

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

Misura della sezione d'urto di produzione del
quark top singolo nel t -channel a 8 TeV con
eventi a 2 b-jet nell'esperimento CMS ad LHC

Relatori:

Ch.mo Prof. Crisostomo Sciacca
Dott. Luca Lista
Dott. Alberto Orso Maria Iorio

Candidato:

Agostino De Iorio
Matricola N85/234

A.A. 2013/2014

Alla mia famiglia

Indice

Introduzione	1
1 Il Modello Standard	3
1.1 Le particelle del Modello Standard	3
1.2 Le interazioni elettrodeboli	5
1.3 Le interazioni forti	7
2 LHC e l'esperimento CMS	8
2.1 Large Hadron Collider	8
2.2 L'esperimento CMS	11
2.2.1 Il Tracker	12
2.2.2 Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)	13
2.2.3 Il calorimetro adronico (HCAL)	14
2.2.4 Il magnete superconduttore	14
2.2.5 I rivelatori muonici	14
2.2.6 Sistema di trigger	15
3 La fisica del quark <i>top</i>	16
3.1 Il quark top	16
3.2 Processi di produzione	16
3.3 Decadimento del quark top	17
3.4 Il quark top nel <i>t</i> -channel	18
4 Misura della sezione d'urto	21
4.1 Selezione e ricostruzione degli eventi	22
4.1.1 Ricostruzione del quark top	24
4.2 Studi del modello di segnale e delle sue proprietà	25
4.3 <i>Cut and count</i> e stima del fondo	29

INDICE	2
4.4 Misura della sezione d'urto	32
4.5 Stima degli errori	33
Conclusioni	35
Ringraziamenti	i
Lista delle immagini	ii
Elenco delle figure	ii
Bibliografia	iv

Introduzione

LHC (Large Hadron Collider) è il più grande acceleratore di particelle per la collisione di fasci protone-protone fino ad oggi realizzato. Grazie all'elevata energia nel sistema del centro di massa dei protoni ed al gran numero di eventi al secondo prodotti, LHC consente la produzione e lo studio di particelle elementari con massa elevata, come, ad esempio, il quark top.

Il quark top è di gran lunga il più pesante dei sei quark previsti dal Modello Standard (MS), tanto che, solo nel 1995, con l'acceleratore Tevatron del Fermilab, è stato possibile raggiungere un'energia nel centro di massa sufficiente a produrre coppie di top-antitop. Una caratteristica peculiare che contraddistingue il quark top dagli altri è che non partecipa alla formazione di adroni, conseguenza del fatto che ha un tempo di decadimento inferiore ai tempi tipici delle interazioni forti, responsabili dell'adronizzazione. Il quark top ricopre un ruolo cruciale all'interno del MS della fisica delle particelle: misure di precisione delle sue proprietà e di quelle dei suoi meccanismi di produzione permettono di consolidare la nostra conoscenza del MS e di cercare deviazioni dal comportamento atteso dovute a nuova fisica. LHC permette di produrre una quantità di quark top al secondo di circa cento volte superiore rispetto a Tevatron, grazie alla più alta energia disponibile nel centro di massa ed alla maggiore luminosità istantanea, e permette di eseguire misure di precisione anche su processi elettrodeboli di produzione del quark top, molto rari a Tevatron.

Lo scopo di questo lavoro è la misura della sezione d'urto di produzione del top singolo nel t -channel con eventi a tre jet di cui due originati da quark b con i dati raccolti nel 2012 dall'esperimento CMS con energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

La tesi è strutturata nel modo seguente:

Capitolo 1: breve introduzione del Modello Standard delle particelle ele-

mentari.

Capitolo 2: descrizione e funzionamento di LHC e dell'esperimento CMS.

Capitolo 3: fisica del quark top.

Capitolo 4: misura della sezione d'urto effettuata e conclusioni.

Capitolo 1

Il Modello Standard

Introduzione

Il Modello Standard delle particelle elementari è una teoria che descrive le interazioni elettromagnetiche, deboli e forti tra particelle fondamentali. Esso fu introdotto, a partire dal 1961, con l'unificazione delle forze elettromagnetica e debole proposta da Glashow [1, 2, 3], a cui fu poi affiancata la CromoDinamica Quantistica (*Quantum ChromoDynamics*, o *QCD*) [4, 5, 6], che spiega l'interazione forte responsabile, ad esempio, della coesione dei nuclei atomici. Esso fu, infine, ampliato da Salam e Weinberg con l'inclusione del bosone teorizzato da Higgs, responsabile della massa delle particelle [7, 8], che diede alla teoria la sua forma completa. Negli anni il MS ha ricevuto diverse conferme sperimentali quali la scoperta del quark top, dei bosoni Z e W , del neutrino *tau* e del bosone di Higgs. Tuttavia questo modello non è idoneo a descrivere tutti i tipi di interazione in quanto non include una descrizione quantistica e relativistica dell'interazione gravitazionale e non prevede in alcun modo energia e materia oscura.

1.1 Le particelle del Modello Standard

Le particelle incluse nel Modello Standard si dividono in *fermioni* e *bosoni*: i primi hanno spin semi-intero ed obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac ed al principio di esclusione di Pauli, mentre i secondi hanno spin intero ed obbediscono alla statistica di Bose-Einstein. Le particelle fondamentali sono così classificate:

- leptoni;
- quark;
- bosoni di campo;
- bosone di Higgs.

I leptoni sono fermioni di spin $\frac{1}{2}$ e sono capaci di interazione elettromagnetica e debole. I leptoni di carica $\frac{Q}{e} = -1$, dove e è la carica dell'elettrone in valore assoluto, sono: *elettrone* (con massa $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$), *muone* ($m_\mu = 105.7 \text{ MeV}/c^2$) e *tauone* ($m_\tau = 1.78 \text{ GeV}/c^2$). Ad ognuno di essi è associato un neutrino, di cui esistono, quindi, tre diverse specie: neutrino elettronico ν_e , neutrino muonico ν_μ e neutrino tauonico ν_τ . Il Modello Standard prevede che tutti e tre abbiano massa nulla, anche se evidenze sperimentali indicano che potrebbero avere una massa diversa da zero, anche se molto piccola.

Ad ogni leptone corrisponde un antileptone, ossia una particella che ha la stessa massa del leptone ma ha tutti i numeri di carica invertiti.

I quark sono anch'essi fermioni di spin $\frac{1}{2}$ e sono capaci di interazione forte, debole ed elettromagnetica. Esistono sei diversi sapori per i quark: *up*, *down*, *strange*, *charm*, *beauty* o *bottom* e *top* o *truth*. Tre di questi, *down*, *strange* e *bottom* hanno carica $\frac{Q}{e} = -\frac{1}{3}$ e massa, rispettivamente, $3 \div 7 \text{ MeV}/c^2$, $\sim 95 \text{ MeV}/c^2$ e $4.2 \div 4.7 \text{ GeV}/c^2$. I restanti tre, *up*, *charm* e *top* hanno carica $\frac{Q}{e} = +\frac{2}{3}$ e massa rispettivamente $1.5 \div 3 \text{ MeV}/c^2$, $\sim 1.25 \text{ GeV}/c^2$ e $\sim 173 \text{ GeV}/c^2$. A tutti è associato il *numero quantico barionico* $B = \frac{1}{3}$. Tutte le proprietà sono riassunte nella tabella 1.1:

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

Tabella 1.1: Quark e loro principali proprietà

Ad ogni quark è associata un'antiparticella, *antiquark*, che ha identica massa e tutti i numeri quantici invertiti.

Nel Modello Standard, le interazioni sono interpretate come scambio di bosoni mediatori, o bosoni di campo:

- *fotoni*;
- *bosoni* W^\pm e Z ;
- *gluoni*.

I fotoni hanno spin 1 e massa nulla. Sono i mediatori delle interazioni elettromagnetiche.

I bosoni W^\pm e Z hanno spin 1, massa $m_{W^\pm} = 80.41 \text{ GeV}/c^2$ e $m_Z = 91.19 \text{ GeV}/c^2$ e carica elettrica rispettivamente e , $-e$ e 0 . Sono i mediatori delle interazioni deboli.

I gluoni hanno spin 1 e massa nulla. Sono i mediatori delle interazioni forti.

I quark si aggregano in stati legati formando *barioni* e *mesoni*. La gran parte della materia ordinaria è costituita da tre particelle fondamentali: u , d ed e .

In ultimo, il Modello Standard prevede l'esistenza di un altro bosone, il *bosone di Higgs*, la cui prima osservazione è stata riportata il 4 Luglio 2012 dai due esperimenti ATLAS e CMS presso il CERN con 4,9 sigma per CMS e 5 sigma per ATLAS. Esso ha una massa tra i 125 e i 126 GeV/c^2 e la sua scoperta è stata confermata il 6 marzo 2013 [9] [10].

1.2 Le interazioni elettrodeboli

Tutti i fermioni fondamentali sinistrorsi, ossia che hanno *elicità* negativa, possono interagire tramite interazione debole. Essa è, in genere, molto meno intensa degli altri tipi di interazione e, dunque, i processi che la coinvolgono sono molto meno frequenti di quelli di natura elettromagnetica o forte. Tutti i processi che coinvolgono neutrini sono deboli in quanto questi non sono portatori né di carica elettromagnetica né di carica forte. L'interazione debole è mediata dai bosoni W^\pm e Z e, a causa della loro massa, è a cortissimo range, $r \sim 10^{-18}m$. A seconda che l'interazione debole sia mediata dai bosoni W^\pm o da Z , il processo si definisce di corrente carica o corrente neutra. Un processo debole è descritto da un *grafico di Feynman* del tipo in figura 1.1. Il vertice fondamentale per l'interazione debole è $l\nu W$, per i leptoni, e $qq'W$,

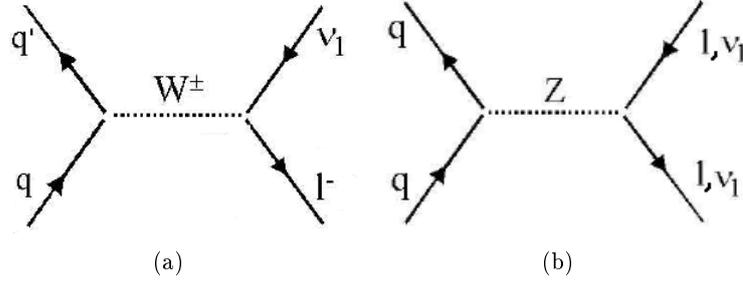


Figura 1.1: Esempi di processi di interazione debole di corrente: carica (a) e neutra (b).

per i quark, se si tratta di un processo di corrente carica, e llZ o $\nu_l\nu_l Z$, per i leptoni, e qqZ , per i quark, nel caso di processi di corrente neutra. Mentre nei processi di corrente neutra si conserva il sapore dei quark, nei processi di corrente carica non si conserva. Inoltre, le famiglie di quark liberi non coincidono con gli autostati dell'interazione debole, per via di un miscelamento di sapore regolato dalla matrice **CKM**, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \mathcal{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

dove

$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$

La matrice **CKM** è una matrice unitaria; gli elementi sulla diagonale principale sono molto prossimi a 1 e questo implica che, ad esempio, il quark q' di figura 1.1(a) ha un'alta probabilità di essere un quark d se l'altro quark al vertice è u , s se l'altro quark al vertice è c e t se l'altro quark al vertice è b .

