

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica



Laurea triennale in Fisica

**Studio della produzione di quark top
singoli nel canale- t all'energia di 13 TeV
con l'esperimento CMS all'LHC**

Relatori:

Prof. Guglielmo De Nardo
Dott. Luca Lista
Dott. Alberto Orso Maria Iorio

Candidato:

Rosalba Pratico
Matricola N85000334

A.A. 2014/2015

Alla mia famiglia

Indice

Introduzione	5
1 LHC e l'esperimento CMS	6
1.1 LHC	6
1.1.1 Caratteristiche e funzionamento dell'LHC	6
1.2 L'esperimento CMS	10
1.2.1 I sottorivelatori	11
2 Il Modello Standard e il quark Top	14
2.1 Il Modello Standard	14
2.1.1 Le particelle elementari	14
2.1.2 L'interazione elettrodebole	16
2.1.3 L'interazione forte	17
2.2 Il quark Top	18
2.2.1 Processi di produzione	19
2.2.2 Processi di decadimento	19
2.2.3 Il quark top nel canale- t	20
3 Studio del <i>single top</i> nel canale-t	22
3.1 Meccanismo di produzione	22
3.2 Simulazione dei processi fisici	23
3.3 Selezione preliminare degli eventi	24
3.4 Variabili caratteristiche studiate	25
3.5 Metodologia di analisi	26
3.5.1 Selezione sulle variabili caratteristiche	26
3.5.2 Regione di controllo	28
3.5.3 Regione di segnale e normalizzazione	29
3.6 Misura della sezione d'urto	30
Conclusioni	34

Elenco delle figure	35
Elenco delle tabelle	36
Bibliografia	37
Ringraziamenti	40

Introduzione

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è il più grande acceleratore di adroni in funzione al mondo ed è in grado di accelerare e di far collidere coppie di protoni con energia nel centro di massa di 13 TeV . Queste energie rendono possibile la produzione e lo studio di tutte le particelle elementari del Modello Standard (MS), comprese quelle con massa elevata, come, ad esempio, il quark top.

Il quark top è il più massivo tra i quark previsti dal Modello Standard e ha una massa di $173.34 \pm 0.76 \text{ GeV}/c^2$. Esso è caratterizzato da una vita media estremamente piccola, dell'ordine di 10^{-25} s , e decade esclusivamente per interazione debole. Questo fa sì che il quark top non abbia il tempo di formare adroni legati e ciò permette misure dirette di diverse quantità come lo spin, la carica elettrica e la massa, mediante lo studio delle proprietà nei prodotti di decadimento.

Lo scopo di questo lavoro è studiare la produzione di quark top singoli tramite processi elettrodeboli nel canale- t confrontando un campione di dati di collisione protone-protone forniti da LHC e raccolti da CMS, con campioni ottenuti dalla simulazione Monte Carlo. Tale confronto è stato effettuato normalizzando i campioni simulati tenendo conto della luminosità integrata del campione di dati e delle sezioni d'urto teoriche. I contributi dei diversi fondi sono stati separati dal segnale applicando criteri di selezione ottimizzati. Il numero di eventi estratto dal campione di dati dopo aver effettuato la selezione è stato poi utilizzato per misurare la sezione d'urto di produzione di quark top singoli nel canale- t .

La tesi è strutturata nel seguente modo:

- **capitolo 1:** descrizione e funzionamento di LHC e dell'esperimento CMS;
- **capitolo 2:** breve introduzione del MS e della fisica del quark top;
- **capitolo 3:** studio della produzione di quark top singoli nel canale- t e misura della sezione d'urto.

Capitolo 1

LHC e l'esperimento CMS

1.1 LHC

L'LHC (*Large Hadron Collider*)[1] è il più grande e potente acceleratore di particelle al mondo.

Fu costruito dall'Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare (CERN) al confine tra la Francia e la Svizzera tra il 1998 e il 2008 grazie alla partecipazione di oltre 10000 scienziati e ingegneri, innumerevoli istituti di ricerca e università, con lo scopo di cercare di rispondere a diversi quesiti fondamentali nella fisica delle particelle elementari (come l'origine della massa e dell'asimmetria tra materia e antimateria), per eseguire misure di precisione testando la validità del Modello Standard (MS) e ricercare nuova fisica.

1.1.1 Caratteristiche e funzionamento dell'LHC

L'LHC è un acceleratore circolare di adroni (protoni e ioni pesanti).

Il compito di tale acceleratore è di portare gli adroni a una velocità prossima a quella della luce e farli successivamente scontrare con un'energia nel centro di massa che a maggio 2015, dopo due anni di pausa tecnica, ha raggiunto i 13 TeV (molto vicina all'energia di progetto della macchina di 14 TeV , finora mai raggiunta in laboratorio).

L'LHC è costruito all'interno di un tunnel sotterraneo lungo 27 km , a 100 m di profondità in media, situato al confine tra la Francia e la Svizzera, in una regione compresa tra l'aeroporto di Ginevra e i monti Giura, originariamente scavato per realizzare il *Large Electron-Positron Collider* (LEP).

L'LHC è costituito da 1234 magneti dipolari che hanno il compito di mantenere circolare l'orbita del fascio, 392 magneti quadrupolari che collimano il fascio, da diverse cavità a radiofrequenza che accelerano il fascio e da magneti esapolari, ottupolari e di ordine superiore che correggono ulteriormente

l'orbita delle particelle.

I magneti sono superconduttori costruiti in una speciale lega di niobio-titanio che, per il loro funzionamento, hanno bisogno di temperature dell'ordine di 1.9 K . Questo permette di far circolare correnti dell'ordine di 35 kA in grado di produrre campi magnetici di 8.3 T .

L'intero circuito è raffreddato dal più imponente impianto di refrigerazione al mondo con le sue 96 tonnellate circa di *elio 4 superfluido*.

Le particelle che principalmente vengono utilizzate in tale acceleratore sono i protoni provenienti da gas di idrogeno e prodotti mediante l'uso di un campo elettrico che priva gli atomi di idrogeno dei loro elettroni.

I fasci di protoni, prima di essere immessi nell'LHC, attraversano un complesso di acceleratori (vedi figura 1.1) che incrementano l'energia del fascio fino a 450 GeV . Il primo acceleratore è LINAC2 (*LINear particle ACcelerator*) che genera protoni di 50 MeV i quali vengono immessi in PSB (*Proton Synchrotron Booster*) che porta l'energia del fascio a 1.4 GeV per poi mandarli nel PS (*Proton Synchrotron*) che aumenta l'energia fino a 26 GeV ; si passa, dunque, a SPS (*Super Proton Synchrotron*) che porta i protoni a 450 GeV che sono, infine, immessi sia in direzione oraria che antioraria nell'anello principale. Quest'ultimo, durante una sessione di circa 20 minuti, porta le particelle a raggiungere l'energia di regime.

Un parametro importante in un acceleratore è la *luminosità*.

La *luminosità istantanea* è il fattore di proporzionalità tra la sezione d'urto e il numero di eventi osservati nell'unità di tempo

$$\mathcal{L} = \frac{R}{\sigma}$$

con \mathcal{L} luminosità istantanea, R numero di eventi osservati nell'unità di tempo (*rate*), σ sezione d'urto, e ha le dimensioni di un flusso, si misura in $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Si definisce *luminosità integrata* la luminosità istantanea integrata nel tempo

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt$$

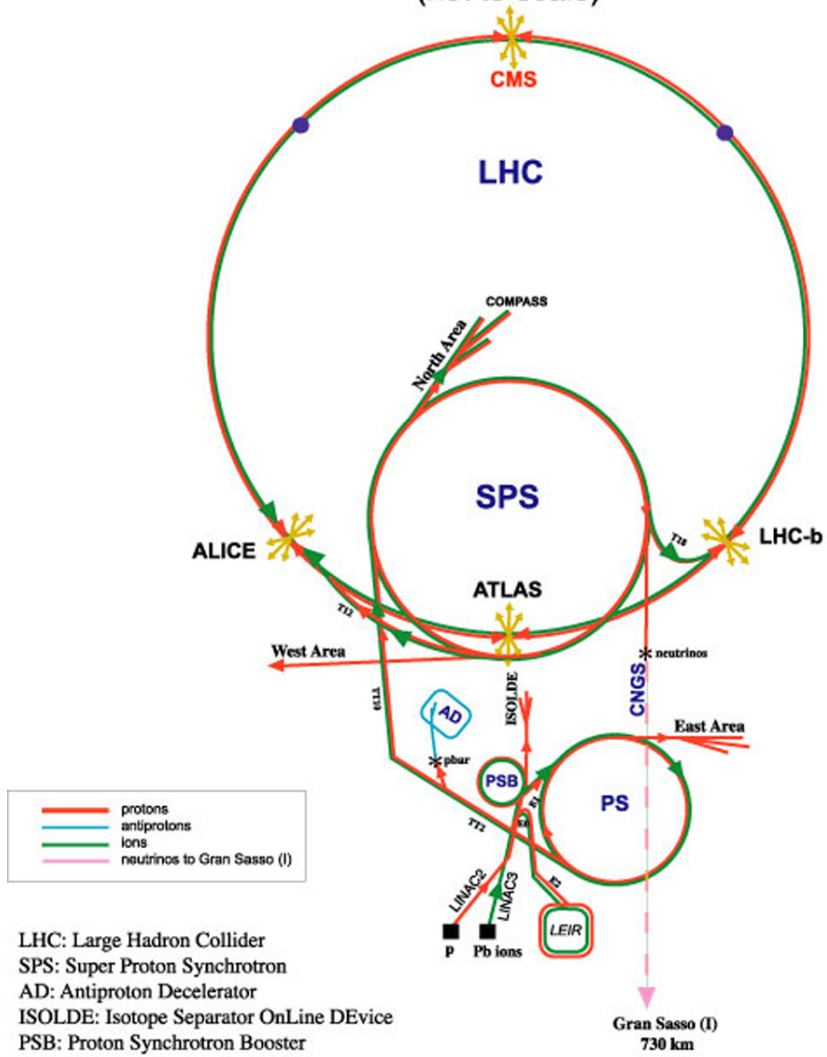
e si misura in cm^{-2} .

