

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”

SCUOLA POLITECNICA E DELLE SCIENZE DI BASE
AREA DIDATTICA DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

ANNO ACCADEMICO 2012/2013



Tesi di Laurea

Misura della massa del quark top in eventi con top singolo nell' esperimento CMS ad LHC

Relatore: Chiar.mo Prof. C. Sciacca
Chiar.mo Dr. L. Lista

Candidato: Lorenzo Vigilante
Matricola: N85000256

*A colei che mi ha sostenuto,
che mi sostiene
e che mi sosterrà per sempre.*

Indice

Introduzione	3
1 LHC e l'esperimento CMS	4
1.1 Large Hadron Collider	4
1.1.1 Caratteristiche e funzionamento dell'LHC	4
1.1.2 Gli esperimenti all' LHC	6
1.2 L'esperimento CMS	7
1.2.1 Il sistema di coordinate	8
1.2.2 I sottorivelatori	8
2 Il modello standard	12
2.1 Introduzione al modello standard	12
2.2 La struttura del Modello Standard	12
2.3 Le interazioni deboli	13
2.4 Le interazioni forti	15
3 Il quark top	16
3.1 Caratteristiche del quark top	16
3.2 Produzione del quark top	17
3.3 Il quark top nel t-channel	19
4 Misura della massa del quark top	21
4.1 Selezione degli eventi	21
4.1.1 Definizione degli oggetti fisici	22
4.1.2 Definizione del sample di segnale	24
4.2 Ricostruzione della massa dei candidati di quark top	25
4.3 Metodologia di analisi	26
4.4 Applicazione del metodo di massima verosimiglianza	30
Bibliografia	35

Introduzione

Il quark top è una delle particelle fondamentali previste dal Modello Standard (MS) della fisica delle particelle. La prima evidenza sperimentale della sua esistenza fu riscontrata nel 1995 al Tevatron, l'acceleratore protone-antiprotone del Fermilab. L'acceleratore protone-protone Large Hadron Collider al Cern di Ginevra produce una quantità di quark top al secondo circa di cento volte superiore rispetto al Tevatron grazie un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ rispetto a quella di $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$ [23] del *collider* americano ed ad una luminosità di due ordini di grandezza superiore: ciò ha consentito già nella prima fase di presa dati di raggiungere una precisione nelle misure di proprietà del quark top e dei suoi processi di produzione, comparabile a quella del Tevatron, quando non maggiore.

In particolare ad LHC è possibile studiare i canali di produzione elettrodebole del quark top, per effettuare sia misure di precisione di quantità inclusive come la sezione d'urto, che misure delle proprietà del top e dei suoi prodotti di decadimento. Lo studio di questi processi già all'interno del Modello Standard è di grande interesse per molteplici ragioni: la possibilità, unica nella fisica ai collider adronici, di determinare il valore dell'elemento V_{tb} della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa grazie allo studio della sezione d'urto in produzione, il confronto tra i valori di massa del top misurati in tali eventi e quelli ottenuti attraverso altri canali di decadimento e la misura delle frazioni di eticità del bosone W . Tali misure permettono o di trovare un'ulteriore conferma della validità del Modello Standard, o di trovare eventuali indicazioni per segnali di nuova fisica.

Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di determinare la massa del top in eventi a top singolo. L'analisi presentata fa uso dei dati raccolti nel 2012 dall'esperimento CMS ad una energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ ed ad una luminosità integrata (vedere cfr. 1.1.1) di 19.7fb^{-1} [10].

Nel primo capitolo viene data una descrizione delle caratteristiche principali dell'acceleratore LHC e dell'esperimento CMS, nel secondo vengono discussi i tratti fondamentali del Modello Standard e della QCD. Nel terzo sono presentate le proprietà fisiche del quark top e nel quarto viene esposta l'analisi effettuata per misurare la massa dello stesso.

Capitolo 1

LHC e l'esperimento CMS

1.1 Large Hadron Collider

LHC è un acceleratore circolare di particelle adroniche, sito in un tunnel a circa 100 m di profondità nei pressi di Ginevra, al confine di Francia e Svizzera e gestito dall'*Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare* (CERN). Con i suoi 26.6 Km di circonferenza, l'LHC è il più grande acceleratore di particelle esistente al mondo. Esso consente di far scontrare due fasci di protoni con un'energia nel centro di massa pari a 8 TeV, ma attualmente è in corso l'upgrade per ottenere collisioni ad un'energia di 14 TeV. Tra le finalità principali dell'LHC ci sono la spiegazione fisica della massa, lo studio del bosone di Higgs e del Modello Standard e la ricerca di nuova fisica alla scala del TeV.

1.1.1 Caratteristiche e funzionamento dell'LHC

I protoni, ottenuti ionizzando atomi d'idrogeno, vengono immessi in LHC tramite step successivi, nei quali vengono portati ad energie sempre più alte utilizzando gli acceleratori pre-esistenti del CERN: il Linear Accelerator (LINAC) che accelera i protoni ad un'energia di 50 MeV, il Proton Synchrotron Booster (PSB) che li porta ad una energia di 1.4 GeV, ed il Proton Synchrotron (PS) che innalza l'energia del fascio fino a 25 GeV. L'energia di 450 GeV con la quale i protoni entrano in LHC è ottenuta grazie all'ultimo acceleratore della catena: il Super Proton Synchrotron (SPS).

Nel passaggio dall' SPS all' LHC il fascio originario viene suddiviso in due fasci, i quali girano in due direzioni opposte per raggiungere l'energia richiesta, utilizzando due tubi magnetici indipendenti ed infine vengono fatti scontrare in quattro punti nei quali si trovano gli esperimenti principali. LHC è costituito da 1232 magneti dipolari, il cui scopo è di mantenere circolare la

traiettoria delle particelle con l'utilizzo di un campo magnetico di 8.4 Tesla, da diverse centinaia di magneti quadrupolari utilizzati per la focalizzazione del fascio e da magneti esapolari, ottopolari e decapolari per le correzioni sull'orbita. L'utilizzo di superconduttori permette la generazione di correnti di 15000 A necessarie a generare campi magnetici di tale intensità. Per il loro funzionamento è necessario mantenere l'apparato di magneti ad una temperatura di **1.9 °K**.

La luminosità per un acceleratore circolare di adroni è data da:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi\sigma^*} F \quad (1.1)$$

dove γ rappresenta il fattore di Lorentz per i protoni, f è la frequenza di rivoluzione, k_B è il numero dei *bunches* (grappoli di protoni), N_p è il numero di protoni per bunch, σ^* è la sezione trasversa dei bunches e F è un fattore geometrico che tiene conto dell'angolazione a cui si incontrano i fasci.

La luminosità istantanea di design di LHC è di $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, che si traduce circa in 1 miliardo di interazioni protone-protone al secondo. La luminosità di picco raggiunta con la presa dati del 2012 è stata di circa $8 * 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. I valori di progetto per gli altri parametri sono riportati in tabella 1.1. Per incrementare la luminosità del fascio si potrebbe migliorare la collimazione dello stesso o aumentare il numero di particelle in esso presenti. Un aumento di luminosità comporta però una probabilità maggiore di collisioni p-p contemporanee, contaminando le signature sperimentali dei processi considerati come segnale con le signature di altri eventi di collisione simultanei (*pile-up*).

Il numero di interazioni p-p rivelate è proporzionale alla luminosità, in accordo con la relazione:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma_{pp} \quad (1.2)$$

dove σ_{pp} rappresenta la sezione d'urto per il processo protone-protone ed il numero totale di collisioni registrate in un lasso di tempo sarà:

$$N = \int \mathcal{L}\sigma_{pp} dt \quad (1.3)$$

ove

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt \quad (1.4)$$

prende il nome di luminosità integrata.

Tabella 1.1: Parametri nominali di LHC [29].

Parametro	Simbolo	Valore di design
Energia del fascio	E	7.0 TeV
Numero di bunch	k_B	2835
Numero di protoni per bunch	N_p	1.05×10^{11}
Frequenza di rivoluzione	f	11.245 kHz
Fattore di Lorentz	γ	7461
Raggio r.m.s del bunch al punto di intersezione	σ^*	16 μm

1.1.2 Gli esperimenti all' LHC

Nei quattro punti d'interazione sono presenti i seguenti esperimenti principali:

- **CMS** (*Compact Muon Solenoid*) ed **ATLAS** (*A Toroidal LHC Apparatus*) sono dei *general purpose dector*, cioè sono dei rivelatori progettati per identificare una grande varietà di segnature sperimentali, di modo da consentire uno studio ad ampio raggio dei processi ad LHC. Gli scopi principali di tali esperimenti sono: la ricerca e lo studio del bosone di Higgs, lo studio dei quark top e beauty, la scoperta di particelle supersimmetriche o altre particelle al di là di quelle previste dal Modello Standard. La differenza maggiore tra i due esperimenti consiste nella diversa configurazione del sistema di magneti: solenoidale per CMS, toroidale e solenoidale per ATLAS. Tale configurazione detta di fatto il layout dei vari sottorivelatori.
- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*) si dedica allo studio delle collisioni di nuclei pesanti (in particolar modo Pb-Pb), in un range di densità di energia molto elevate, nel quale si prevede di osservare l'esistenza del plasma di quark e gluoni (QGP), un nuovo stato della materia. L'esistenza e lo studio di tale stato sono fondamentali per comprendere il fenomeno del confinamento del colore, conseguenza dello SM.
- **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty experiment*) ha lo scopo di investigare la differenza tra materia ed antimateria attraverso i decadimenti di particelle che contengono i quark b e \bar{b} (anti-b), per provare l'esistenza di una nuova fisica oltre il MS. Al contrario degli altri esperimenti, LHCb non è simmetrico attorno al centro d'interazione in quanto è costituito da una serie di rivelatori piani ortogonali alla traiettoria dei

fasci. Tali rivelatori sono specializzati nell'identificazione delle varie particelle, in precise misure di massa e nella determinazione dei vertici secondari d'interazione.

La disposizione degli esperimenti in LHC è mostrata in figura 1.1.