L'interazione debole viola la conservazione di coniugazione di carica C , l'inversione di parità P e presenta anche una piccola violazione del prodotto CP . Dal **teorema CPT**, si ha che, per ristabilire la conservazione del prodotto CPT , l'interazione deve violare anche l'inversione temporale T . Le interazioni deboli sono regolate da una costante di accoppiamento α_w , che ha lo stesso valore di quella delle interazioni elettromagnetiche, il che

implica che per energie dell'ordine di 10^2 GeV i due tipi di interazioni possono essere unificate, come previsto dalla teoria dell'unificazione elettrodebole introdotta, nel 1968, da Glashow, Salam e Weinberg.

1.3 Le interazioni forti

L'interazione forte si manifesta solo tra quark e gluoni, che sono gli unici ad avere carica forte: il *colore*. Esistono tre diversi colori: *red* (R), *green* (G) e *blue* (B) ed i rispettivi anticolori. Poiché a livello di adroni il colore non si manifesta mai, si postula che il colore è confinato soltanto ai quark ed ai gluoni (*confinamento del colore*). Ogni quark è, quindi, portatore di un colore e si combina con altri quark in modo tale da formare un adrone incolore; invece i gluoni sono bicolore, portano un colore e un anticolore, e questo fa sì che possano esistere anche processi di interazione gluone-gluone. I vertici fondamentali sono rappresentati dai grafici di Feynman riportati nella figura 1.2. La teoria che descrive in modo completo i quark e i loro meccanismi



Figura 1.2: Vertici fondamentali dell'interazione forte

fondamentali è la *QCD*. Le interazioni forti sono invarianti per coniugazione di carica C , inversione di parità P e inversione temporale T . Esistono teorie che prevedono che, ad una scala di energia dell'ordine di 10^{15} GeV [12], le forze debole, elettromagnetica e forte diventano indistinguibili tra loro.

Capitolo 2

LHC e l'esperimento CMS

2.1 Large Hadron Collider

LHC, *Large Hadron Collider*, è il più potente acceleratore e collisore di adroni finora realizzato, costruito dall'Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare (CERN) al confine tra Francia e Svizzera, tra il 1998 ed il 2008, grazie alla partecipazione di oltre 10000 scienziati ed ingegneri, innumerevoli istituti di ricerca ed università con lo scopo di eseguire misure di precisione sulle previsioni del Modello Standard, di trovare un'evidenza del bosone di Higgs e di verificare l'esistenza di particelle supersimmetriche o di altre teorie oltre il Modello Standard.

Con i suoi 27 km circa di circonferenza, alloggiati in un tunnel ad una profondità variabile dai 45 ai 170 m , e la possibilità di far collidere protoni, attualmente, con un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$, è uno dei più avanzati centri di ricerca di fisica delle particelle al mondo [13]. È in corso un potenziamento della macchina per consentire collisioni con energia nel centro di massa di 14 TeV in vista di una nuova sessione di presa dati a partire dal 2015.

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 . Inoltre, i tubi sono mantenuti ad un vuoto di 10^{-6} mbar , mentre nella regione degli esperimenti il vuoto raggiunge i $10^{-10} \div 10^{-11} \text{ mbar}$. L'intero circuito è raffreddato dal più imponente impianto di refrigerazione al mondo con le sue 96 tonnellate circa di *elio 4 superfluido*. I fasci vengono immessi in LHC all'energia di 450 GeV , ottenuta tramite il complesso sistema di acceleratori successivi del CERN riportato in figura 2.1. Il primo step di accelerazione è LINAC 2 (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 . Il terzo step è PS (Proton Synchrotron) che aumenta l'energia fino a 26 GeV ; si passa, poi, a SPS (Super Proton Synchrotron) che porta i protoni a 450 GeV che vengono, infine, immessi nell'anello principale. Quest'ultimo, durante una sessione di circa 20 minuti, porta i fasci all'energia finale di 4 TeV , cioè ad una velocità di 0.999999991 c . LHC è entrato in funzione nel 2009 e negli anni 2010-2011 ha raccolto dati producendo collisioni con energia nel centro di massa di 7 TeV e nel 2012 di 8 TeV .

Un parametro importante di un acceleratore è la luminosità istantanea, che per un acceleratore adronico circolare è definita come nell'equazione 2.1:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi\sigma^*} F, \quad (2.1)$$

dove γ è il *fattore di Lorentz* per i protoni, f è la frequenza di rivoluzione, k_B è il numero di *bunches* di particelle incidenti per fascio, 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 scontrano i protoni. I valori numerici di questi parametri, per LHC, sono riportati in tabella 2.1.

parametro	valore numerico
γ	7461
f	11245 kHz
k_B	2835
N_p	1.05×10^{11}
σ^*	$16 \text{ }\mu\text{m}$

Tabella 2.1: Valori di progetto dei parametri della luminosità.

La luminosità è legata al numero di interazioni p-p tramite la relazione

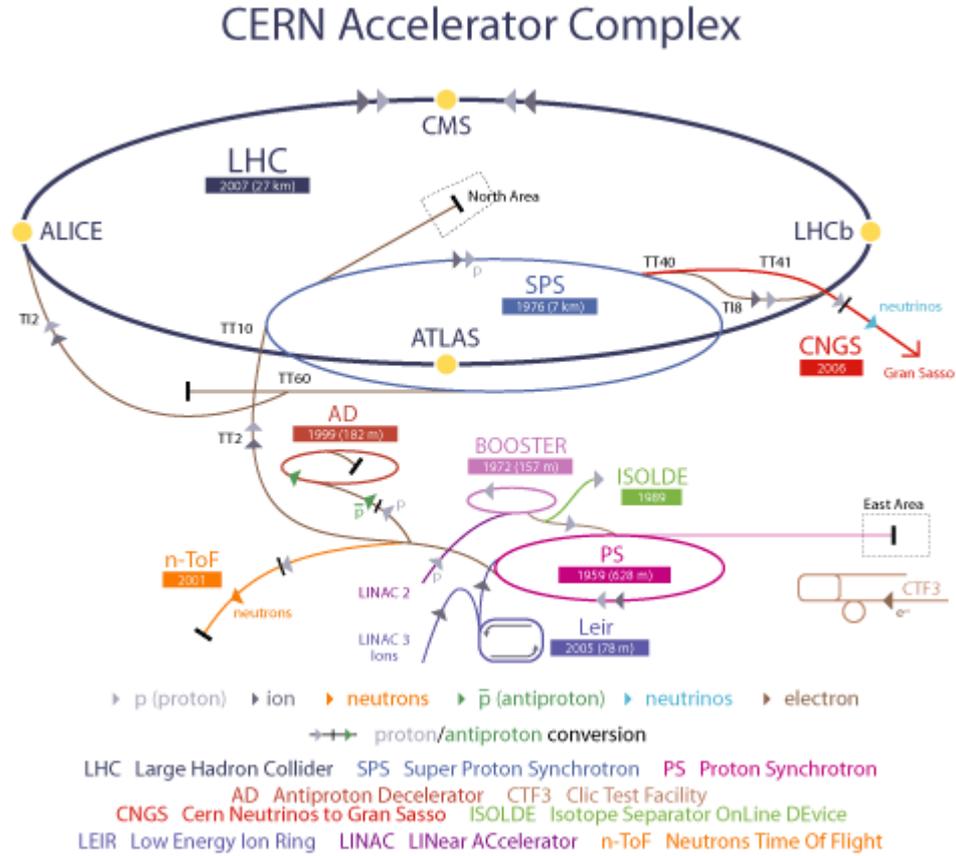


Figura 2.1: Il sistema di acceleratori del CERN.

2.2:

$$\mathcal{L}\sigma_{pp} = \frac{d\mathcal{N}}{dt}, \quad (2.2)$$

dove σ_{pp} è la sezione d'urto dell'interazione p-p. Integrando la luminosità istantanea nel tempo, si ottiene la luminosità integrata come nella formula 2.3:

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt. \quad (2.3)$$

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

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

- ALICE, *A Large Ion Collider Experiment*, è un esperimento che, per

mezzo della collisione di ioni pesanti, generalmente piombo, con un'energia nel centro di massa di 2.67 TeV , cerca di raggiungere temperature ed energia sufficienti per creare un plasma di quark e gluoni in cui queste particelle siano libere [14].

- ATLAS, *A Toroidal LHC Apparatus*, è un esperimento che si propone misure di precisione di meccanismi inclusi nel Modello Standard, la ricerca del bosone di Higgs e di particelle o meccanismi dovuti a nuova fisica. ATLAS è lungo 46 m , ha un diametro di 25 m ed è costituito da un complesso sistema di sottorivelatori capaci di ricostruire diversi tipi di particelle [15]. Nel Luglio 2012 ATLAS ha fornito prime evidenze sperimentali del bosone di Higgs.
- CMS, *Compact Muon Solenoid*, è descritto in dettaglio nella sezione 2.2.
- LHCb, *LHC-beauty*, è un esperimento progettato ed ottimizzato per lo studio delle proprietà e dei meccanismi di produzione del quark b [17]. Studia anche le variazioni di CP negli adroni che contengono il quark b per capire l'origine dell'asimmetria materia-antimateria. Inoltre, LHCb è l'unico dei quattro esperimenti in cui non si scontrano due fasci di uguale energia, ma uno è ad energia di regime e uno ad energia di iniezione (450 GeV).