La luminosità può essere misurata dai parametri della macchina tenendo conto delle caratteristiche geometriche e cinematiche del fascio.

Nei *collider* le particelle sono raggruppate in k_B *bunch* (gruppi).

A LHC i *bunch* contengono, a regime, $n_1 = n_2 = N \sim 10^{11}$ protoni per *bunch* separati da 25 ns e, in corrispondenza, la frequenza di collisione è f . Sono altrettanto importanti le dimensioni spaziali trasversali dei fasci.

CERN Accelerators (not to scale)



- LHC: Large Hadron Collider
- SPS: Super Proton Synchrotron
- AD: Antiproton Decelerator
- ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
- PSB: Proton Synchrotron Booster
- PS: Proton Synchrotron
- LINAC: LINear ACcelerator
- LEIR: Low Energy Ion Ring
- CNGS: Cern Neutrinos to Gran Sasso

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96
Revised and adapted by Antonella Del Rosso, ETT Div.,
in collaboration with B. Desforges, SL Div., and
D. Mangiucki, PS Div. CERN, 23.05.01

Figura 1.1: Complesso di acceleratori del CERN.

Supposto un profilo gaussiano dei fasci e una collisione *head-on*, la luminosità istantanea è data da

$$L = \frac{\gamma f k_B N^2}{4\pi\sigma^*} F$$

dove :

- γ è il fattore di Lorentz per i protoni;
- f è la frequenza di rivoluzione;
- k_B è il numero dei *bunch*;
- N è il numero di protoni per *bunch*;
- σ^* è la sezione trasversa dei *bunch*;
- F è un fattore geometrico e tiene conto dell' angolazione a cui si incontrano i fasci.

Simbolo	Valore
γ	7641
f	12.246 <i>kHz</i>
k_B	2835
N_p	$1.05 \cdot 10^{11}$
σ^*	16 μm

Tabella 1.1: Valori dei parametri del fascio riferiti ad LHC con energia di progetto.

LHC è stato progettato per raggiungere una luminosità istantanea $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, che corrisponde a circa 1 miliardo di collisione *protone-protone* al secondo per un rate di 40 *MHz*.

A LHC i fasci si incontrano in quattro punti dove sono situati i quattro esperimenti principali:

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*)[2] si dedica allo studio delle collisioni di nuclei pesanti (in particolar modo Pb-Pb) in un *range* di densità molto elevate nel quale si prevede di osservare l'esistenza del plasma di quark e gluoni (QGP), un nuovo stato della materia in cui, sotto le condizioni di alta densità e temperatura, quark e gluoni non sono più confinati negli adroni.

- **ATLAS** (*A Toroidal LHC Apparatus*)[3] e **CMS** (*Compact Muons Solenoid*)[4] sono dei *general purpose detector*, ovvero dei rivelatori progettati per identificare una grande varietà di segnature sperimentali in modo da consentire uno studio ad ampio raggio dei processi a LHC. Tra gli obiettivi degli esperimenti ci sono lo studio dei quark top e beauty e del bosone di Higgs, la ricerca di particelle supersimmetriche o altre particelle al di là di quelle previste dal MS. I due esperimenti differiscono principalmente per la configurazione dei magneti per il sistema di rivelazione dei muoni, nel primo è toroidale, nel secondo solenoidale.
- **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty experiment*)[5] è stato progettato ed ottimizzato per lo studio delle proprietà del quark b e dell'asimmetria materia-antimateria. Dei quattro esperimenti LHCb è l'unico in cui non si scontrano due fasci di uguale energia, infatti uno è a energia di regime, l'altro è a energia di iniezione.

1.2 L'esperimento CMS

La struttura del CMS è tale da rivelare particelle derivanti dalla collisione di adroni e da misurare masse, momenti, energie e cariche. Per tale motivo il rivelatore è costituito da diversi sottorivelatori che hanno il compito di ricostruire le diverse caratteristiche delle particelle prodotte nelle collisioni. L'ermeticità di un rivelatore come CMS è uno dei requisiti più importanti, per tale motivo CMS presenta una struttura cilindrica (*Barrel*) che copre la regione centrale, e due tappi (*Endcaps*) che coprono le regioni più vicine ai fasci, in modo da rispettare la simmetria cilindrica intorno all'asse del fascio. Per curvare le particelle cariche, il rivelatore CMS è costruito intorno a un magnete solenoidale che genera un campo di 3.8 *Tesla*.

Un'altra caratteristica del rivelatore CMS è che, invece di essere costruito in sito come gli altri rivelatori degli esperimenti LHC, è stato costruito in 15 sezioni a livello del suolo prima di essere calato in una caverna sotterranea vicino Cessy, in Francia, e riassembleto.

Il rivelatore completo è lungo 21 *m*, largo 15 *m* e alto 15 *m*.

Considerata la geometria del CMS, il sistema di coordinate a cui sovente si ricorre è un sistema polare orientato nel seguente modo :

- l'asse x punta verso il centro dell'anello di LHC e funge da coordinata orizzontale;

- l'asse y punta verso l'alto e rappresenta la coordinata verticale;
 - l'asse z è diretto lungo la direzione del fascio;
 - l'angolo azimutale ϕ è l'angolo di rotazione attorno all'asse z con origine individuata sull'asse x e crescente in senso orario guardando nella direzione positiva dell'asse z ;
 - l'angolo polare θ è definito come angolo di rotazione attorno all'asse x con origine sull'asse z e crescente in senso orario.
- Si usa spesso introdurre, in luogo di θ , la pseudorapidità η definita come:

$$\eta = -\ln[\text{tg}(\theta/2)]$$

1.2.1 I sottorivelatori

Procedendo dal centro verso l'esterno, come indicato in figura 1.2, si incontrano i seguenti dispositivi:

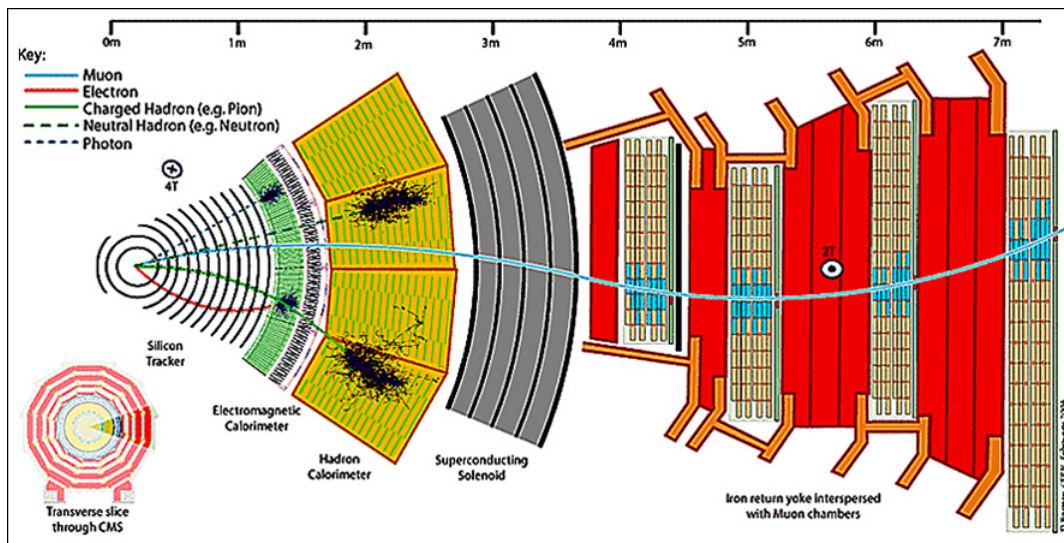


Figura 1.2: Sezione trasversale di CMS

- **tracker** o **tracciatore**[6], per rivelare la gran parte delle particelle cariche originate dalla collisione protone-protone. Esso sfrutta una tecnologia al silicio e si sviluppa per un raggio $r < 1.2 \text{ m}$ e si divide in due parti:

- **il rivelatore a *pixel***, più interno, fondamentale per la ricostruzione di particelle a brevissima vita media, permette di misurare la posizione con una precisione di $10 \mu m$ per le misure radiali e di $20 \mu m$ per quelle trasversali. Tale rivelatore è costituito da strati cilindrici posti a 4 cm , 7 cm e 11 cm dal tubo a vuoto del fascio, e due dischi ad ogni estremità.
- **il rivelatore a *microstrips***, più esterno, possiede una risoluzione tra $35\text{-}52 \mu m$ nella direzione radiale e $530 \mu m$ nella direzione trasversale.

Entrambi i rivelatori sono presenti sia nel *Barrel* che negli *Endcaps* e sfruttano tecnologie a semiconduzione per particelle cariche: attraversati da particelle cariche, il materiale di cui sono costituiti, silicio drogato, viene eccitato in modo da formare coppie elettroni-lacuna. Gli elettroni, per effetto di un campo elettrico applicato, si muovono verso particolari sensori e danno luogo ad un impulso elettrico che dura un nanosecondo. Il segnale viene poi amplificato e permette di ricostruire la traiettoria delle particelle punto per punto.

Il *tracker* copre la regione di pseudorapidità $|\eta| < 2.5$.

