

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Sezioni d'urto differenziali per la
produzione $t\bar{t}$ a 8 TeV nel canale puramente
adronico con CMS**

Relatore:
Prof. Andrea Castro

Presentata da:
Greta Ghelli

Anno Accademico 2015/2016

*Considerate la vostra semenza:
fatti non foste a viver come bruti,
ma per seguir virtute e canoscenza”.*
Dante Alighieri, *Inferno*.

Un ringraziamento particolare va al Professor Andrea Castro per la pazienza avuta nel seguirmi e per l'attenzione che mi ha costantemente dedicato durante tutto il lavoro.

Indice

1	Progressi della fisica delle particelle fino al SM e alle QFT	6
1.1	Tappe dello sviluppo della fisica delle particelle dal XVII secolo al 1900	6
1.2	Modello Standard e QFT	10
2	Acceleratori di particelle e LHC	16
2.1	Acceleratori lineari e circolari	16
2.2	LHC e esperimento CMS	19
2.3	Grandezze fisiche rilevanti	26
3	Il quark Top	30
3.1	Scoperta del quark top	30
3.2	Caratteristiche fisiche	31
3.3	Processi di produzione e decadimento	32
4	Analisi dei dati sperimentali	35
4.1	Dati e eventi simulati con il metodo Monte Carlo	35
4.2	Selezione degli eventi	37
4.3	Ricostruzione della massa del quark top negli eventi simulati $t\bar{t}$	43
4.4	Ricostruzione della massa invariante m_{top} e delle quantità di moto trasverse P_T nello stato finale $t\bar{t}$ attraverso un fit cinematico	45
4.5	Modello per il fondo	49
4.6	Template per il segnale e il fondo e fit di verosimiglianza	53
4.7	Misura della sezione d'urto differenziale	57
5	Discussione dei risultati sperimentali	60
5.1	Risultati ottenuti per la misura della sezione d'urto differenziale	60
5.2	Incertezze sistematiche	61
5.3	Conclusioni	63
	Elenco delle tabelle	68

Abstract

La sezione d'urto differenziale di produzione di coppie $t\bar{t}$ viene misurata utilizzando dati raccolti nel 2012 dall'esperimento CMS in collisioni protone-protone con un'energia nel centro di massa di 8 TeV e una luminosità integrata di 19.5 fb^{-1} .

La misura viene effettuata su eventi che superano una serie di selezioni applicate al fine di migliorare il rapporto segnale/rumore. In particolare, facendo riferimento al canale all-hadronic, viene richiesta la presenza di almeno sei jet nello stato finale del decadimento della coppia $t\bar{t}$ di cui almeno due identificabili con i quark b e \bar{b} .

Ottenuto un campione di eventi $t\bar{t}$ sufficientemente puro, si può procedere con un fit cinematico, che consiste nel minimizzare una funzione χ^2 in cui si considera tra i parametri liberi la massa invariante (m_{top}) associata ai quark top. Richiedendo $\chi^2 \leq 10$ si ricostruiscono le distribuzioni di m_{top} per gli eventi candidati, per il segnale, ottenuto mediante eventi simulati $t\bar{t}$, e per il fondo, modellizzato negando la presenza di jet con b-tag nello stato finale del decadimento della coppia $t\bar{t}$.

Con le suddette distribuzioni, attraverso un fit di verosimiglianza, si deducono le frazioni di segnale e di fondo presenti negli eventi. È dunque possibile riempire un istogramma di confronto tra gli eventi candidati e la somma di segnale+fondo per la distribuzione di m_{top} . Considerando l'intervallo di valori di m_{top} nel quale il rapporto segnale/rumore è migliore si possono ottenere istogrammi di confronto simili al precedente anche per la quantità di moto trasversa del quark top e la massa invariante e la rapidità del sistema $t\bar{t}$.

Infine, la sezione d'urto differenziale è misurata attraverso le distribuzioni di tali variabili dopo aver sottratto negli eventi il fondo.

Capitolo 1

Progressi della fisica delle particelle fino al SM e alle QFT

In questo capitolo vengono ripercorse le tappe storiche principali che hanno portato al quadro teorico attuale sulle interazioni e sulle particelle fondamentali. Successivamente si descrivono i punti salienti del Modello Standard e delle teorie di campo quantizzato.

1.1 Tappe dello sviluppo della fisica delle particelle dal XVII secolo al 1900

L'attuale concezione della materia iniziò a essere formulata a partire da Dalton (1766-1844) e Avogadro (1776-1856).

In accordo con la legge di conservazione della massa di Lavoisier (1743-1794) e con quella delle proporzioni definite di Proust (1754-1826) Dalton pensò che:

- La materia fosse composta da quantità, gli atomi, indivisibili e indistruttibili e che gli atomi di uno stesso elemento fossero identici e non potessero essere convertiti in atomi di altri elementi.
- Gli elementi si combinassero in precise proporzioni a formare i composti.

Avogadro invece formulò la seguente legge: uguali volumi di gas contengono lo stesso numero di molecole se mantenuti alla stessa temperatura e pressione. Segue che le relazioni tra le masse di volumi identici di gas differenti corrispondono alle relazioni tra le rispettive masse molecolari. All'epoca vi era ancora molta confusione circa la distinzione tra

atomi e molecole e il suo merito fu anche quello di chiarire, seppure usando altri termini, entrambi i concetti, sostenendo che anche le particelle più semplici fossero composte da molecole e queste ultime da atomi.

Iniziava a profilarsi la possibilità che esistesse una costante universale, che a posteriori fu chiamata costante di Avogadro.

Con l'invenzione della cella voltaica si studiò il fenomeno dell'elettrolisi descritto dalle leggi di Faraday (1791-1867) secondo le quali la massa di sostanza che viene liberata agli elettrodi è proporzionale alla carica elettrica che vi giunge. Faraday contribuì allo sviluppo non solo dell'elettrochimica, ma anche dell'elettromagnetismo con numerose scoperte tra cui l'induzione elettromagnetica.

Pochi decenni dopo venne studiata la conduzione elettrica nei gas utilizzando un tubo alle cui estremità si applicava una differenza di potenziale, in modo da causare un moto di deriva delle particelle che si sovrapponeva a quello dovuto all'agitazione termica. Per ottenere la presenza di ioni nel gas veniva utilizzato un agente ionizzante.

In condizioni di scarica e bassa pressione gli ioni positivi presenti nel gas residuo potevano raggiungere indisturbati il catodo e per effetto termoionico liberare elettroni. Tali particelle chiamate raggi catodici vennero rilevate dalla fluorescenza della parete di vetro opposta al catodo.

J.J. Thompson (1856-1940) studiò con il suo apparato, vedi Fig. 1.1, la deflessione dei raggi catodici causata da un campo elettrico e riuscì a determinare il rapporto $\frac{e}{m} = 1.76 \times 10^8$ C/g. Cambiando il gas tale rapporto rimaneva costante e pertanto i raggi catodici dovevano essere una componente dell'atomo indipendentemente dal tipo di gas. Questa fu la scoperta dell'elettrone. Millikan (1868-1953) ideò un esperimento che gli permise di misurare la carica dell'elettrone $e = 1.60217 \times 10^{-9}$ C.

Nello stesso periodo Becquerel (1852-1908) scoprì la radioattività naturale dallo studio di certi sali di uranio.

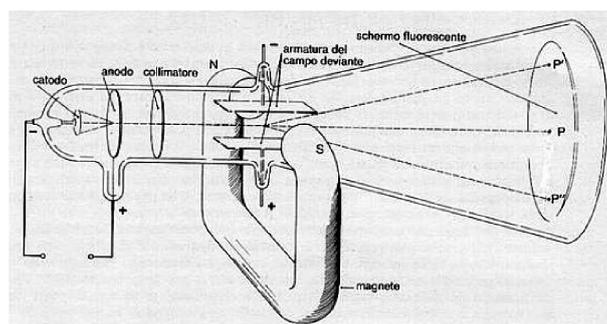


Figura 1.1: Rappresentazione dell'apparato sperimentale di J.J. Thompson

In seguito si svilupparono gli spettrografi che permisero di misurare la massa degli ioni positivi. Per esempio quello di Thomson utilizzava un fascio di ioni positivi passante attraverso un catodo forato e successivamente attraverso una zona in cui erano presenti un campo magnetico e un campo elettrico. Misurando la parabola descritta dalle particelle su una lastra fotografica si poteva notare che essa si allargava per gli ioni più leggeri. Tarando lo strumento con uno ione noto era perciò possibile ricavare le masse di vari tipi di ioni. Si scoprirono in questo modo gli isotopi.

Nel 1900 Planck (1858-1947) sostenne che gli scambi di energia nell'emissione e nell'assorbimento delle radiazioni elettromagnetiche avvenivano in forma discreta e non continua come invece accadeva secondo la teoria classica. Per spiegarlo egli introdusse il concetto di **quanti** di energia, ovvero quantità di energia finite e discrete, attraverso cui tali scambi avvenivano. In questo modo l'energia aveva una rappresentazione "granulare" come la materia.

Il quanto d'azione h o costante di Planck ha avuto un ruolo fondamentale nello sviluppo della successiva meccanica quantistica.

Pochi anni dopo Einstein (1879-1955) ipotizzò, nell'ambito della spiegazione dell'effetto fotoelettrico dei metalli, che la radiazione elettromagnetica fosse costituita da quanti di energia chiamati fotoni sostenendo quindi il concetto introdotto da Planck. Egli fornì anche una spiegazione quantitativa del moto browniano sostenendo che fosse una prova diretta della natura atomica della materia e che il valore medio del quadrato dello spostamento fosse la principale quantità osservabile. Perrin (1870-1942) verificò per la prima volta sperimentalmente i risultati di Einstein e ricevette il Nobel nel 1926. Sempre nel 1905 Einstein formulò la teoria della relatività ristretta che precedette di un decennio quella della relatività generale.

Nel 1911 Rutherford (1871-1937) propose un modello di atomo a cui giunse attraverso una serie di esperimenti in cui un fascio di particelle α colpiva un bersaglio costituito da sottili lamine d'oro. Tramite un rivelatore posto dietro/attorno al bersaglio calcolò la diffusione delle particelle α in funzione dell'angolo di deflessione. Il suo apparato è riportato in Fig. 1.2.

Alcune caratteristiche introdotte da Rutherford sono rimaste anche in modelli atomici successivi come l'idea che l'atomo fosse prevalentemente vuoto con la materia concentrata nel nucleo e la presenza di elettroni ruotanti intorno a esso. La logica sperimentale inaugurata da Rutherford è alla base anche degli esperimenti odierni seppure molto più complessi.

Successivamente Bohr (1885-1962) elaborò una teoria atomica che prevedeva livelli energetici quantizzati. Negli stessi anni venne enunciata la legge del *decadimento beta* che si configurava come la trasformazione di un neutrone in un protone con emissione di un elettrone. Solo successivamente si ipotizzò e poi si scoprì anche il neutrino ivi coinvolto. Nel 1922 Compton (1892-1962) studiò la diffusione dei raggi X a seguito dell'incontro con un ostacolo rilevando una diminuzione dell'energia in quelli diffusi. Per spiegare questi risultati, in contrasto con la teoria classica, trattò i fotoni come fossero particelle.

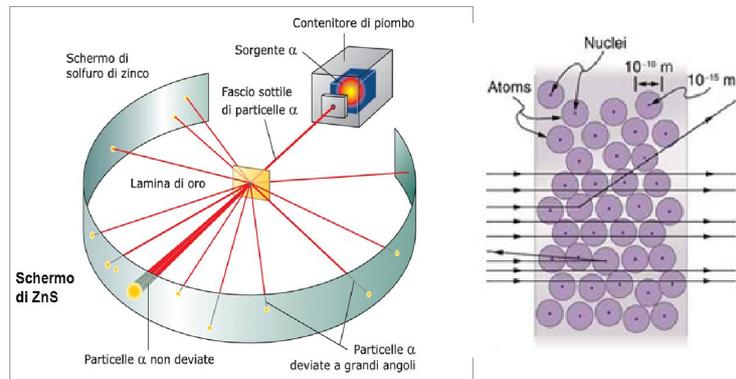


Figura 1.2: Rappresentazione dell'apparato sperimentale utilizzato da Rutherford per studiare la deflessione di un fascio di particelle α causata da sottili lamine d'oro.

Nel 1922 de Broglie (1892-1987) nella sua tesi di dottorato espose le sue innovative teorie sul comportamento ondulatorio della materia.

Nel 1925 Pauli (1900-1958) formulò il principio che da lui prese il nome e a partire da quell'anno Heisenberg (1901-1976), Schroedinger (1887-1961), Dirac (1902-1984) svilupparono la meccanica quantistica. Fu anche l'inizio della teoria quantistica dei campi con la quantizzazione del campo elettromagnetico.

L'energia dell'elettrone emesso nel decadimento beta non aveva un valore definito ma variabile secondo uno spettro caratteristico. Questa evidenza sperimentale era in contrasto con le leggi della conservazione dell'energia e dell'impulso secondo cui avrebbe invece dovuto avere un valore definito. Per mantenere valide tali leggi e spiegare i dati sperimentali Pauli ipotizzò che il decadimento beta producesse anche un'altra particella che chiamò neutrino.

Era noto che una radiazione ionizzante di origine cosmica raggiungeva la superficie terrestre e negli anni 30 si iniziò a studiarla con maggiore dettaglio distinguendo quella extraterrestre "raggi cosmici primari" da quella prodotta dall'interazione dei raggi primari con l'atmosfera che fu chiamata "raggi cosmici secondari". La fisica delle particelle dunque si sviluppò anche grazie allo studio dei raggi cosmici e, successivamente alla seconda guerra mondiale, con lo sviluppo degli acceleratori, la ricerca proseguì su entrambi i fronti: acceleratori e astrofisica particellare.