2.2 L'esperimento CMS

CMS è, come ATLAS, un general-purpose-detector, in grado, cioè, di rivelare e ricostruire una gran varietà di particelle. La sostanziale differenza tra i due rivelatori sta nella forma dei magneti superconduttori, solenoidale per CMS, toroidale per ATLAS e, conseguentemente, del campo magnetico originato. CMS è stato progettato di modo da permettere un'ampia gamma di studi, tra cui la natura della rottura della simmetria elettrodebole per mezzo del meccanismo di Higgs e la ricerca del bosone di Higgs, la misura di precisione della fisica del Modello Standard e la ricerca di nuove particelle che potrebbero indicare l'esistenza di una nuova fisica. Per raggiungere questi obiettivi, CMS ha una complessa struttura di sottorivelatori, illustrata in figura 2.2, che permette di identificare diversi tipi di particelle, con una

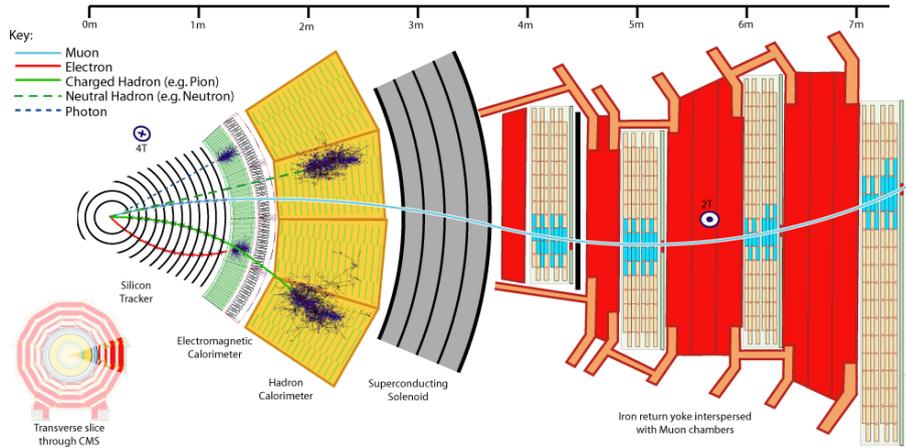


Figura 2.2: Sistema di sottorivelatori di CMS.

notevole risoluzione del loro momento su un vasto range di energia e di angolo.

CMS è costituito da una parte coassiale al fascio, *Barrel*, e due tappi, *Endcap*, che ne assicurano l'ermeticità. Procedendo dal centro verso l'esterno, come indicato in figura 2.3, si incontrano i seguenti dispositivi: un sistema di tracking in silicio, composto da pixel e strips, un calorimetro elettromagnetico (ECAL), un calorimetro adronico (HCAL), il magnete ed, infine, una struttura in ferro che propaga il campo magnetico alternata a camere muoniche.

CMS ha una simmetria cilindrica ed il sistema di coordinate è centrato nel punto in cui si incrociano i fasci, l'asse z è parallelo alla direzione del fascio, l'asse y è diretto in alto verso la superficie e l'asse x punta al centro della circonferenza di LHC. L'angolo azimutale ϕ è misurato a partire dall'asse x nel piano xy e la coordinata radiale in questo piano viene indicata con r . L'angolo polare θ è misurato a partire dall'asse z ; si usa, però, spesso, in luogo di θ , la *pseudorapidità* η , definita come $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$. Energia e momento trasversi mancanti sono misurati nel piano xy e vengono indicati con E_T^{miss} e p_T^{miss} .

2.2.1 Il Tracker

Il Tracker è studiato e costruito per rivelare la gran parte delle particelle cariche originate dalla collisione p-p; si sviluppa per 5.8 m in lunghezza e

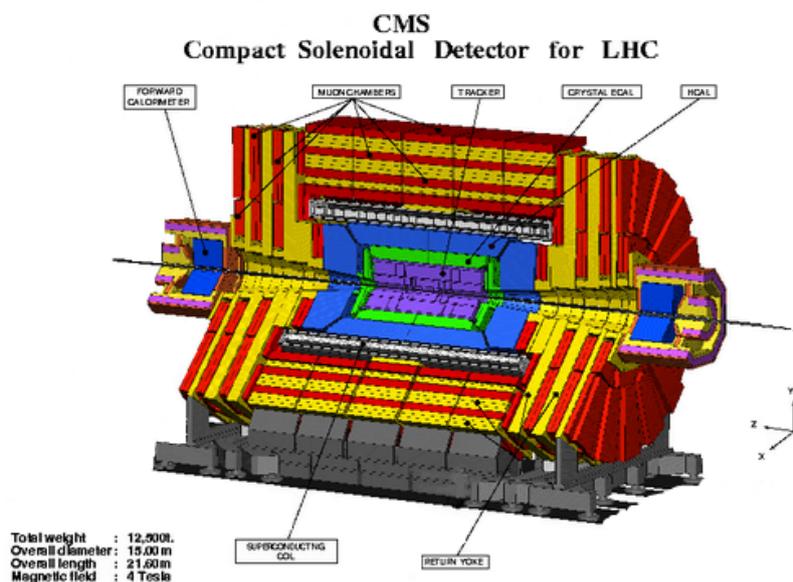


Figura 2.3: Vista di CMS.

1.25 m di raggio dal punto di interazione. Esso è composto da una parte più interna di rivelatori a pixel che si estendono, lungo r , tra 4.4 cm e 10.2 cm e una più esterna composta di rivelatori a microstrips fino a un raggio di 1.1 m . I rivelatori al silicio si trovano sia nel Barrel che negli Endcap e questo permette di avere un'accettanza in pseudorapidità $|\eta| < 2.5$.

2.2.2 Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)

Il calorimetro elettromagnetico permette di rivelare elettroni e fotoni ed è composto da 61200 cristalli di tungstato di piombo ($PbWO_4$) nel Barrel e 7324 in ognuno dei due Endcap. 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. Il calorimetro elettromagnetico si trova ad un raggio $r = 1.29 m$ ed occupa un volume di 8.13 m^3 per un peso totale di 67.4 t .

2.2.3 Il calorimetro adronico (HCAL)

Il calorimetro adronico permette di rivelare jet di adroni, neutrini ed altre particelle esotiche attraverso il calcolo dell'energia traversa mancante. È formato da due parti: una nel Barrel, che si sviluppa tra il raggio esterno del calorimetro elettromagnetico ($r = 1.77 m$) e il raggio interno del magnete superconduttore ($r = 2.95 m$), e una negli Endcap, e copre una pseudorapidità $|\eta| < 3$. Negli Endcap troviamo anche un altro tipo di calorimetro adronico, il *Forward Hadron Calorimeter*, il cui funzionamento si basa sull'*effetto Cerenkov*, per un'accettanza in pseudorapidità complessiva di $|\eta| < 5.2$.

2.2.4 Il magnete superconduttore

Il magnete superconduttore ha un diametro di circa $6 m$ ed una lunghezza di $12.5 m$ ed è costruito per raggiungere un campo magnetico di $4 T$. Il magnete è, poi, circondato da una struttura in ferro, iron yoke, costituita da 5 ruote ed i due Endcap, del peso complessivo di $10000 t$, che mantiene costante il flusso del campo magnetico. Lo scopo del magnete è quello di generare un campo in grado di curvare la traiettoria delle particelle cariche originate dalla collisione p-p: una particella con impulso maggiore riceve una minore curvatura; quindi, da una precisa misura del raggio di curvatura, si può risalire ad una misura del momento.

2.2.5 I rivelatori muonici

I rivelatori muonici servono per l'individuazione dei muoni, che hanno una scarsa interazione con i rivelatori più interni. Il sistema di rivelazione di muoni ha tre funzioni: riconoscimento dei muoni, misura del momento e triggering. La buona risoluzione del momento dei muoni ed il trigger sono possibili grazie all'intenso campo magnetico solenoidale ed alle barre di ritorno di flusso. Queste ultime permettono anche di assorbire gli adroni e di lasciar passare solo i muoni che vengono poi rivelati nelle camere muoniche. CMS usa tre diversi tipi di rivelatori per la misura della posizione e del momento dei muoni: camere a drift (Drift Tube Chambers, o DT), che misurano la posizione nel Barrel, camere a strip (Cathode Strip Chambers, o CSC), situate negli Endcap e camere a piatti resistivi (Resistive Plates Chambers, o RPC) situate sia nel Barrel che negli Endcap. Il sistema di rivelazio-

ne dei muoni ricopre una superficie di circa 25000 m^2 per un'accettanza in pseudorapidità $|\eta| < 2.4$.

2.2.6 Sistema di trigger

Alla luminosità di design di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si hanno una media di 17 eventi per bunch. Considerando che in un fascio i bunches hanno una frequenza di 25 ns, in ogni secondo ci sono circa un miliardo di eventi, le cui informazioni sono potenzialmente da immagazzinare. Ovviamente, questo flusso di informazioni non può essere gestito nè immagazzinato con gli attuali mezzi a disposizione e va quindi ridotto di un fattore 10^7 . Questo lavoro viene svolto da un trigger a due livelli: Level-1 (L1) e High Level Trigger (HLT); il primo è basato su un'elettronica appositamente creata ed il secondo su processori commerciali.

L1 usa i dati provenienti dai calorimetri e dai rivelatori muonici per l'identificazione di muoni, elettroni, jet ed energia trasversa mancante. HLT ha accesso alle informazioni conservate da L1 e le elabora riducendole ulteriormente di un fattore 10^3 per raggiungere i 100 eventi al secondo (100 Hz) che vengono, definitivamente, immagazzinati su supporto informatico.