- **calorimetro elettromagnetico (ECAL)**[7], permette di rivelare fotoni ed elettroni e misurarne l'energia. È composto da cristalli di tungsteno di piombo ($PbWO_4$) che, scintillanti, trasparenti e più densi del ferro, permettono l'assorbimento di elettroni e fotoni in 23 cm di lunghezza. Il materiale scintillante copre una pseudorapidità $|\eta| < 3$ ed ha un tempo di decadimento di circa 10 ns che permette di raccogliere l'85% di luce in 25 ns , tempo che intercorre tra due *bunches* successivi.
- **calorimetro adronico (HCAL)**[8], permette la misura delle energie degli adroni permettendo, ad esempio, il calcolo dell'energia trasversa mancante, una misura indiretta di particelle neutre che non interagiscono, come i neutrini. Per mitigare gli effetti di inefficienza, il calorimetro è costituito da strati sfasati tra loro di dischi di ottone (denso materiale assorbente) spessi 50 cm e tegole di scintillatori spessi 4 mm , in modo da non avere zone in cui una particella potrebbe passare inosservata. Il calorimetro adronico ricopre un *range* di pseudorapidità pari a $|\eta| < 5$.
- **magnete**, è un magnete solenoide composto da spire di bobina superconduttrice che producono un campo magnetico quasi uniforme ed è costruito per raggiungere un campo magnetico di 3.8 T .

Il magnete è lo strumento attorno al quale è costruito tutto l'esperimento ed il suo compito è quello di curvare le traiettorie delle particelle ottenute nelle collisioni dei fasci LHC. Nota la traiettoria, infatti, è possibile misurare l'impulso di una particella e la sua carica elettrica.

Per impedire effetti di bordo e fare in modo che le linee di forza del campo magnetico esterno siano il più possibile uniformi, al di fuori della bobina, in modo da circondarla, si trova un giogo metallico (*iron yoke*).

Il magnete ha un diametro interno di circa 6 *m* ed una lunghezza di 12.5 *m*.

- **camera muonica**[9], è un sistema di rivelatori muonici utilizzati per il riconoscimento dei muoni, la misura del momento e il *triggering*. Siccome i muoni possono penetrare diversi metri di ferro senza interagire, i rivelatori vengono posti all'esterno del magnete dove i muoni sono in grado di giungere e rilasciare un segnale.

CMS usa tre diversi tipi di rivelatori a gas: le camere a *drift* (*Drift Chambers*, DT) posizionate nel *Barrel*, le camere a *strip* (*Chatode Strip Chambers*, CSC) situate negli *Endcaps*, le camere a piatti restrittivi (*Resistive Plates Chambers*, RPC) posizionate sia nel *Barrel* che negli *Endcaps*.

Il sistema così costituito copre una regione di pseudorapidità di $|\eta| < 2.4$.

- **sistema di *trigger***[10] e di **acquisizione dati (DAQ)**, serve a selezionare e a immagazzinare gli eventi di potenziale interesse per l'analisi. Immagazzinare tutti i dati provenienti dalle interazioni protone-protone, data la considerevole frequenza di eventi prodotti alla luminosità di progetto di LHC, di circa 40 *MHz*, con le attuali tecnologie è impossibile. È quindi indispensabile abbassare la frequenza degli eventi per permettere la scrittura su memoria di massa che avviene con una frequenza di 100 *Hz*. Il sistema di *trigger* a tale fine deve essere in grado di decifrare se un dato evento è fisicamente rilevante o meno e di ridurre la frequenza degli eventi in modo da consentire la scrittura su disco dei dati.

Capitolo 2

Il Modello Standard e il quark Top

2.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard (MS)[11, 12] è una teoria che descrive i componenti fondamentali della materia e le loro interazioni; solo tre delle quattro forze fondamentali osservate in natura (elettromagnetica, debole, forte e gravitazionale) sono di fatto considerate dal modello: l'interazione elettromagnetica, quella debole (unificate nella cosiddetta interazione elettrodebole) e l'interazione forte. Negli anni il MS ha ricevuto diverse conferme sperimentali, annoverando tra le più recenti, ad esempio, la scoperta del quark top, dei bosoni Z e W, del neutrino *tau* e del bosone di Higgs. Tuttavia tale teoria non si può considerare completa poiché non predice i valori di numerosi parametri, come la massa delle particelle, che devono essere misurati, non comprende l'interazione gravitazionale e non è in grado di prevedere l'esistenza della materia oscura di cui si hanno prove da osservazioni astrofisiche.

2.1.1 Le particelle elementari

Le particelle elementari sono i costituenti fondamentali della materia, ovvero quelli che, allo stato attuale, si ritengono indivisibili. Le particelle incluse nel MS si dividono in fermioni e bosoni: i primi hanno spin semi-intero ed obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac e al principio di esclusione di Pauli, mentre i secondi hanno spin intero ed obbediscono alla statistica di Bose-Einstein. Le particelle elementari possono essere classificate in tre gruppi: leptoni, quark e mediatori di campo.

I leptoni (vedi tabella 2.1) sono fermioni di spin $1/2$, interagiscono attraverso interazioni elettromagnetiche e deboli e si distinguono in leptoni carichi (l) e

neutrini (ν). I leptoni carichi sono l'elettrone (e), il muone (μ) e il tau (τ), e hanno una carica $Q/e = -1$ (dove e è il modulo della carica dell'elettrone).

Nome	Simbolo	Q/e	s	Massa(GeV/c^2)
elettrone	e	-1	1/2	0.511×10^{-3}
muone	μ	-1	1/2	105.7×10^{-3}
tauone	τ	-1	1/2	1.78

Tabella 2.1: Caratteristiche dei leptoni carichi.

Ad ognuna di queste particelle è associato un neutrino (ν_l) (vedi tabella 2.2).

Neutrino	Simbolo	Q	s	Massa(eV/c^2)
elettronico	ν_e	0	1/2	< 2.2
muonico	ν_μ	0	1/2	170×10^3
tauonico	ν_τ	0	1/2	15.5×10^6

Tabella 2.2: Caratteristiche dei neutrini.

Per essi il MS prevede una massa nulla, anche se esistono estensioni del MS che considerano una massa diversa da zero come indicano evidenze sperimentali.

Ad ogni leptone è associato un rispettivo antileptone con uguale massa e con tutti i numeri quantici opposti. È sperimentalmente osservato che la differenza tra numero di leptoni e numeri di antileptoni è conservata in ogni processo. Si introduce quindi il numero leptonico L tale che:

- $L = +1$ per i leptoni;
- $L = -1$ per gli antileptoni;
- $L = 0$ per le altre particelle;

e che la somma algebrica di L in ogni processo si conservi.

È sperimentalmente provato anche che la conservazione del numero leptonico si applica separatamente a elettroni, muoni e tau.

I quark (vedi tabella 2.3) sono anch'essi fermioni di spin 1/2 e sono capaci di interazione forte, debole ed elettromagnetica.

Per ogni quark esiste un corrispettivo antiquark con uguale massa e tutti i

Nome	Simbolo	Q/e	s	Massa(GeV/c^2)
down	d	$-1/3$	$1/2$	$3 \div 7 \times 10^{-3}$
up	u	$+2/3$	$1/2$	$1.5 \div 3 \times 10^{-3}$
strange	s	$-1/3$	$1/2$	$\sim 95 \times 10^{-3}$
charm	c	$+2/3$	$1/2$	~ 1.25
bottom	b	$-1/3$	$1/2$	$4.2 \div 4.7$
top	t	$+2/3$	$1/2$	~ 173

Tabella 2.3: Caratteristiche dei quark.

numeri quantici invertiti.

I mediatori di campo sono i mediatori delle interazioni del MS e sono bosoni di spin uguale a 1; ne esistono di tre tipi:

- fotone (γ), particella con massa nulla, è il mediatore responsabile delle interazioni elettromagnetiche;
- bosoni W^\pm e Z , con massa $m_{W^\pm} = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}/c^2$ e $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$ [13], sono responsabili delle interazioni deboli;
- gluone, particella a massa nulla, responsabile dell'interazione forte.

2.1.2 L'interazione elettrodebole

L'interazione elettromagnetica nel MS avviene tramite scambio di fotoni e interessa solo le particelle fondamentali dotate di carica elettrica.

L'interazione debole, invece, ha luogo tra tutti i fermioni. Viene definita debole poiché è normalmente molto meno intensa delle interazioni elettromagnetiche e forte. In natura, in genere, essa diventa osservabile solamente quando le altre interazioni sono impossibilitate ad avvenire a causa di qualche legge di conservazione. L'interazione debole viola la conservazione di parità (P), della carica (C), del loro prodotto (CP) e, per il teorema CPT, si attende anche dell'inversione temporale (T). Sono sicuramente processi deboli quei processi che coinvolgono neutrini, poiché questi non posseggono né carica elettrica né carica forte, e quelli che implicano un cambiamento di sapore dei quark, proibiti sia per l'interazione elettromagnetica che per quella forte. L'interazione debole viene mediata attraverso i bosoni W^\pm con carica ± 1 e dal bosone Z di carica 0, i quali, essendo particelle massive, hanno un *range* di interazione ridotto $r \sim 10^{-18}m$. In base al bosone che media il processo, si potranno avere processi di corrente carica (bosoni W^\pm) e corrente neutra (bosone Z). Alcuni diagrammi di Feynman caratteristici dei processi sono

riportati in figura 2.1.

Mentre nei processi di corrente neutra è conservato il sapore dei quark, questo non è conservato nei processi di corrente carica.