Nel 1932 Chadwick (1891-1974) scoprì il neutrone e Anderson (1905-1991) il positrone, la cui esistenza era stata predetta da Dirac tramite la sua equazione d'onda relativistica. Fermi (1901-1954) formulò nel 1933 la teoria riguardante le interazioni deboli. Essa spiegava anche la legge del *decadimento beta positivo* caratterizzato dall'emissione di po-

sitroni e osservato dai coniugi Curie nel 1934.

Yukawa (1907-1981) formulò invece nel 1935 la teoria delle interazioni forti. Seguirono negli anni successivi la scoperta del muone (1936), del pione (1947) e di moltissimi adroni (1947-1960).

Nel 1954 Yang e Mills svilupparono una teoria di gauge che è alla base dell'attuale Modello Standard delle interazioni fondamentali.

Il neutrino elettronico fu scoperto nel 1956 e tra il 1961 e il 1968 il Modello Standard fu formulato basandosi sulle teorie di gauge e con l'uso del meccanismo di Higgs. In particolare nel 1964 Murray, Gell-Mann e Zweig proposero il modello a quark. Nel frattempo l'esperimento condotto da Lederman, Schwartz e Steinberg dimostrò la differenza tra i neutrini prodotti da processi deboli con elettroni e quelli prodotti con muoni.

Negli anni settanta presso lo Stanford Linear Accelerator Center si riuscì a dimostrare che gli adroni sono stati legati di particelle corrispondenti ai quark. Si scoprirono il mesone J/ψ stato legato di quark charm-anticharm a seguito del quale il quark charm si aggiunse ai quark up, down e strange. Si scoprì il leptone τ e il mesone Υ stato legato di un nuovo quark il bottom con il suo antiquark. Seguì nel 1983 la scoperta dei bosoni W^+ , W^- , Z^0 da parte di C. Rubbia e S. Van Der Meer.

Nel 1995 giunse la verifica sperimentale dell'esistenza del quark top a completamento della terza famiglia di quark e nel 2000 si scoprì il neutrino ν_τ l'unica particella ancora mancante del Modello Standard. Infine nel 2012 a LHC si scoprì il bosone di Higgs.

1.2 Modello Standard e QFT

Il Modello Standard è un insieme di teorie che descrive le particelle e le interazioni fondamentali note finora. Come già detto, con la scoperta del quark top e del neutrino ν_τ si è completato il quadro delle particelle mentre solo tre delle interazioni fondamentali sono state descritte da una teoria di campo quantizzato (QFT). Sono state infatti sviluppate la Teoria Elettrodebole che riassume l'interazione debole ed elettromagnetica e la Cromodinamica Quantistica (QCD) per l'interazione forte, mentre non è stata ancora formulata quella riguardante la gravità. Esistono anche teorie che prevedono un'ulteriore unificazione della forza elettrodebole con quella forte: teorie di grande unificazione o GUT. Il quadro teorico attuale è schematizzato graficamente dal cubo di Okun, rappresentato in Fig. 1.3.

Il campo costituisce l'ente fisico fondamentale, si estende in una regione più o meno ampia di spazio e varia nel tempo. Il campo possiede e scambia quantità discrete di energia, quantità di moto, momento angolare, ecc., che sono indivisibili e sono chiamate quanti del campo.

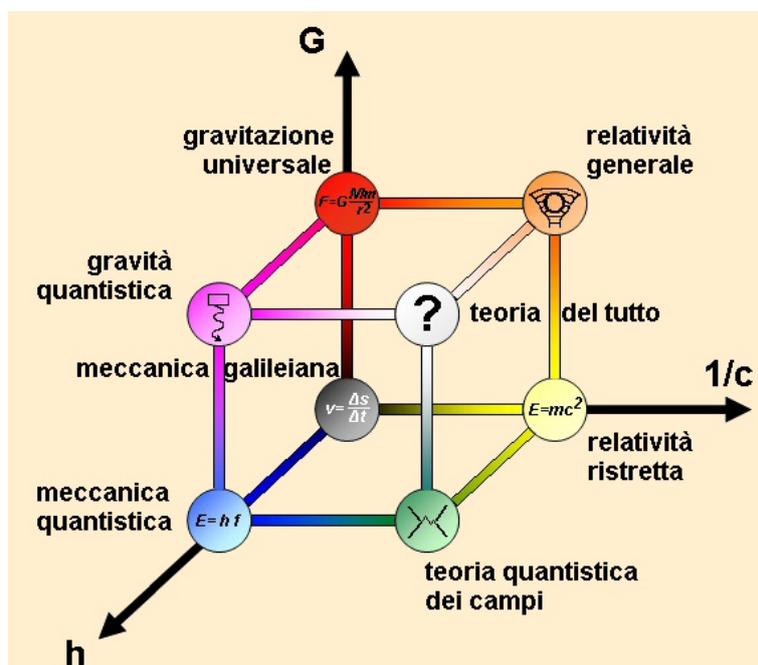


Figura 1.3: Rappresentazione del cubo di Okun che riassume il quadro teorico attuale.

In questa visione le particelle sono interpretate come quanti dei campi materiali e dei campi di forza, perciò esse diventano una manifestazione del campo corrispondente.

Attraverso un processo di natura statistica in un certo punto dello spazio esiste una certa probabilità che due campi, che siano accoppiati, si scambino un quanto di energia, quantità di moto, ecc. Tuttavia tale scambio di quanti, trattandosi di quantità finite, sarebbe vietato dalle leggi di conservazione perciò può avvenire solo entro intervalli spaziali e temporali stabiliti dal principio di indeterminazione, in quanto sono possibili violazioni delle leggi di conservazione dell'energia e della quantità di moto nei limiti forniti da tale principio. L'esistenza dei quanti scambiati è dunque soggetta a tali restrizioni ed essi prendono il nome di quanti *virtuali*. I quanti non soggetti ad alcuna limitazione sono invece noti come quanti *reali*.

Introducendo il concetto di quanti virtuali si deve rivedere anche quello di particella isolata, che deve infatti comprendere anche tutti i processi di emissione e di assorbimento dei quanti virtuali dei campi con cui la particella è accoppiata, e anche di interazione tra particelle, da considerarsi come lo scambio di quanti virtuali del campo con cui sono accoppiate.

Estendendo il concetto di carica elettrica si possono allargare tali concetti, formulati inizialmente per l'elettromagnetismo, all'interazione debole e all'interazione forte. Il quadro che si ottiene è il seguente:

1. l'interazione elettromagnetica richiede un solo stato di carica, la *carica elettrica*, per i campi materiali e viene costruita sul gruppo di simmetrie SU(1);
2. l'interazione debole richiede due stati di carica, noti come *carica di isospin debole*, e viene costruita sul gruppo di simmetrie SU(2);
3. l'interazione forte richiede tre stati di carica, noti come *carica di colore*, e viene costruita sul gruppo di simmetrie SU(3).

Se le particelle possiedono N diversi stati di carica lo stesso vale anche per i campi, in particolare saranno ammessi $N^2 - N$ campi di gauge carichi e $N - 1$ campi di gauge neutri. I campi di gauge sono caratterizzati da un'interazione a lungo raggio che è in contrasto con i dati raccolti sull'interazione debole e forte, che si presentano invece come interazioni a corto raggio.

Interazione debole:

per giustificare il corto raggio dell'interazione debole si utilizzò un meccanismo analogo a quello usato per spiegare la ragione per cui le onde elettromagnetiche non si propagano in un mezzo superconduttore. Esattamente come il mezzo materiale superconduttore conferisce ai fotoni una massa efficace, che determina un raggio d'azione finito, allo stesso modo il meccanismo di Higgs conferisce una massa non nulla ai mediatori dell'interazione e perciò un corto raggio dell'interazione stessa. Se non fosse per la massa dei bosoni W^+ , W^- , Z^0 l'intensità dell'interazione debole sarebbe comparabile a quella dell'interazione elettromagnetica; seguendo questa strada si arrivò a una teoria unificata la *teoria elettrodebole*.

L'interazione debole non conserva il sapore delle particelle elementari: per esempio nel decadimento β , descritto in Fig. 1.4, la trasformazione neutrone-protone è in realtà una trasformazione di un quark down in un quark up. Le particelle che si trasformano possono essere pensate come stati di carica diversi della stessa particella. Le coppie soggette a reciproca conversione costituiscono le *generazioni*, riportate in Fig. 1.5, sui cui vertici l'interazione opera con la medesima costante. Questo meccanismo richiede che le particelle della stessa coppia abbiano la stessa massa ma non è così nella maggior parte delle coppie e questa differenza di massa è spiegata con il meccanismo di Higgs di generazione delle masse.

Interazione forte:

al contrario dell'interazione debole che coinvolge tutte le particelle e le antiparticelle, quella forte riguarda solo i quark da cui segue la distinzione tra quark e leptoni (lo stesso vale per le corrispondenti antiparticelle) già anticipata precedentemente. Con lo sviluppo delle macchine acceleratrici si riuscì ad aumentare l'energia di protoni in collisione contro bersagli materiali e ad ottenere nuove particelle non presenti inizialmente che furono chiamate adroni; dato il loro vasto numero si parlò di proliferazione degli adroni.

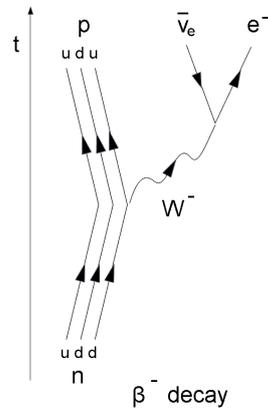


Figura 1.4: Decadimento beta: un neutrone si trasforma in protone con contemporanea liberazione di un antineutrino e un elettrone.

Tre generazioni della materia (fermioni)

	I	II	III	
massa →	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
carica →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
nome →	u up	c charm	t top	γ fotone
	4,8 MeV	104 MeV	4,2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Quark	d down	s strange	b bottom	g gluone
	<2,2 eV	<0,17 MeV	<15,5 MeV	91,2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e neutrino elettronico	ν_μ neutrino muonico	ν_τ neutrino tauonico	Z^0 forza debole
	0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Leptoni	e elettrone	μ muone	τ tauone	W^\pm forza debole

Bosoni di gauge

Figura 1.5: Le particelle elementari si suddividono in quark e leptoni organizzati in tre generazioni o famiglie. Si aggiungono le particelle che trasmettono l'interazione note come bosoni mediatori o bosoni di gauge.

Un fenomeno analogo non era presente per i leptoni che si presentavano sempre in un numero molto limitato.

Il modello a quark descrisse gli adroni osservati come particelle composte da particelle elementari chiamate quark. In particolare si individuarono tre tipi di stati legati:

- mesoni formati da quark-antiquark;
- barioni stati legati di tre quark;
- antibarioni stati legati di tre antiquark.

La forza forte ha la caratteristica di conservare il sapore dei quark nel processo di decadimento degli adroni dai loro stati eccitati verso gli stati fondamentali e se l'energia è sufficiente allora possono comparire coppie di quark e antiquark, dello stesso sapore, non presenti inizialmente. Un esempio è dato dal decadimento dello stato eccitato di un protone verso lo stato fondamentale a minore energia che avviene con la produzione di pioni.

I numeri quantici di sapore identificano le particelle sulla base dei processi diversi a cui danno luogo. Particelle di diverso sapore possiedono anche proprie cariche di gauge che determinano i campi con cui le particelle sono accoppiate. In particolare ciascun sapore di quark è portatore delle tre cariche di gauge di colore perciò il numero totale di quark e antiquark differenti è a $6 \times 3 + 6 \times 3 = 36$. Inoltre tutte le particelle sono anche portatrici delle due cariche di gauge di isospin dell'interazione debole ma in questo caso le due cariche sono portate da particelle aventi numeri quantici di sapore differenti.

Tra gli adroni si possono distinguere quelli che corrispondono a stati eccitati instabili rispetto all'interazione forte, che essendo più intensa, prevale sull'instabilità dovuta all'interazione debole e elettromagnetica e determina quindi decadimenti con scale dei tempi dell'ordine di 10^{-22} s e quelli stabili rispetto all'interazione forte ma non rispetto a quella debole che li fa decadere in tempi dell'ordine di 10^{-8} s– 10^{-12} s.

Quest'ultimo punto è di fondamentale importanza perché spiega la ragione per cui non si osserva un'enorme varietà di tipologie per la materia. Infatti dato che, come visto, l'interazione forte conserva il sapore dovrebbero esistere circa un centinaio di adroni di diverso sapore e massa a formare la materia, tuttavia essi non risultano stabili rispetto all'interazione debole che invece viola il sapore e ne causa quindi il decadimento.

La descrizione del fenomeno, che comporta un cambiamento del sapore dei quark anche trasversale alle famiglie, è fornito dalla matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM). Infine il decadimento di quark in leptoni è vero per i mesoni ma non per i barioni e gli antibarioni, perciò la violazione del sapore dell'interazione debole avviene rispettando la conservazione del numero barionico che è $1/3$ per i quark, $-1/3$ per gli antiquark e 0 per i leptoni.

I campi gluonici aumentano d'intensità allontanandosi dalle cariche di colore, dando origine al comportamento detto *libertà asintotica*. Questo andamento può essere una spiegazione del fatto che i quark non si osservano mai separati ma sempre in stati legati negli adroni, caratteristica chiamata *confinamento*. A causa del confinamento i campi gluonici al di fuori degli adroni avranno un andamento multipolare e tenderanno a estinguersi rapidamente da cui il corto raggio d'azione della forza forte.