Capitolo 3

La fisica del quark *top*

3.1 Il quark top

Il top è uno dei sei quark previsti dal MS ed è il più massivo tra tutte le particelle fondamentali note. La sua massa è $173.34 \pm 0.27(stat.) \pm 0.71(syst.) GeV/c^2$, ottenuta combinando le misure degli esperimenti ATLAS e CMS di LHC e CDF e D0 di Tevatron [18]. Il quark top possiede una carica elettrica $\frac{Q}{e} = \frac{2}{3}$ e una carica di colore, e decade esclusivamente per interazione debole con tempi dell'ordine di 10^{-25} s; questo fa sì che il quark top non si leghi ad altri quark nella formazione di adroni, processo che avviene per interazione forte con tempi all'ordine di 10^{-24} s. Inoltre il quark top ha un rapporto privilegiato con il bosone di Higgs, responsabile della massa di tutte le particelle fondamentali del MS.

3.2 Processi di produzione

Considerata l'elevata massa del quark top (dell'ordine di 170 volte quella di un atomo di idrogeno), occorrono energie molto grandi per produrlo e, attualmente, dopo la fine di presa dati a Tevatron, l'unica macchina in grado di raggiungere tali energie è LHC. I processi di produzione del quark top, tramite collisioni p-p, sono molteplici e variano a seconda di quale interazione interviene per la sua produzione.

Il principale processo di produzione dovuto ad interazione forte è la formazione di coppie *top-antitop*, ottenute con collisioni tra gluoni molto energetici o con annichilazioni quark-antiquark. I diagrammi di Feynman di questi

processi sono riportati in figura 3.1. Processi più rari di produzione, dovuta ad interazione debole di corrente neutra, di coppie top-antitop, sono quelli che hanno un fotone o bosone Z come mediatore.

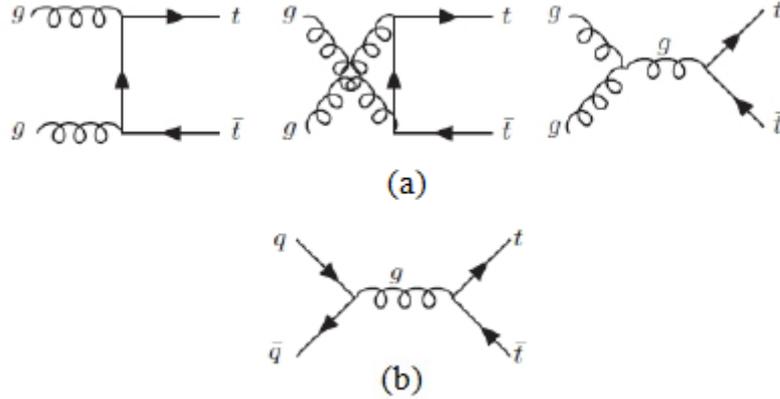


Figura 3.1: Produzione forte di coppie $t\bar{t}$: collisioni tra gluoni (a) ed annichilazione quark-antiquark (b).

I processi di interazione debole di corrente carica permettono, invece, di ottenere un quark top singolo; questo può avvenire in differenti canali: *s-channel*, *t-channel* e produzione associata tW .

L'*s-channel* consiste in un'annichilazione $q\bar{q}'$ che, tramite un bosone W , produce un quark top ed uno antibottom, come riportato in figura 3.2(a).

Il *t-channel* si ottiene da un quark bottom che produce un quark top scambiando un bosone W con un altro quark che, nel caso dell'interazione p-p, è per lo più di tipo up o down. Il quark b incidente proviene da una coppia $b\bar{b}$ formatasi dal decadimento di un gluone facente parte di uno dei due protoni coinvolti nella collisione, come riportato in figura 3.2(b).

La produzione associata tW consiste nell'interazione di un gluone con un quark b che restituisce un bosone W ed un quark top, come riportato in figura 3.2(c).

3.3 Decadimento del quark top

Mentre la produzione può avvenire sia per interazione forte che per interazione debole, il decadimento del quark top è esclusivamente debole. Il quark top decade, nella quasi totalità dei casi, in un quark bottom ed in un bosone W come riportato in figura 3.3.

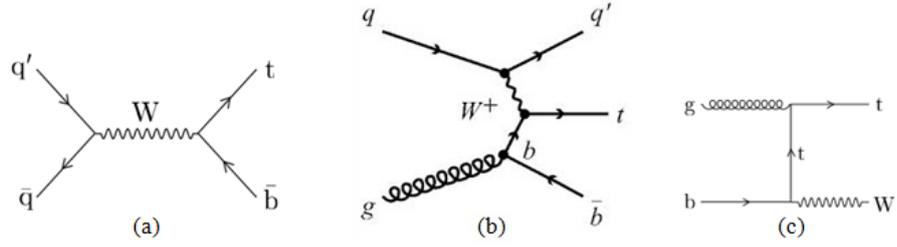


Figura 3.2: Produzione debole di top singolo: s -channel (a), t -channel (b) e produzione associata tW (c).

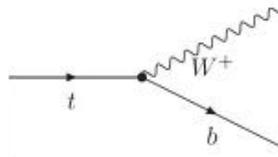


Figura 3.3: Decadimento del quark top.

Invece, decadimenti del tipo $t \rightarrow Ws$ e $t \rightarrow Wd$ sono rarissimi. Ciò si spiega considerando che $|V_{tb}| \gg |V_{ts}|, |V_{td}|$ e che il rapporto tra le frazioni di decadimento (*branching fractions*) in questo canale, definito come:

$$\mathcal{R} = \frac{B(t \rightarrow Wb)}{B(t \rightarrow Wq)} \quad (3.1)$$

ove q sta per la somma dei quark b, s e d , sia molto prossimo ad 1. L'equazione 3.1 assume anche la forma:

$$\mathcal{R} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2}. \quad (3.2)$$

Assumendo $|V_{tb}| = 0.999146$, una misura recente stima il limite inferiore di $\mathcal{R} > 0.955$ con un livello di confidenza del 95% [19].

3.4 Il quark top nel t -channel

Il processo studiato in questa tesi è la produzione del quark top singolo nel t -channel e suo successivo decadimento, considerando anche il quark antibottom, \bar{b} , proveniente dal decadimento del gluone nella coppia $b\bar{b}$, come riportato in figura 3.4.

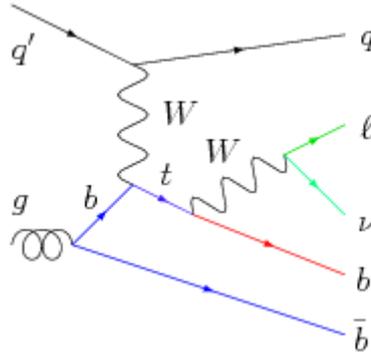


Figura 3.4: Produzione e decadimento del quark top nel t -channel.

Il t -channel è il principale canale di produzione debole del quark top singolo, mentre il suo processo di decadimento preferenziale è $t \rightarrow Wb$. 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 l'angolo V_{tb} della matrice CKM; $|V_{tb}|^2$, infatti, è collegato alla sezione d'urto da una relazione di proporzionalità diretta. Una stima della sezione d'urto di questo processo può darci indicazioni sulle deviazioni del MS dovute a nuova fisica, poiché è un'osservabile fortemente dipendente dalla teoria utilizzata.

Un'altra proprietà interessante da misurare 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 dalla formula 3.3:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 - \alpha \cos \theta^*, \quad (3.3)$$

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.

Grande importanza riveste la massa del quark top: il MS non dà una stima di questa grandezza ed è necessario misurarla sperimentalmente con la più alta precisione possibile. Inoltre, recenti studi sul bosone di Higgs concordano sul ruolo fondamentale che il quark top riveste nel meccanismo

di Higgs, responsabile della massa dei bosoni mediatori W^\pm e Z e di tutti i fermioni fondamentali del MS.

Un'ulteriore nota va fatta a proposito dell'asimmetria di carica della produzione quark top e antitop nel t -channel. I due rispettivi processi sono riportati in figura 3.5.

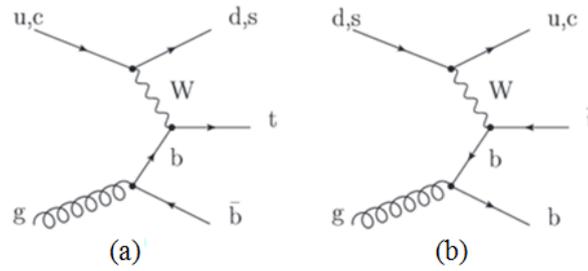


Figura 3.5: Produzione debole di corrente carica del quark top nel t -channel: quark top nel caso (a), quark antitop nel caso (b).

L'asimmetria nasce dal fatto che il processo in figura 3.5(a) 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) è più frequente rispetto al (b) e il loro rapporto è circa 2:1.

Capitolo 4

Misura della sezione d'urto

La fisica dei processi di produzione del quark top singolo nel t -channel, descritta nel capitolo 3, comporta che la topologia degli eventi si componga 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 Wb , di un muone e suo relativo neutrino, provenienti dal decadimento del bosone W . Infine, come riportato in figura 3.4, bisogna aggiungere un jet di adroni originato da un quark \bar{b} , proveniente dal decadimento di un gluone in una coppia $b\bar{b}$. Quest’ultimo b -jet è difficile da risolvere perché tende ad avere momento basso e pseudorapidità alta rispetto agli altri jet. Esistono già misure della sezione d’urto del processo di produzione di top singolo nel t -channel nel caso in cui il secondo b -jet non è risolto. Per una completa modellizzazione della fisica del top ed una più profonda comprensione dei meccanismi del MS, nasce l’esigenza di una misura della sezione d’urto nel caso con il secondo b -jet risolto. I processi che hanno in ingresso un quark leggero ed un quark b ed in uscita un quark leggero ed un quark top vengono indicati come processi $(2) \rightarrow (2)$; i processi con un quark leggero ed un gluone in ingresso e due quark b ed un quark leggero in uscita vengono indicati come processi $(2) \rightarrow (3)$. Siccome stiamo considerando un vertice di interazione in più rispetto al caso $(2) \rightarrow (2)$, il $(2) \rightarrow (3)$ è un processo di ordine superiore e, di conseguenza, più raro da osservare. Solitamente gli eventi provenienti dal processo $(2) \rightarrow (2)$ hanno due jet di adroni, di cui uno è b -tagged. Ci si riferisce a questo tipo di eventi come 2 jet 1 b -tagged. Inoltre, l’oggetto di questo studio sono gli eventi del processo $(2) \rightarrow (3)$ che hanno, in genere, tre jet, due dei quali provenienti da un quark b , ai quali ci si riferisce come

3 jet 2 b-tagged.