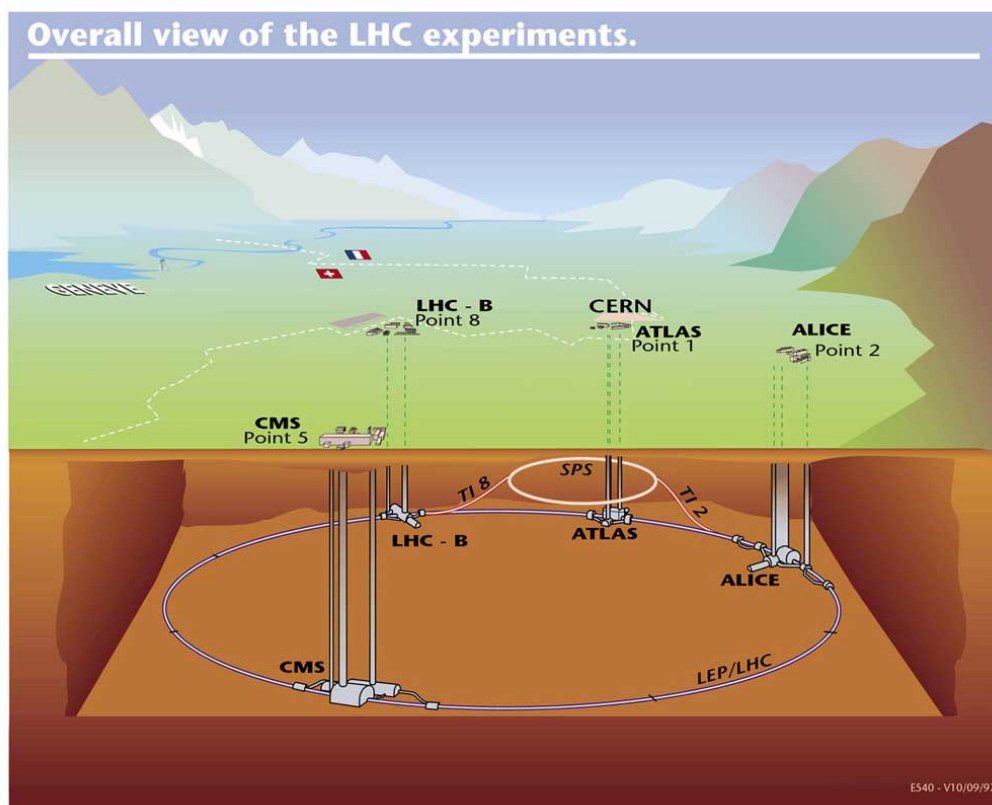


Figura 1.1: Disposizione degli esperimenti di LHC.

1.2 L'esperimento CMS

Il Compact Muon Solenoid è un *general purpose detector* con un caratteristico design compatto e omogeneo reso possibile da un elevato campo magnetico (4T). Esso è composto da una struttura cilindrica cossiale con la direzione dei fasci, chiamata *Barrel*, e due ricoprimenti laterali, chiamati *Endcaps*, che assicurano la chiusura ermetica dell'apparato. A partire dal punto di collisione dei fasci andando verso l'esterno i sottorivelatori presenti sono il Tracker, il calorimetro elettromagnetico (ECAL), il calorimetro adronico (HCAL) ed il

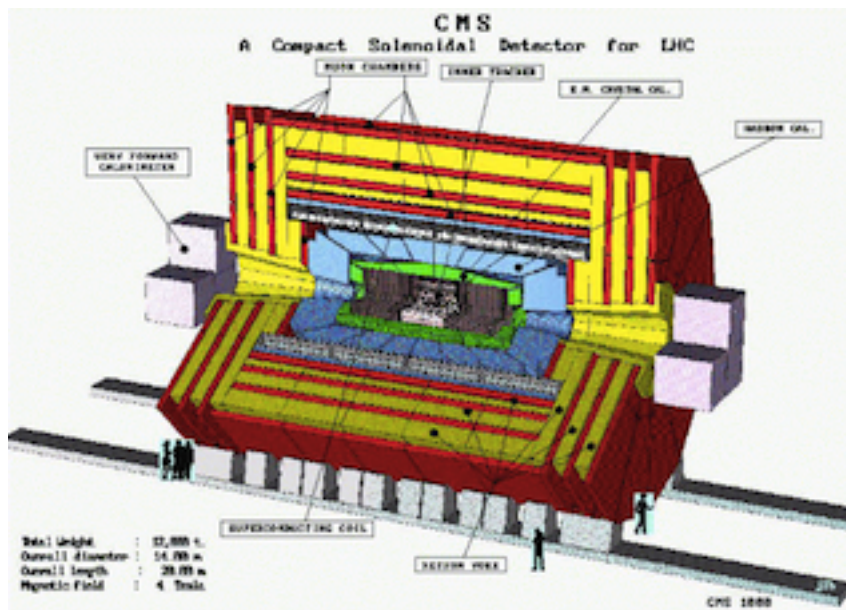


Figura 1.2: Illustrazione dei sottorivelatori di CMS

sistema a muoni, sito all'esterno del solenoide e costituito da rivelatori a gas. Tali sottorivelatori principali sono mostrati in figura 1.2.

1.2.1 Il sistema di coordinate

Il sistema di coordinate è centrato attorno al centro nominale d'interazione, l'asse z è disposto lungo la direzione del fascio, l'asse x è diretto radialmente (congiunge il punto d'interazione con il centro della circonferenza descritta da LHC) e l'asse y punta verso l'alto. Data la simmetria cilindrica intorno all'asse dei fasci di LHC è possibile utilizzare il seguente sistema di riferimento pseudo-angolare: τ è la distanza radiale dall'asse z , ϕ è l'angolo polare, ed $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ è detta pseudorapidità, dove θ è l'angolo azimutale misurato dall'asse z .

1.2.2 I sottorivelatori

Il Tracker. Il Tracker di CMS è progettato per misurare con precisione la posizione delle particelle cariche nella regione più vicina al punto di interazione. Esso si sviluppa in un range di: $\tau < 1.2m$ e $|\eta| < 2.5$. Il Tracker sfrutta una tecnologia al silicio, ed è costituito da due parti: un rivelatore a pixel nella regione più interna (4.4-7.3-10.2 cm di raggio), ed un rivelatore a microstrips nella regione più esterna (20-110 cm).

Il rivelatore a pixel è fondamentale per l'identificazione delle particelle b e τ , oltre che per una ricostruzione iniziale della traiettoria delle particelle cariche. Permette di misurare la posizione con una precisione di $10 \mu\text{m}$ per le misure radiali e di $20 \mu\text{m}$ per quelle trasversali permettendo per converso una misura del momento con precisione migliore del 3% . Il sistema di rivelatori **microstrip** al silicio possiedono una risoluzione tra $35 - 52 \mu\text{m}$ nella direzione radiale e $530 \mu\text{m}$ nella direzione trasversale.

Il Calorimetro Elettromagnetico. Lo scopo principale del calorimetro elettromagnetico (ECAL) è quello di fornire misure ad altissima precisione dell'energia depositata al suo interno da elettroni e fotoni. In particolare, essendo $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ uno dei principali canali di decadimento del bosone di Higgs, ECAL è stato disegnato di modo che la risoluzione della massa invariante della coppia fotone-fotone fosse migliore dell' 1% . L'ECAL è composto da cristalli di $PbWO_4$ sia nel Barrel che in ogni endcaps. Tali cristalli possiedono un piccolissimo tempo di decadimento ($\tau \simeq 10 \text{ns}$) che permette di raccogliere l' 85% della luce nell' intervallo di 25ns che si ha tra due collisioni. L'intervallo di pseudorapidità coperto dall' ECAL è a pari a $0 < |\eta| < 1.479$ per il Barrel e $1.479 < |\eta| < 3.0$ per gli Endcaps. Tale sistema è simile ad un calorimetro a due strati: il primo permette la separazione degli elettroni e dei fotoni dallo *shower* mentre il secondo misura l'energia rilasciata ed i profili trasversali dei getti.

Il Calorimetro Adronico. Il calorimetro adronico (HCAL) è in grado di rivelare l'energia depositata dagli adroni al suo interno permettendo, ad esempio, di identificare i getti di particelle (*jets*) dovuti alla adronizzazione di quark o gluoni provenienti dai processi di hard scattering. Il calorimetro ricopre un range di pseudorapidità pari a $|\eta| < 5$ per garantire l' ermeticità dell'apparato, la quale è cruciale per ricostruire l'energia persa nel piano trasverso a causa dei neutrini che sfuggono ai rivelatori. Il Barrel e gli Endcaps sono dei calorimetri formati da dischi di rame spessi 50cm intervallati da strisce di scintillatori spessi 4mm . Il rame è stato usato come materiale assorbente grazie alla sua densità.

Gli Endcaps coprono un range di pseudorapidità pari a $1.3 < |\eta| < 3.0$. Sono presenti anche due calorimetri adronici addizionali (HFC) posizionati alle estremità dell'intero rivelatore CMS che completano la copertura richiesta di $|\eta| = 5$ dell' HCAL.

Il Magnete. La possibilità di avere un campo magnetico molto intenso ha consentito di costruire l'esperimento in maniera così compatta. Tale campo devia la traiettoria delle particelle cariche in modo da permettere misure di momento anche delle particelle a più alta energia. L'intenso campo magnetico di CMS permette di ottenere una risoluzione in momento molto elevata (circa il 10% per un muone ad 1 TeV), dato che la risoluzione in momento varia in maniera inversamente proporzionale all'intensità del campo magnetico.

Il campo magnetico generato all'interno del solenoide è di 3.8T. All'esterno del solenoide le linee del campo magnetico si chiudono di modo da generare un campo quasi omogeneo di modulo circa 1.8T.

La Camera Muonica. L'esperimento CMS è stato progettato per ottimizzare le misure sui muoni. La decisione sui rivelatori per muoni da utilizzare è stata presa alla luce di due difficoltà principali: la grandissima superficie da coprire e le differenti condizioni di radiazione. Nella struttura cilindrica il tasso di muoni è molto basso e vengono utilizzate camere a drift (Drift Tube Chambers). Nei due ricoprimenti, dove il tasso di muoni è decisamente elevato, sono poste delle camere a strip (Cathode Strip Chambers). Camere a piatti resistivi (Resistive Plate Chambers) sono utilizzate sia nella regione cilindrica che nei ricoprimenti in supplemento ai rivelatori presenti. Il funzionamento e le caratteristiche delle tre camere sono descritte in dettaglio in Ref. [13].