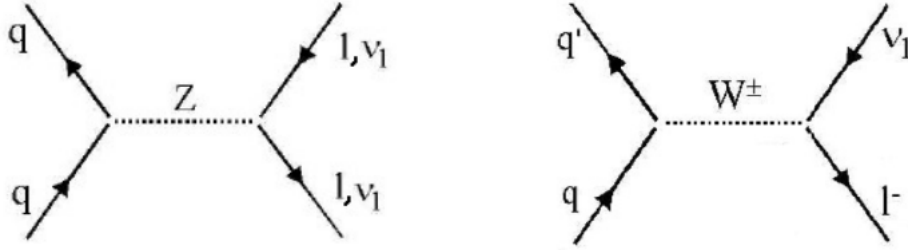


Figura 2.1: Diagrammi di Feynman per processi di interazione debole di corrente neutra (a sinistra) e carica (a destra).

L'interazione debole di corrente carica trasforma il leptone nel suo corrispondente neutrino e viceversa. Per i quark si osserva il mescolamento tra le tre generazioni e quindi il passaggio da un quark con carica $(Q/e) = +2/3$, ad uno con carica $(Q/e) = -1/3$. Tale fenomeno venne ben descritto da Cabibbo prima e da Kobayashi e Maskawa poi nella matrice CKM[14, 15, 16].

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

Gli elementi della diagonale principale sono prossimi a 1, mentre quelli non diagonali sono decisamente minori. Questo significa che un quark d si accoppia principalmente a un u , un quark s a un c e un quark b a un t .

Per energie superiori alla massa dei bosoni, l'interazione elettromagnetica e l'interazione debole sono unificate, come previsto dalla teoria elettrodebole introdotta nel 1968 da Glashow[17], Salam e Weinberg[18].

2.1.3 L'interazione forte

L'interazione forte è chiamata tale poiché è quella con intensità maggiore e può essere descritta tramite scambio di gluoni. Essa si manifesta solo tra quark e gluoni, che sono gli unici ad avere carica forte: il colore (in analogia con la carica elettrica per l'interazione elettromagnetica). I quark possono essere in tre stati di colore: *red* (R), *green* (G) e *blue* (B). Gli antiquark avranno i rispettivi anticolori.

Le interazioni forti sono invarianti per coniugazione di carica C, inversione

di parità P e inversione temporale T. La conservazione del colore nelle interazioni forti conduce a considerare i gluoni bicoloreati e la composizione di colore-anticolore rende possibile l'esistenza di otto differenti gluoni.



Figura 2.2: Vertici fondamentali dell'interazione forte.

Nel MS il colore è confinato negli adroni, essendo i quark e i gluoni gli unici oggetti colorati. Questa proprietà, nota come confinamento del colore, comporta che un quark si combina con gli altri in modo da formare adroni non colorati. Il colore non è dunque osservabile direttamente, anche se il *range* di interazione, essendo il gluone a massa nulla, risulta infinito. Ciò è dovuto a un'altra proprietà, la libertà asintotica, secondo cui l'intensità dell'interazione di colore diventa sempre più debole al diminuire della distanza delle coppie gluone-gluone prodotte.

La teoria che descrive le interazioni forti tra i quark va sotto il nome di *cromodinamica quantistica* (QCD)[19, 20, 21]. Finora non è stato possibile osservare l'unificazione di questa interazione con le altre due, anche se esistono teorie che prevedono che, ad una scala di energie dell'ordine di $10^{15} GeV$, le forze debole, elettromagnetica e forte diventano indistinguibili tra loro.

2.2 Il quark Top

Il quark top è il più massivo tra i quark previsti dal MS e ha una massa di $173.34 \pm 0.76 GeV/c^2$ [22]. Esso è caratterizzato da una vita media estremamente piccola, dell'ordine di $10^{-25} s$, che gli permette di decadere in maniera esclusiva per interazione debole. Questo fa sì che il quark top non abbia il tempo di adronizzare permettendo misure dirette di diverse quantità come lo spin, la carica e la massa, mediante lo studio delle proprietà nei prodotti di decadimento. Dall'analisi dei dati sperimentali, risulta che le misure effettuate finora di spin e carica non si discostano dalle previsioni del MS, ovvero: $s = 1/2$ e $Q/e = +2/3$.

2.2.1 Processi di produzione

Considerata l'elevata massa del quark top, occorrono energie molto grandi per produrlo e, attualmente, l'unica macchina in funzione in grado di raggiungere tali energie è l'LHC. I processi di produzione del quark top, tramite collisione protone-protone, sono molteplici e variano a seconda di quali interazione interviene per la sua produzione (si ricorda che i quark sono in grado di interagire sia mediante interazioni deboli che forti). I processi di produzione forti sono quelli più frequenti, data la maggiore sezione d'urto che li caratterizza, e portano alla formazione di coppie top-antitop ($t\bar{t}$). La produzione debole, invece, porta alla formazione di coppie top-antitop, nel caso di interazione di corrente neutra o di pura interazione elettromagnetica, e alla produzione di un top singolo (*single-top*) nel caso di interazione debole di corrente carica. In particolar modo, la formazione del *single-top* si ottiene nei seguenti processi:

- **canale s** o *s-channel*: un quark, annichilendo con un antiquark, produce, mediante lo scambio di un bosone W, un top e un antibottom;
- **canale t** o *t-channel*: un quark bottom produce un top scambiando un bosone W con un altro quark;
- **produzione tW** o *tW-associated production*: un quark bottom interagisce con un gluone producendo un top ed un bosone W.

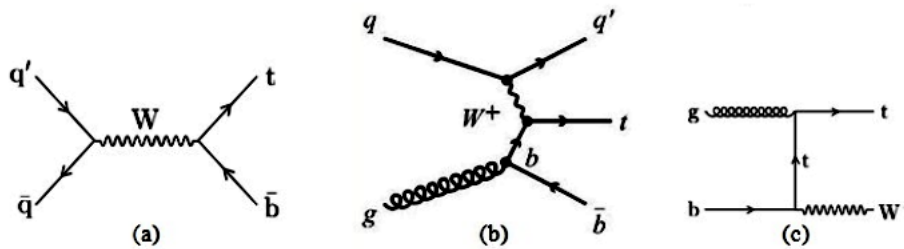


Figura 2.3: Produzione del quark top singolo per interazione debole: (a) canale-s, (b) canale-t, (c) produzione associata tW

2.2.2 Processi di decadimento

Il quark top, come detto sopra, decade per interazione debole, tramite il processo $t \rightarrow Wq'$, dove q' sta ad indicare un quark tra d , s e b . Nella

quasi totalità dei casi, però, il decadimento è del tipo $t \rightarrow Wb$. Questo è dovuto al fatto che $|V_{tb}|$ ha un valore molto maggiore rispetto a quello di $|V_{ts}|$ e $|V_{td}|$ e, equivalentemente, porta a dire che in questo canale la frazione di decadimento (*branching fraction*)[23] del quark top, definita come

$$\mathcal{R} = \frac{BR(t \rightarrow Wt)}{BR(t \rightarrow Wq')} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2},$$

è molto prossima a 1.

Successivamente il bosone W decade o in coppie leptone-neutrino con $BR(W \rightarrow l\nu_l) = 0.324$ dove $l = e, \mu, \tau$, o in coppie di quark.

2.2.3 Il quark top nel canale- t

Il processo studiato in questa tesi è la produzione del quark top singolo nel canale- t e il suo successivo decadimento, considerando anche il quark antibottom, \bar{b} , proveniente dal decadimento del gluone nella coppia $b\bar{b}$, come riportato in figura 2.4.

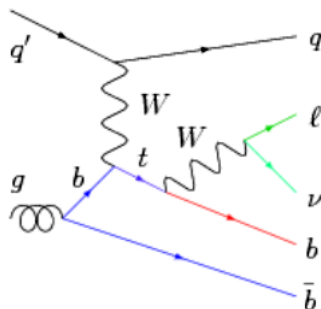


Figura 2.4: Produzione e decadimento del quark top nel canale- t .

Lo studio dei prodotti di decadimento di questo canale permette di risalire alle proprietà del quark top. Inoltre, essendo il top l'unico quark a non adronizzare, le molte grandezze fisiche di interesse si possono misurare direttamente. Una di queste è la polarizzazione del quark top. Il quark top ha elicità negativa, poiché è prodotto tramite interazione debole. Questa caratteristica, data la cinematica del processo, deve conservarsi anche per i suoi prodotti di decadimento che avranno una distribuzione angolare data da $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 - \alpha \cos\theta^*$, dove θ^* è l'angolo con cui emergono i prodotti di decadimento calcolato rispetto all'asse di spin del quark top e α dipende dal prodotto di decadimento in esame.

Un'ulteriore nota va fatta a proposito dell'asimmetria di carica della produzione quark top e antitop nel canale- t . I due rispettivi processi sono riportati in figura 2.5.

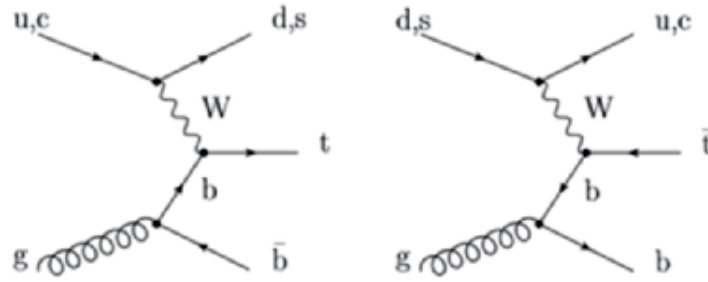


Figura 2.5: Produzione debole di corrente carica del quark top nel canale- t : quark top a sinistra, quark antitop a destra.

L'asimmetria nasce dal fatto che il processo a sinistra è favorito in quanto nel protone il contributo dei quark di valenza u è circa il doppio rispetto a quello dei quark d ; si registra, quindi, che il processo a sinistra è più frequente rispetto a quello di destra e il loro rapporto è circa 2:1.