I processi di fondo (*background*), i cui eventi possono avere una topologia simile a quella del t -channel, sono: **W+jet**, ossia processi che producono un bosone W e jet di adroni, $t\bar{t}$, che presentano il decadimento di un quark top prodotto in coppia con un quark \bar{t} e **QCD multijet**, (detti anche brevemente QCD), eventi di interazione forte, come ad esempio $gg \rightarrow 2 \text{ jet}$.

4.1 Selezione e ricostruzione degli eventi

Per effettuare una misura esclusiva con il secondo b-jet risolto, gli oggetti fisici sono stati ricostruiti e selezionati nel seguente modo:

- **Particle Flow**: CMS utilizza un algoritmo che permette la ricostruzione in sequenza delle particelle in base ai sottorivelatori interessati nel loro riconoscimento detto *Particle Flow* (PF). Tale algoritmo consente una migliore prestazione nella misura dell'energia dei jet e dell'energia mancante [20].
- **Muoni tight**: si sono selezionati muoni con un momento trasverso $p_T > 26 \text{ GeV}/c$ con pseudorapidità $|\eta| < 2.1$. I muoni ricostruiti devono avere almeno cinque segnature nei tracker al silicio, una nei rivelatori a pixel e due nelle camere muoniche. Si introduce una variabile per rigettare i muoni provenienti dai decadimenti di adroni all'interno di un jet, detta variabile di isolamento, definita come:

$$I_{rel} = \frac{I^{ch.h} + \max((I^\gamma + I^{n.h} - I^{PU}), 0)}{p_T}, \quad (4.1)$$

dove $I^{ch.h}$, I^γ e $I^{n.h}$ sono la somma dell'energia trasversa depositata da adroni carichi stabili, fotoni e adroni neutri in un cono di misura $\Delta\mathcal{R} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$ attorno alla direzione del muone, mentre I^{PU} è un termine di somma dell'energia trasversa associata a tracce che non fanno parte del vertice principale di interazione ma che si usano per stimare il contributo di pile-up¹; si considerano muoni con $I_{rel} < 0.12$.

¹Eventi simultanei che non si sono riusciti a risolvere nè attraverso il trigger nè con algoritmi di ricostruzione i cui prodotti si sovrappongono con quelli dell'interazione primaria

- **Muoni loose:** con lo scopo di vietare che vengano selezionati eventi da processi concorrenti con due leptoni, come ad esempio il decadimento $t\bar{t}$, si definisce un secondo muone, detto muone loose, e si scartano eventi con due muoni, uno dei quali è riuscito a superare la selezione tight e l'altro quella loose. I muoni per questa restrizione hanno $p_T > 10 \text{ GeV}/c$, con pseudorapidità $|\eta| < 2.5$ e $I_{rel} < 0.2$.
- **Jet:** i jet sono ricostruiti usando l'algoritmo *anti- k_T* [21] con un cono di misura 0.5, prendendo in input le particelle ricostruite dal PF. Per ridurre la contaminazione da eventi di pile-up, le particelle cariche candidate non associate al vertice principale sono sottratte evento per evento; l'energia del jet è poi corretta con la quantità di energia depositata dagli adroni neutri di pile-up nella zona del jet. Vengono selezionati così jet con energia trasversa $E_T > 40 \text{ GeV}$ e con una pseudorapidità $|\eta| < 4.5$, con l'aggiunta di altri tagli richiesti dagli specifici algoritmi utilizzati per la ricostruzione. Un ulteriore taglio che si può apportare ai jet è il b-tagging, ossia si richiede che il jet sia il risultato della frammentazione di un quark b, utilizzando opportuni algoritmi che sfruttano la presenza di un secondo vertice di decadimento dei mesoni B , sia carichi che neutri, che può essere distinto dal vertice primario di interazione grazie al tempo di volo dei suddetti mesoni. Nel nostro caso è stato richiesto che due dei tre jet dell'evento superassero il b-tagging. I dettagli per gli algoritmi utilizzati per la selezione e la ricostruzione dei b-jet possono essere reperiti altrove [23]. Inoltre si utilizza un taglio in pseudorapidità di $|\eta| > 1.5$ per il jet originato dal quark leggero per ridurre la contaminazione dei fondi.
- **Massa trasversa del bosone W:** Per escludere la possibilità che i leptoni provengano da altri processi che non coinvolgono il decadimento leptonic del bosone W , come ad esempio i processi di QCD o multijet, si impone un taglio a $50 \text{ GeV}/c^2$, basato sul calcolo dell'energia trasversa mancante \cancel{E}_T , sulla sua massa ricostruita. Detta m_T la massa trasversa del bosone W , si ha:

$$m_T = \sqrt{(p_{T,l} + p_{T,\nu})^2 - (p_{x,l} + p_{x,\nu})^2 - (p_{y,l} + p_{y,\nu})^2}, \quad (4.2)$$

dove le componenti del momento trasverso del neutrino sono approssi-

mate dalle componenti dell'energia trasversa mancante \vec{E}_T .

Nella tabella 4.1 viene riportato il numero di eventi che hanno superato le selezioni fin qui discusse.

Processo	numero di eventi previsti
t -channel	406
$t\bar{t}$	2124
$Wjet + QCD$	126
Totale	2656
Dati	2731

Tabella 4.1: Numero di eventi previsti.

4.1.1 Ricostruzione del quark top

La presenza del quark top comporta un caratteristico picco nello spettro di massa invariante dei suoi prodotti di decadimento: il quark b , il leptone ed il neutrino. Mentre il muone può essere ricostruito direttamente nel rivelatore e il 4-momento del quark b può, in prima approssimazione, essere preso dal momento del b-jet, il neutrino interagisce debolmente con il detector, e quindi riesce a sfuggire alla rivelazione diretta. Bisogna, perciò, ricostruire prima il bosone W mediante l'energia del leptone e l'energia trasversa mancante, che si assume appartenga tutta al neutrino. La formula di ricostruzione della massa del bosone W è riportata nell'equazione 4.3:

$$m_W^2 = (E_l + \sqrt{E_T^2 + p_{z,\nu}^2})^2 - (p_{T,l}^2 + E_T^2) - (p_{z,l}^2 + p_{z,\nu}^2) \quad (4.3)$$

Questa equazione si risolve assumendo che il valore di m_W sia fissato a quello del PDG ed ammette due soluzioni:

$$p_{z,\nu} = \frac{\Lambda \cdot p_{z,l}}{p_{T,l}^2} \pm \sqrt{\frac{\Lambda^2 \cdot p_{z,l}^2}{p_{T,l}^4} - \frac{E_l^2 \cdot E_T^2 - \Lambda^2}{p_{T,l}^2}}, \quad (4.4)$$

dove

$$\Lambda = \frac{m_W^2}{2} + p_{T,l} \cdot E_T. \quad (4.5)$$

Può capitare che il termine sotto radice nell'equazione 4.4 sia negativo e che, di conseguenza, $p_{z,\nu}$ sia immaginario. Ciò non ha senso fisico e lo si evita

imponendo $\Lambda = 0$. In questo caso tra $p_{x,\nu}$ e $p_{y,\nu}$ c'è una relazione quadratica con due possibili soluzioni, tra le quali si sceglie quella con la minor differenza tra $p_{T,\nu}$ e E_T .

4.2 Studi del modello di segnale e delle sue proprietà

Per l'analisi svolta, sono stati selezionati eventi con 3 jet 2 b-tagged utilizzando dati raccolti nel 2012 da CMS con energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e una luminosità integrata di 19.7 fb^{-1} . Per questi eventi non si riesce a distinguere il jet del quark b , proveniente dal decadimento del quark top, da quello del quark \bar{b} , proveniente dal decadimento del gluone, e c'è bisogno, quindi, di un'analisi più approfondita per ricostruire esattamente le proprietà del quark top. Per semplicità, questa ottimizzazione si riferisce ai processi con un quark top nello stato finale, ma per la misura della sezione d'urto anche il processo coniugato di carica è considerato parte del segnale. La prima parte del lavoro consiste proprio nel cercare di selezionare il jet del quark b , ottenuto dal decadimento del quark top, con studi sulle simulazioni prodotte con il Montecarlo. Si sono analizzate diverse variabili, che hanno potenzialità di distinguere la natura del b-jet:

- massa del quark top, ottenuta ricostruendo il quadrivettore dell'impulso;
- coseno dell'angolo di polarizzazione del muone, $\cos\theta^*$, dove θ^* è l'angolo tra il muone e l'asse di spin del quark top;
- momento trasverso del b-jet;
- pseudorapidità del b-jet.

In figura 4.1 sono riportati gli istogrammi delle simulazioni di queste variabili ottenuti dalla simulazione, mostrando i casi in cui viene selezionato o meno il jet corretto per la ricostruzione del top.