Capitolo 2

Acceleratori di particelle e LHC

In questo capitolo vengono affrontate le caratteristiche fondamentali degli acceleratori di particelle e in particolare verrà trattato il Large Hadron Collider del CERN di Ginevra. Seguiranno la descrizione dell'esperimento CMS e delle grandezze di rilievo nelle collisioni concernenti tutta la trattazione successiva.

2.1 Acceleratori lineari e circolari

Nel corso dello sviluppo scientifico che ha portato all'attuale fisica delle particelle spesso si sono considerati come "particelle elementari" oggetti indivisibili che poi si sono rivelati invece composti da parti sempre più piccole. Oggi si parla di costituenti ultimi e tuttavia alcuni fisici stanno già ipotizzando l'esistenza di "subcostituenti" di dimensioni ancora inferiori.

Si può ipotizzare che un gas di particelle piccolissime e di massa elevata costituisse l'universo primitivo, subito dopo il Big Bang. Si pensa che fosse molto caldo e che con il tempo si sia raffreddato arrivando a essere un gas di particelle meno pesanti e poi successivamente un "gas" di particelle elementari, poi di protoni e elettroni, poi di nuclei atomici e elettroni e infine di atomi e molecole. Quindi al fine di studiare situazioni tipiche dell'universo primitivo occorre poter studiare particelle sempre più piccole e energetiche da cui la necessità di realizzare acceleratori sempre più grandi e potenti.

Una prima ragione per cui è necessario utilizzare particelle ad alta energia deriva dal dualismo onda-corpuscolo e dal principio di indeterminazione. Infatti maggiore è l'energia della particella minore è la lunghezza d'onda associata. Quest'ultima è legata alla quantità di moto della particella della relazione di de Broglie $\lambda = h/p$. La particella-onda può essere vista come una "nuvola" di probabilità e la particella, intrinsecamente più piccola, si trova in qualche punto entro la nuvola. Le dimensioni della nuvola sono confrontabili con la lunghezza d'onda λ associata alla particella e di conseguenza si riducono

se questa diminuisce a causa di un aumento della quantità di moto p .

Un secondo motivo è connesso alla creazione di particelle attraverso un processo di conversione di energia in massa (relazione di Einstein $E = mc^2$) perciò l'energia a disposizione in un urto tra particelle si può trasformare nella massa delle particelle che sono create. Tuttavia il numero totale di barioni e leptoni deve essere costante perciò se, per esempio, viene generato un elettrone dovrà essere generato anche un positrone. Il processo di creazione permette di studiare le proprietà delle particelle instabili e infatti la maggior parte lo sono con vite medie comprese tra 10^{-23} s e 10^3 s. Inoltre alcune particelle stabili, come i neutrini, sono ottenute mediante il decadimento di particelle instabili.

Consideriamo ad esempio la reazione $pp \rightarrow pp\pi^0$ per poter introdurre i due diversi **sistemi di riferimento**[1] utilizzabili in questi casi:

- sistema del centro di massa;
- sistema del laboratorio.

Nel primo caso possiamo indicare con $p_1 = (E_1, P)$ e $p_2 = (E_2, -P)$ i quadrimpulsi delle due particelle. Sappiamo che il modulo quadro della somma dei quadrimpulsi che rappresenta l'energia totale è un invariante relativistico e viene indicato con $s = (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2, P + (-P))^2$. Da cui $\sqrt{s} = E_{cm} = (E_1 + E_2)$ per cui ciascuna particella ha un'energia pari alla massa a riposo più l'energia cinetica nel sistema del centro di massa perciò si ha anche $\sqrt{s} = E_{cm} = 2T_{cm} + 2m_p$. Per ottenere nello stato finale le tre particelle abbiamo bisogno di una $\sqrt{s}_{soglia} = (2m_p + m_{\pi^0})$ da cui possiamo ricavare la minima energia cinetica per le particelle iniziali necessaria a produrre π^0 .

Nel secondo caso, sempre facendo riferimento alla medesima reazione, possiamo considerare la particella 1 in moto e la particella 2 in quiete rispetto al sistema del laboratorio. In questo caso $s = (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + m_2, P_1 + 0)^2$. Sostituendo $E_1 = T_{lab} + m_1$ e, con passaggi analoghi ai precedenti, si ricava nuovamente il valore della minima energia cinetica per le particelle iniziali necessaria alla reazione.

L'esempio sopra corrisponde alle due diverse tecniche oggi utilizzate per produrre nuove particelle: acceleratori a bersaglio fisso in cui il bersaglio è fermo nel sistema di riferimento del laboratorio e collider dove al contrario entrambe le particelle sono in moto e collidono con quantità di moto uguali e di segno opposto.

Un acceleratore di protoni è costituito da una sorgente, che può essere schematizzata come una cavità a bassa pressione in cui una scarica ionizza idrogeno gassoso, un campo acceleratore e un campo guida al fine di controllare l'orbita delle particelle. Si utilizzano ovviamente campi elettrici e magneti e l'accelerazione avviene in un vuoto spinto in modo da ridurre le collisioni con le molecole del gas residuo e quindi le perdite di energia. Negli acceleratori lineari le particelle descrivono percorsi rettilinei sotto l'azione di campi elettrici, mentre in quelli circolari compiono orbite circolari sotto l'azione di un campo magnetico.

Acceleratori lineari

Nel caso di protoni gli acceleratori lineari di bassa energia, schematizzati in Fig. 2.1, presentano un generatore a tensione alternata a frequenza costante connesso a una struttura tubolare con elettrodi cilindrici all'interno della quale passano i protoni.

Nei tubi essi sono in una regione priva di campo elettrico e perciò procedono a velocità costante mentre vengono accelerati dal campo elettrico che esiste tra due tubi contigui. Se la lunghezza del tubo è tale che per attraversarlo i protoni impiegano un tempo pari alla metà del periodo dell'oscillatore essi vengono accelerati nel passaggio da un tubo a quello successivo.

Procedendo da sinistra verso destra all'aumentare progressivo della loro energia saranno più veloci e perciò essendo il periodo dell'oscillatore costante dovrà di conseguenza aumentare progressivamente la lunghezza dei tubi.

Nel caso di elettroni gli elettrodi sono tutti di uguale lunghezza poiché gli elettroni anche di bassa energia viaggiano alla velocità della luce. Si può pensare che sia l'onda elettromagnetica viaggiante lungo l'asse del tubo in fase con gli elettroni ad accelerarli.

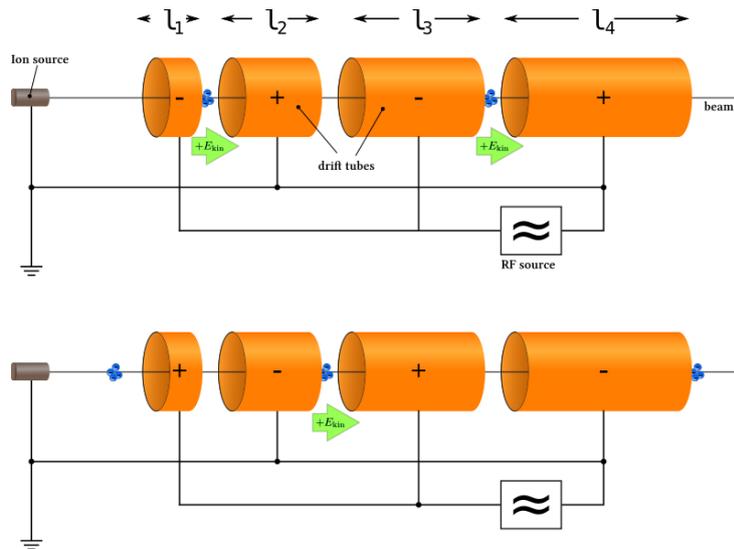


Figura 2.1: Schematizzazione di un acceleratore lineare di particelle.

Acceleratori circolari

Nei sincrotroni, che recentemente hanno sostituito i ciclotroni e i sincrociclotroni, si utilizzano campi elettrici per accelerare particelle lungo un'orbita costante. Il campo magnetico necessario per defletterle è generato da una serie di magneti posti lungo la

circonferenza.

Le particelle sono accelerate da campi elettrici a radiofrequenza (RF) in cavità risonanti lungo la circonferenza e sono obbligate a restare sulla stessa orbita perché contemporaneamente il campo magnetico viene fatto aumentare. Una raffigurazione semplificata è fornita in Fig. 2.2.

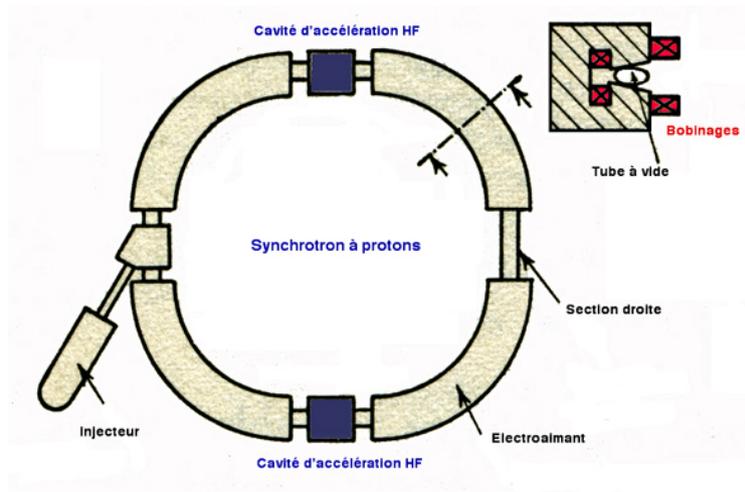


Figura 2.2: Schematizzazione di un acceleratore circolare di particelle.

Tutti gli acceleratori oggi utilizzati con energie superiori al GeV sono sincrotroni o acceleratori lineari. Gli acceleratori ad alte energie sono costituiti da una serie di acceleratori in cascata e ognuno aumenta l'energia delle particelle di circa un ordine di grandezza.

2.2 LHC e esperimento CMS

LHC

LHC è un acronimo che sta per Large Hadron Collider, un acceleratore in funzione presso il CERN di Ginevra[2]. Il CERN, European Organization for Nuclear Research, fu fondato nel 1954 e attualmente LHC è il più grande e potente acceleratore di particelle al mondo. Può accelerare protoni con un'energia che nel 2015 ha raggiunto nel centro di

massa i 13 TeV, molto vicina al valore di progetto della macchina di 14 TeV. La macchina ha la possibilità di accelerare anche ioni piombo in run dedicati.

Fu costruito tra il 1998 e il 2008 grazie alla collaborazione di oltre 10000 scienziati e ingegneri provenienti da oltre 100 paesi. Venne utilizzato per la prima volta nell'autunno del 2008, anche se originariamente l'entrata in funzione era prevista nel 2007, con un'energia iniziale inferiore a 1 TeV. I primi test iniziarono però in modo effettivo solo nel 2009 con 14 mesi di ritardo a causa di un grave incidente che danneggiò più di 50 magneti superconduttori.

LHC consiste di un anello di magneti *superconduttori* lungo 27 km con molte strutture acceleratrici. Si trova ad una profondità che varia tra i 50 e i 175 m in una regione originariamente scavata per realizzare il Large Electron-Positron Collider (LEP).

Come si può vedere in Fig. 2.3 è presente anche una catena di preaccelerazione che progressivamente fa aumentare l'energia delle particelle prima che vengano immesse nell'acceleratore principale. Il primo sistema è l'acceleratore lineare LINAC 2 che genera protoni a 50 MeV. Segue il Proton Synchrotron Booster (PSB) che li porta a 1.4 GeV prima che siano iniettati nel successivo Proton Synchrotron PS per essere accelerati fino a 26 GeV. Infine il Super Proton Synchrotron SPS li porta a energia di 450 GeV.

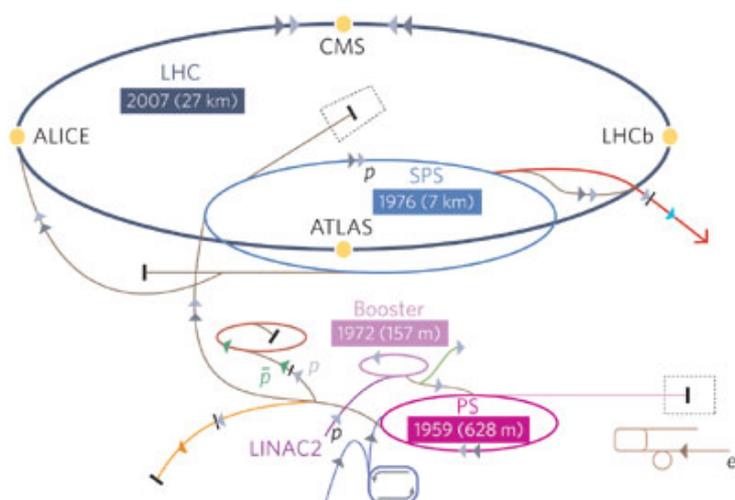


Figura 2.3: Schematizzazione del complesso di acceleratori presente a LHC.

Le particelle sono alla fine iniettate nell'anello principale dove i due fasci viaggiano con un'energia di 6.5 TeV dando in totale un'energia di 13 TeV nel centro di massa e pertanto a una velocità prossima alla velocità della luce prima di collidere. Un protone

impiega dunque $90 \mu\text{s}$ per completare un giro dell'anello.

I due fasci viaggiano in direzioni opposte in tubi separati nei quali è realizzato un vuoto spinto e che si intersecano solo in quattro punti dell'anello.

Piuttosto che avere fasci continui i protoni sono raggruppati in "bunches" con 115 miliardi di protoni ognuno, perciò le interazioni tra i due fasci avvengono a intervalli discreti, circa ogni 25 ns ovvero con una frequenza di circa 40 MHz.