Capitolo 3

Studio del *single top* nel canale-*t*

In questo capitolo si descrive lo studio effettuato sulla produzione di quark top singoli nel canale-*t*, eseguito utilizzando un campione di dati di collisione protone-protone forniti da LHC e raccolti da CMS nel 2015 a un'energia nel centro di massa di 13 *TeV* e corrispondente a una luminosità integrata $\mathcal{L}_{int} = 1600 \text{ pb}^{-1}$.

3.1 Meccanismo di produzione

Il principale meccanismo di produzione elettrodebole di quark top all'LHC è la produzione di quark top singoli nel canale-*t* con processi di corrente carica. La sezione d'urto del canale-*t* a 13 *TeV* risulta essere $\sigma_{t-ch} = 217 \pm 7 \text{ pb}$ [24]. Uno schema del processo è mostrato in figura 3.1.

La topologia degli eventi si compone di un jet di adroni originato da un quark leggero, di un jet di adroni originato da un quark b, detto *b-jet*, proveniente dal decadimento del quark top in una coppia composta da un bosone W e, appunto, un quark b, dai prodotti di decadimento della W stessa e da un jet di adroni originato da un quark \bar{b} proveniente dalla produzione di coppie $b\bar{b}$ a partire da un gluone (*gluon splitting*). Quest'ultimo b-jet è difficile da identificare perché tende ad avere energia non sufficiente a superare i tagli cinematici imposti sui jet e pseudorapidità alta rispetto agli altri jet. In questo lavoro sono stati considerati solo i decadimenti del bosone W in una coppia muone-neutrino.

I processi di fondo (*background*), i cui eventi possono avere una topologia simile a quella del canale-*t*, sono: **W+jet**, ossia processi che producono un bosone W e jet di adroni, $t\bar{t}$, ovvero produzione di coppie di quark top

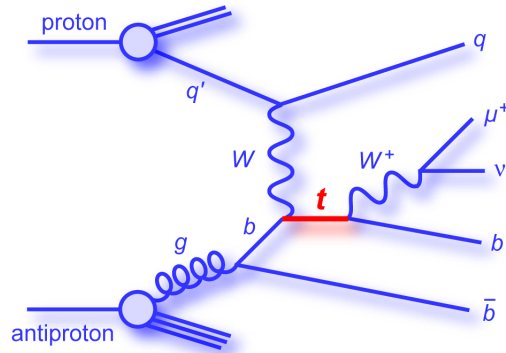


Figura 3.1: Produzione del quark top singolo nel canale- t

ed antiquark top attraverso interazione forte, e ***QCD multijet*** (detti anche brevemente QCD), ossia eventi di interazione forte in cui sono prodotti quark diversi dal top.

I diagramma di Feynman dei fondi $W+\text{jet}$ e $t\bar{t}$ sono mostrati in figura 3.2

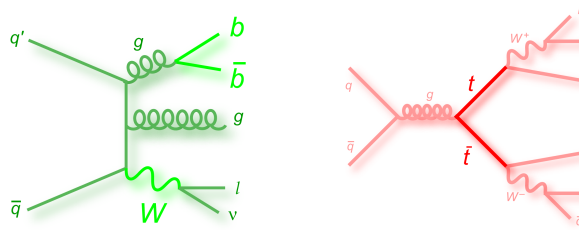


Figura 3.2: Processi di fondo: a sinistra $W+\text{jet}$, a destra $t\bar{t}$

3.2 Simulazione dei processi fisici

I generatori Monte Carlo utilizzano algoritmi computazionali che ci forniscono una simulazione dei processi di segnale e fondo cui siamo interessati. La simulazione in generale avviene in due passi successivi:

- generazione del processo di interazione che stiamo considerando a partire dalle collisioni protone-protone ad alta energia. Il segnale e il fondo sono simulati utilizzando POWHEG[25], $W+\text{jet}$ è simulato usando aMC@NLO[25] e PYTHIA8[26].
- simulazione della risposta del rivelatore con GEANT4[27], che riproduce i vari processi fisici ai quali vanno incontro le particelle e la rispo-

sta del rivelatore in modo tale da ottenere dati con lo stesso formato prodotto da collisioni reali.

A questo punto gli eventi simulati possono essere trattati dagli stessi algoritmi di ricostruzione usati per i dati.

3.3 Selezione preliminare degli eventi

Il primo passo dell'analisi consiste nella ricostruzione e selezione degli eventi. La ricostruzione avviene attraverso vari criteri per l'identificazione degli oggetti fisici, in particolare CMS utilizza un algoritmo, detto *Particle Flow* (PF)[28], che combina le informazioni dei leptoni, fotoni e adroni, provenienti da tutti i sottorivelatori; la selezione degli eventi avviene applicando tagli a diverse variabili cinematiche relative agli oggetti fisici e viene eseguita per arricchire il campione di dati in eventi di segnale.

Considerando la topologia degli eventi del canale- t descritta nel paragrafo precedente, i primi oggetti a cui si è interessati sono i muoni e i jet.

I muoni sono ricostruiti tramite un algoritmo di tracciamento che elabora le informazioni del rivelatore al silicio, all'interno del magnete, e dei rivelatori a muoni, all'esterno[29, 30]. L'identificazione dei muoni avviene imponendo dei criteri di qualità sulle tracce così ottenute. In questo canale, in particolare, i muoni devono essere tali da:

- essere *tight*, ovvero avere un impulso trasverso $p_T > 26 \text{ GeV}/c$ e una pseudorapidità $|\eta| < 2.1$;
- avere un isolamento $I < 0.1$, dove per isolamento si intende il rapporto tra la somma dell'energia trasversa depositata dagli adroni in un cono di raggio $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} = 0.4$ attorno al candidato muone, e l'energia trasversa del muone:

$$I = \frac{\sum_i (p_T)_i}{(p_T)_\mu}$$

L'isolamento viene introdotto per poter rigettare i muoni provenienti dai decadimenti di adroni all'interno di un jet, ovvero da processi QCD.

I jet sono ricostruiti applicando degli algoritmi di *jet-clustering anti- k_T* [31] alle particelle ricostruite nel rivelatore.

Per questo studio è stata utilizzata una selezione preliminare che imponeva:

- la presenza di un solo muone;

- la presenza di due jet con $p_T > 40 \text{ GeV}/c$ ed $|\eta| < 4$;
- un jet come b -jet (b -tagged), ovvero prodotto dall'adronizzazione di quark b , ricostruito con algoritmo chiamato *Combined Secondary Vertex* con soglia *Tight* (CSV_T)[32], che identifica i jet provenienti da un quark b con un'efficienza del 60 %;
- un jet prodotto dal quark q (uds) diverso da b identificato richiedendo che non superi le richieste dell'algoritmo CSV_T.

I numeri di eventi che sopravvivono alla selezione sono riportati in tabella 3.1. Come si vede da tale tabella, il numero di eventi di fondo è circa un ordine di grandezza maggiore rispetto al numero di eventi di segnale anche dopo questa selezione.

Canale	Numero di eventi	Processo	Numero di eventi
Fondo	8997.22	W+jet	2940.62
		$t\bar{t}$	6056.6
Segnale	1321.244	canale- t,t	818.737
		canale- t,\bar{t}	502.507
Dati	9945		

Tabella 3.1: Numero di eventi dopo la selezione preliminare.

3.4 Variabili caratteristiche studiate

Per ottenere una stima quanto migliore possibile di grandezze come, ad esempio, la sezione d'urto, si è scelto di lavorare su variabili che presentano una buona separazione tra il segnale e i fondi allo scopo di migliorare il rapporto segnale-rumore. Accanto alle variabili cinematiche dei muoni e jet, sono state studiate variabili caratteristiche degli eventi di segnale quali:

- E_T^{miss} : energia mancante nel piano trasverso affinché si abbia la chiusura cinematica dell'evento. Può essere interpretata come la somma di due fattori: l'energia trasportata dai neutrini e quindi non rivelata dai sottorivelatori, l'energia persa a causa delle particelle che attraversano le regioni "morte" (ovvero non instrumentate) del rivelatore. Nel caso degli eventi di segnale la componente principale dell'energia mancante proviene dal neutrino del decadimento della W .

- $m_{T,W}$: massa trasversa del bosone W ricostruita dal muone e dall'energia mancante.

$$m_{T,W} = \sqrt{(p_{T,\mu} + p_{T,\nu})^2 - (p_{x,\mu} + p_{x,\nu})^2 - (p_{y,\mu} + p_{y,\nu})^2}$$

Questa variabile ha un forte potere discriminatorio tra eventi in cui è presente un singolo bosone W (per esempio canale- t) da eventi in cui sono prodotti due bosoni, come $t\bar{t}$, in cui entrambi i t producono un W, ed eventi come i *QCD Multijets* che non ne producono.

- m_{top} : massa del top ricostruita a partire dal quadrimomento del b-jet e del muone, e dall'energia mancante. Viene dapprima ricostruito il quadrimomento del neutrino prodotto dal decadimento del top con un algoritmo che impone un vincolo sulla massa della coppia muone-neutrino, richiedendo che quest'ultima sia uguale alla massa invariante del bosone W. Questa variabile è un potente discriminante rispetto agli eventi W+jet presentando una chiara struttura a picco per gli eventi di segnale.
- $|\eta_j|$: pseudorapidità del jet non identificato come b. Nel caso del segnale, il quark leggero che rincula contro il top viene prodotto in media ad un angolo, rispetto all'asse del fascio, più basso rispetto a quanto accade per i jet dei processi di fondo.