In figura 4.1(a) si può notare come, quando si seleziona il b-jet giusto, il picco corrispondente alla massa del top sia molto più pronunciato e stretto. In figura 4.1(b), invece, le distribuzioni angolari ottenute dai due b-jet sono

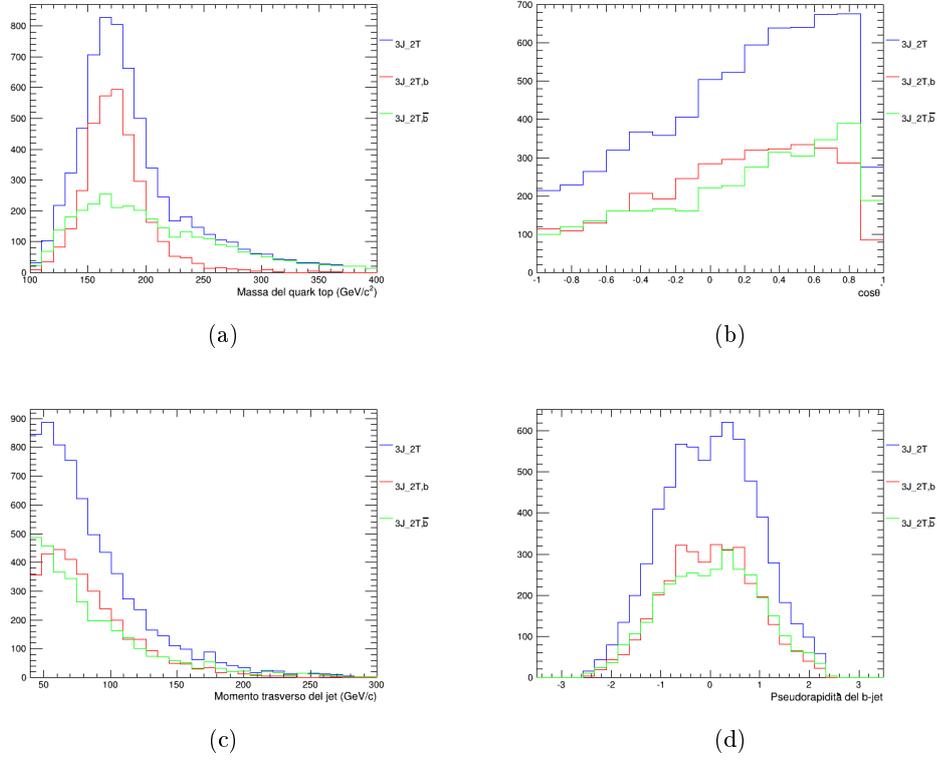


Figura 4.1: Istogrammi delle grandezze del quark top e dei suoi prodotti di decadimento: massa del quark top (a), coseno dell'angolo di polarizzazione del muone (b), momento trasverso del b-jet (c) e pseudorapidità del b-jet (d).

molto simili. Ciò si spiega considerando che, essendo l'angolo θ^* definito tra il muone ed il jet leggero nel sistema a riposo del quark top ricostruito da muone, \cancel{E}_T e b-jet, il boost da applicare dipende dalla scelta del b-jet. Tuttavia, il quark top è prodotto quasi fermo nel sistema di CMS, e le variazioni del momento tra il b-jet giusto e quello sbagliato comportano solo piccole variazioni del boost da applicare. Questo implica che anche la distribuzione di $\cos \theta^*$ è simile nei due casi.

Ricordando che il quark top ($m_t \simeq 173$) decade in una W ($m_W \simeq 81$) e un jet b, il b-jet giusto deve avere un'energia che è circa la metà della massa del quark top. In figura 4.1(c) si nota che il b-jet giusto ha un picco nella regione di momento trasverso tra i 50 ed i 70 GeV , mentre quello sbagliato ha un picco più pronunciato a basso momento ed uno spettro più ampio.

In figura 4.1(d) si vede che il b-jet giusto viene rivelato ad una pseudorapidità più bassa, mentre il b-jet sbagliato tende ad essere più inclinato lungo la direzione del fascio.

Dai grafici si osserva che la massa del quark top è molto sensibile a quale jet si usi per la sua ricostruzione. Essa è, potenzialmente, anche un'ottima discriminante tra i processi che contengono un quark top e quelli che non lo contengono; verrà, quindi, utilizzata per distinguere il segnale dal fondo. Tuttavia, le altre tre variabili possono essere utilizzate per associare correttamente il b-jet giusto al quark top. La variabile più sensibile, dopo la massa del top, è il momento trasverso del b-jet. Visto che i tre jet selezionati hanno meccanismi di produzione diversi, ci aspettiamo che abbiano energie diverse, come si è già visto in figura 4.1(c). Uno studio dettagliato dei momenti trasversi dei tre differenti jet può dare importanti indicazioni su quali proprietà debba avere il b-jet da utilizzare per la ricostruzione della massa del quark top.

In figura 4.2 sono riportati gli istogrammi per i casi in cui il b-jet giusto e il b-jet sbagliato abbiano momento, rispettivamente, maggiore, intermedio e minore tra quelli dei tre jet selezionati. Analizzando in dettaglio la figura 4.2(b) si vede che, selezionando il jet di momento intermedio, questo è nel 60% dei casi il b-jet giusto e presenta un picco tra i 50 ed i 70 GeV . La migliore scelta che si può operare sul b-jet ottenuto dal decadimento del quark top è, quindi, quella con momento trasverso intermedio. Questa eventualità si registra nel 70% dei casi.

Si vuole, ora, conoscere il momento del b-jet ottenuto dal decadimento del quark top nel restante 30% dei casi, ossia quando nessuno dei due b-jet ha energia intermedia. In questa situazione, si vuole capire se il b-jet del decadimento del quark top abbia momento trasverso maggiore o minore. Per operare la scelta più conveniente, si è graficata la massa del quark top usando il veto che nessuno dei due b-jet sia quello a momento trasverso intermedio. Si è, poi, analizzato l'andamento degli istogrammi quando si seleziona il b-jet giusto come riportato in figura 4.3(a).

Dagli istogrammi riportati in figura 4.3, si nota che c'è un leggero vantaggio quando si sceglie come b-jet del quark top quello con momento trasverso maggiore.

Per meglio risolvere questa ambiguità, si procede con lo studio dettagliato di un'altra variabile tra le due rimaste. Si è notato che la pseudorapidità

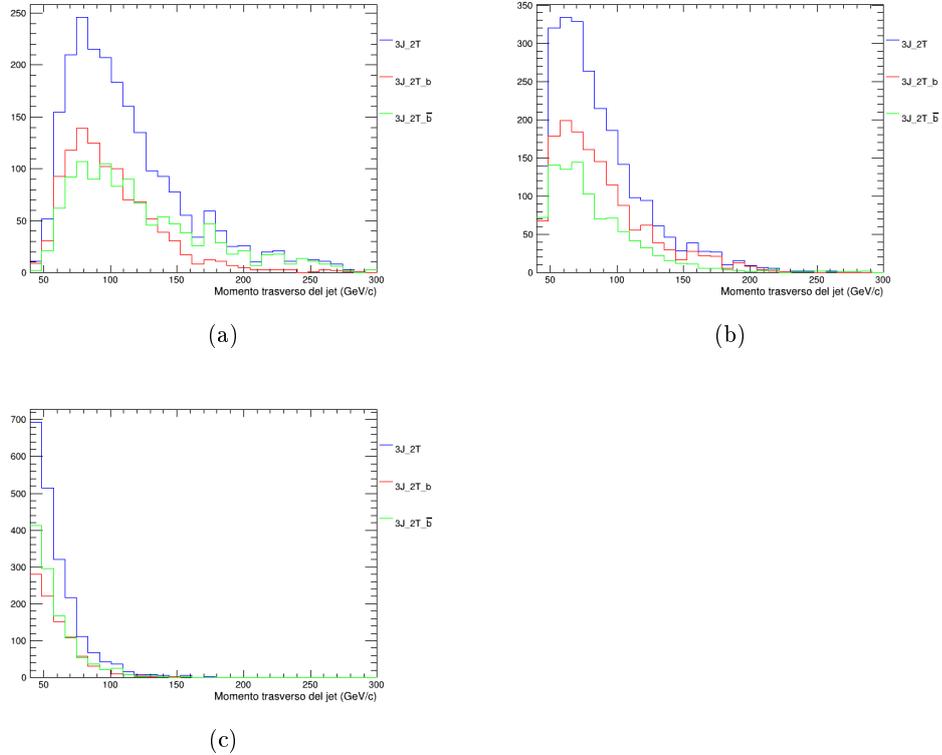


Figura 4.2: Istogrammi dei diversi momenti trasversi dei jet: b-jet con momento maggiore (a), b-jet con momento intermedio (b), b-jet con momento minore (c).

del b-jet è strettamente connessa con il momento trasverso e non aggiunge molte informazioni a quelle che già ottenute con il momento trasverso. Si è, allora, concentrata l'attenzione su $\cos\theta^*$.

In figura 4.4(a) è riportato il confronto degli istogrammi di $\cos\theta^*$, ottenuti selezionando il b-jet giusto nel caso in cui il b-jet ha momento trasverso maggiore ed in quello in cui ha momento trasverso minore.

Data la forma degli istogrammi del momento trasverso dei b-jet e della massa del quark top finora visti, e quella del $\cos\theta^*$, la funzione che migliora il picco di massa del quark top si ottiene moltiplicando il momento trasverso del b-jet per l'inverso di $\cos\theta^*$. Così facendo, si riesce a selezionare un numero maggiore di eventi nella zona di picco e ad abbattere quello nelle code, come si può notare in figura 4.5.

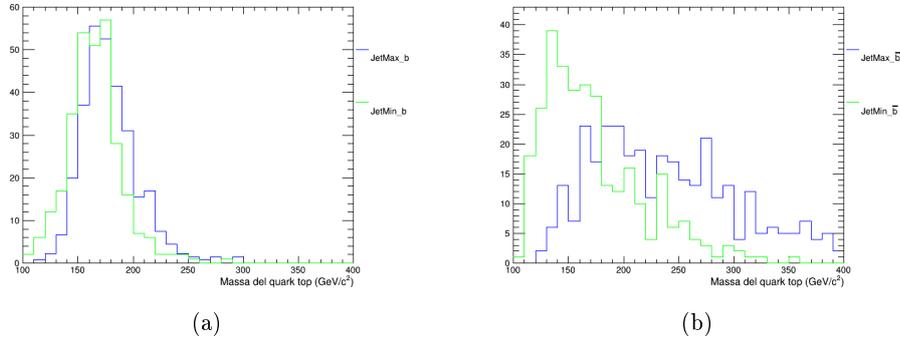


Figura 4.3: Confronto degli istogrammi di ricostruzione della massa del quark top ottenuti dai b-jet con maggiore e minore momento trasverso: nel caso di b-jet giusto (a) e di b-jet sbagliato (b).