I fasci sono incanalati lungo l'anello da *elettromagneti superconduttori*. Una sezione di un magnete superconduttore è presentata in Fig. 2.4.



Figura 2.4: Sezione di un magnete superconduttore.

Per assicurare il buon funzionamento dei magneti è necessario mantenerli a una temperatura di -271.3 C cioè circa 1.9 K , una temperatura più fredda dello spazio. Dal punto di vista pratico si utilizzano approssimativamente 96 tonnellate di elio liquido per poter raggiungere tali temperature. Si tratta del sistema criogenico più grande che esista al mondo. Centinaia di magneti di tipologie e dimensioni differenti vengono utilizzati, in particolare: 1232 magneti a dipolo, lunghi 15 metri che curvano i fasci, 392 magneti a quadripolo lunghi tra i 5 e i 7 metri che focalizzano il fascio. Inoltre prima della collisione sono usati altri magneti che servono a "comprimere" il fascio per aumentare le possibilità di collisione.

Il controllo dell'acceleratore e delle strutture annesse è affidato al CERN Control-Center e da questa postazione si decide quando far collidere i fasci a quattro differenti punti di rilevatori di particelle lungo l'anello. I rilevatori di particelle sono legati ai quattro esperimenti CMS, ATLAS, ALICE, LHCb. CMS verrà approfondito tra poco, mentre ATLAS si occupa, come CMS, di un ampio insieme di fenomeni dal bosone di Higgs alle

extra dimensioni e materia oscura. ALICE ha principalmente lo scopo di esaminare le interazioni tra nuclei pesanti studiando le collisioni piombo-piombo per confrontarle con quelle protone-protone e si occupa anche di indagare uno stato di energia molto denso chiamato plasma di quark e gluoni. Infine LHCb è progettato per lo studio del mesone B nell'ambito della ricerca della differenza tra materia e antimateria.

I dati raccolti con un ritmo di decine di petabyte all'anno necessitano per essere elaborati di un'infrastruttura che collega più di un centinaio di centri di calcolo sparsi in 35 paesi diversi. Tale "rete" nota come Worldwide LHC Computing Grid rappresenta una delle più grandi strutture al mondo per il calcolo distribuito.

Dopo la dimostrazione dell'esistenza del bosone di Higgs, LHC dovrebbe fornire risposte a questioni ancora aperte come per esempio:

- cosa sono la materia oscura e l'energia oscura?
- Esistono le particelle supersimmetriche? La supersimmetria o SUSY è infatti una teoria che individua una simmetria secondo cui ad ogni fermione e ad ogni bosone corrispondono rispettivamente un bosone e un fermione di uguale massa.
- Esistono altre dimensioni oltre alle quattro note, come previsto dalla teoria delle stringhe?
- Come si può spiegare l'asimmetria tra materia e antimateria ovvero la quasi assenza di antimateria nell'universo?
- Cosa si può conoscere in maggiore dettaglio di oggetti già noti, come per esempio il quark top?

La luminosità raggiunta a LHC nel giugno del 2016 è stata di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ed è stato avviato un progetto che prevede miglioramenti atti a ottenere un fascio più intenso e concentrato con l'intento di incrementare di un fattore 10 la luminosità della macchina. Il progetto si chiama High Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) e dovrebbe essere operativo a partire dal 2025 consentendo lo studio delle nuove particelle scoperte a LHC come il bosone di Higgs e di processi ancora inaccessibili con l'attuale livello di sensibilità. Per esempio produrrà 15 milioni di bosoni di Higgs all'anno contro gli 1.2 milioni prodotti complessivamente tra il 2011 e il 2012.

CMS

CMS (Compact Muon Solenoid) in Fig. 2.5 è un grande rivelatore collocato in una caverna sotterranea a Cessy in Francia in corrispondenza di uno dei quattro punti di intersezione dei fasci di protoni accelerati a LHC. Fu costruito in superficie in 15 sezioni separate che vennero poi riassemblate nella loro attuale collocazione. Una descrizione dettagliata del rivelatore CMS può essere trovata nelle ref. [3].

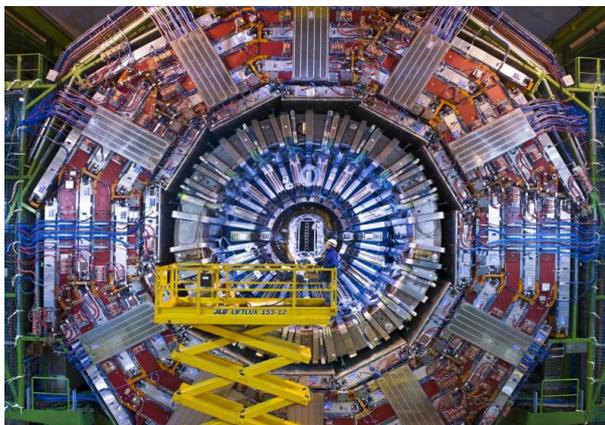


Figura 2.5: Sezione trasversale di CMS da cui si possono notare gli strati concentrici di rivelatori.

L'apparato sperimentale ha notevoli dimensioni: 21.6 m di lunghezza per 14.6 m di diametro e pesa circa 14000 tonnellate.

È costituito da una serie di rivelatori che formano dei gusci concentrici intorno al punto di incrocio dei due fasci. CMS è un rivelatore ermetico ovvero cerca di coprire tutto l'angolo solido intorno al punto di interazione.

CMS contiene sistemi che hanno lo scopo di misurare energia e quantità di moto di elettroni, fotoni e muoni e altri prodotti delle collisioni. In particolare dall'interno verso l'esterno i rivelatori sono:

1. il tracciatore a base di silicio che misura con precisione le tracce lasciate dalle particelle cariche;
2. il calorimetro elettromagnetico ECAL che ha lo scopo di rilevare fotoni e elettroni;
3. il sistema di calorimetri adronici HCAL o HF per la misura dei jet degli adroni;
4. il sistema di camere MUON utilizzato per la misura dei muoni.

Tracciatore, ECAL e HCAL sono racchiusi all'interno di un magnete solenoide superconduttore che crea un campo magnetico di circa 4 T parallelo all'asse dei fasci.

Le camere per i muoni sono all'esterno del magnete, ma all'interno di un giogo di ferro che confina il campo magnetico e costituisce la maggior parte del peso del rivelatore, circa 12500 tonnellate.

La struttura è a strati concentrici ed è schematizzata in Fig. 2.6.

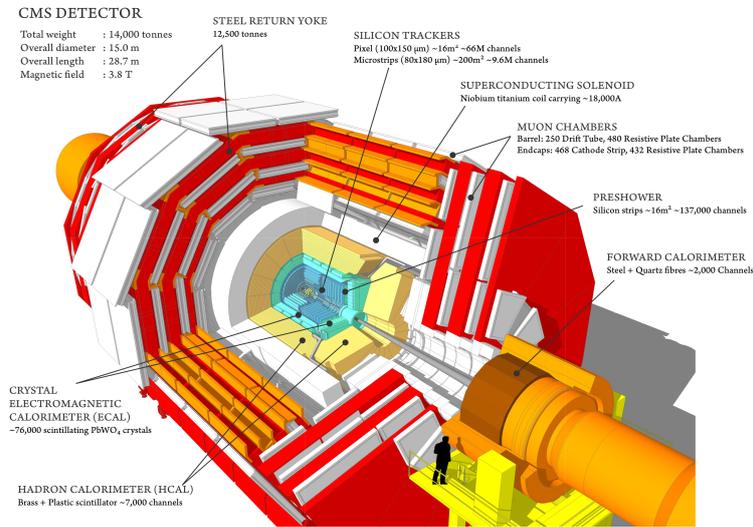


Figura 2.6: Schema degli stati cilindrici del rivelatore CMS.

Le particelle prodotte nelle collisioni normalmente hanno traiettorie rettilinee ma in presenza di un campo magnetico esse curvano ed è proprio per realizzare questo effetto che intorno ai rivelatori sono posti degli elettromagneti.

Lo studio della quantità di moto delle particelle è un "indizio" sulla loro identità e essa si ottiene dalla curvatura della loro traiettoria. Infatti le particelle con una quantità di moto alta viaggiano su curve quasi dritte, mentre quelle con quantità di moto più bassa si muovono in strette spirali all'interno del rivelatore.

I moderni rivelatori sono costituiti con strati di sotto-rivelatori ognuno progettato per rilevare particolari proprietà oppure particolari particelle. Ora descriviamo in maggiore dettaglio gli strati di rivelatori prima elencati.

I tracciatori

Essi rilevano il cammino di particelle elettricamente cariche quando esse passano attraverso e interagiscono con adeguate sostanze. La maggior parte non rende direttamente visibili le tracce delle particelle ma registra piccoli segnali elettrici che le particelle innescano quando si muovono attraverso il rivelatore, che vengono amplificati e rilevati. Ogni misura di posizione (hit) ha un'accuratezza di circa $10 \mu\text{m}$. Un programma poi ricostruisce il percorso delle tracce cariche a partire dagli hit.

Il materiale non deve disturbare eccessivamente il percorso della particella e allo stesso tempo, essendo lo strato più interno, riceve il maggior volume di particelle e deve resistere a tale radiazione.

È costruito con silicio e presenta sensori (pixel o microstrip) che coprono un'area pari a un campo da tennis con 75 milioni di canali separati per la registrazione dei segnali e

6000 connessioni per centimetro quadro. In tutto il tracciatore è composto da 3 strati di pixel e 10–12 di microstrip nella regione centrale ma la copertura con pixel e microstrip viene estesa anche nelle regioni in avanti.

I calorimetri

Un calorimetro misura l'energia persa da una particella che lo attraversa. Normalmente è progettato per fermare-assorbire la maggior parte delle particelle che lo attraversano in modo che esse cedano l'energia che possiedono. Tipicamente i calorimetri sono costituiti da strati di materiale molto denso assorbente o "passivo" intervallati da un mezzo "attivo" come un vetro conduttore solido o dell'argon liquido.

I calorimetri elettromagnetici misurano l'energia dei fotoni e degli elettroni a causa dell'interazione con particelle cariche nella materia.

I calorimetri adronici campionano l'energia degli adroni quando essi interagiscono con i nuclei. I calorimetri possono fermare la maggior parte delle particelle a eccezione dei muoni e dei neutrini.

Le camere per i muoni

I muoni sono particelle che interagiscono molto poco con la materia infatti possono attraversare metri di materia densa prima di arrestarsi. Per questa ragione le camere dei muoni di solito sono lo strato di rivelatori più esterno.

Vengono usati tre tipi di rivelatori per identificare i muoni e misurare la loro quantità di moto: i "drift tubes" DT, le "cathode strip chambers" CSC e le "resistive plate chambers" RPC.

I primi sono costituiti da tubi di 4 cm contenenti un filo metallico teso, posto ad alta tensione, e del gas. Quando una particella carica attraversa il gas eccita gli elettroni dei suoi atomi che possono dunque avere l'energia necessaria per la ionizzazione, eventuale formazione di una valanga, e muoversi verso il filo positivamente carico. Registrando dove gli elettroni colpiscono il filo e l'originaria distanza del muone dal filo i DT forniscono due coordinate per la posizione del muone.

Le CSC sono costituite da array di fili che costituiscono anodi positivi incrociati con strisce di rame che fungono da catodi negativi in un volume di gas, mentre le RPC consistono di due piatti paralleli di cui un anodo positivo e un catodo negativo, entrambi costruiti da un materiale molto resistivo e separati sempre da un volume di gas. In entrambi i casi gli elettroni del gas ricevono energia dalla particella carica che passa nel volume e muovendosi verso l'anodo colpiscono altri atomi producendo una formazione a valanga di elettroni secondari.

I segnali elettrici così prodotti vengono rilevati fornendo dunque le informazioni necessarie sui muoni che hanno attraversato questi strati più esterni.

Le CSC sono rivelatori molto veloci adatti per un'operazione di triggering e lo stesso accade per le RPC che forniscono una misura rapida della quantità di moto del muone, questa è usata dal trigger per decidere nell'immediato se i dati devono essere conservati. Unendo le informazioni provenienti da parti diverse del rivelatore si può dedurre quali fossero le particelle al momento della collisione.

Per poter osservare particelle rare come il bosone di Higgs è necessario un numero elevato di collisioni, ma la maggior parte non arrivano a produrre effetti interessanti. Il numero di dati complessivo per ogni collisione è dell'ordine del megabyte e, considerando una frequenza di collisione pari a 40 MHz, risulta in totale pari a circa 40 terabyte di dati al secondo. Questa quantità è eccessiva per poter essere tutta memorizzata: è necessaria quindi una selezione operata dal trigger che la riduce a un rate più gestibile di 1000 eventi al secondo.

Il trigger è organizzato in una serie di stadi successivi. Tutti i dati derivanti da una collisione sono mantenuti in buffer mentre solo una piccola parte di informazioni è usata per un calcolo rapido atto a identificare le caratteristiche di maggior interesse come i jet più energetici, i muoni oppure perdite di energia. Questo "primo livello" di calcolo richiede circa $1 \mu s$ e opera una prima selezione. Tecnicamente si usano memorie riprogrammabili o FPGA. Il livello successivo di triggering, per gli eventi che hanno passato il primo, è denominato "High Level" trigger ed è determinato da un'analisi più dettagliata dell'evento. Si raggiunge con esso un rate di 1000 eventi per secondo che vengono infine memorizzati per un'analisi successiva.

La scoperta del bosone di Higgs ha fornito un'ulteriore conferma della correttezza dei concetti del Modello Standard ma sono ancora molti i fenomeni che attendono una spiegazione completa. In particolare gli obiettivi principali di CMS sono lo studio della fisica delle particelle sulla scala dei TeV, lo studio delle proprietà del bosone di Higgs da poco scoperto, la ricerca di un'evidenza sperimentale dell'esistenza di supersimmetrie, materia oscura o nuove dimensioni spazio-temporali e lo studio di collisioni tra ioni pesanti.