Le stazioni consentono di avere una misura del momento nelle tre direzioni spaziali con una precisione di **100 μm** in posizione e di **1 $mrad$** in angolo. In ogni ricoprimento ci sono 468 camere proporzionali a multifilo organizzate in quattro dischi perpendicolari al fascio. Un'elevata precisione spaziale è ottenuta lungo il filo grazie alla carica indotta sulle adiacenti camere a strip. La risoluzione varia tra **80 μm** a **450 μm** per ogni strato.

In figura 1.3 sono illustrate le traiettorie di diverse particelle che attraversano il sistema di sottorivelatori del CMS.

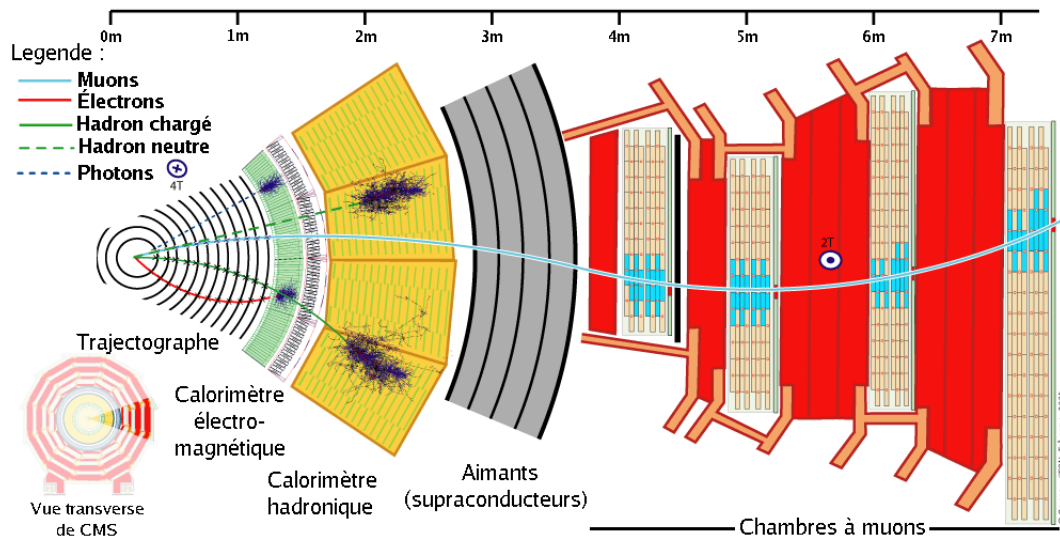


Figura 1.3: Illustrazione dei sottorivelatori di CMS.

Capitolo 2

Il modello standard

2.1 Introduzione al modello standard

Lo studio delle particelle elementari si prefigge di scoprire i costituenti ultimi della materia, allo scopo di conoscere la struttura microscopica del mondo che ci circonda. Il modello che attualmente meglio descrive la fisica delle particelle elementari, e che trova al tempo stesso ampio riscontro nei risultati sperimentali, è il cosiddetto Modello Standard (MS). Il Modello Standard considera e tratta i campi di interazione e la materia con lo stesso formalismo, vedendo le interazioni stesse come regolate e mediate da particelle fisiche. In questo capitolo ci prefiggiamo di descrivere le caratteristiche fondamentali del Modello Standard ed in particolare le proprietà del quark top.

2.2 La struttura del Modello Standard

Nel Modello Standard le particelle elementari sono suddivise in tre classi principali:

- leptoni;
- quark;
- bosoni di campo o particelle d'interazione.

I leptoni sono fermioni, particelle con spin semi-intero, in grado di interagire attraverso sia interazione debole che elettromagnetica. Essi si distinguono in elettroni(e), muoni(μ) e tauoni(τ) che possiedono tutti lo stato di carica $\frac{Q}{e} = -1$ dove e è il modulo della carica dell'elettrone. Le masse delle diverse particelle sono circa di: 0.5 MeV per l'elettrone, 106 MeV per il μ ed 1.78

GeV per il τ . Ad ogni leptone viene associato il corrispettivo neutrino (ν_l) che nel MS è una particella neutra a massa nulla.

I quark sono dei fermioni che possono interagire attraverso tutti i tipi di interazione. Essi possono trovarsi solo in due stati di carica $\frac{Q}{e} = \frac{2}{3}$ e $\frac{Q}{e} = -\frac{1}{3}$ e possiedono tutti un numero quantico detto barionico pari a $B = \frac{1}{3}$.

Le particelle che giocano il ruolo di mediatori all'interno delle varie interazioni sono dei bosoni (particelle con spin intero) e possono essere di 3 tipi:

- i fotoni sono i responsabili delle interazioni elettromagnetiche, hanno spin pari a 1, e non possiedono massa;
- i gluoni sono i responsabili delle interazioni forti, hanno spin 1, e anch'essi hanno massa nulla.
- i bosoni W^\pm e Z sono i responsabili delle interazioni deboli. Essi hanno tutti spin pari ad 1 ed hanno massa rispettivamente di $80,385 \pm 0,015$ GeV [28] per i primi due e $91,1876 \pm 0,0021$ GeV [3] per l'ultimo.

Sia per leptoni e neutrini, sia per i quark, è possibile definire le anti-particelle che possiedono stessa massa ma carica, spin e numeri quantici opposti alle rispettive particelle. I bosoni W^\pm sono l'uno l'antiparticella dell'altro. A partire da queste particelle vengono generate tutte le altre particelle che costituiscono il MS come i barioni ed i mesoni. In particolar modo le particelle più leggere, u , d , ed e costituiscono una categoria nella quale decadono tutte le particelle più pesanti. Esse, per converso, sono le costituenti di gran parte delle particelle.

Oltre ai fermioni (leptoni e quarks) e bosoni di campo, il Modello Standard prevede l'esistenza del Bosone di Higgs, la particella generatrice della massa, recentemente scoperta ad LHC e del quale sono ancora in studio le proprietà e le caratteristiche [11] [6].

2.3 Le interazioni deboli

Tali interazioni prendono il nome dalla caratteristica di essere molto meno intense delle altre. Il range della forza debole è dettato dal fatto che essa è mediata da bosoni massivi W e Z . Per questo è considerata a corto range, in contrapposizione all'interazione elettromagnetica, con raggi d'interazione ($10^{-18}m$) molto più piccoli del raggio nucleare. Nel Modello Standard le interazioni elettromagnetica e debole sono unificate ed hanno la stessa costante di accoppiamento, pur se ad energie molto minori delle masse dei bosoni W e Z i processi deboli sono molto più rari. Un' interazione di tipo debole

viola la conservazione della parità (P), della carica (C) e del loro prodotto (CP). Dal **Teorema CPT** si evince la violazione dell' inversione temporale (*time reversal* T). Lo scambio di un bosone Z comporta un'interazione detta di corrente neutra mentre lo scambio di W^\pm una di corrente carica. Le interazioni deboli in cui sono presenti leptoni comportano lo scambio del leptone con il corrispondente neutrino in quanto essi costituiscono autostati dell' hamiltoniana debole:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Nel caso in cui l'interazione debole avviene tra quark, essa comporta uno scambio di sapore tra gli stessi. Tenuto conto della massa del W tale violazione della conservazione del sapore non è valida per i quark t e \bar{t} ; il top quindi è un altro modo di decadimento del W . Anche per i quark ci saranno dei doppietti che sono autostati dell' hamiltoniana debole. I doppietti di quarks saranno del tipo

$$\begin{pmatrix} q \\ q' \end{pmatrix}$$

dove q rappresenta uno dei quark di carica $\frac{Q}{e} = \frac{2}{3}$ mentre q' è una sovrapposizione dei tre quark di carica $\frac{Q}{e} = -\frac{1}{3}$. I doppietti da considerare saranno del tipo:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

dove d', s' e b' sono dati da:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

laddove d, s e b sono gli autostati di massa e non coincidono con quelli dell' hamiltoniana debole d', s' e b' . La matrice V indicata nell' equazione precedente prende il nome di matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa e descrive questo processo di mescolanza dei sapori (*flavour mixing*) nelle interazioni deboli. I valori degli elementi diagonali sono prossimi all'unità mentre gli elementi non diagonali sono decisamente minori, comportando una maggiore probabilità di avere un quark d da uno u , un quark s da uno c ed un quark b da uno t durante un'interazione debole.

2.4 Le interazioni forti

Le interazioni forti costituiscono le interazioni di intensità maggiore. Sebbene siano trattate coerentemente all'interno del MS insieme alle interazioni elettromagnetiche e deboli, non sono state ancora possibile unificate ad esse e sono regolate da una diversa costante di accoppiamento. Durante un'interazione forte vengono conservate parità, carica ed inversione temporale. I quark ed i gluoni sono le uniche particelle in grado di poter interagire in maniera forte, tramite scambio di gluoni, in quanto sono le uniche a possedere il numero quantico di colore. I quark possono essere in tre stati di colori: *red* (R), *green* (G) e *blue* (B). I corrispettivi antiquark avranno stati di anticolori: \bar{R} , \bar{G} e \bar{B} . La teoria di campo che descrive le interazioni fra quark è la **cromodinamica quantistica** (*Quantum Chromo Dynamics*). A causa della conservazione del colore nelle interazioni forti, la QCD prevede che i gluoni trasportino due colori, in particolar modo un colore ed un anticoloro differente. Ciò comporta che i gluoni possano interagire tra di loro attraverso lo scambio dei colori, oltretutto in maniera più intensa rispetto ai quarks in quanto trasportano una maggior carica di colore. L'interazione gluone-gluone ha permesso di evidenziare due peculiari proprietà della QCD: **il confinamento del colore e la libertà asintotica**.

Il confinamento del colore stabilisce che gli stati adronici devono avere colore nullo, e quindi implica che il colore non è sperimentalmente osservabile se non a livello di quark, sebbene il range dell'interazione sia in principio infinito in quanto i gluoni hanno massa nulla. Ciò è dovuto al fatto che l'intensità dell'interazione cresce con la distanza, a causa dell'aumento di coppie gluone-gluone prodotte. Per converso, al crescere dell'energia e al diminuire della distanza, i gluoni tendono a comportarsi come particelle "libere" (libertà asintotica), ed è possibile dunque applicare una teoria perturbativa simile a quella usata nel caso dell'interazione elettrodebole.