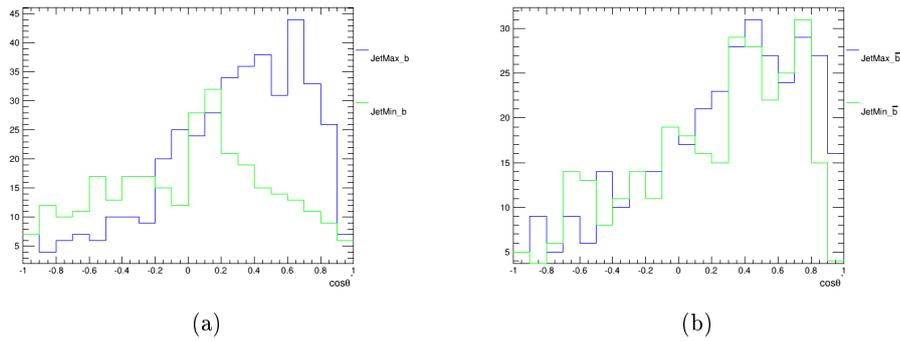


Figura 4.4: Confronto degli istogrammi di ricostruzione della massa del quark top ottenuti dai b-jet con maggiore e minore momento trasverso selezionando: il b-jet giusto (a) e il b-jet sbagliato (b).

Le selezioni fin qui effettuate sono state applicate solo sul segnale, il t -channel, considerando solo la produzione di quark top. Trovata la migliore selezione, si è estesa anche al caso in cui il quark singolo nel t -channel fosse un quark antitop, ai processi di fondo ed ai dati, come si può vedere in figura 4.6.

4.3 *Cut and count* e stima del fondo

Una volta ottimizzata la selezione per il b-jet del decadimento del quark top, si è proceduto alla stima del numero di eventi di segnale e di fondo.

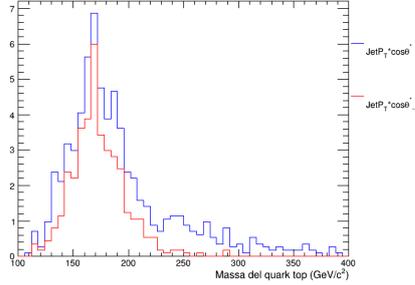


Figura 4.5: Confronto degli istogrammi di ricostruzione della massa del quark top ottenuti dal prodotto del momento del b-jet per il $\cos\theta^*$ selezionando entrambi i b-jet e quello giusto.

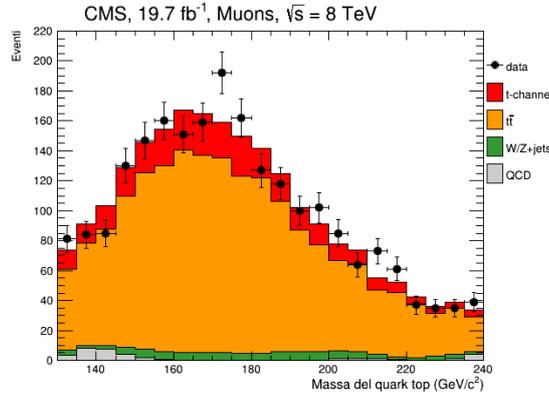


Figura 4.6: Ricostruzione della massa del quark top ottenuta utilizzando la selezione studiata.

Il numero di eventi di segnale è stato stimato con la tecnica *cut and count*, effettuata dividendo ulteriormente il campione 3 jet 2 b-tagged in due regioni, una che delimita la zona del picco, *signal region* o *SR*, e l'altra che comprende le code delle distribuzioni, detta *sideband* o *SB*. Si effettua così un taglio nella massa del top, scelto ottimizzando la significatività come riportata nella formula 4.6:

$$\frac{\text{numero eventi di segnale } SR}{\sqrt{\text{numero eventi di segnale } SR + \text{numero eventi di fondo } SR}}, \quad (4.6)$$

dove gli eventi di fondo sono quelli dei processi *Wjet*, *t \bar{t}* e *QCD*. Si è ottimizzata la selezione per massimizzare la significatività sul Montecarlo ed il risultato ottenuto è l'intervallo (130, 240). Selezionato l'intervallo si è pro-

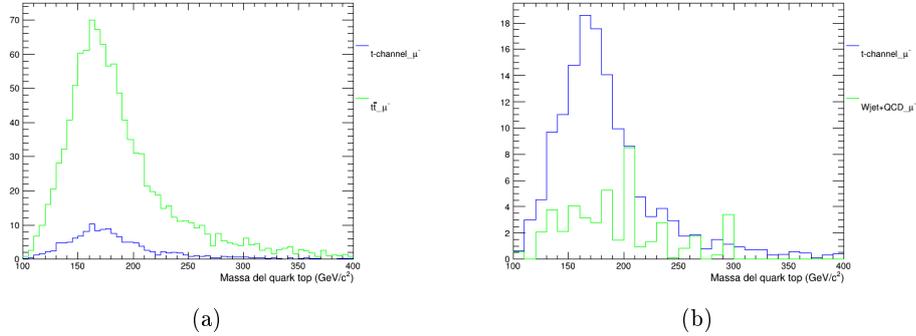


Figura 4.7: Confronto degli eventi selezionati nel t -channel e nel $t\bar{t}$ (a) e nel $Wjet + QCD$ (b).

ceduto con la stima del fondo. L'obiettivo è quello di capire quanti sono gli eventi "concorrenti" che superano le selezioni e quanti sono invece quelli che effettivamente costituiscono il nostro segnale. Per ridurre l'incertezza dovuta alla modellizzazione di $Wjet$, $t\bar{t}$ e QCD si è utilizzata una stima del fondo dalla SB. Come si vede in figura 4.7, questa scelta risulta particolarmente conveniente, in quanto, fuori dall'intervallo scelto, gli eventi di segnale rappresentano solo una piccola percentuale di tutti quelli selezionati nei dati. Si può, perciò, ricavare il numero di eventi di segnale selezionati nei dati nella SR nel modo seguente:

- si ricava una stima di eventi di $Wjet + QCD$ dalla SB sottraendo al numero di eventi dei dati nella SB, il numero di eventi previsto per gli eventi di segnale e di $t\bar{t}$. Questa stima è fatta utilizzando solo gli eventi con un muone di carica negativa, allo scopo di ridurre il contributo degli eventi di segnale che intervengono nella stima. Come descritto nel capitolo 3, la sezione d'urto di produzione di quark antitop nel t -channel è circa la metà di quella del quark top.
- Si propaga il risultato, ottenuto nella SB con muoni negativi, nella SR sia per muoni negativi che positivi, facendo il rapporto tra il numero di eventi di $Wjet + QCD$ misurati nella SB e quelli previsti per i quark antitop; successivamente questo rapporto viene moltiplicato per il numero di eventi di $Wjet + QCD$ previsto nella SR sia per quark top che antitop.

- Si calcola il numero di eventi di t -channel misurati nella SR sottraendo al numero di eventi complessivo dei dati nella SR quelli previsti per $t\bar{t}$, nella SR, e quelli misurati di $Wjet + QCD$, nella SR.

Quanto detto è riassunto nella formula 4.7:

$$\mathcal{N}_{t-ch}^{SR,obs} = \mathcal{N}_{dati}^{SR,obs} - \mathcal{N}_{t\bar{t}}^{SR,exp} - \frac{\mathcal{N}_{dati,\mu^-}^{SB,obs} - \mathcal{N}_{t-ch,\mu^-}^{SB,exp} - \mathcal{N}_{t\bar{t},\mu^-}^{SB,exp}}{\mathcal{N}_{Wjet+QCD,\mu^-}^{SB,exp}} \cdot \mathcal{N}_{Wjet+QCD}^{SB,exp} \quad (4.7)$$

Il risultato ottenuto per la stima degli eventi nel t -channel è:

$$\mathcal{N}_{t-ch}^{SR,obs} = 330.$$

4.4 Misura della sezione d'urto

Ricordando l'equazione 2.2 di pagina 10, si può ottenere una relazione tra il numero di eventi e la sezione d'urto del processo in studio. Integrando quest'ultima nel caso del t -channel, otteniamo:

$$\mathcal{L}_{int} \cdot \sigma_{t-ch} = \mathcal{N}_{t-ch}. \quad (4.8)$$

La luminosità è un parametro dell'acceleratore e la luminosità integrata è un parametro misurato a CMS con una precisione del 2.6%. Quindi, per gli eventi osservati, vale la relazione:

$$\mathcal{L}_{int} \cdot \sigma_{t-ch}^{obs} \cdot \epsilon \cdot \alpha = \mathcal{N}_{t-ch}^{obs}, \quad (4.9)$$

dove ϵ è l'efficienza dei tagli effettuati e α è l'accettanza nel detector, che riducono il numero di eventi osservati, mentre per gli eventi previsti ed ottenuti mediante simulazioni Montecarlo vale la:

$$\mathcal{L}_{int} \cdot \sigma_{t-ch}^{exp} \cdot \epsilon \cdot \alpha = \mathcal{N}_{t-ch}^{exp}. \quad (4.10)$$

Per le simulazioni ottenute dal modello teorico del processo, la luminosità viene scalata di modo da essere uguale a quella del campione di dati raccolto; se si assumono l'accettanza e l'efficienza dei tagli dal Montecarlo, si giunge alla relazione tra la sezione d'urto teorica e quella sperimentale:

$$\sigma_{t-ch}^{obs} = \frac{\mathcal{N}_{t-ch}^{obs}}{\mathcal{N}_{t-ch}^{exp}} \cdot \sigma_{t-ch}^{exp}. \quad (4.11)$$

La sezione d'urto prevista dal MS per il processo di top singolo per eventi di t -channel è $\sigma_{t-ch}^{exp} = 87.2 \text{ pb}$. Dalla selezione adottata in questa analisi, si conoscono il numero di eventi sia previsti sia misurati, come qui di seguito riportati:

$$\mathcal{N}_{t-ch}^{exp} = 345 \quad \mathcal{N}_{t-ch}^{obs} = 330$$

Quindi, utilizzando la relazione 4.11, si calcola la sezione d'urto per eventi di quark top singolo nel t -channel:

$$\sigma_{t-ch}^{obs} = 83 \text{ pb}.$$

4.5 Stima degli errori

Sono, infine, stati calcolati gli errori, per le stime effettuate, nel seguente modo:

- **errore sulla stima del numero di eventi di segnale nella SR**

$\sigma_{\mathcal{N}_{t-ch}^{obs}}$: ottenuto con la procedura di seguito descritta:

- errore sul fondo $Wjet+QCD$: per la propagazione dalla sideband alla signal region si è usato un errore del 5% dovuto alla variazione del contributo relativo di $Wjet$ e QCD , oltre che alla variazione dovuta alla scala di energia dei jet.
- errore dovuto alla dimensione limitata del sample di dati raccolto: per gli eventi ottenuti dal detector, siccome questi si distribuiscono in modo Poissoniano, si ha un errore pari ad una sigma della distribuzione, ossia la radice quadrata degli eventi misurati.
- errore sul modello del segnale: per gli eventi di segnale previsti nella sideband allo scopo dell'estrazione dei fondi $Wjet$ e QCD si considera un errore del 15%.
- errore sul $t\bar{t}$: per gli eventi di $t\bar{t}$ si considera un errore sulla sezione d'urto del 3%.