3.5 Metodologia di analisi

Nello studio preliminare sono stati messi a confronto i dati con campioni ottenuti dalla simulazione Monte Carlo aventi topologia simile o uguale a quella del canale- t . Tale confronto è stato effettuato normalizzando i campioni Monte Carlo tenendo conto della luminosità integrata del campione di dati, separando i contributi dei diversi fondi e applicando la preselezione sopra descritta. Il confronto dati-MC per le distribuzioni delle variabili descritte in 3.4 è mostrato in figura 3.3.

3.5.1 Selezione sulle variabili caratteristiche

Allo scopo di ridurre ulteriormente il contributo del fondo, sono stati introdotti nuovi tagli sulle variabili sopra descritte:

- $E_T^{miss} > 30 GeV$
- $m_{T,W} > 40 GeV/c^2$

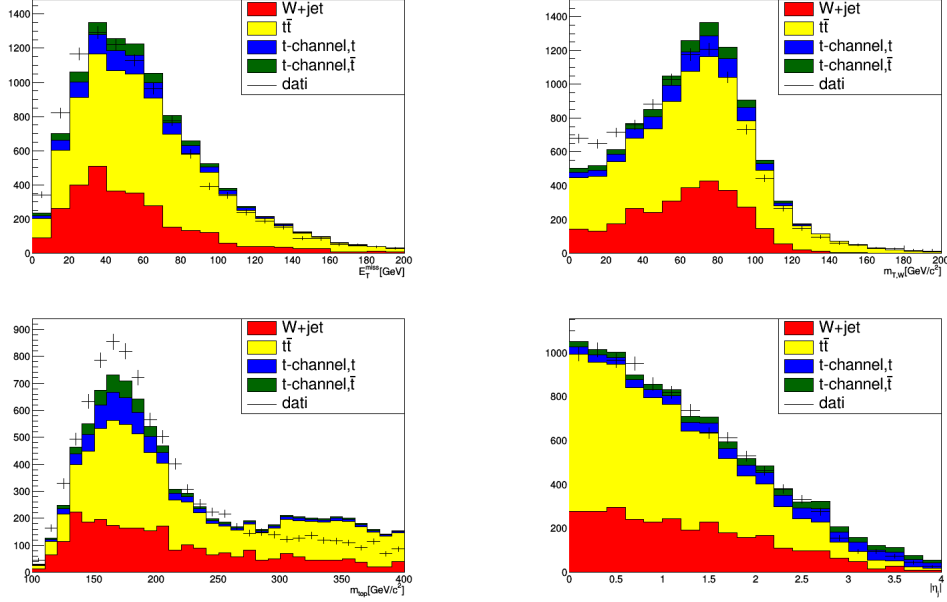


Figura 3.3: Confronto delle distribuzioni dati-MC per le variabili E_T^{miss} (alto-sinistra), $m_{T,W}$ (alto-destra), m_{top} (basso-sinistra), $|\eta_j|$ (basso-destra)

- $m_{top} < 220 \text{ GeV}/c^2$
- $|\eta_j| > 2.5$

I tagli su E_T^{miss} e sulla $m_{T,W}$ sono stati effettuati per ridurre l'eccesso a bassi valori di E_T^{miss} e $m_{T,W}$ di dati rispetto al campione MC, eccesso che può essere spiegato dalla presenza di eventi di QCD non simulati; il taglio su $|\eta_j|$ lo si è introdotto poiché ha un forte potere discriminante e a tale valore il rivelatore presenta una discontinuità; il limite che si è imposto su m_{top} , invece, è dovuto alla scelta di introdurre una regione di controllo, di cui parleremo nella sezione 3.5.2, abbastanza ampia da contenere un numero sufficiente di eventi per i nostri scopi. Per aver una stima quantitativa delle prestazioni dei tagli scelti, ne sono stati modificati i valori in un intervallo vicino a quello selezionato verificando di ottenere valori ragionevoli della significatività definita come $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$ dove s è il numero di eventi di segnale e b è il numero di eventi di fondo. Come si nota da tabella 3.2, tabella 3.3, tabella 3.4 e tabella 3.5, i valori scelti sono i migliori per ottenere la migliore significatività entro i limiti scelti.

Quindi si è ottenuta una selezione finale aggiungendo alla preselezione i tagli descritti precedentemente. I numeri di eventi di dati, segnale e fondo che sopravvivono alla selezione sono riportati in tabella 3.6.

selezione	dati	s	b	$s/\sqrt{(s+b)}$
$E_T^{miss} > 30GeV$	7691	1046.29	7347.57	11.4202
$E_T^{miss} > 35GeV$	7026	957.865	6748.92	10.9111
$E_T^{miss} > 40GeV$	6405	863.322	6186.75	10.282
$E_T^{miss} > 45GeV$	5794	766.381	5655.43	9.56348

Tabella 3.2: Tagli sulla variabile E_T^{miss} per segnale s (canale-t) e fondi b (W+jet e $t\bar{t}$)

selezione	dati	s	b	$s/\sqrt{(s+b)}$
$m_{T,W} > 40GeV/c^2$	7032	1050.15	6764.03	11.8798
$m_{T,W} > 45GeV/c^2$	6601	997.654	6434.86	11.5721
$m_{T,W} > 50GeV/c^2$	6168	938.831	6032.95	11.2439

Tabella 3.3: Tagli sulla variabile $m_{T,W}$ s (canale-t) e fondi b (W+jet e $t\bar{t}$)

3.5.2 Regione di controllo

A questo punto è stata definita una regione di controllo nello spettro della massa del top ottenuta richiedendo $m_{top} > 220GeV/c^2$. Il confronto dati-MC nella regione di controllo per le distribuzioni delle variabili descritte in sezione 3.4 è mostrato in figura 3.4. In tale figura si osserva un difetto dei dati rispetto al numero di eventi attesi nella simulazione. Per correggere questo effetto, dalla regione di controllo si è ricavato un fattore di scala (*scale factor*) SF, definito come

$$SF = \frac{N_{tot}^{DATI} - N_{sig}^{MC}}{N_{bkg}^{MC}}$$

dove

- N_{tot}^{DATI} è il numero di eventi osservati nei dati dopo aver applicato i tagli di selezione;
- N_{sig}^{MC} è il numero stimato di eventi di segnale che può essere ricavato da simulazioni Monte Carlo;
- N_{bkg}^{MC} è il numero stimato di eventi di fondo che può essere ricavato da simulazioni Monte Carlo.

A causa dei tagli imposti, ci troviamo in una regione cinematica estrema per le simulazioni dei fondi. Inoltre, misure indipendenti di CMS a 13 TeV

selezione	dati	s	b	$s/\sqrt{(s+b)}$
$m_{top} < 220 GeV/c^2$	6300	1011.44	4422.04	13.7215
$m_{top} < 210 GeV/c^2$	5895	968.571	4153.47	13.5335
$m_{top} < 200 GeV/c^2$	5397	907.107	3757.87	13.2811

Tabella 3.4: Tagli sulla variabile m_{top} per segnale s (canale-t) e fondi b (W+jet e $t\bar{t}$)

selezione	dati	s	b	$s/\sqrt{(s+b)}$
$ \eta_j > 2.5$	921	479.153	739.488	13.7258
$ \eta_j > 3.0$	335	275.751	247.034	12.0602
$ \eta_j > 3.5$	97	111.386	4153.47	8.41546

Tabella 3.5: Tagli sulla variabile $|\eta_j|$ per segnale s (canale-t) e fondi b (W+jet e $t\bar{t}$)

mostrano che i parametri di PYTHAS non sono stati ancora ottimizzati. Per tali ragioni ci aspettiamo grosse incertezze dovute ai modelli dei fondi che possono portare a fattori di scala non consistenti con 1. Il fattore di scala ricavato è risultato essere pari a:

$$SF = 0.31 \pm 0.03$$

dove l'errore sullo SF è un errore statistico dovuto alla dimensione del campione. Affinchè l'errore su SF, che dipende dal numero di eventi nella regione di controllo, non fosse troppo grande, è stato necessario ricavare una regione di controllo abbastanza ampia da contenere un numero sufficienti eventi; da ciò giustificato il taglio sulla m_{top} .

3.5.3 Regione di segnale e normalizzazione

Il fattore di scala è stato utilizzato per normalizzare le simulazioni Monte Carlo nella regione di segnale.

In figura 3.5 si osservano le variabili con selezione finale prima della normalizzazione. È da notare che la discrepanza tra i dati e il campione Monte Carlo nel caso della massa del top è dovuto principalmente al ridotto numeri di eventi nel campione MC di W+jet che sopravvivono alla selezione. Inoltre, i dati si presentano al di sotto di quelli prodotti con le simulazioni Monte Carlo, ciò può essere dovuto a due fattori:

Canale	Numero di eventi	Processo	Numero di eventi
Fondo	259.707	W+jet	122.017
		$t\bar{t}$	137.69
Segnale	239.715	canale- t,t	158.662
		canale- t,\bar{t}	81.0535
Dati	379		

Tabella 3.6: Numero di eventi dopo la selezione finale.

- l'efficienza di selezione dei dati non riprodotta precisamente dalla simulazione;
- la presenza di una non corretta modellizzazione teorica utilizzata per la simulazione dei fondi che ne altera l'accetanza, o una sezione d'urto diversa da quella attesa.

Per risolvere il secondo problema si è deciso di lavorare nella regione di controllo della massa del top, ovvero di utilizzare una selezione analoga a quella finale dove si è invertito il taglio su m_{top} richiedendo, dunque, $m_{top} > 220 GeV/c^2$.

In Fig.3.6 si osservano le variabili con selezione finale dopo la normalizzazione. Come si può notare, dopo la procedura di ottimizzazione e la selezione finale, il fondo di W+jet si è ridotto significativamente rispetto a Fig.3.5.

