl, and Mikhail Shaposhnikov. Higgs Boson Mass and New Physics. *JHEP*, 10:140, 2012.
- [8] First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass. 2014.
- [9] Stefano Frixione and Alexander Mitov. Determination of the top quark mass from leptonic observables. *JHEP*, 09:012, 2014.
- [10] T. Aaltonen et al. Measurement of the top quark mass in the channel using the lepton transverse momentum. *Physics Letters B*, 698(5):371 – 379, 2011.
- [11] T. Aaltonen et al. Measurements of the top-quark mass using charged particle tracking. *Phys.Rev.*, D81:032002, 2010.

- [12] Wolfgang Wagner. Top quark physics in hadron collisions. *Rept. Prog. Phys.*, 68:2409–2494, 2005.
- [13] Daniel Wicke. Properties of the Top Quark. *Eur. Phys. J.*, C71:1627, 2011.
- [14] Frank-Peter Schilling. Top Quark Physics at the LHC: A Review of the First Two Years. *Int. J. Mod. Phys.*, A27:1230016, 2012.
- [15] F. Abe et al. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2626–2631, 1995.
- [16] S. Abachi et al. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632–2637, 1995.
- [17] K.A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38:090001, 2014.
- [18] Michal Czakon, Paul Fiedler, and Alexander Mitov. The total top quark pair production cross-section at hadron colliders through $\mathcal{O}(\alpha_S^4)$. 2013.
- [19] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [20] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [21] A. Augusto Alves, Jr. et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, 3:S08005, 2008.
- [22] P. Silva, Stieger B., C. Mantilla, et al. Repository for 8 tev analysis. Github, 2015.
- [23] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 07:079, 2014.
- [24] Torbjorn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006.
- [25] Paolo Nason. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. *JHEP*, 11:040, 2004.
- [26] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Carlo Oleari. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method. *JHEP*, 11:070, 2007.

- [27] Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX. *JHEP*, 1006:043, 2010.
- [28] Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. NLO single-top production matched with shower in POWHEG: s- and t-channel contributions. *JHEP*, 09:111, 2009. [Erratum: JHEP02,011(2010)].
- [29] Emanuele Re. Single-top Wt-channel production matched with parton showers using the POWHEG method. *Eur. Phys. J. C*, 71:1547, 2011.
- [30] Z. Was. TAUOLA the library for tau lepton decay, and KKMC / KORALB / KORALZ /... status report. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 98:96, 2001.
- [31] John M. Campbell, R. Keith Ellis, and Ciaran Williams. Vector boson pair production at the LHC. *JHEP*, 1107:018, 2011.
- [32] Nikolaos Kidonakis. Single top and top pair production. 2012.
- [33] Allison J. et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53:270, 2006.
- [34] Vardan Khachatryan et al. Measurement of the differential cross section for top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Eur. Phys. J.*, C75(11):542, 2015.
- [35] Vardan Khachatryan et al. Measurement of the ttbar Production Cross Section in the All-Jets Final State in pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV. 2015.
- [36] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, Jon Pumplin, and C. P. Yuan. New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev.*, D82:074024, 2010.
- [37] Stefano Frixione, Eric Laenen, Patrick Motylinski, Chris White, and Bryan R. Webber. Single-top hadroproduction in association with a W boson. *JHEP*, 07:029, 2008.
- [38] A. S. Belyaev, E. E. Boos, and L. V. Dudko. Single top quark at future hadron colliders: Complete signal and background study. *Phys. Rev. D*, 59:075001, 1999.
- [39] Chris D. White, Stefano Frixione, Eric Laenen, and Fabio Maltoni. Isolating Wt production at the LHC. *JHEP*, 11:074, 2009.
- [40] Timothy M. P. Tait. The tW^- mode of single top production. *Phys. Rev. D*, 61:034001, 1999.

- [41] Vardan Khachatryan et al. Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JHEP*, 01:080, 2011.
- [42] Vardan Khachatryan et al. Performance of Electron Reconstruction and Selection with the CMS Detector in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *JINST*, 10(06):P06005, 2015.
- [43] S. Schmitt. TUnfold, an algorithm for correcting migration effects in high energy physics. *Journal of Instrumentation*, 7:10003, 2012.
- [44] Timo Antero Aaltonen et al. Observation of s-channel production of single top quarks at the Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, 112:231803, 2014.
- [45] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of the underlying event activity at the LHC with $\sqrt{s} = 7$ TeV and comparison with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV. *JHEP*, 09:109, 2011.
- [46] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Giovanni Ridolfi. The POWHEG-hvq manual version 1.0. 2007.
- [47] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, Pavel M. Nadolsky, et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 0207:012, 2002.
- [48] Kirill Melnikov and Frank Petriello. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha_S^2)$. *Phys. Rev. D*, 74:114017, 2006.
- [49] John M. Campbell and R.K. Ellis. MCFM for the Tevatron and the LHC. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 205-206:10, 2010.
- [50] Commissioning of the particle-flow reconstruction in minimum bias and jet events from pp collisions at 7 tev. Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-002, CERN, 2010.
- [51] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- k_T jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804:063, 2008.
- [52] M. Cacciari, G.P. Salam, and G. Soyez. The catchment area of jets. *JHEP*, 04:005, 2008.
- [53] M. Cacciari and G.P. Salam. Pileup subtraction using jet areas. *Phys. Lett. B*, 659:119, 2008.
- [54] Measurement of WZ production rate. Technical Report CMS-PAS-SMP-12-006, CERN, 2013.

- [55] Gennaro Corcella and Alexander D. Mitov. Bottom quark fragmentation in top quark decay. *Nucl.Phys.*, B623:247–270, 2002.
- [56] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008.
- [57] N. Milke, M. Doert, S. Klepser, D. Mazin, V. Blobel, and W. Rhode. Solving inverse problems with the unfolding program truee: Examples in astroparticle physics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 697:133 – 147, 2013.
- [58] Michelangelo L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, and M. Treccani. Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions. *JHEP*, 01:013, 2007.