L'errore sul numero di eventi è ottenuto come la radice quadrata della somma in quadratura dei suddetti errori.

- **errore sulla misura della sezione d'urto $\sigma_{\sigma_{t\text{-}ch}^{obs}}$** : ottenuto con le normali regole di propagazione degli errori di tipo statistico dalla formula 4.11.

Gli errori calcolati sono riportati in tabella 4.2:

Fonte di incertezza	errore in numero di eventi
Errore statistico	± 160
$t\bar{t}$	± 113
t -channel	± 35
$Wjet + QCD$	± 8
$\sigma_{\sigma_{t\text{-}ch}^{obs}}$	$\pm 50 \text{ pb}$

Tabella 4.2: Fonti di incertezza sulla misura del numero di eventi.

Conclusioni

Il risultato previsto per la sezione d'urto di produzione di top singolo nel t -channel a 8 TeV è $\sigma_{t-ch}^{exp} = 87.2_{-1.0-1.2}^{+2.8+2.0}\text{ pb}$ [24]. Una recente stima ottenuta considerando eventi 2 jet 1 b-tagged è di $83.6 \pm 2.3(stat.) \pm 7.4(syst.)\text{ pb}$ [25]. Il risultato trovato con l'analisi presentata in questa tesi è:

$$\sigma_{t-ch}^{obs} = 83 \pm 50\text{ pb}$$

consistente con i due precedenti valori. Questa stima è, però, affetta da un errore molto grande rispetto a quello nel 2 jet 1 b-tagged e questo è dovuto alla poca statistica per gli eventi 3 jet 2 b-tagged ed alla strategia usata, che non sfrutta a pieno la cinematica degli eventi di quark top singolo. Questa misura si può migliorare, quindi, in diversi modi:

- aumentando la statistica con criteri di selezione meno restrittivi sul b-tagging ed includendo anche il canale di decadimento del top in elettroni;
- per la selezione del quark top si può migliorare la selezione del b-jet usando simultaneamente le variabili, descritte ed utilizzate in questa tesi, in una discriminante di likelihood;
- per discriminare gli eventi dal fondo si possono sfruttare metodi di analisi multivariata e tecniche di inferenza statistica più avanzata, come un fit di maximum likelihood.

Va tuttavia rimarcato che la qui presente è la prima misura effettuata in maniera esclusiva in questo canale di decadimento, ed apre la strada a misure differenziali, quali, per esempio, quella della sezione d'urto in funzione del numero dei jet nell'evento o delle caratteristiche cinematiche del secondo quark b .

Ringraziamenti

Si conclude oggi un percorso durato tre anni, fatto di gioie, dolori, duro lavoro e grandi soddisfazioni. Lungo questo tragitto, però, non mi sono mai sentito solo perchè ci sono state molte persone a sostenermi, ad infondermi coraggio ed a consolarmi nei momenti meno felici.

Il mio primo pensiero va, inevitabilmente, alla mia famiglia, senza l'aiuto della quale non sarei mai arrivato qui dove mi trovo oggi; sempre pronta a sostenermi ed a condividere tutte le mie esperienze, dandomi una marcia in più per andare avanti. Molto importante è stato il supporto di Flavia, sempre al mio fianco nei momenti felici ma soprattutto in quelli difficili. Un ringraziamento speciale va al Prof. Sciacca, al Dott. Lista ed al Dott. Iorio, relatori di questa tesi, per la loro disponibilità ed il loro instancabile aiuto per permettermi di realizzare questo lavoro. Ringrazio anche tutti i miei amici e tutti i miei compagni di corso, sempre disponibili e pronti a porgere il loro aiuto nei momenti di difficoltà. Un grazie speciale va anche ai miei coinquilini, persone splendide, che sono felice di aver conosciuto e con cui sono felice di avere convissuto.

Elenco delle figure

1.1	Esempi di processi di interazione debole di corrente: carica (a) e neutra (b).	6
1.2	Vertici fondamentali dell'interazione forte	7
2.1	Il sistema di acceleratori del CERN.	10
2.2	Sistema di sottorivelatori di CMS.	12
2.3	Vista di CMS.	13
3.1	Produzione forte di coppie $t\bar{t}$: collisioni tra gluoni (a) ed annichilazione quark-antiquark (b).	17
3.2	Produzione debole di top singolo: s -channel (a), t -channel (b) e produzione associata tW (c).	18
3.3	Decadimento del quark top.	18
3.4	Produzione e decadimento del quark top nel t -channel.	19
3.5	Produzione debole di corrente carica del quark top nel t -channel: quark top nel caso (a), quark antitop nel caso (b).	20
4.1	Istogrammi delle grandezze del quark top e dei suoi prodotti di decadimento: massa del quark top (a), coseno dell'angolo di polarizzazione del muone (b), momento trasverso del b-jet (c) e pseudorapidità del b-jet (d).	26
4.2	Istogrammi dei diversi momenti trasversi dei jet: b-jet con momento maggiore (a), b-jet con momento intermedio (b), b-jet con momento minore (c).	28
4.3	Confronto degli istogrammi di ricostruzione della massa del quark top ottenuti dai b-jet con maggiore e minore momento trasverso: nel caso di b-jet giusto (a) e di b-jet sbagliato (b).	29

4.4	Confronto degli istogrammi di ricostruzione della massa del quark top ottenuti dai b-jet con maggiore e minore momento trasverso selezionando: il b-jet giusto (a) e il b-jet sbagliato (b).	29
4.5	Confronto degli istogrammi di ricostruzione della massa del quark top ottenuti dal prodotto del momento del b-jet per il $\cos\theta^*$ selezionando entrambi i b-jet e quello giusto.	30
4.6	Ricostruzione della massa del quark top ottenuta utilizzando la selezione studiata.	30
4.7	Confronto degli eventi selezionati nel t -channel e nel $t\bar{t}$ (a) e nel $Wjet + QCD$ (b).	31

Bibliografia

- [1] S. Glashow, “Partial-symmetries of weak interactions”, Nuclear Physics, 22:579-588, (1961).
- [2] Steven Weinberg, “A model of leptons”, Phys. Rev. Lett., 19:1264-1266, (1967).
- [3] N. Svartholm, “Elementary particle theory: relativistic groups and analyticity”, Nobel symposium.
- [4] G. Zweig, “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking”, Technical Report CERN-TH-401, CERN, Geneva, (1964).
- [5] M. Y. Han and Y. Nambu, “Three-triplet model with double SU(3) symmetry”, Phys. Rev., 139:B1006-B1010, (1965).
- [6] O. W. Greenberg, “Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons”, Phys. Rev. Lett., 13:598-602, (1964).
- [7] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”, Phys. Rev. Lett., 13:321-323, (1964).
- [8] Peter W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”, Phys. Rev. Lett., 13:508-509, (1964).
- [9] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. Phys.Lett.B, (2012).
- [10] CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. Phys.Lett.B, (2012).

-
- [11] Paul Langacker, “Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics”, Phys.Lett. High Energy Physics-Phenomenology, (2009), <http://arxiv.org/abs/0901.0241>.
- [12] Stephen Hawking, “A Brief History of Time”, Bantam, (1988).
- [13] “LHC machine”, Journal of Instrumentation 3 no.8, (2008) S08001. <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08001>.
- [14] ALICE Collaboration, K. Aamodt, et al., “The ALICE experiment at the CERN LHC”, Journal of Instrumentation 3 no.08, (2008) S08002. <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08002/>.
- [15] ATLAS Collaboration, G. Aad, et al., “The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider”, Journal of Instrumentation 3 no.08, (2008) S08003. <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08003>.
- [16] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, et al., “The CMS experiment at the CERN LHC”, Journal of Instrumentation 3 no.08, (2008) S08004. <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08004>.
- [17] LHCb Collaboration, A. A. Alves, et al., “The LHCb detector at the LHC”, Journal of Instrumentation 3 no.08, (2008) S08005. <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08005>.
- [18] The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaborations, “First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass”, <http://arxiv.org/abs/1403.4427>, (2014).
- [19] CMS Collaboration “Measurement of the ratio $\frac{B(t \rightarrow Wb)}{B(t \rightarrow Wq)}$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8TeV$ ”, <http://arxiv.org/abs/1404.2292>, (2014).
- [20] CMS Collaboration, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and E/T”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001, (2009).
- [21] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti- k_T jet clustering algorithm”, JHEP 04 (2008) 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, <http://arxiv.org/abs/0802.1189>.
- [22] CMS Collaboration, “Jet Performance in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7TeV$ ”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-10-003, (2010).

-
- [23] CMS Collaboration, “Commissioning of b-jet identification with pp collisions at $\sqrt{s} = 7TeV$ ”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-BTV-10-001, (2010).
- [24] Nikolaos Kidonakis, “Differential and total cross sections for top pair and single top production”, <http://arxiv.org/abs/1205.3453>, (2012).
- [25] CMS Collaboration “Measurement of the t-channel single-top-quark production cross section and of the $|V_{tb}|$ CKM matrix element in pp collisions at $\sqrt{s} = 8TeV$ ”, <http://arxiv.org/abs/1403.7366>, (2014).
- [26] Sito web CMS experiment. <http://cms.web.cern.ch/>.
- [27] Sito web del CERN. <http://home.web.cern.ch/>.
- [28] Sito web del gruppo CMS di Napoli. https://web2.infn.it/cms_napoli/.
- [29] Sito web LHC. <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.