3.6 Misura della sezione d'urto

Il numero di eventi estratto con la procedura descritta può essere utilizzata per misurare la sezione d'urto del canale- t .

La sezione d'urto determina la probabilità con la quale avviene un determinato processo di fisica. Si definisce R_{tot} il numero di eventi totali prodotto nell'unità di tempo:

$$R_{tot} = \frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{t-ch}$$

dove \mathcal{L} è la luminosità istantanea e σ_{t-ch} rappresenta la sezione d'urto del processo considerato. Il numero di collisioni registrate in un lasso di tempo sarà dato dall'integrazione nel tempo di questa quantità.

La sezione d'urto misurata si determina in base all'equazione:

$$\sigma_{obs} = \frac{N_{sig}^{DATI}}{\epsilon \int \mathcal{L} dt} = \frac{N_{sig}^{DATI}}{\epsilon \mathcal{L}_{int}}$$

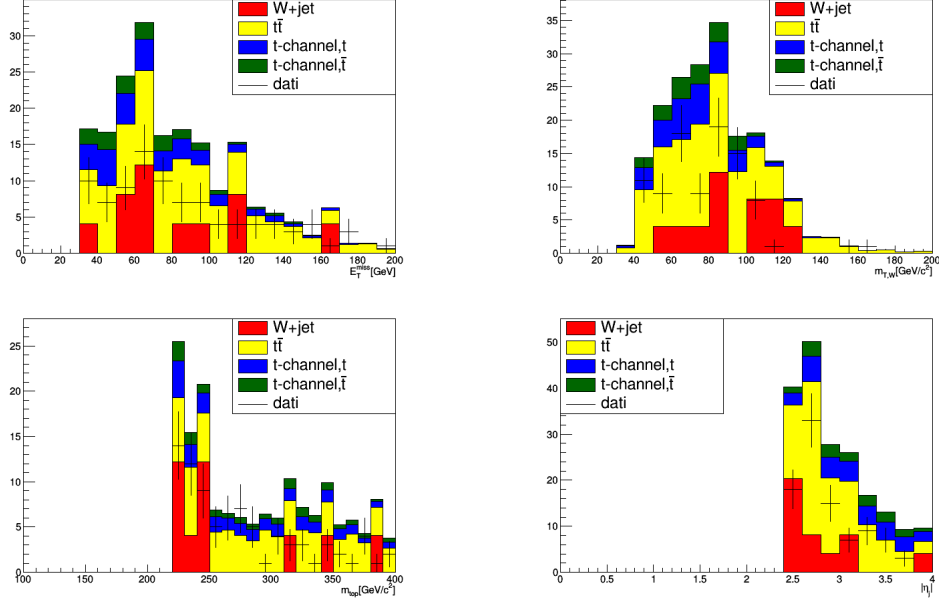


Figura 3.4: Confronto delle distribuzioni dati-MC nella regione di controllo per le variabili E_T^{miss} (alto-sinistra), $m_{T,W}$ (altro-destra), m_{top} (basso-sinistra), $|\eta_j|$ (basso-destra)

dove:

- N_{sig}^{DATI} è il numero stimato di eventi del segnale dei dati;
- ϵ è l'efficienza della selezione, misurata nel nostro caso dalle simulazioni Monte Carlo per il particolare processo studiato;
- \mathcal{L}_{int} è la luminosità integrata nel tempo di durata della presa dati.

Sfruttando queste definizioni:

$$N_{sig}^{DATI} = N_{tot}^{DATI} - N_{bkg}^{MC} \cdot SF$$

$$N_{sig}^{MC} = \sigma_{t-ch} \mathcal{L}_{int} \epsilon$$

si ottiene

$$\sigma_{obs} = \sigma_{t-ch} \frac{N_{tot}^{DATI} - N_{bkg}^{MC} \cdot SF}{N_{sig}^{MC}}$$

Considerando l'errore statistico su N_{tot}^{DATI} , SF, N_{bkg}^{MC} e N_{sig}^{MC} , e un errore sistematico del 10% sulla sezione d'urto del canale tt , del 20% sulla sezione

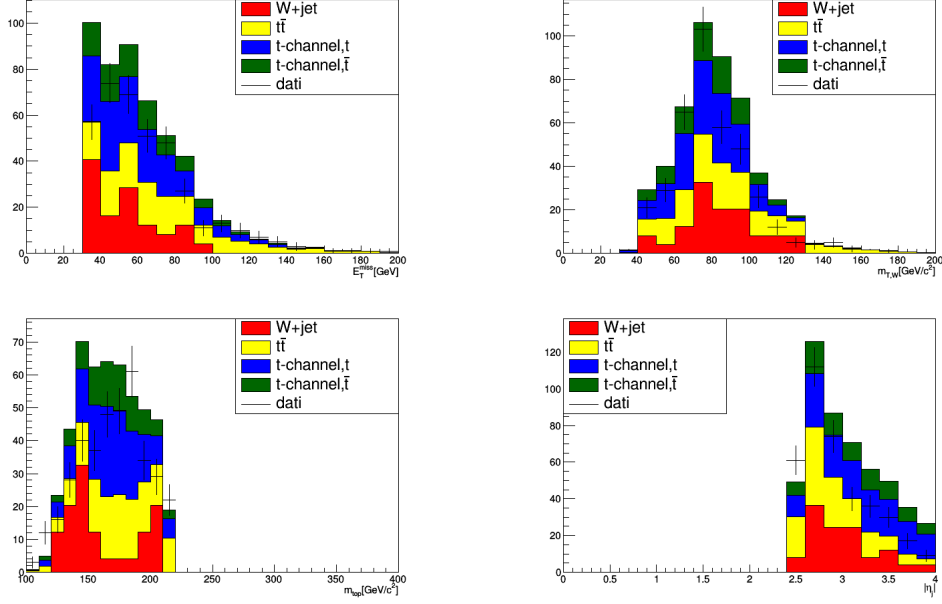


Figura 3.5: Confronto delle distribuzioni dati-MC con selezione finale per le variabili E_T^{miss} (alto-sinistra), $m_{T,W}$ (alto-destra), m_{top} (basso-sinistra), $|\eta_j|$ (basso-destra)

d'urto del canale W+jet e del 45% dovuto al processo di estrazione della regione di controllo, si ottiene un valore di σ_{obs} pari a

$$\sigma_{obs} = 268 \pm 19(stat) \pm 38(sist) pb$$

che risulta compatibile con il valore teorico

$$\sigma_{t-ch} = 217 \pm 7 pb.$$

Va osservato che sono stati trascurati gli errori sull'efficienza di selezione del segnale e sulla sua accettazione, che possono contribuire per più del 15%.

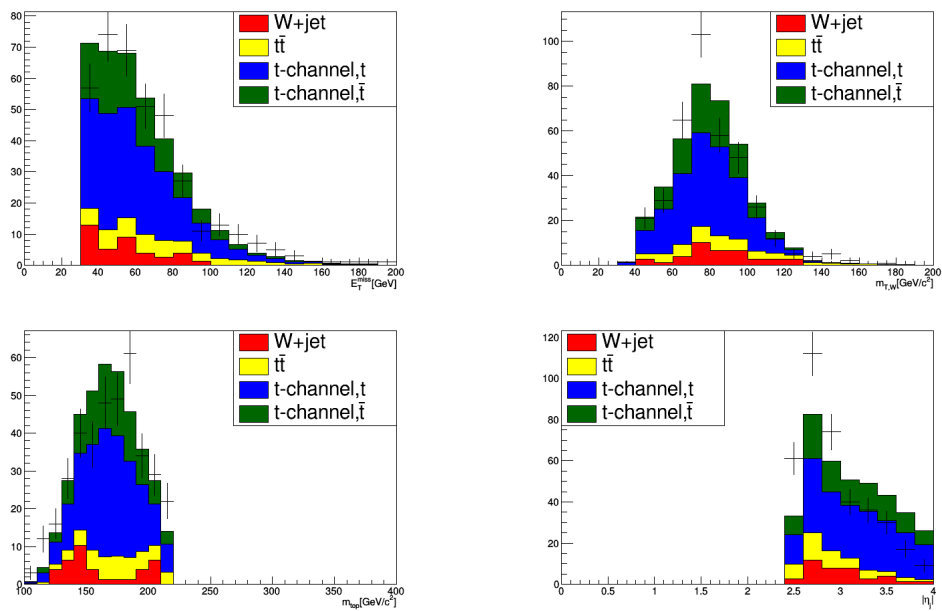


Figura 3.6: Confronto delle distribuzioni dati-MC normalizzati al SF con selezione finale per le variabili E_T^{miss} (alto-sinistra), $m_{T,W}$ (alto-destra), m_{top} (basso-sinistra), $|\eta_j|$ (basso-destra).

Conclusioni

In questo lavoro è stata studiata la produzione di quark top singoli nel canale- t in collisioni protone-protone con energia nel centro di massa di 13 TeV con l'esperimento CMS ad LHC.

Si è applicata a dati e simulazione una selezione preliminare, ottenuta richiedendo specifiche caratteristiche sulla ricostruzione dei muoni e dei jet e basata sulla topologia del canale- t . A partire da tale selezione, sono state studiate variabili cinematiche caratteristiche del canale- t , ovvero energia mancante trasversa, massa trasversa del bosone W, massa ricostruita del quark top e pseudorapidità del jet leggero associato. Tali variabili sono state utilizzate per definire un campione ulteriormente arricchito in eventi di segnale. Inoltre, a partire da esse è stata identificata una regione di controllo da cui è stata ricavata la normalizzazione dei fondi.