2.3 Grandezze fisiche rilevanti

Nelle collisioni studiate con le macchine a fasci incrociati il sistema del laboratorio è coincidente con quello del centro di massa, entrambi visti nel paragrafo 2.1, e l'energia nel c.m. è pertanto la somma delle energie dei due fasci. Per poter analizzare tali collisioni è innanzitutto necessario stabilire un **sistema di coordinate**: si tratta di quello centrato nel punto in cui avviene la collisione. Le coordinate che si possono adottare sono quelle cilindriche (r, θ, ϕ) dove r è la distanza dall'asse dei fasci, θ l'angolo polare rispetto a quest'asse e ϕ l'angolo azimutale.

Quando vengono raggiunte energie pari a quelle di LHC, lo scontro tra protone e protone si traduce nella collisione diretta tra quark e, come già visto, si possono creare nuovi quark per la trasformazione dell'energia in massa. Dall'adronizzazione dei suddetti quark e gluoni si formano insieme collimati di particelle prodotte che si dispongono intorno alla direzione iniziale del quark di partenza e formano il cosiddetto **jet**.

Questi insiemi di particelle vengono ricostruiti da algoritmi matematici di cui il primo è l'algoritmo **particle-flow**[4]. Si tratta di un algoritmo che ha appunto lo scopo di identificare le particelle che derivano dalla collisione, combinando le informazioni fornite da tutti i rilevatori. Unendo quindi i dati raccolti dai calorimetri con quelli più precisi dei tracker la risoluzione sull'energia dei jet viene migliorata ed è circa del 5% a 1 TeV. L'insieme di particelle ricostruite con l'algoritmo particle-flow costituisce l'input per l'algoritmo **anti- k_T clustering**[5] che conclude la ricostruzione dei jet.

Tutti i vertici ricostruiti nell'evento sono ordinati secondo il valore della somma dei quadrati delle quantità di moto trasverse P_T delle tracce usate per ricostruire il vertice. Il vertice con la somma maggiore è considerato quello primario.

Ulteriori correzioni all'energia dei jet sono funzioni della pseudorapidità η e della quantità di moto trasversa P_T , grandezze che verranno tra poco chiarite, e sono estrapolate dai dati e dagli eventi simulati combinando diversi canali e metodi. Esse tengono in considerazione gli effetti della collisione, l'uniformità nella risposta dei rilevatori e le differenze nelle scale di energia tra i dati e gli eventi simulati. Inoltre sono presenti anche correzioni legate al "sapore" e alla "dimensione" del jet.

Alcune grandezze riguardanti le particelle e i jet, che saranno anche successivamente citate sono:

- la pseudorapidità η , utilizzata per descrivere l'angolo tra un vettore e l'asse di collisione dei fasci, è definita come $-\ln[\tan(\theta/2)]$;
- la rapidità y è definita come il rapporto $\frac{1}{2} \ln \frac{E+P_z}{E-P_z}$ che coincide all'incirca con la pseudorapidità;
- la quantità di moto trasversa P_T è definita come $P_T = P \sin(\theta)$ dove P è il modulo della quantità di moto. Pertanto la componente P_T corrisponde a quella ortogonale rispetto all'asse dei fasci;
- l'energia trasversa E_T è definita come $E_T = E \sin(\theta)$ dove E è l'energia del jet.

Per quanto riguarda gli acceleratori abbiamo invece le seguenti importanti quantità caratteristiche:

- La luminosità istantanea di un collider \mathcal{L} , che si misura in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, può essere espressa in termini dei parametri del collider come $\mathcal{L} = \frac{fn_1n_2N_pG}{4\pi r^2}$. Se si considera un acceleratore di raggio R , f è definita come il reciproco del periodo $\tau = \frac{2\pi R}{c}$ e rappresenta la frequenza di rivoluzione. Il fattore G pari circa a 1 tiene conto della lunghezza finita del pacchetto. Il numero di particelle per pacchetto circolanti in un verso è n_1 , mentre n_2 è il numero relativo al pacchetto che circola nel verso opposto. Infine N_p è il numero di pacchetti di particelle e r il raggio medio della sezione trasversa di ciascun pacchetto. Dalla luminosità istantanea si può ricavare quella integrata L , misurata in cm^{-2} o barn^{-1} , che moltiplicata per la sezione d'urto totale σ fornisce il numero totale di collisioni per unità di tempo. Essa è definita come $L = \int \mathcal{L} dt$.
- L'energia nel centro di massa, come già visto, è un parametro di fondamentale importanza perché crescendo in energia si possono osservare fenomeni con dimensioni sempre più ridotte e produrre particelle più massive.

Infine definiamo la sezione d'urto e la sezione d'urto differenziale.

Sezione d'urto

La sezione d'urto quantifica in generale la probabilità che un dato evento si verifichi. Essa si misura in cm^2 o in barn. Nel caso specifico delle collisioni protone-protone è la probabilità che, fissata l'energia dei fasci nel sistema del centro di massa, abbia luogo un certo processo. Nel nostro caso quella che ci interessa è $\sigma_{t\bar{t}}$, che rappresenta la probabilità che si generino coppie $t\bar{t}$ [6].

Come già annunciato il prodotto tra la luminosità integrata L e la sezione d'urto $\sigma_{t\bar{t}}$ fornisce, a meno di una costante moltiplicativa (l'efficienza del trigger utilizzato), il numero di eventi con produzione di coppie $t\bar{t}$ atteso nell'esperimento.

La sezione d'urto è un valore che può essere calcolato a partire dai modelli teorici e poi confrontato con il valore misurato negli esperimenti in modo da controllare l'accordo tra i dati sperimentali e le previsioni teoriche.

Sezione d'urto differenziale

In esperimenti in cui si desidera studiare la deflessione di un fascio di particelle da parte di un bersaglio è possibile studiare la probabilità che le particelle siano deviate, per esempio, all'interno di un certo angolo solido elementare $\Delta\Omega$. Si ottiene quindi la sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ da cui integrando sull'intero angolo solido si ha la probabilità complessiva ovvero la sezione d'urto (totale).

Questo è solo un esempio dato che lo stato finale di un esperimento concernente particelle è caratterizzato da diverse variabili. In generale si ha che la sezione d'urto (totale) è

ottenuta integrando la sezione d'urto differenziale sull'intervallo delle variabili dello stato finale:

$$\sigma = \int_f \frac{d\sigma}{dX} dX.$$

In particolare si può decidere di misurare la sezione d'urto differenziale come una funzione della quantità di moto trasversa del quark top P_T^t , della rapidità e della massa invariante del sistema $t\bar{t}$.

Per poter confrontare i risultati ottenuti con quelli previsti dalla cromodinamica quantistica la sezione d'urto differenziale è riportata normalizzata con quella totale, in questo modo si ottiene anche una cancellazione significativa delle incertezze sistematiche.

La definizione della sezione d'urto differenziale[7] è data da

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dX} = \frac{N_i}{\sum_i N_i \Delta X_i}$$

dove i caratterizza il bin dell'osservabile X e ΔX_i è la larghezza del bin.

Capitolo 3

Il quark Top

In questo capitolo viene descritto più dettagliatamente il quark top a partire dalla sua scoperta per poi analizzare le sue caratteristiche fisiche e i processi di decadimento e produzione che lo riguardano.

3.1 Scoperta del quark top

Nel 1973 Kobayashi e Maskawa avevano predetto l'esistenza di un quark di terza generazione, mentre i nomi top e bottom furono introdotti da Haim Harari nel 1975. La scoperta del leptone τ allo Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) annunciò l'esistenza di una terza generazione di leptoni perciò divenne sempre più plausibile l'esistenza anche di una terza generazione di quark. Infatti poco tempo dopo nel 1977 il quinto quark, il bottom, fu scoperto al Collider Detector al Fermilab (CDF) e si ritenne che in breve tempo anche il quark top sarebbe stato scoperto a completamento della coppia. Quest'ultimo più pesante del bottom necessitava di una maggiore energia per essere prodotto nella collisione tra particelle e al contrario delle aspettative furono necessari altri 18 anni affinché la sua esistenza fosse confermata.

Le ricerche portate avanti parallelamente dal SLAC e dal DESY (ad Amburgo) non portarono al risultato sperato. Successivamente negli anni '80 il Super Proton Synchrotron (SPS) al CERN scoprì i bosoni W e Z e nuovamente si pensò che la scoperta del quark top fosse imminente.

Gli esperimenti condotti allo SPS avevano inizialmente suggerito che la massa del quark top dovesse essere superiore ai $41 \text{ GeV}/c^2$ ma in un secondo momento, anche grazie alla competizione con il Tevatron del Fermilab di Chicago, fu possibile un ulteriore aumento di energia senza che la particella venisse osservata a CDF da cui si suppose che la sua massa dovesse essere superiore ai $77 \text{ GeV}/c^2$.

Il Tevatron all'epoca e cioè prima della messa in funzione di LHC era l'unico hadron

collider sufficientemente potente per produrre il quark top. Un secondo rivelatore, D0, fu aggiunto a CDF e nel 1994 il gruppo presentò una prima evidenza sperimentale dell'esistenza del quark top stimandone la massa intorno a circa $175 \text{ GeV}/c^2$ [8].

Nel 1995 i due gruppi congiuntamente dichiararono la scoperta del quark top con una certezza prossima a 100% stimando una massa di $176 \pm 18 \text{ GeV}/c^2$ [9] [10].

3.2 Caratteristiche fisiche

Il quark top è come tutti i quark un fermione di spin $\frac{1}{2}$. Appartiene insieme al quark bottom e ai leptoni τ e ν_τ alla terza generazione di fermioni fondamentali.

Sente tutte le quattro interazioni: gravitazionale, elettromagnetica, debole e forte. Ha carica elettrica pari a $\frac{2}{3}e$ e una massa pari a $173.34 \pm 0.27(\text{stat}) \pm 0.71(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$ [11]. La sua massa elevata fa comprendere la ragione per cui è stato l'ultimo quark a essere scoperto: se l'energia nel centro di massa raggiunta in una macchina acceleratrice non è sufficientemente alta allora non ne è possibile la creazione.

Il Modello Standard predice una vita media intorno ai $5 \times 10^{-25} \text{ s}$ cioè 20 volte più veloce della scala dei tempi dell'interazione forte; il quark top quindi non adronizza dando ai fisici l'opportunità di studiare un quark "nudo".

In Fig. 3.1 sono riassunte tutte le sue principali caratteristiche. Misure della sezione d'urto di produzione $t\bar{t}$ vengono effettuate per testare le previsioni della cromodinamica quantistica e inoltre sono alla base di diverse ricerche riguardanti l'esistenza di nuovi fenomeni fisici oltre in Modello Standard.

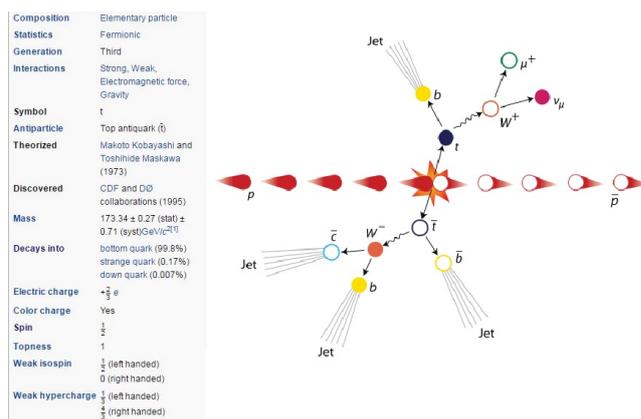


Figura 3.1: Riassunto delle principali caratteristiche del quark top

3.3 Processi di produzione e decadimento

Il quark top è molto massivo e di conseguenza richiede collisioni ad alte energie per poter essere prodotto. Nel 2011 il Tevatron smise di essere operativo e il Large Hadron Collider al CERN rimase l'unico in grado di produrre quark top.

I processi che riguardano la produzione e il decadimento del quark top sono correttamente descritti dalla teoria di campo quantizzato delle interazioni forti ovvero la QCD. La mediazione delle interazioni forti avviene attraverso i campi gluonici i cui quanti sono i gluoni e nel processo di emissione di un gluone da parte di un quark la carica di colore del quark cambia, ma viene rispettata la legge di conservazione della carica di colore per il fatto che anche i gluoni ne sono dotati.

I processi di produzione del quark top concettualmente si possono dividere in due categorie:

- produzione di una coppia top-antitop $t\bar{t}$ attraverso interazioni forti;
- produzione di un singolo quark top attraverso l'interazione debole.

I processi che in un collider adronico originano una coppia $t\bar{t}$ sono rappresentati in Fig. 3.2. In particolare, il processo di annichilazione $q\bar{q}$ era il responsabile della maggior parte degli eventi prodotti al Tevatron mentre il processo detto di gluon fusion è quello dominante a LHC.

È anche possibile produrre una coppia di top e antitop attraverso il decadimento di un fotone o di un bosone Z virtuale, ma si tratta di processi molto più rari.