Capitolo 3

Il quark top

3.1 Caratteristiche del quark top

Il quark top è la particella di massa maggiore fra quelle teorizzate dal Modello Standard. I valori della massa misurati ai collider adronici sono di: $173.29 \pm 0.95 \text{ GeV}$ per LHC [8] (misura ottenuta da una combinazione delle misure di CMS ed ATLAS) e $173.20 \pm 0.87 \text{ GeV}$ per Tevatron [18]. Un sommario delle delle recenti misure della massa del top ai colliders è riportato in figura 3.1. A causa della massa elevata il quark top è l'unica particella elementare in grado di decadere debolmente prima che avvenga il processo di adronizzazione. La vita media del top è estremamente piccola:

$$\tau_t = \frac{1}{\Gamma_t} \simeq 10^{-25} \text{ s} \quad (3.1)$$

la quale è di un ordine di grandezza più piccola del tempo di adronizzazione ($\simeq 10^{-24} \text{ s}$). Un' importante conseguenza del fatto che il quark top non produca stati legati di adroni è la possibilità di risalire allo spin del top studiando lo spin dei suoi prodotti di decadimento. Il valore dello spin e della carica misurati sperimentalmente sono coerenti con quelli previsti dal MS di $s = \frac{1}{2}$ e $\frac{Q}{e} = \frac{2}{3}$.

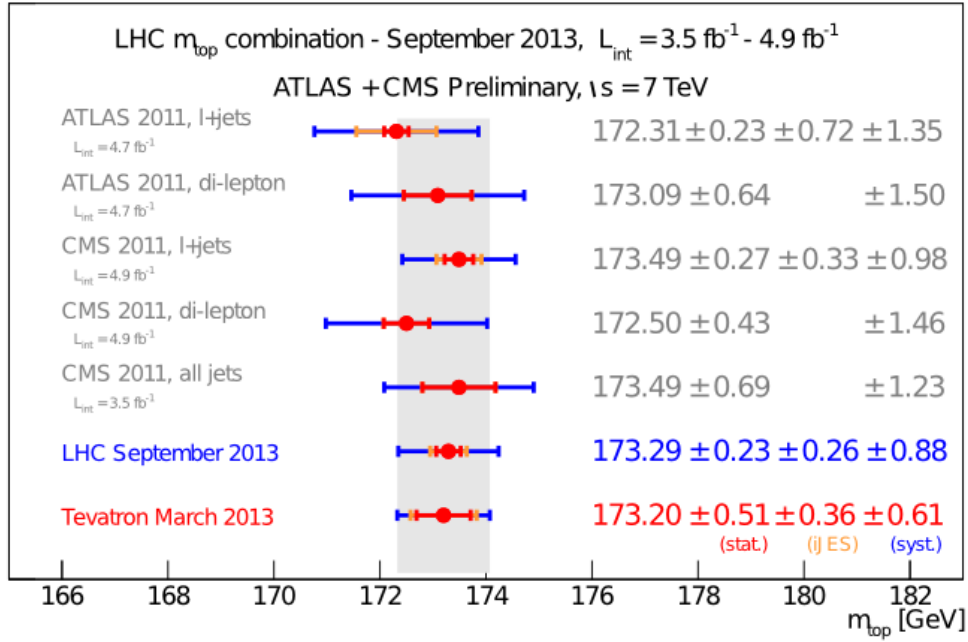
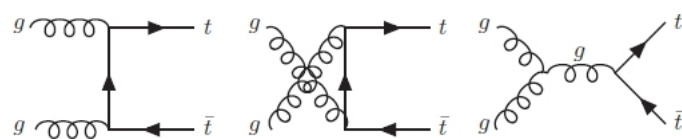


Figura 3.1: Valori della massa del top determinati dagli esperimenti CMS ed ATLAS ed al Tevatron.

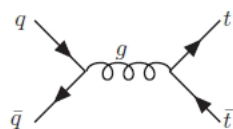
3.2 Produzione del quark top

I tipi d'interazione che portano alla produzione del quark top possono essere sia forti che deboli. La creazione di coppie di top, che è il principale meccanismo di produzione di tops ad LHC, è un'interazione forte. I processi che portano a tale produzione sono l'annichilazione quark-antiquark $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ e la reazione gluone-gluone $gg \rightarrow t\bar{t}$. I diagrammi di Feynman relativi alla produzione del top per interazioni forti sono riportati in figura 3.2.

Il processo dominante per la produzione debole del top è il top singolo. I canali di produzione del top singolo, i cui diagrammi sono riportati in figura 3.3, sono il **t-channel**, l'**s-channel** ed il processo di **produzione associata tW**. In tabella 3.1 si riportano i valori delle sezioni d'urto dei vari canali, misurati dal Tevatron e da LHC. Nonostante il quark top sia stato rivelato per la prima volta al Tevatron e nonostante gli studi sul top siano ancora in atto al laboratorio americano, LHC con le sue caratteristiche è l'acceleratore ideale per la produzione e lo studio dei quark top.



(a)



(b)

Figura 3.2: Produzione di coppie $t\bar{t}$ per interazioni forti: (a) $gg \rightarrow t\bar{t}$, (b) $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$.

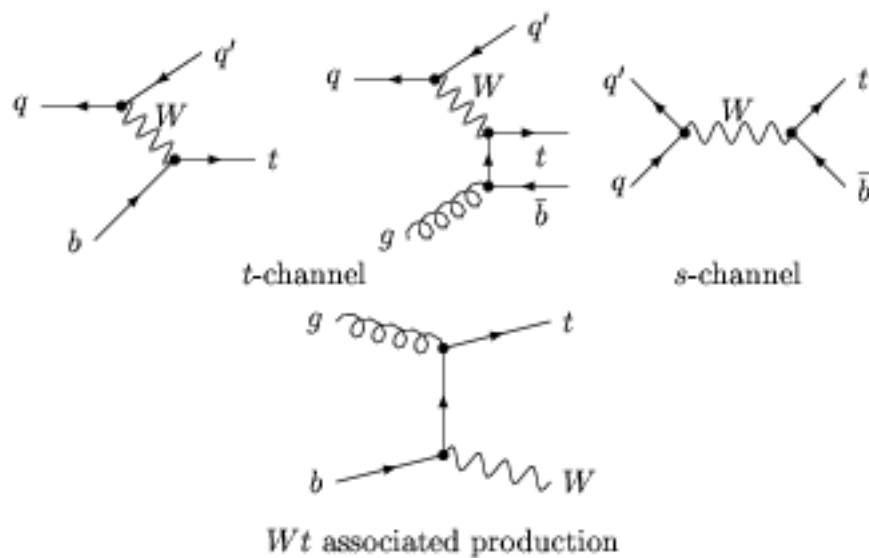


Figura 3.3: Diagrammi di Feynman relativi ai vari processi di produzione del top singolo.

Tabella 3.1: Valori di sezioni d'urto dei diversi canali deboli di produzione del top.

	Tevatron a 1.96 TeV	LHC a 7 TeV	LHC a 8 TeV
t-channel	$2.08 \pm 0.12 pb$	$64.6 \pm 2.1 pb$	$87.1 \pm 2.8 pb$
s-channel	$1.046 \pm 0.058 pb$	$4.59 \pm 0.19 pb$	$5.55 \pm 0.22 pb$
produzione associata tW	$0.22 \pm 0.08 pb$	$15.6 \pm 1.2 pb$	$22.2 \pm 1.5 pb$

3.3 Il quark top nel t-channel

La fisica dei processi di produzione debole del quark top è ancora uno dei settori meno esplorati del MS. Essendo il top la particella elementare più massiva nel MS, esso interagisce maggiormente con il campo di Higgs: uno studio dettagliato delle sue caratteristiche, come per esempio una misura precisa della sua massa, è quindi fondamentale per una comprensione approfondita del meccanismo che genera la massa delle particelle [16].

Il t-channel è il processo dominante per la produzione del top singolo e coinvolge un bosone W virtuale, che viene scambiato tra un quark b ed un altro quark q' dando vita ad un quark q ed un quark t . Come già accennato in precedenza, a causa della sua massa elevata, il quark top decade debolmente prima che avvenga l'adronizzazione. Nella quasi totalità degli eventi il quark top decade attraverso il canale $t \rightarrow Wb$, in quanto il mixing tra le famiglie di quark è regolato dalla matrice CKM, anche nel decadimento, e dall'elemento di matrice $|V_{tb}|$, il cui valore è molto prossimo ad 1 nel Modello Standard [14], come indicato per esempio dalle misure indirette ottenute dalla fisica dei B misurando $|V_{td}|$ e $|V_{ts}|$ ed imponendo l'unitarietà della matrice CKM [3]. La presenza del vertice elettrodebole $t \rightarrow Wb$, illustrato in figura 3.4, permette di essere sensibili tramite questo processo a deviazioni dal Modello Standard dovute a nuova fisica che ne modifichi la struttura. In particolare la dipendenza della sezione d'urto $t \rightarrow Wb$ dall'elemento $|V_{tb}|^2$ ($\sigma \propto |V_{tb}|^2$) della matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa è importante, in quanto costituisce un'osservabile sensibile a diversi modelli di fisica oltre il modello standard che prevedano altre famiglie di quarks o estensioni alla CKM. Un'accurata misura della sezione d'urto del t-channel consente dunque una determinazione diretta dell'elemento V_{tb} e, quindi, la ricerca di eventuali discrepanze dal valore teorico.

Lo studio del t-channel consente la misura di diverse proprietà del quark top e delle interazioni che lo coinvolgono: per esempio la polarizzazione del quark top e dei suoi prodotti, l'asimmetria di carica e la massa. Per la

prima, la struttura V - A dell'interazione elettrodebole [22] comporta che il quark top abbia una polarizzazione levogira quasi del 100%, il che implica un allineamento tra spin e direzione del top. Tale polarizzazione influisce anche sulla polarizzazione delle particelle generate dal decadimento del top stesso, e può essere misurata studiando le loro distribuzioni angolari all'interno del detector. Inoltre, i quarks top ed anti-top non vengono prodotti in stessa misura ad LHC, a causa del fatto che, per come è strutturato il processo, il quark top prodotto deve avere una carica con lo stesso segno di quella del quark leggero iniziale presente nell'interazione. Siccome nel protone c'è un'abbondanza di quarks u ($\frac{Q}{e} = \frac{2}{3}$) rispetto a quarks d ($\frac{Q}{e} = \frac{-1}{3}$) ciò si riflette in un'asimmetria nella produzione di top-antitop.