Dopo la selezione finale, sottraendo ai dati il numero di eventi di fondo stimato, si è determinato il numero di eventi di segnale che è stato utilizzato per ricavare la sezione d'urto del canale- t .

Il valore previsto per la sezione d'urto di produzione di quark top singolo nel canale- t in collisione protone-protone con energia nel centro di massa di 13 TeV è $\sigma_{t-ch} = 217 \pm 7 \text{ pb}$. L'attuale misura di CMS con una luminosità integrata di 42 pb^{-1} è di $274 \pm 98(\text{stat}) \pm 52(\text{sist}) \text{ pb}$ dove l'errore sistematico è dominato dall'incertezza sull'efficienza di selezione del segnale.

Il risultato trovato con l'analisi presentata in questa tesi è

$$\sigma_{obs} = 268 \pm 19(\text{stat}) \pm 38(\text{sist}) \text{ pb}$$

che differisce dal valore atteso dal MS di poco più di una deviazione standard. È da tener presente che per quanto riguarda la misura effettuata, vi può essere una sottostima dell'incertezza totale poiché non sono stati considerati gli errori sull'efficienza di selezione del segnale e sulla sua accettazione che possono essere stimati essere almeno dell'ordine del 15%.

Elenco delle figure

1.1	Complesso di acceleratori del CERN.	8
1.2	Sezione trasversa di CMS	11
2.1	Diagrammi di Feynman per processi di interazione debole di corrente neutra (a sinistra) e carica (a destra).	17
2.2	Vertici fondamentali dell'interazione forte.	18
2.3	Produzione del quark top singolo per interazione debole: (a) canale- s , (b) canale- t , (c) produzione associata tW	19
2.4	Produzione e decadimento del quark top nel canale- t	20
2.5	Produzione debole di corrente carica del quark top nel canale- t : quark top a sinistra, quark antitop a destra.	21
3.1	Produzione del quark top singolo nel canale- t	23
3.2	Processi di fondo: a sinistra W +jet, a destra $t\bar{t}$	23
3.3	Confronto delle distribuzioni dati-MC per le variabili E_T^{miss} (alto-sinistra), $m_{T,W}$ (alto-destra), m_{top} (basso-sinistra), $ \eta_j $ (basso-destra).	27
3.4	Confronto delle distribuzioni dati-MC nella regione di controllo per le variabili E_T^{miss} (alto-sinistra), $m_{T,W}$ (altro-destra), m_{top} (basso-sinistra), $ \eta_j $ (basso-destra).	31
3.5	Confronto delle distribuzioni dati-MC con selezione finale per le variabili E_T^{miss} (alto-sinistra), $m_{T,W}$ (alto-destra), m_{top} (basso-sinistra), $ \eta_j $ (basso-destra).	32
3.6	Confronto delle distribuzioni dati-MC normalizzati al SF con selezione finale per le variabili E_T^{miss} (alto-sinistra), $m_{T,W}$ (alto-destra), m_{top} (basso-sinistra), $ \eta_j $ (basso-destra).	33

Elenco delle tabelle

1.1	Valori dei parametri del fascio riferiti ad LHC con energia di progetto.	9
2.1	Caratteristiche dei leptoni carichi.	15
2.2	Caratteristiche dei neutrini.	15
2.3	Caratteristiche dei quark.	16
3.1	Numero di eventi dopo la selezione preliminare.	25
3.2	Tagli sulla variabile E_T^{miss} per segnale s (canale- t) e fondi b (W+jet e $t\bar{t}$)	28
3.3	Tagli sulla variabile $m_{T,W}$ s (canale- t) e fondi b (W+jet e $t\bar{t}$)	28
3.4	Tagli sulla variabile m_{top} per segnale s (canale- t) e fondi b (W+jet e $t\bar{t}$)	29
3.5	Tagli sulla variabile $ \eta_j $ per segnale s (canale- t) e fondi b (W+jet e $t\bar{t}$)	29
3.6	Numero di eventi dopo la selezione finale.	30

Bibliografia

- [1] *LHC machine*, 2008 JINST 3 S08001
http://jinst.sissa.it/LHC/LHCmachine/2008_JINST_3_S08001.pdf.
- [2] The ALICE experiment at the CERN LHC, 2008 JINST 3 S08002
http://jinst.sissa.it/LHC/ALICE/2008_JINST_3_S08002.pdf.
- [3] The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008 JINST 3 S08003
http://jinst.sissa.it/LHC/ATLAS/2008_JINST_3_S08003.pdf.
- [4] The CMS Experiment at the CERN LHC, 2008 JINST 3 S08004
http://jinst.sissa.it/LHC/CMS/2008_JINST_3_S08004.pdf.
- [5] The LHCb Detector at the LHC, 2008 JINST 3 S08005
http://jinst.sissa.it/LHC/LHCb/2008_JINST_3_S08005.pdf.
- [6] The CMS Collaboration, The CMS tracker system project: technical designreport, CERN-LHCC-98-006
<http://cdsweb.cern.ch/record/368412>.
- [7] The CMS Collaboration, Performance and operation of the CMS electromagnetic calorimeter, *Journal of Instrumentation* 5 (2010).
doi:10.1088/17480221/5/03/T03010.
- [8] The CMS collaboration, The hadron calorimeter project: technical design report, CERN-LHCC-97-031
<http://cdsweb.cern.ch/record/357153>.
- [9] The CMS collaboration, The CMS muon project, technical design report, CERN-LHCC-97-032
<http://cdsweb.cern.ch/record/343814>.
- [10] The CMS collaboration, The TriDAS project, technical design report. Volume2: Data acquisition and high-level trigger technical design report,

CERN-LHCC-2002-026
<http://cdsweb.cern.ch/record/578006>.

- [11] P. Langacker, Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics, arXiv:0901.0241
- [12] J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, Gauge Theory in Particle Physics (Vol 1), Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia. I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, Gauge Theory in Particle Physics (Vol 2), Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- [13] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
- [14] N.Cabibbo, Phys.Rev.Lett.10, 531 (1963).
- [15] M. Kobayashi and T.Maskawa, Prog.Theor.Phys.49, 652(1973).
- [16] L.L. Chau and W.Y.Keung,Phys.Rev.Lett.53,1802(1984).
- [17] S. Glashow, Partial-Symmetries of weak interactions, Nuclear Physics, 22:579-588, (1961).
- [18] S. Wienberg, A model of leptons, Phys. Rev. Lett., 19:1264-1266, (1967).
- [19] G. Zweig, An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking, Technical Report CERN-TH-401, CERN, Geneva, (1964).
- [20] M.Y.Han and Y.Nambu, Three-triplet model with double SU(3) symmetry, PhYs.Rev.,139:B1006-B1010, (1965).
- [21] O.W.Greenberg, Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons, Phys.Rev.Lett., 13:589-602, (1964).
- [22] The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaboration, First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass
<http://arxiv.org/abs/1403.4427>.
- [23] G. J. Feldman and R. D. Cousins, A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals, Phys. Rev. D57 (1998) 3873, doi:10.1103/PhysRevD.57.3873, arXiv:physics/9711021.
- [24] M. Brucherseifer, F. Caola, and K. Melnikov, On the NNLO QCD corrections to single-top production at the LHC, Phys. Lett. B 736 (2014) 5863, doi:10.1016/j.physletb.2014.06.075, arXiv:1404.7116.

- [25] R. Frederix, E. Re, and P. Torrielli, Single-top t-channel hadroproduction in the four-flavour scheme with POWHEG and aMC@NLO, JHEP 09 (2012) 130, doi:10.1007/JHEP09(2012)130, arXiv:1207.5391.
- [26] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP 05 (2006) 026, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [27] J. Allison et al., Geant4 developments and applications, IEEE Transactions on Nuclear Science 53, 1 (2006) 270.
- [28] CMS Collaboration, Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET, CMS Physics Analysis Summaries, CMS-PAS-PFT-09-001.
- [29] M.Pioppi. Iterative Tracking. CMS Internal Note 2007/065 (2008),2008.
- [30] P.Billoir et al., Track Element Merging Strategy and Vertex Fitting in Complex Modular Detectors. 1985.
- [31] 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.
- [32] CMS Collaboration, Identification of b-quark jets with the CMS experiment, JINST 8(2013) P04013, doi:10.1088/1748-0221/8/04/P04013.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare i miei relatori Prof. G. De Nardo e Dott. L. Lista per la grande disponibilità e cortesia dimostratami, per i loro proficui consigli e per il tempo che mi hanno dedicato.

Un ringraziamento speciale va al Dott. A.O.M. Iorio che mi ha seguito e guidato in questo percorso, sempre pronto a sostenermi e a smorzare i momenti di tensione e che mi ha reso partecipe del suo sapere fornendo un valido contributo alla mia crescita culturale.

Un grande grazie va ai miei genitori che mi hanno cresciuta con tanto amore e valori, che mi hanno permesso di scoprire la mia passione per la conoscenza e hanno finanziato il mio percorso di studio, permettendomi di raggiungere questo traguardo.

Un ringraziamento particolare va ai miei fratelli.

Grazie a Paolo che mi ha insegnato a dare il giusto valore alla vita e a tutto ciò che di bello abbiamo, e grazie a Maria Felicia che mi ha donato gioia e tanta allegria, anche nelle giornate più grigie.

Uno speciale e grande grazie va a Salvatore che mi è stato sempre vicino, che mi ha sostenuto e incoraggiato nei momenti di difficoltà e mi ha donato un amore puro ed immenso.

Grazie ai miei colleghi di corso per aver condiviso con me la passione verso la fisica e le giornate di studio intenso.

Grazie ai miei amici che hanno portato colore e allegria alla mia quotidianità e hanno condiviso con me le loro passioni e punti di vista facendomi crescere come persona e donna.