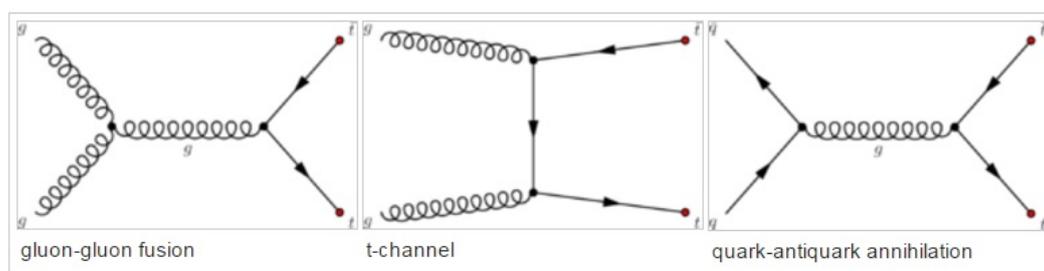


Figura 3.2: Processi di produzione di coppie $t\bar{t}$

Nel secondo caso si produce un quark top singolo via interazione debole e questo può avvenire in diversi modi-canal:

- un bosone W intermedio decade in un quark top e in antibottom, si tratta del cosiddetto canale s:

$$q\bar{q}' \rightarrow W \rightarrow t\bar{b}$$

- un quark bottom (probabilmente creato in coppia attraverso il decadimento di un gluone) si trasforma in un quark top scambiando un bosone W con un quark up o down, si tratta del canale t :

$$b\bar{q} \rightarrow t\bar{q}'$$

- un singolo quark top può anche essere prodotto insieme a un bosone W richiedendo un quark bottom nello stato iniziale, si tratta della produzione associata tW :

$$bg \rightarrow tW$$

Nel 2006 il gruppo D0 mostrò i primi indizi di produzione di un quark top singolo, ma una reale evidenza fu trovata dai due esperimenti CDF e D0 tre anni più tardi. La frequenza di questi processi è direttamente proporzionale alla componente V_{tb} della matrice CKM.

Uno schema riassuntivo di questi processi è presente in Fig. 3.3.

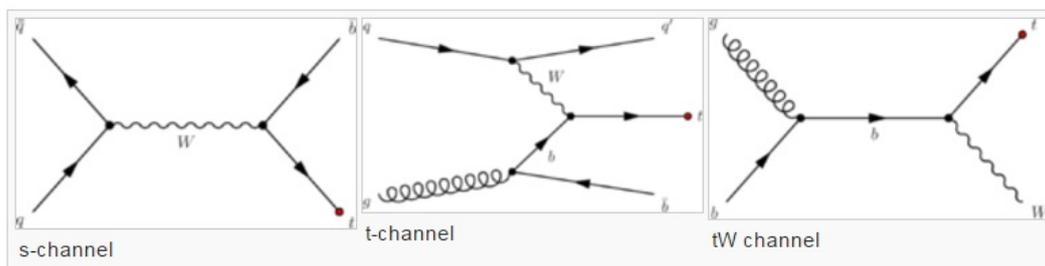


Figura 3.3: Processi di produzione singola.

A causa della sua enorme massa il quark top ha una vita media molto corta intorno ai 5×10^{-25} s e perciò, come già accennato, prima di decadere non ha il tempo di formare adroni. Grandezze come la massa m_{top} e la sezione d'urto $\sigma_{t\bar{t}}$ possono essere misurate direttamente partendo dai prodotti del decadimento. L'unico modo di decadere del quark top è attraverso l'interazione debole producendo un bosone W^+ e un down-like quark (down, strange, bottom), dove però domina il terzo caso, $t \rightarrow W^+b$, essendo $V_{tb} \approx 1$.

Lo stato finale del decadimento $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^- \bar{b}$ dipende dal comportamento successivo dei bosoni W. Si possono presentare tre casi:

- Entrambi i bosoni W decadono in una coppia leptone-neutrino, ovvero $W^+bW^- \bar{b} \rightarrow \bar{\ell}\nu_\ell b\ell'\bar{\nu}'_\ell\bar{b}$ dove $\ell=e,\mu$.
Il caso in cui i leptoni siano dei τ viene in genere trattato separatamente. La frazione di eventi in questo stato (detta branching ratio) è di circa il 5%. Si tratta del dilepton channel.
- Solo un bosone W decade in una coppia leptone-neutrino, secondo $W^+bW^- \bar{b} \rightarrow \bar{\ell}\nu_\ell bqq'\bar{b}$ oppure $W^+bW^- \bar{b} \rightarrow qq'b\ell'\bar{\nu}'_\ell\bar{b}$.
In questo caso si parla di single-lepton channel e gli eventi di questo tipo presentano un branching ratio del 30%.
- nessuno dei bosoni W decade in leptoni e pertanto lo stato finale contiene solamente jet. Questo canale viene denominato all-hadronic.
 $W^+bW^- \bar{b} \rightarrow qq'bqq'\bar{b} \rightarrow j_1j_2j_3j_4j_5j_6$.
Il branching ratio in questo caso è del 46%.

Il Modello Standard prevede altri modi "esotici" di decadimento del quark top come per esempio può decadere in un up-like quark (up o charm) emettendo un fotone oppure un bosone Z. Tuttavia ricerche di questi modelli di decadimento non hanno portato esito positivo e per ora non ci sono prove della loro esistenza.

Un riassunto dei processi di decadimento è presentato in Fig. 3.4.

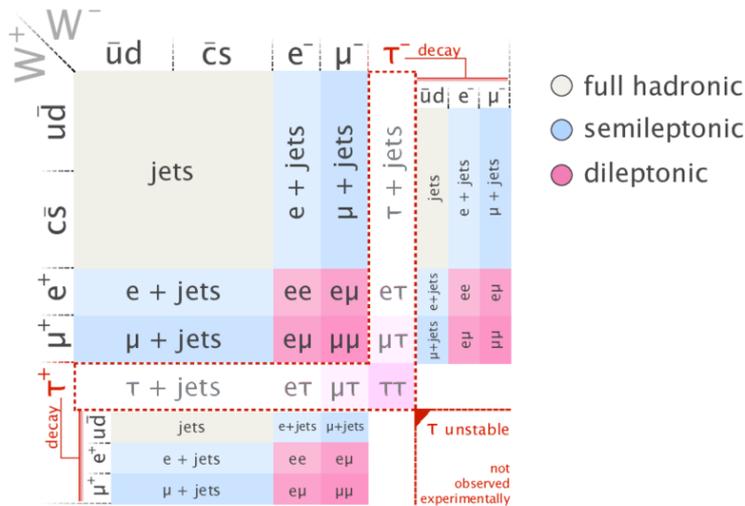


Figura 3.4: Riassunto dei processi di decadimento del quark top.

Capitolo 4

Analisi dei dati sperimentali

In questo capitolo viene descritto il metodo sperimentale seguito per la misura della sezione d'urto differenziale di produzione di coppie $t\bar{t}$ come funzione delle variabili quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$. Si utilizza d'ora in poi il sistema di unità di misura naturali.

4.1 Dati e eventi simulati con il metodo Monte Carlo

I dati utilizzati sono stati raccolti durante l'anno 2012 dall'esperimento CMS in collisioni protone-protone con un'energia nel centro di massa $\sqrt{s}=8$ TeV e corrispondenti a una luminosità integrata di 19.5 fb^{-1} .

Le misure sono relative al canale all-hadronic che, come visto nel paragrafo 3.3, presenta solo jet nello stato finale del decadimento del sistema $t\bar{t}$. Il canale all-hadronic permette di ricostruire completamente le proprietà cinematiche del processo di decadimento $t\bar{t}$, al contrario dei canali dilepton e single-lepton, nei quali la presenza di uno o due neutrini rende più equivoca l'intera interpretazione dell'evento. Tuttavia, a differenza di questi ultimi due canali, esso presenta una maggiore incertezza statistica a causa della presenza di un ampio fondo di eventi dovuti a produzione QCD di jet. Per ridurre è necessario selezionare un campione di dati che massimizzi il rapporto segnale/fondo. Questo aspetto verrà approfondito nei paragrafi successivi.

I dati sono stati pre-processati nel febbraio del 2013 e salvati in file .root di formato ROOT.

Il pacchetto software ROOT utilizza strutture dati denominate tree che risultano molto utili al fine di velocizzare l'accesso I/O e la compressione e garantiscono una notevole flessibilità in fase di analisi. La logica tree-branch-leaf, illustrata in Fig. 4.1, consiste nell'organizzare i dati del tree gerarchicamente in "branches" e successivamente ogni

branch in una sottostruttura costituita dalle "leaves", dove ciascuna leaf corrisponde a un singolo dato.

Si possono leggere selettivamente i branches e le leaves in modo da avere la possibilità di accesso ai singoli dati del tree.

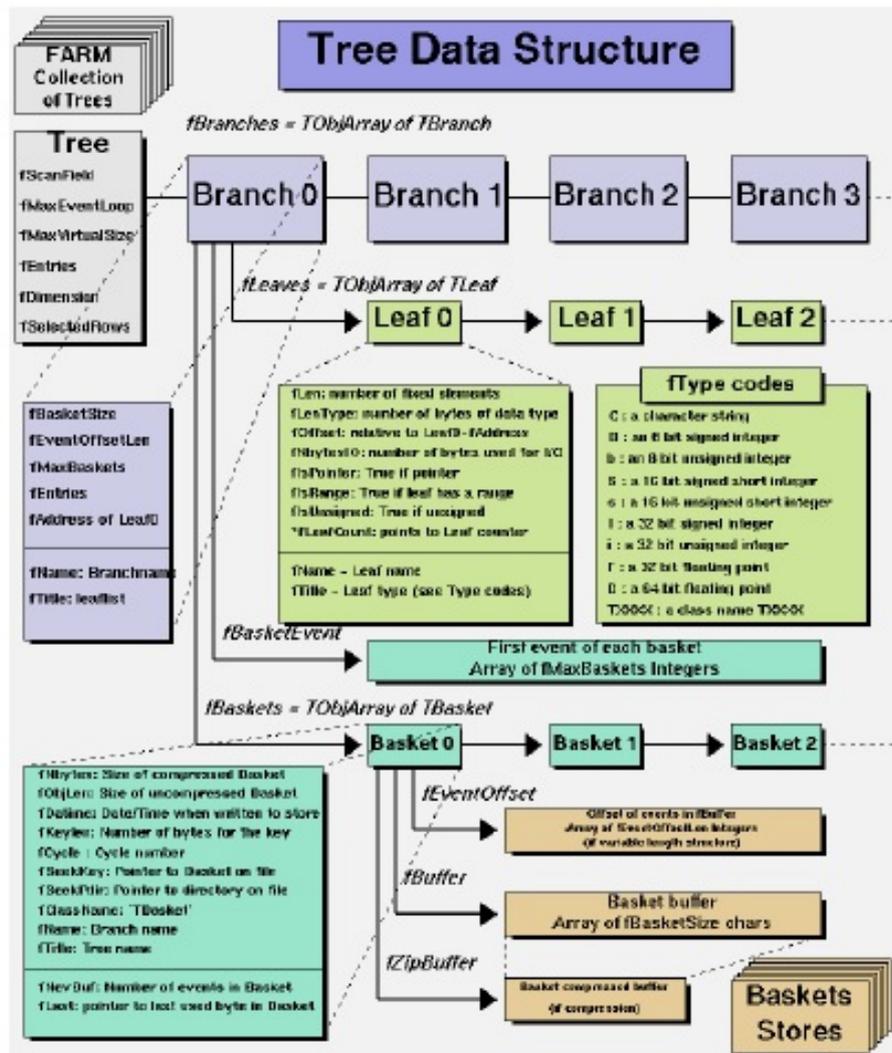


Figura 4.1: Struttura gerarchica tree-branch-leaf dei file di formato ROOT

Il campione $t\bar{t}$ di riferimento di eventi simulati con il metodo Monte Carlo è stato prodotto dal generatore di eventi (LO, leading-order) MADGRAPH[12].

In generale il metodo Monte Carlo si basa su un algoritmo che genera una serie di numeri tra loro non correlati che seguono la distribuzione di probabilità che si suppone abbia il fenomeno da indagare, in questo modo esso viene simulato.

In questo caso MADGRAPH genera eventi $t\bar{t}$ includendo le correzioni dovute allo spin e la struttura dei protoni, descritta dalle funzioni di distribuzione partonica (PDF). Il campione è stato generato con $m_{top}=172.5$ GeV che è ragionevolmente vicino all'attuale media mondiale per $m_{top}=173.34\pm 0.27\pm 0.71$ GeV.

Esistono anche altri generatori next-to-leading-order come MC@NLO[12] e POWHEG[13] che si possono utilizzare per avere un ulteriore confronto con i dati.

Riassumendo, oltre al segnale che segue una distribuzione come quella simulata dal metodo Monte Carlo nei dati vi è anche una grande quantità di eventi QCD di fondo che si mescolano con esso rendendo impuro il campione di dati. Occorre dunque una selezione degli eventi atta a massimizzare il rapporto segnale/fondo ma anche una procedura in grado di fornire una stima del fondo.

4.2 Selezione degli eventi

Le collisioni che creano effettivamente coppie $t\bar{t}$ rappresentano solo una parte delle collisioni avvenute nell'acceleratore, di conseguenza solo pochi eventi tra quelli analizzati sono del tipo richiesto. I campioni raccolti infatti contengono una frazione di segnale $t\bar{t}$ insieme a molti eventi di fondo; ciò è quantitativamente descritto dal rapporto segnale/rumore S/B.

Al fine di migliorare la purezza dei dati e quindi massimizzare il segnale rispetto al fondo occorre una selezione degli eventi per privilegiare quelli di segnale.

Per attuare questa selezione è stata utilizzata una macro di ROOT ana.C che riceve innanzitutto un parametro che le indica se lavorare su un campione di dati oppure sugli eventi simulati $t\bar{t}$. Una volta avviata, la macro legge i file .root ed "estrae" il tree presente in ogni file.

Nel tree sono presenti tre branches: uno che contiene i dati relativi agli eventi, uno con quelli riguardanti i jet e infine uno per i trigger.