La determinazione della massa attraverso il t-channel, infine, è l'aspetto su cui ci concentreremo nei prossimi capitoli. La massa del top gioca un ruolo di rilievo nella fisica del MS per diversi motivi: in prima analisi la massa è un parametro fondamentale del MS ma quest'ultimo non fornisce alcuna previsione sul suo valore, rendendo necessaria la sua determinazione nel modo più accurato possibile; il rapporto privilegiato del top con l'Higgs comporta che la conoscenza della massa attraverso il t-channel sia esplicativa anche del processo che dà massa alle particelle; infine, alla luce di recenti studi effettuati dopo la scoperta del bosone di Higgs [17], una precisa determinazione del suo valore è fondamentale per capire se il nostro universo si trova in una configurazione metastabile o stabile. Una misura della massa del top attraverso questo canale, oltre ad essere una misura alternativa rispetto a quella effettuata con il canale $t\bar{t}$, il che ci fornisce fonti di incertezza diverse da quest'ultima, non è mai stata effettuata nè al Tevatron nè ad LHC.

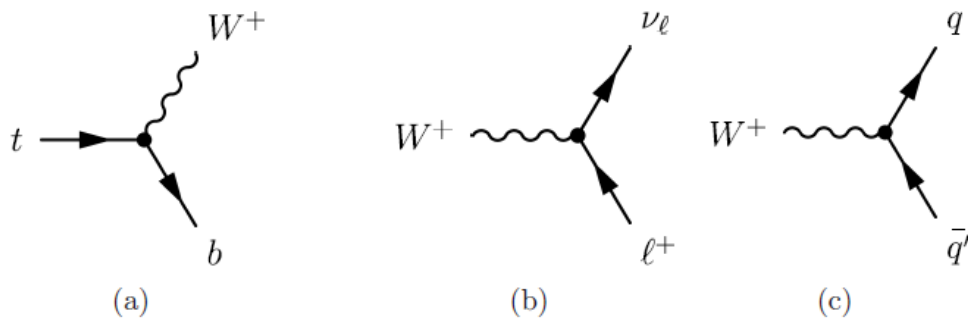


Figura 3.4: (a) Decadimento del quark top in un quark b e un bosone W .
 (b) Decadimento di un bosone W in leptone carico e corrispondente neutrino.
 (c) Decadimento di un bosone W in una coppia quark-antiquark.

Capitolo 4

Misura della massa del quark top

4.1 Selezione degli eventi

La ricostruzione e la selezione degli eventi costituiscono il primo step nella catena di analisi dei dati raccolti da LHC e, quindi, sono fondamentali per l'analisi dei dati e per la misura dei parametri fisici delle particelle. Il decadimento del quark top in un bosone W ed un quark b comporta che lo stato finale del t-channel contenga i prodotti di decadimento della W , nel nostro caso si considerano i decadimenti $W \rightarrow \mu\nu_\mu$, e del quark b , sotto forma di jets di adroni. Gli eventi che selezioneremo saranno quelli in cui lo stato finale comprende un muone μ ed un neutrino muonico ν_μ .

La necessità di fare una selezione nasce da due problematiche principali. La prima riguarda l'enorme mole di informazione che viene generata per evento di collisione, ordine di 1 MB per "bunch crossing", che nessuna moderna tecnologia può smistare. L'informazione che arriva ai sottorivelatori deve dunque essere filtrata opportunamente prima di essere immagazzinata: il filtraggio avviene grazie ad un sofisticato sistema di Trigger. La seconda riguarda sia i dati raccolti sia quelli simulati, cioè che tengono conto delle previsioni teoriche: l'LHC produce molti processi che mimano la stessa topologia del t-channel, e vanno selezionati quelli che possiedono, ad esempio, un quark b ed uno leggero nello stato finale.

La descrizione del sistema di Trigger e di *data-acquisition* (DAQ) può essere rinvenuta altrove (Ref. [7]), mentre ci occuperemo in dettaglio della selezione effettuata sui dati raccolti (selezione “offline”). La selezione degli eventi può essere suddivisa in due parti concettuali:

1. La definizione degli oggetti fisici, che tiene conto del modo di ricostruirli e dei tagli da apportare.
2. La definizione di un campione (*sample*) arricchito dei dati di segnale, ottenuto a partire dal numero degli oggetti fisici ricostruiti nel detector.

4.1.1 Definizione degli oggetti fisici

La definizione degli oggetti fisici avviene attraverso criteri per identificare le particelle, basati sulla qualità di ricostruzione all’interno dei diversi sottrivelatori, ed attraverso tagli sulle variabili cinematiche, quali il momento trasverso, o su quelle angolari. Tali criteri sono necessari per avere le migliori misure possibili dei parametri fisici dei vari oggetti.

Gli oggetti fisici sono definiti nel seguente modo:

- **Muoni.** I muoni vengono identificati quando viene rivelata e ricostruita una traccia nel Tracker e quando viene rilasciata una segnatura (traccia totale o parziale) all’interno delle camere muoniche. La ricostruzione delle tracce a partire dalle misure effettuate all’interno del Tracker e delle camere a muoni viene effettuata utilizzando un algoritmo descritto in dettaglio in Ref. [24] [4]. Nel nostro caso viene fatta una selezione *tight* (stringente) sui muoni per identificare quelli risultanti dal decadimento del top. I muoni che possiedono momento trasverso $p_T > 26 \text{ GeV}/c$ e che rientrano nel range $|\eta| < 2.1$ di accettazione del trigger sono definiti allora muoni *tight*. Vengono inoltre definiti dei muoni *loose*, usati come veto sui primi. La richiesta sui muoni *loose*, invece, è quella di avere un momento trasverso di $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ e una pseudorapidità di $|\eta| < 2.5$.
- **Elettroni.** Gli elettroni vengono ricostruiti attraverso una traccia nel tracciatore interno ed un cluster di rilasci nell’ECAL, ottenuti con l’algoritmo descritto in Ref. [1]. Anche per essi è possibile effettuare una selezione di tipo *tight* e di tipo *loose*. Utilizzeremo solo elettroni *loose* per i quali l’energia trasversa e la pseudorapidità richieste devono essere in un range: $E_T > 15 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2,5$.

- **Energia trasversa persa (\cancel{E}_T).** Essa è l'energia che manca nel piano trasverso affinché si abbia la chiusura cinematica dell'evento. Può essere interpretata come la somma di tre fattori principali: l'energia trasportata dai neutrini e quindi non rivelabile dai sottorivelatori, l'energia persa a causa delle particelle che attraversano le regioni "morte" del detector, siccome è impossibile avere un rivelatore perfettamente ermetico, e il momento che viene trasportato dalle particelle generate nelle collisioni, ma che viaggiano lungo la direzione del fascio. Le fonti di \cancel{E}_T sono anche causa della perdita di risoluzione in energia. Nella nostra analisi non viene imposto alcun limite su tale energia persa, ma viene imposto un taglio sulla massa trasversa del bosone W ($M_{T,W}$) definita come:

$$M_{T,W} = \sqrt{(p_{T,l} + p_{T,\nu})^2 - (p_{x,l} + p_{x,\nu})^2 - (p_{y,l} + p_{y,\nu})^2} \quad (4.1)$$

dove i pedici l e ν identificano il leptone ed il corrispondente neutrino leptonic ottenuto dal decadimento del W .

- **Getti (Jets).** L'adronizzazione di quark e gluoni all'interno del detector genera getti di adroni che vengono ricostruiti tramite algoritmi specifici, studiati in modo da ottenere jets con caratteristiche cinematiche quanto più simili a quelle dei partoni iniziali. L'identificazione dei getti di adroni è ottenuta attraverso l'algoritmo *anti-k_T* [5], che tiene conto delle informazioni provenienti dai vari sottorivelatori: le tracce dal Tracker e i rilasci energetici dall'ECAL ed dall'HCAL. L'energia dei jets è scalata di un fattore che tiene conto della dipendenza della risposta del rivelatore dall'energia trasversa e dalla pseudorapidità dei jets. Il momento trasverso richiesto deve essere $p_T > 40 \text{ GeV}/c$ e la pseudorapidità accettata è $|\eta| < 5$.
- **b-tagging.** Il processo di adronizzazione comporta che il quark b generato nel vertice elettrodebole ($t \rightarrow Wb$) decada generando un jet di adroni. Per converso l'identificazione di un quark b proveniente da un decadimento del top, può essere fatta selezionando i jets utili a tal scopo sfruttando la caratteristica vita media τ dei mesoni B_0 e B_S presenti all'interno dei jets provenienti dai quark b . L'elevata vita media permette loro di percorrere una distanza pari ad $\text{IP} \sim c\tau$, definito **parametro d'impatto**, prima di decadere. Per un mesone B_0 e B_S tale valore è di $\sim 450 \mu\text{m}$ mentre l'errore su una misura dell'IP al CMS varia in un range da $30 \mu\text{m}$ a poche centinaia di μm .

Il rapporto tra il valore misurato e la sua incertezza sulla misura al CMS è chiamato **significanza del parametro d’impatto**:

$$S = \frac{IP}{\sigma_{IP}}. \quad (4.2)$$

Un jets di adroni sarà classificato come un **b-jet** quando al suo interno sono presenti 3 adroni che possiedono una significanza del parametro d’impatto maggiore di un certo valore ottimizzato per la reiezione di jets provenienti da quarks leggeri [9].

- **Particle Flow:** CMS usa un algoritmo “globale“ che permette di identificare in sequenza le particelle in base ai sottorivelatori in cui esse sono ricostruite, detto Particle-Flow, il che comporta un incremento delle prestazioni per misure di energia dei jets e di *missing energy* [12].