Con un loop sugli eventi vengono memorizzate su variabili locali quelle relative all'evento in questione; per ogni evento con un ulteriore loop interno lo stesso accade anche per le variabili cinematiche dei jet. Tra le variabili dei jet ne ricordiamo due che compariranno nell'analisi successiva:

BtagDisc_CSV che è restituita da un algoritmo di b-tagging e fornisce un'informazione

su quanto è probabile che il jet sia associato a un quark b.

MatchedParton_Flavour che, per gli eventi simulati, indica il sapore del partone prodotto dal generatore del processo $t\bar{t}$ più vicino in direzione al jet.

In seguito il programma ordina i jet in ordine di p_T decrescente.

La stessa macro successivamente effettua una dopo l'altra le seguenti selezioni:

1. **Trigger:**

tramite un'apposita funzione nel programma, viene verificato che il trigger richiesto sia tra quelli che l'evento ha passato. In questo caso esso è il trigger multijet *HLT_QuadJet60_DiJet20* che richiede la presenza di quattro jet con $P_T \geq 60$ GeV e due con $P_T \geq 20$ GeV. Per eventi che passano il suddetto trigger il rapporto segnale/rumore è pari a $S/B \sim 1/76$.

2. **Tjet:**

con un loop sui jet vengono selezionati quelli denominati Tjet che presentano un $P_T \geq 30$ GeV e $|\eta| \leq 2.4$.

Da questo momento in poi il programma lavora sui Tjet.

Si può capire la ragione della scelta di questi tagli su P_T e η osservando le distribuzioni di queste variabili per i dati (dominati a livello di trigger dal fondo) e per gli eventi simulati $t\bar{t}$, riportate in Fig. 4.2. La quantità η risulta per entrambi distribuita in modo simmetrico intorno allo zero, ma la distribuzione è più stretta e piccata per gli eventi simulati $t\bar{t}$, mentre la distribuzione di P_T presenta un picco ≥ 30 GeV in questi ultimi. Pertanto, essendo lo scopo della selezione privilegiare gli eventi di segnale rispetto a quelli di fondo, occorre richiedere che gli eventi "asomigliano" il più possibile a quelli simulati ed ecco il motivo per cui si scelgono questi tagli.

3. **Presenza di almeno 6 jet con almeno due identificati come b:**

nel canale all-hadronic, come precedentemente visto, lo stato finale $t\bar{t}$ deve "contenere" almeno sei jet di cui almeno due associati a un quark b (b-tag).

Il b-tagging rientra nelle procedure che permettono di identificare i prodotti del decadimento di quark pesanti. In questo caso il decadimento riguarda il sistema $t\bar{t}$ ed è caratterizzato nello stato finale dalla presenza di un quark b e del rispettivo antiquark \bar{b} , che dunque possono essere identificati proprio attraverso la procedura di b-tagging.

L'algoritmo scelto si chiama *combined secondary vertex* (CSV) e individua la presenza di vertici secondari a seguito della collisione. Gli adroni di tipo b hanno

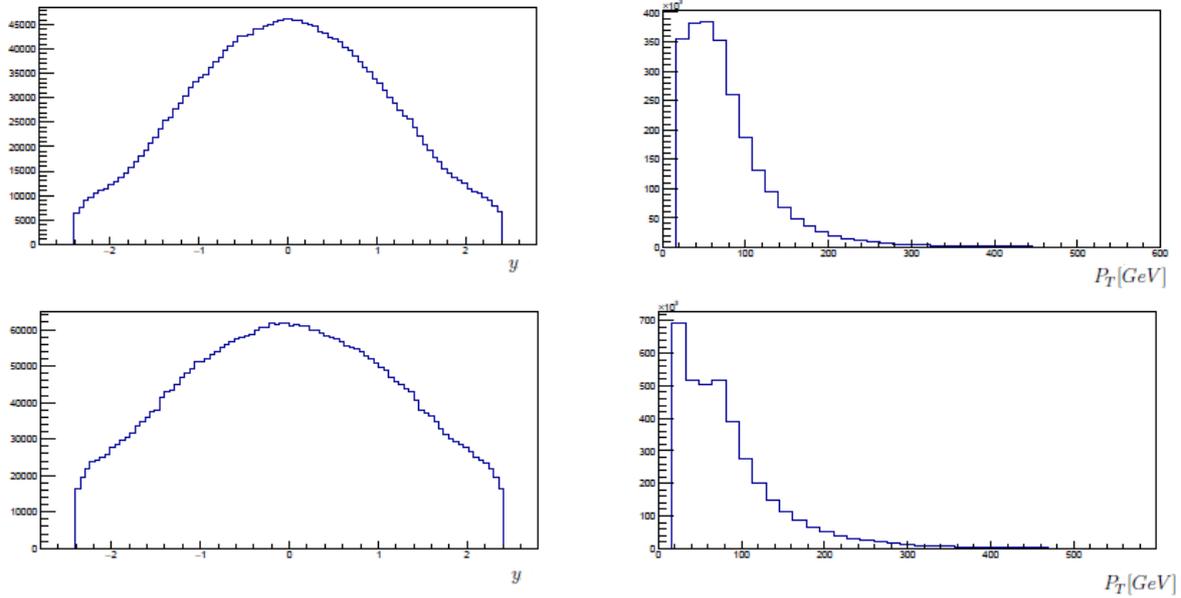


Figura 4.2: sono riportate sopra le distribuzioni delle variabili η e P_T per gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo e sotto le stesse distribuzioni per i dati.

mediamente un tempo di vita piuttosto lungo e hanno dunque la possibilità prima di decadere di allontanarsi dal vertice primario dell'interazione.

Abbiamo già parlato della variabile $B_{tagDisc_CSV}$ che fornisce un'informazione su quanto è probabile che il jet in considerazione sia associato a un quark b. In Fig. 4.3 è riportata la distribuzione di tale variabile per eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo nei seguenti casi:

- tutti i jet;
- i jet che hanno un partone vicino del tipo b;
- i jet che sono associati a quark leggeri;
- i gluoni.

Si può notare che i "jet b" vengono selezionati con una buona efficienza che si aggira tra il 50% e il 70% quando rispettivamente si effettua un taglio ponendo $B_{tagDisc_CSV} \geq 0.898$ e ≥ 0.679 . Nel caso di quark leggeri o gluoni tali efficienze valgono all'incirca 1% e 10%, rispettivamente. Perciò imponendo per $B_{tagDisc_CSV}$ la condizione più restrittiva (≥ 0.679) i jet selezionati sono in prevalenza quelli che provengono da un quark b rispetto a quelli che provengono da quark leggeri, come si osserva sempre dalle distribuzioni in Fig. 4.3.

Applicare una richiesta di b-tagging su almeno due jet implica eliminare un gran numero di eventi QCD di fondo.

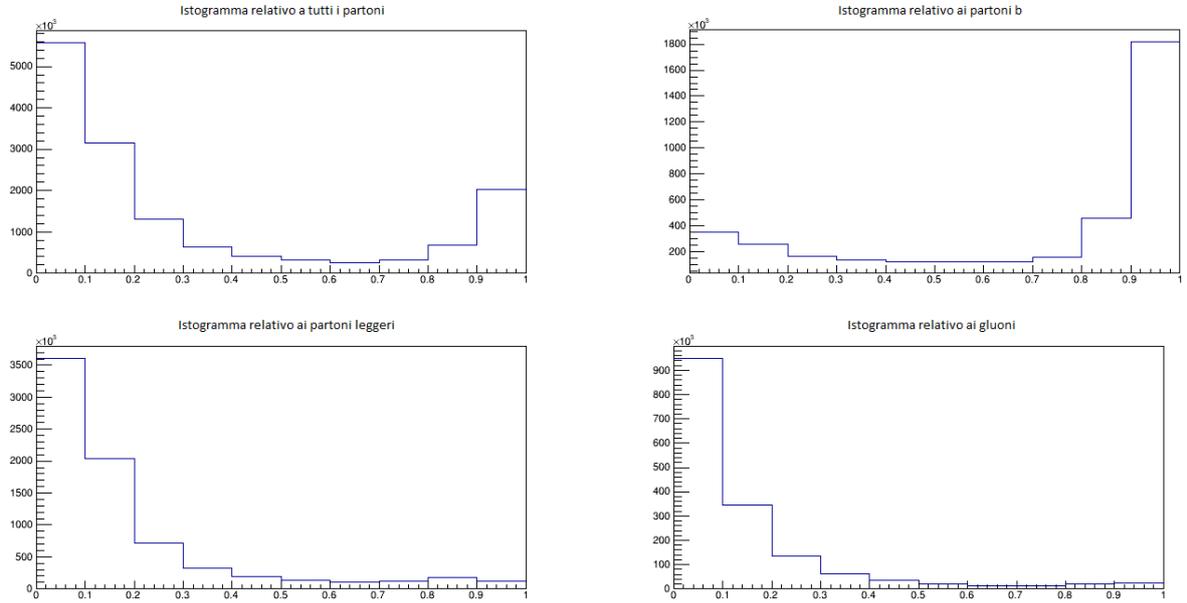


Figura 4.3: Distribuzione della variabile $B_{tagDisc_CSV}$ per un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo nei quattro casi seguenti: tutti i jet, i jet associati a un quark b, i jet associati a quark leggeri e i gluoni.

4. **taglio sulla variabile ΔR_{bb}** : essa è funzione degli angoli tra i due jet taggati, definita come

$$\Delta R_{bb} = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}.$$

Anche per ΔR_{bb} si può determinare il taglio per cui è massimo il rapporto segnale/rumore: $\Delta R_{bb} \geq 1.5$. Questa richiesta riduce soprattutto il fondo multijet generico in cui i due jet da b provengono da gluon-splitting $g \rightarrow b\bar{b}$.

Il resto del programma verrà descritto nel paragrafo 4.4.

Prima di proseguire però citiamo per completezza altre due tecniche che si sarebbero potute utilizzare in questa fase di selezione in aggiunta a quelle descritte.

Un modo per stabilire se un evento appartiene al segnale oppure al fondo potrebbe essere quello di confrontare le variabili cinematiche relative ai dati con quelle corrispondenti relative agli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo e vedere nel primo caso una somiglianza e nel secondo una differenza. In generale una tale distinzione si può effettuare quasi per ogni variabile. Possiamo, in particolare, considerare la centralità definita come $C = \Sigma_j E_T^j / \sqrt{s}$ con

$j \in [1; N_{jet}]$ cioè come il rapporto tra l'energia trasversa totale dei jet e la massa invariante del sistema multijet. Scegliendo gli eventi che hanno $C \geq 0.7$, come si può notare dalle distribuzioni riportate in Fig. 4.4, si potrà privilegiare la scelta del segnale rispetto al fondo.

Il valore di centralità che corrisponde al massimo rapporto tra segnale e fondo è quello ottimale in cui effettuare un taglio.

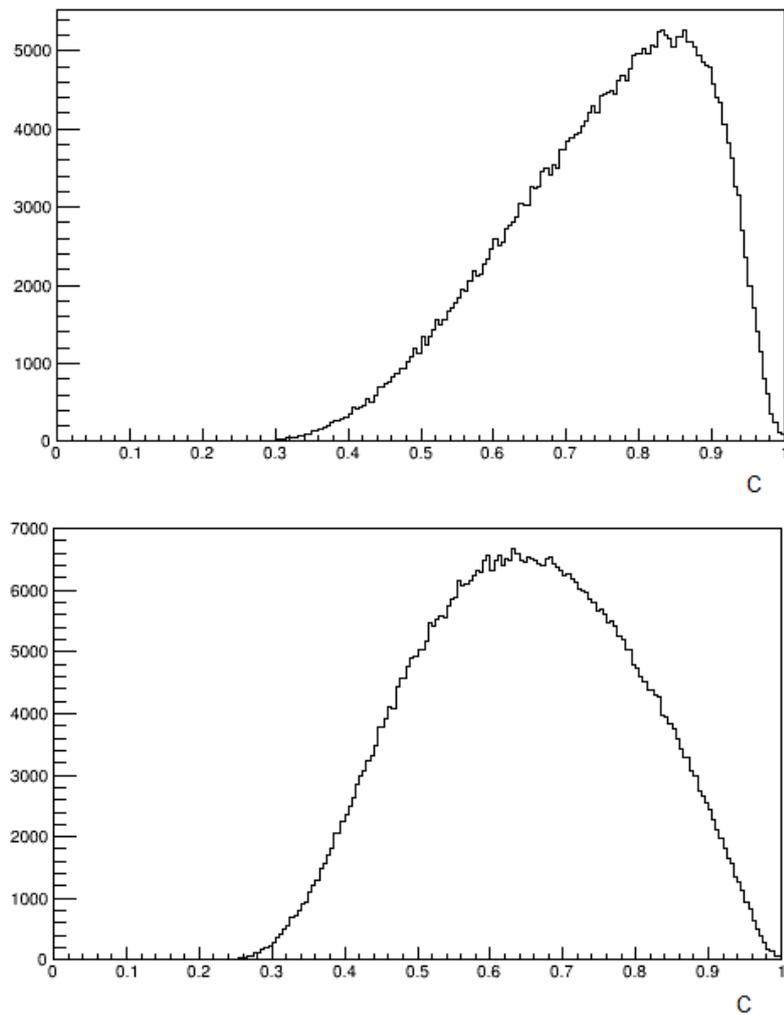


Figura 4.4: Sopra è riportata la distribuzione della centralità per un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo, mentre sotto quella per un campione di dati.

Ottenuti tutti i valori di taglio per le variabili cinematiche rilevanti si può applicarli uno dopo l'altro e valutare se il rapporto segnale/fondo sia aumentato.

Questo metodo presenta alcuni difetti fra cui il più grave è quello di non considerare l'effetto che un taglio su una variabile produce sulle distribuzioni delle altre variabili cinematiche.