4.1.2 Definizione del sample di segnale

Viene effettuato un conteggio per determinare quanti oggetti sono necessari per ottenere un evento che riproduca il più possibile la topologia del single-top. La nostra richiesta è di avere esattamente un muone tight ed imponiamo un veto su ulteriori leptoni loose. Richiediamo inoltre un solo jet che abbia superato le richieste di selezione precedenti. Sopravvivono a questa selezione diversi tipi di fondo (*background*), cioè gli eventi che mimano le caratteristiche del single top. I principali sono: **W + jets** cioè tutti gli eventi che hanno come prodotti di decadimento un bosone W e uno o più jets di adroni; **$t\bar{t}$** che presenteranno un decadimento del top; **QCD** dato da interazioni puramente forti come $gg \rightarrow 2jets$, la cui sezione d’urto molto maggiore rispetto a quella del t -channel ne facilita la presenza all’interno del sample. Il risultato della selezione, effettuata su campioni simulati e dati raccolti da CMS nel 2012, è riportato in tabella 4.1.

Tabella 4.1: Sezioni d'urto dei processi sottoposti a selezione e relativo numero di eventi selezionati.

Processi	Sezioni d'urto σ (pb)	Numero di eventi
$t - channel$	56.4	7753
$tW - channel$	11.1	2890
$s - channel$	3.79	462
$t\bar{t}$	234	25543
$W + jets$	36257.2	11874
QCD	134680	659
Diboson= $WW + ZZ + WZ$	54.838 + 32.3161 + 8.059	458

4.2 Ricostruzione della massa dei candidati di quark top

La ricostruzione della massa viene effettuata tramite la ricostruzione del vettore quadrimpulso del top. Esso viene ricostruito attraverso gli impulsi dei suoi prodotti di decadimento ovvero il quark b , il muone e il neutrino muonico. In particolar modo il quark b non è rivelato nel detector, per cui per ricostruire il suo quadri-momento si usa il jet prodotto dalla sua adronizzazione, definito con l'algoritmo descritto nel paragrafo 4.1.1. Analogamente il 4-momento del bosone W è uguale alla somma del momento del muone e del neutrino: mentre il muone è ricostruito nel detector, il neutrino non è rivelabile direttamente, e quindi le componenti trasverse del suo momento sono ricavate utilizzando l' \cancel{E}_T . Assumendo inoltre che le componenti x ed y dell' energia persa siano riconducibili al neutrino, applichiamo quindi la condizione che la massa delle W sia uguale a quella della media attuale PDG [28], per determinare la componente longitudinale del neutrino ($P_{z,\nu}$):

$$M_W^2 = (E_\mu + \sqrt{E_T^2 + P_{z,\nu}^2})^2 - (P_{T,\mu}^{\vec{}} + \vec{E}_T^{\cancel{}})^2 - (P_{z,\mu} + P_{z,\nu})^2. \quad (4.3)$$

Le soluzioni dell'equazione 4.3 sono tipicamente due:

$$P_{z,\nu}^{A,B} = \frac{\mu \cdot P_{z,\mu}}{P_{T,\mu}^A} \pm \sqrt{\frac{\mu^2 \cdot P_{z,\mu}}{P_{T,\mu}^A} - \frac{E_\mu^2 \cdot E_T^2 - \mu^2}{P_{T,\mu}^2}} \quad (4.4)$$

dove

$$\mu = \frac{M_W^2}{2} + P_{T,\mu}^{\vec{}} \cdot \vec{E}_T^{\cancel{}}. \quad (4.5)$$

La 4.4 può dare anche una soluzione immaginaria. Per risolvere questo problema modifichiamo $p_{x,\nu}$ e $p_{y,\nu}$ imponendo che valgano contemporaneamente l'equazione 4.3 e che il discriminante della 4.4 sia nullo. Scegliamo la soluzione che minimizza la “distanza” tra $p_{T,\nu}$ e E_T ($\Delta(p_{T,\nu}, E_T)$). La distanza $\Delta(p_{T,\nu}, E_T)$ è funzione sia di $p_{x,\nu}$ che $p_{y,\nu}$ attraverso la condizione di cui sopra, quindi la sua minimizzazione può essere ottenuta ponendo a zero la sua derivata rispetto a $p_{x,\nu}$:

$$\frac{d\Delta(p_{T,\nu}, E_T)}{dp_{x,\nu}} = 0. \quad (4.6)$$

L'equazione generata dalla condizione 4.6 è un'equazione di terzo grado risolvibile e la molteplicità delle sue soluzioni può essere ricondotta facilmente ad 1, eliminando i casi non accettabili fisicamente.

Dopo aver ricavato i tre quadrimpulsi dei suoi prodotti di decadimento, possiamo ricostruire la massa del top.

4.3 Metodologia di analisi

Il primo step per l'analisi dei dati è stata l'individuazione di quattro categorie di processi: una di segnale, **signal**, **top** formato dagli eventi $t\bar{t}$, s -channel e di produzione associata tW , **QCD** per l'interazione gluone-gluone \rightarrow eventi a più jets (“multijets”) ed **EWK** che tiene conto degli eventi di decadimento elettrodeboli (W/Z + jets, diboson, etc.). In secondo luogo sono state utilizzate le sezioni d'urto misurate nel 2012, con l'analisi riportata in Ref. [10]. Il numero degli eventi delle componenti di segnale, top, EWK e QCD sono riportati in tabella 4.2. Il plot ottenuto è mostrato in figura 4.1 .

Tabella 4.2: Numero di eventi entrante in ogni singolo canale.

Categorie	Numero di eventi
<i>signal</i>	7499.31
<i>top</i>	27732.2
EWK	21268.8
QCD	1052.87

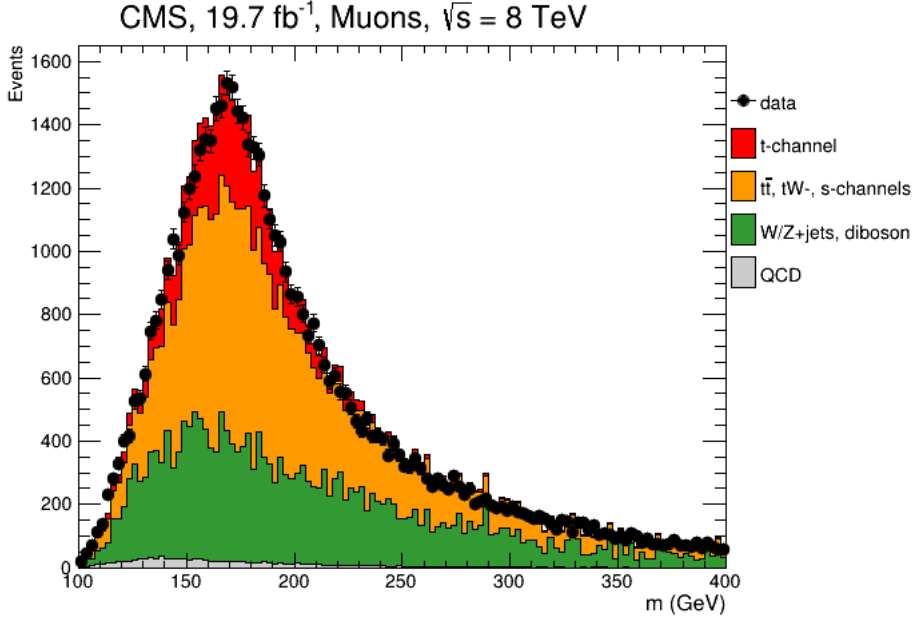
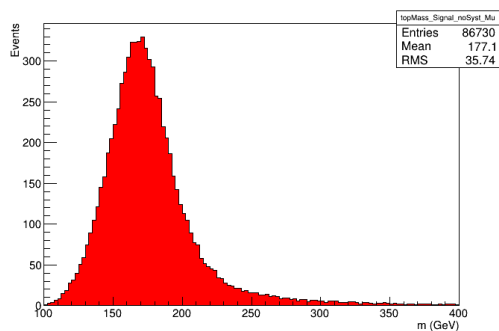


Figura 4.1: Illustrazione dei vari canali di fondo e dei dati sperimentali

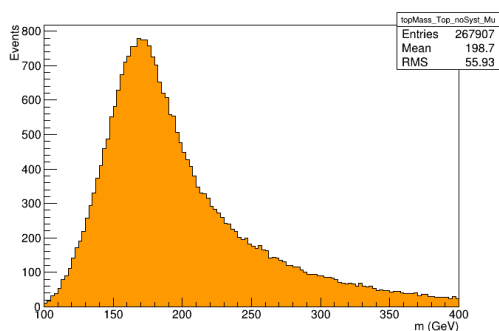
La figura 4.1 mostra come gli eventi $t\bar{t}$ presentano un picco più largo al valore della massa del quark top, rispetto a quello presentato dal segnale (t - channel). Tale effetto è dovuto principalmente alla presenza di due quark b provenienti dal decadimento del top: un quark definito **b-tagged** ha la stessa probabilità di provenire dal quark top che dai leptoni. Inoltre negli eventi $t\bar{t} \rightarrow 2l$ (inclusi quelli dove sono presenti i tauoni), l'energia persa è incrementata da più di un neutrino. È doveroso notare come il canale EWK sia più slargato in quanto presenta un picco molto meno evidente rispetto agli altri due, e come il canale QCD sia quasi assente. I plot di ogni singolo canale per l'istogramma centrale sono mostrati in fig.4.2.

La seconda parte dell'analisi dati è stata la parametrizzazione dell'istogramma della massa ricostruita in funzione del valore della massa del quark top. Per ogni evento si è utilizzata la ricostruzione della massa introdotta nel paragrafo 4.2. Oltre ai samples simulati utilizzando il valore di massa 172.5 GeV , sono stati utilizzati altri due samples "up" e "down" simulati utilizzando una massa di $172.5 + 6 \text{ GeV}$ per il primo, e di $172.5 - 6 \text{ GeV}$ per il secondo. Abbiamo, inoltre, utilizzato la seguente funzione lineare per passare in maniera continua da un istogramma all'altro:

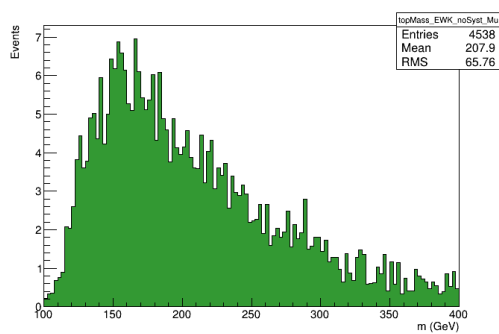
$$n_i = n_i^{cent} + \theta \cdot (n_i^{up,down} - n_i^{cent}), \quad (4.7)$$



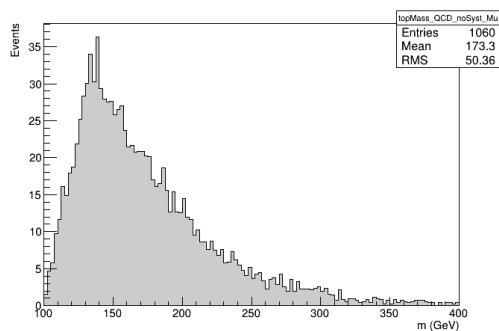
(a) Plot "signal".



(b) Plot "top".



(c) Plot "EWK".



(d) Plot "QCD".

Figura 4.2: Illustrazione dei plot di segnale e dei tre fondi principali.

dove n_i rappresenta il valore del bin i -esimo, gli apici indicano l'istogramma e θ è il parametro di massa centrato nel valore atteso della massa del top ($\theta = 0$ corrisponde ad un valore della massa del top $M_{top} = 172.51 \text{ GeV}$). Al variare di θ la nostra funzione ci permette di ottenere i plot dei fondi nelle regioni comprese tra $172.51 \pm 6 \text{ GeV}$. I tre istogrammi sono illustrati in figura 4.3

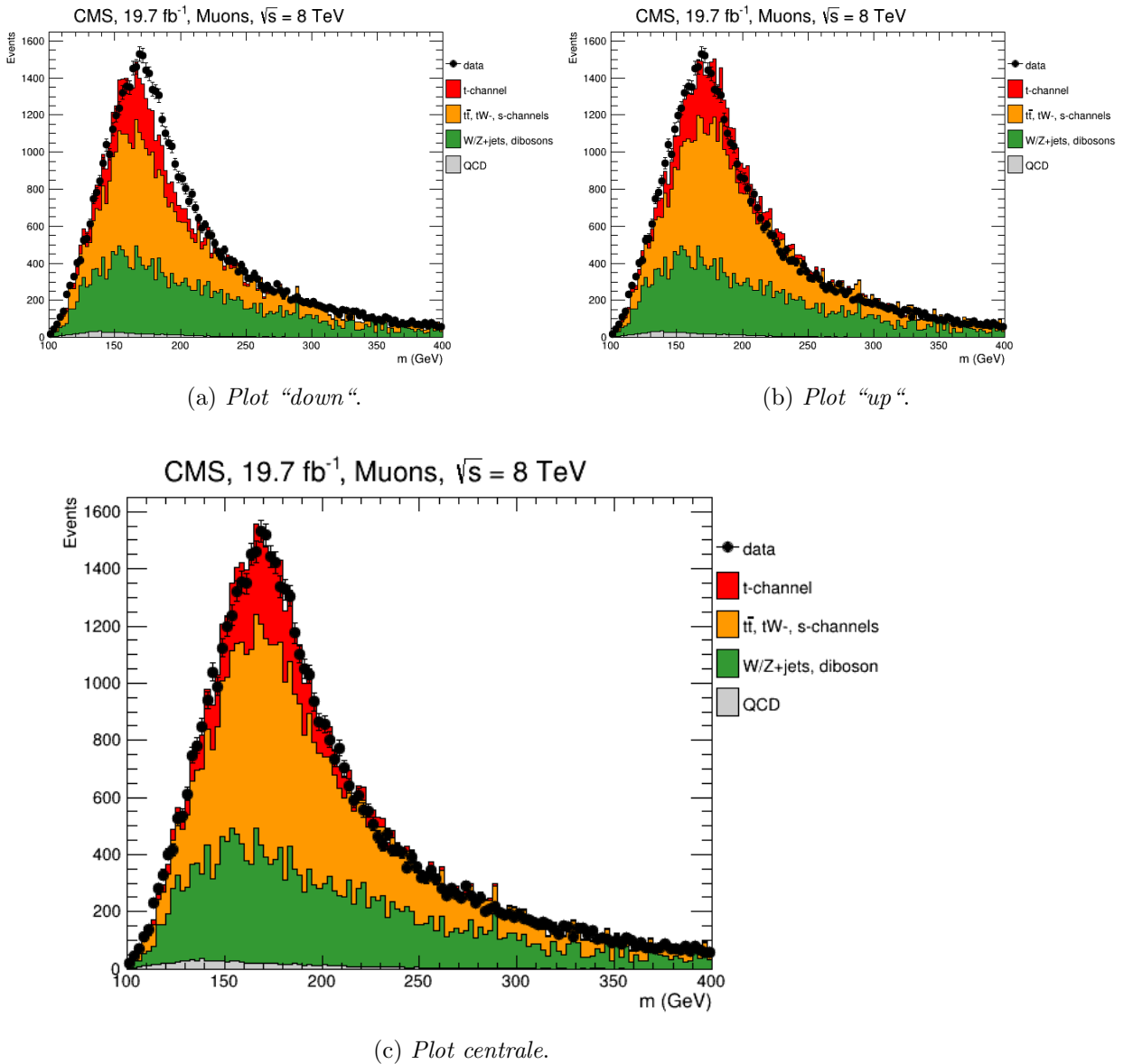


Figura 4.3: Plot relativi alle varie normalizzazioni

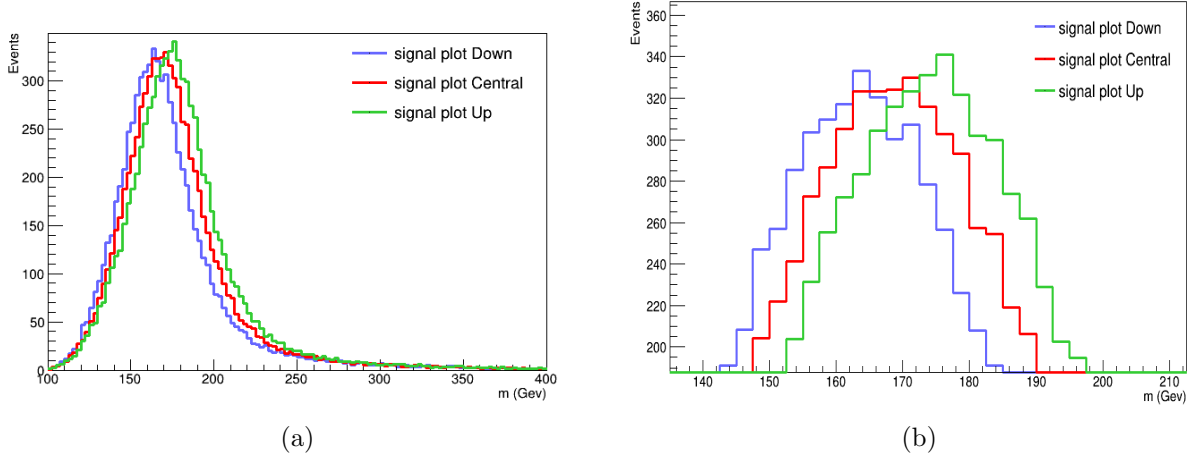


Figura 4.4: Sovrapposizione dei plot di segnale relativi ai vari sample (a) e “zoom” nella zona di picco (b).

Dai plot 4.3 e 4.4 si può notare come le due normalizzazioni si discostano dai dati sperimentali, ma ciò non è inatteso in quanto l’incertezza con la quale è nota la massa del top è molto minore rispetto alla differenza di $\pm 6 \text{ GeV}$ tra la massa dei samples utilizzati.

4.4 Applicazione del metodo di massima verosimiglianza

Il passo conclusivo è stato l’utilizzo del metodo di massima verosimiglianza (*maximum likelihood*) per la determinazione della massa. Supponiamo di avere N quantità misurate $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_N)$ descritte da una distribuzione di probabilità $f(\mathbf{x}; \boldsymbol{\theta})$ dove $\boldsymbol{\theta} = (\theta_1, \dots, \theta_n)$ è l’insieme degli n parametri che vogliamo valutare. Se le N quantità x_i sono indipendenti tra di loro ed ognuna di esse segue una differente $f(x_i; \boldsymbol{\theta})$, si definisce funzione di massima verosimiglianza il prodotto delle singole distribuzioni di probabilità:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N f(x_i; \boldsymbol{\theta}). \quad (4.8)$$

Il miglior stimatore della 4.8 è quello a cui corrisponde il parametro che la massimizza.

Nel caso di un elevata dimensione di N , ovvero di un gran numero di dati sperimentali, o di funzioni non parametriche ma ricavate dalla simulazione

come nel nostro caso, talvolta è conveniente raggruppare i valori in bins in modo da avere un vettore di dati $\mathbf{n} = (n_1, \dots, n_N)$ con valore di aspettazione $\boldsymbol{\nu} = E[\mathbf{n}]$ (avendo assunto che il contenuto di ogni bin abbia una distribuzione poissoniana). In tal caso la funzione di likelihood è definita nel seguente modo [15]:

$$\mathcal{L} = \prod_{n=1}^N f(\mathbf{n}; \boldsymbol{\nu}(\boldsymbol{\theta})). \quad (4.9)$$

Risulta evidente che effettuare la massimizzazione della likelihood equivale a minimizzare la funzione:

$$\lambda(\boldsymbol{\theta}) = \frac{f(\mathbf{n}; \boldsymbol{\nu}(\boldsymbol{\theta}))}{f(\mathbf{n}; \mathbf{n})}, \quad (4.10)$$

o a minimizzare il suo logaritmo in base naturale:

$$-2 \ln \lambda(\boldsymbol{\theta}) = 2 \sum_{i=1}^N \left[\nu_i(\boldsymbol{\theta}) - n_i + n_i \ln \frac{n_i}{\nu_i(\boldsymbol{\theta})} \right]. \quad (4.11)$$

L'andamento della funzione $\ln \lambda$ al variare della massa è riportato in figura 4.5. La minimizzazione è stata effettuata calcolando i valori di λ in funzione della massa del top. Utilizzando la funzione di estrapolazione esposta in 4.7, è stata ricavata la p.d.f. (f) variata in piccoli intervalli di massa e per ogni valore della f è stata ricavata nuovamente la λ . Il valore minimo di λ è $\lambda = 199.7$, che viene interpretato come risultato della minimizzazione. La massa corrispondente a $\lambda = 199.7$ è $M_{top} = 172.5$ mentre come errore statistico di $\pm 1\sigma$ viene considerato l'intervallo nel quale la λ varia di ± 1 .

Il risultato ottenuto è :

$$M_{top} = 172.5 \pm 0.4 (stat.) GeV \quad (4.12)$$

da confrontarsi con i valori riportati in figura 3.1.

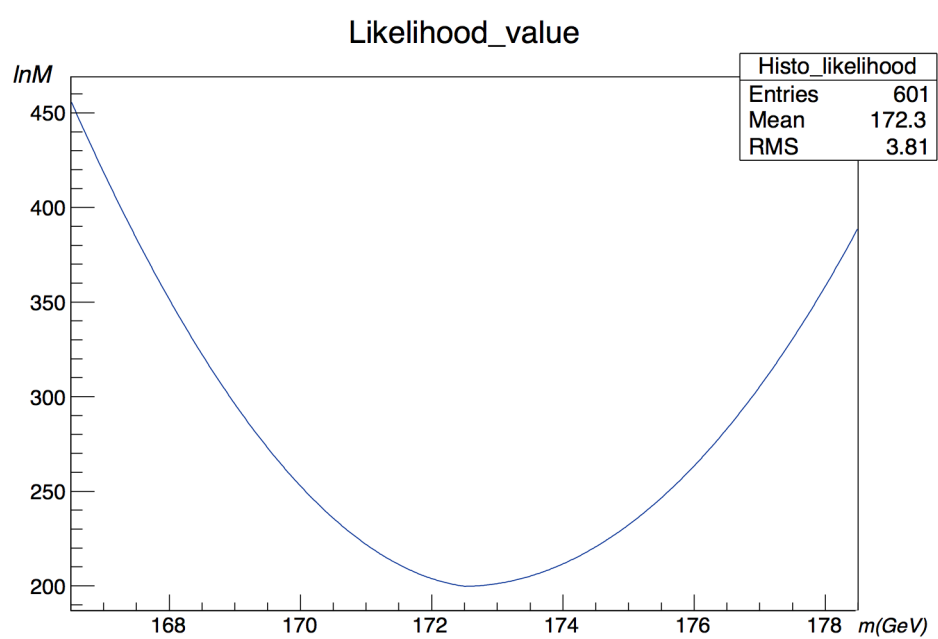


Figura 4.5: Andamento del rapporto della funzione di likelihood in funzione della massa. Si noti che $M = \lambda$.

Risultati e conclusioni

In questo lavoro abbiamo effettuato una prima misura della massa del quark top in eventi a top singolo con $19.7 fb^{-1}$ di dati raccolti da CMS. La determinazione della massa è partita dalla selezione di un campione di eventi che sfrutta la topologia del top singolo. Dopo la selezione, i fondi sono stati scalati alle misure di sezione d'urto effettuate da CMS. È stata definita una variabile di massa ricostruita a partire dai prodotti di decadimento del quark top, e la sua distribuzione è stata parametrizzata implementando una funzione che ci ha permesso di passare in maniera continua tra i vari sample di massa.

Infine, è stato utilizzato un fit di maximumlikelihood per determinare il valore della massa, che meglio rappresenta i dati. Il valore ottenuto di $M_{top} = 172.5 \pm 0.4 (stat.) GeV$ risulta essere compatibile con altre misure della massa del top, ad esempio quelle effettuate attraverso i decadimenti $t\bar{t}$ (si veda figura 3.1).

Il completamento di questo studio richiede l'analisi dei vari effetti dovuti ad incertezze sistematiche come l'incertezza sulla scala di energia dei jets o sul modello di segnale utilizzato. Un'ulteriore rifinitura di questo lavoro può essere l'uso di una funzione di estrapolazione per i valori dei sample di massa migliore di quella lineare utilizzata in questo lavoro. Inoltre è doveroso osservare che questa è la prima misura della massa del quark top attraverso il canale a top singolo ed, oltre ad essere un tipo di misura alternativa, è risultata comparabile in termini di precisione statistica e anche all'interno degli errori sperimentali con misure effettuate attraverso topologie di canali differenti.

Ringraziamenti

Un ringraziamento sentito va ai Prof. C. Sciacca e Dott. L. Lista, relatori di questa tesi, per la grande disponibilità e cortesia dimostratemi, e per tutto l'aiuto fornitomi durante il lavoro e la stesura della tesi.

Un ringraziamento sincero va a tutti i miei colleghi di corso per aver condiviso con me la passione verso la fisica e per avermi offerto il loro prezioso aiuto durante i tre anni del corso di laurea.

Un ringraziamento profondo va a tutti i miei amici con i quali sono cresciuto e a tutti quelli con cui ho ancora il piacere di condividere le mie esperienze: essi mi hanno sopportato nei momenti di esaltazione e mi hanno donato un sorriso in quelli di sconforto.

Il ringraziamento più importante va alla mia famiglia senza la quale non sarei mai potuto diventare quello che sono, poichè essa ha sempre saputo mostrarmi la direzione giusta e ha saputo sempre sostenermi in questo come in ogni passo della mia vita.

Infine, un ringraziamento particolare va all'amico e Dott. Alberto Orso Maria Iorio per aver permesso la realizzazione di questo lavoro con il suo aiuto instancabile, i suoi consigli preziosi e la generosità con la quale si è sempre contraddistinto.

Bibliografia

- [1] W. Adam et al. *Reconstructions of Electrons with the Gaussian–Sum Filter in the CMS Tracker at the LHC*. Rev. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31 (2005) N9–N20, 2003. URL: [arXiv:physics/0306087](https://arxiv.org/abs/physics/0306087).
- [2] J.R. Aitchison e A.J.G. Hey. *Gauge Teory in Particle Physiscs*. A cura di Bristol Institute of Physics Publishing e Philadelphia. Vol. 1 e 2. 2002.
- [3] J. Beringer et al. *Phys. Rev. D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition*. URL: <http://pdglive.lbl.gov/>.
- [4] P. Billoir et al. *Track Element Merging Strategy and Vertex Fitting in Complex Modular Detectors*. 1985.
- [5] M. Cacciari, Salam G.P. e G. Soyez. *The Standard Model intermediate Higgs Boson, in the prospective on Higgs Physics*. High Energy Physics - Phenomenology. JHEP 0804:063, 2008. URL: [arXiv:0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189).
- [6] ATLAS Collaboration. *Observation of a new boson at a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Phys. Lett. High Energy Physics, 2012. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [7] CMS Collaboration. *CMS TriDAS project : Technical Design Report, Volume 1: The Trigger Systems*. CERN-LHCC-2000-038 ; CMS-TDR-6-1. Technical Design Report CMS ; 6.1, 2004. URL: <http://cds.cern.ch/record/706847>.
- [8] CMS Collaboration. *Combination of ATLAS and CMS results on the mass of the top quark using up to 4.9 inverse femtobarns of data*. Rev. CERN Document Server, 2013. URL: <https://cds.cern.ch/record/1603490>.
- [9] CMS Collaboration. *Identification of b–quark jets with the CMS experiment*. JINST 8 (2013) P04013. High Energy Physics - Experiment (hep–ex), 2013. URL: [arXiv:1211.4462](https://arxiv.org/abs/1211.4462).

- [10] CMS Collaboration. *Measurement of the single top t -channel cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$* . Rev. TOP-12-011, 2012. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOP12011>.
- [11] CMS Collaboration. *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys. Lett. High Energy Physics, 2012. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- [12] CMS Collaboration. *Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and E_T^{miss}* . CMS PAS PFT-09-001 (2009). High Energy Physics - Experiment, 2009.
- [13] CMS Collaboration. *The Muon Project, Technical Design Report*. CERN-LHCC-1997-32. 1997.
- [14] The D0 Collaboration. *Measurements of single top quark production cross sections and $|V_{tb}|$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$* . arXiv:1105.2788. PDG.
- [15] G. Cowan (Particle Data Group). *Statistics*. Rev. PDG, 2012. URL: pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2012-rev-statistics.pdf.
- [16] S. Dawson. *The Standard Model intermediate Higgs Boson, in the perspective on Higgs Physics*. High Energy Physics - Phenomenology 2. Ed. Gordon L.Kane, World Scientific, 1997.
- [17] Joan Elias-Miro et al. *Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum*. Phys.Lett. High Energy Physics-Phenomenology, 2011. URL: <http://arxiv.org/abs/1112.3022>.
- [18] Tevatron Electroweak Working Group, CDF e D0 Collaborations. *Combination of CDF and DO results on the mass of the top quark using up to 8.7fb^{-1} at the Tevatron*. High Energy Physics - Experiment. 2013.
- [19] P.W. Higgs. *Phys.Lett.* 12,132. 1968.
- [20] Alberto Orso Maria Iorio. «Measurement of single top t -channel production cross section through the $t \rightarrow Wb \rightarrow \mu\nu b$ decay in 7 Tev proton-proton collisions with the Compact Muon Solenoid detector at Large Hadron Collider». Ph.D. 2011.
- [21] Alberto Orso Maria Iorio. «Study of the $pp \rightarrow Z + jets\mu^+\mu^- + jets$ channel with the CMS detector at LHC». Laurea Magistrale. 2008.
- [22] Paul Langacker. *Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics*. Phys.Lett. High Energy Physics-Phenomenology, 2009. URL: [arXiv:0901.0241](https://arxiv.org/abs/0901.0241) [hep-ph].

- [23] T.M. Liss e A. Quadt. *The Top Quark*. Rev. PDG, 2011. URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2012-rev-top-quark.pdf>.
- [24] M. Pioppi. *Iterative Tracking*. CMS Internal Note 2007/065 (2008), 2008.
- [25] *Sito web CMS experiment*. URL: <http://cms.web.cern.ch/>.
- [26] *Sito web del CERN*. URL: <http://home.web.cern.ch/>.
- [27] *Sito web del gruppo CMS di Napoli*. 2014. URL: https://web2.infn.it/cms_napoli/.
- [28] *Sito web del The LEP Electronweak working group*. URL: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [29] *Sito web LHC*. URL: <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.