Una tecnica più raffinata utilizzata per migliorare il rapporto segnale/rumore consiste in un'analisi multivariata che tiene conto di come sono correlate tra loro le diverse variabili. Ci sono in generale due passi fondamentali nell'analisi multivariata, come ad esempio una rete neurale:

- fase di training: l'utente può impostare le variabili in input, i metodi di analisi e i dati con cui lavorare. I metodi vengono quindi testati ovvero si valuta quali siano le variabili in input maggiormente discriminanti e quali meno. Al termine del test viene prodotto un file di pesi che verrà utilizzato nella seconda fase.
- applicazione dei risultati del training ad un campione di eventi: l'utente può selezionare il metodo che si è rivelato più efficace al termine della fase di training, fornendo come argomento il file di pesi. Vengono dunque letti gli eventi oggetto dell'analisi e in output viene restituita una variabile che $\in [0;1]$ ed è distribuita per la maggior parte verso lo 0 se vi è una prevalenza di eventi di fondo mentre verso 1 quando prevale il segnale $t\bar{t}$. Essa si può utilizzare per effettuare un taglio similmente a quanto descritto precedentemente.

Come vedremo più avanti, la ricostruzione cinematica dello stato finale $t\bar{t}$ rappresenta uno strumento potente per ridurre il fondo. Per questo motivo non è stato necessario ricorrere in questa analisi a una selezione multivariata.

A questo livello della selezione ($\text{trigger} + N_{Tjet} \geq 6 + \geq 2 \text{ b-jet} + \Delta R_{bb} \geq 1.5$) il valore del rapporto segnale/rumore è di circa 1/6.

4.3 Ricostruzione della massa del quark top negli eventi simulati $t\bar{t}$

Negli eventi $t\bar{t}$ simulati con il metodo Monte Carlo è possibile ricostruire la massa invariante dei bosoni W del decadimento del sistema $t\bar{t}$ e successivamente quella dei quark t e \bar{t} , ovvero m_{top} , nel seguente modo:

- ricordando che la variabile *MatchedParton_Flavour* indica il sapore del partone più vicino in direzione al jet e considerando per semplicità all'inizio solo un tripletto di jet, si può richiedere che due jet siano associati a quark leggeri. Questo ha lo scopo di ricostruire la massa dei bosoni W^+ e W^- in particolare nel primo caso W^+ si richiedono come quark leggeri d e \bar{u} oppure c e \bar{s} , mentre nel secondo caso W^- si richiedono u e \bar{d} oppure s e \bar{c} . Ricostruendo i quadrivettori P^μ dei due jet associati a quark leggeri è possibile ottenere il quadrivettore P^μ di W^+ e di W^- e di conseguenza la loro massa invariante, riportata in Fig. 4.5. Nella stessa figura è riportata anche la massa invariante dei bosoni W^+ e di W^- ottenuta dai quadrivettori P^μ dei partoni. Confrontando le due distribuzioni si può notare che quella relativa ai partoni è più stretta e piccata.

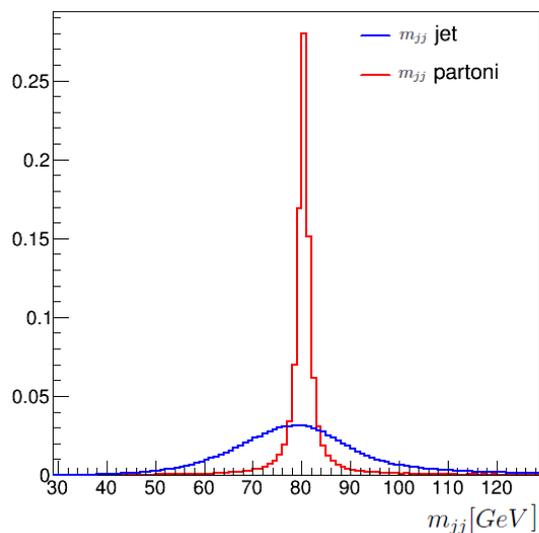


Figura 4.5: Distribuzione della massa invariante dei bosoni W ottenuta considerando un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo. In rosso è raffigurata la distribuzione ottenuta dai quadrivettori P^μ dei partoni e in blu quella ottenuta dai P^μ dei jet associati ai partoni.

- Se precedentemente è stato ottenuto un bosone W^+ si può richiedere che il terzo quark sia un b, viceversa nel caso di W^- che sia un \bar{b} . Conoscendo i quadrivettori di entrambi in un caso e nell'altro è possibile ottenere i quadrivettori dei quark t e \bar{t} rispettivamente e di conseguenza la loro massa invariante, m_{top} , riportata in Fig. 4.6. Come nel caso precedente, anche in figura 4.6 si confrontano le distribuzioni ottenute dai quadrivettori P^μ dei partoni e dei jet associati ai partoni. Nel primo caso la distribuzione della massa invariante, m_{top} , risulta più stretta e piccata.

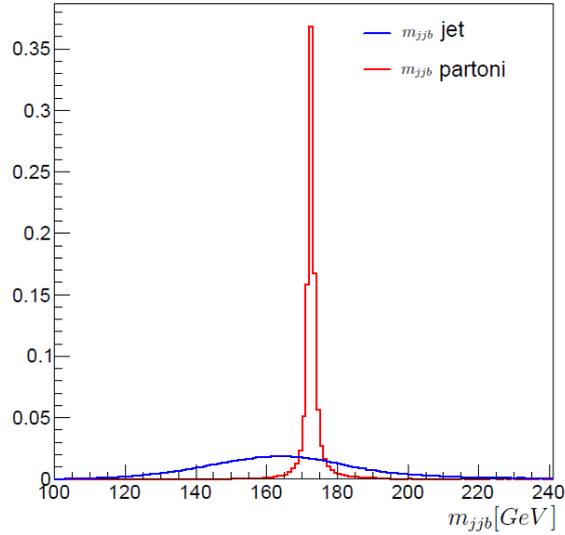


Figura 4.6: Distribuzione della massa invariante dei quark t e \bar{t} , m_{top} , ottenuta considerando un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo. In rosso è raffigurata la distribuzione ottenuta dai quadrivettori P^μ dei partoni e in blu quella ottenuta dai P^μ dei jet associati ai partoni.

Questo metodo presenta tuttavia un problema, infatti nei dati a priori non si conosce il sapore del partone associato al jet. Per distinguere i jet contenenti il quark b oppure l'antiquark \bar{b} da quelli contenenti quark leggeri si deve in questo caso usare la variabile $BtagDisc_CSV$, considerando tutte le permutazioni dei sei o più jet presenti nello stato finale.

Per questa ragione viene utilizzato il b-tagging per individuare, nello stato finale del decadimento $t\bar{t}$, tra 6 jet due con b-tag, requisito che abbiamo infatti descritto tra i criteri di selezione degli eventi nel paragrafo precedente.

Il metodo dunque scelto per ricostruire m_{top} adatto sia per i dati che per gli eventi $t\bar{t}$ verrà descritto nel paragrafo 4.4.

4.4 Ricostruzione della massa invariante m_{top} e delle quantità di moto trasverse P_T nello stato finale $t\bar{t}$ attraverso un fit cinematico

Una volta ottenuto un campione di eventi $t\bar{t}$ sufficientemente puro e che rispetta tutti i criteri di selezione visti nel paragrafo 4.2 si procede con la ricostruzione della massa invariante m_{top} tramite un fit cinematico.

Ricordiamo ancora una volta che nel canale all-hadronic lo stato finale degli eventi $t\bar{t}$ è caratterizzato da quattro quark leggeri provenienti dal decadimento dei bosoni W^+ e W^- e dalla presenza di un quark b e l'antiquark \bar{b} . Una volta individuati i sei jet, attraverso le loro variabili cinematiche si possono ricostruire i loro quadrimomenti e procedendo "all'indietro" i quadrimomenti dei bosoni W e quelli della coppia $t\bar{t}$.

Dai quadrimomenti utilizzando un metodo della classe `TLorentzVector` di ROOT si sono ottenute di conseguenza le corrispondenti masse invarianti.

Il fit cinematico consiste nel considerare m_{top} come parametro nell'espressione

$$\chi_t^2 = \frac{(m_{jj}^{(1)} - M_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{jj}^{(2)} - M_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{j\bar{j}b}^{(1)} - m_{top})^2}{\sigma_t^2} + \frac{(m_{j\bar{j}b}^{(2)} - m_{top})^2}{\sigma_t^2}$$

e il suo valore come quello che minimizza il χ^2 .

Più dettagliatamente $m_{jj}^{(1,2)}$ sono le masse invarianti dei sistemi a due jet che provengono dal decadimento dei due bosoni W , $m_{j\bar{j}b}^{(1,2)}$ sono quelle dei sistemi a tre jet che provengono da due quark top, $\sigma_W \simeq 13$ GeV e $\sigma_t \simeq 23$ GeV sono le deviazioni standard previste per le distribuzioni delle masse invarianti ottenute da un fit di quelle relative ai jet riportate in Fig. 4.5 e 4.6. Infine M_W viene fissata alla media mondiale 80.4 GeV.

Come noto, il test di χ^2 è un test che verifica l'ipotesi che una distribuzione di dati segua un andamento atteso sfruttando la distribuzione della variabile casuale χ^2 . L'accordo è buono se il χ^2 è sufficientemente piccolo; per questa ragione la miglior stima di m_{top} si ottiene minimizzandolo. In aggiunta, una richiesta del tipo $\chi^2 \leq$ di un certo valore soglia può garantire un forte miglioramento del rapporto segnale/rumore. La scelta di tale valore soglia verrà tra poco affrontata.

Il processo di minimizzazione avviene tramite l'utilizzo del pacchetto MINUIT di ROOT. MINUIT si utilizza infatti nella ricerca dei minimi di funzioni multiparametriche. L'utente fornisce a MINUIT la funzione di χ^2 che calcola la somma degli scarti quadratici tra i dati e i valori aspettati teoricamente pesati con gli errori sui dati lasciando come soli parametri liberi i parametri della funzione teorica. MINUIT minimizza il χ^2 in funzione di tali parametri, ovvero restituisce all'utente i loro valori che rendono minore il χ^2 .

Come già spiegato nel paragrafo 4.3 a priori non è possibile stabilire quale coppia di jet sia il prodotto del decadimento del bosone W^+ e quale del bosone W^- e nemmeno quale tripletto derivi dal decadimento del quark top perché nei dati non si conosce il

MatchedParton_Flavour dei jet. Di conseguenza è necessario minimizzare il χ^2 per ogni permutazione possibile dei jet e scegliere la combinazione per la quale il χ^2 risulta minore.

Con l'obiettivo di calcolare le sezioni d'urto in funzione della variabile quantità di moto trasversa del quark top P_T^t , occorre conoscere la miglior stima P_T^{fit} delle quantità di moto trasverse dei sei jet cioè i valori che insieme a m_{top} minimizzano l'espressione χ^2 riportata sotto. Infatti a livello di misura sono molto precise quelle delle direzioni dei jet mentre lo è meno quella di P_T , da cui la necessità di conoscerne la miglior stima.

La relazione che lega P_T misurato con quello fornito dal fit è la seguente:

$P_T^{fit} = kP_T^{mis}$, dove k è un parametro con una distribuzione centrata intorno a 1. Nel calcolo della variabile χ^2 dovranno essere aggiunti pertanto sei termini del tipo

$$\frac{(P_T^{fit} - P_T^{mis})^2}{\sigma_{P_T^{mis}}^2} = \frac{(kP_T^{mis} - P_T^{mis})^2}{\sigma_{P_T^{mis}}^2} = \frac{P_T^{mis^2}(k - 1)^2}{\sigma_{P_T^{mis}}^2}$$

dove l'errore relativo $\frac{\sigma_{P_T^{mis}}}{P_T^{mis}}$ si stima essere pari a 11% circa. La forma finale per la funzione χ^2 diventa allora:

$$\chi_t^2 = \frac{(m_{jj}^{(1)} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{jj}^{(2)} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{jjb}^{(1)} - m_{top})^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(m_{jjb}^{(2)} - m_{top})^2}{\Gamma_t^2} + \sum_{i=1}^6 \frac{P_{T,i}^{mis^2}(k_i - 1)^2}{\sigma_{P_{T,i}^{mis}}^2}$$

dove si sono sostituite le deviazioni standard σ_W e σ_t con le larghezze naturali $\Gamma_W=2.1$ GeV e $\Gamma_t=2.0$ GeV, perché ora la risoluzione sulle energie dei jet viene considerata esplicitamente nell'espressione per il χ^2 .

Sempre mediante l'uso di MINUIT si ottengono i sette parametri, m_{top} e i valori k_i rispetto ai quali χ^2 risulta minimizzato.

Le distribuzioni della variabile χ^2 , ottenute per gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo e per i dati, sono riportate normalizzate in Fig. 4.7.

Come si può già notare da tali distribuzioni il segnale nei dati viene privilegiato rispetto al fondo quando la variabile χ^2 è nell'intervallo [0;30]. Per questa ragione è plausibile pensare di scegliere la soglia superiore per effettuare un taglio sul χ^2 in tale intervallo.

Per stabilire questo valore soglia si possono considerare gli andamenti degli errori statistici e sistematici legati al fondo e la loro variazione in funzione del χ^2 . In particolare gli errori sistematici sul fondo B sono tipicamente proporzionali a B stesso, mentre gli errori statistici dell'ordine di \sqrt{B} , per ridurli è dunque necessario cercare di massimizzare i rapporti S/B e S/ \sqrt{B} contemporaneamente.

I risultati ottenuti per segnale atteso S, dati N, fondo atteso B=N-S, S/B e S/ \sqrt{B} per diversi valori di χ^2 sono riassunti nella Tabella 4.1.

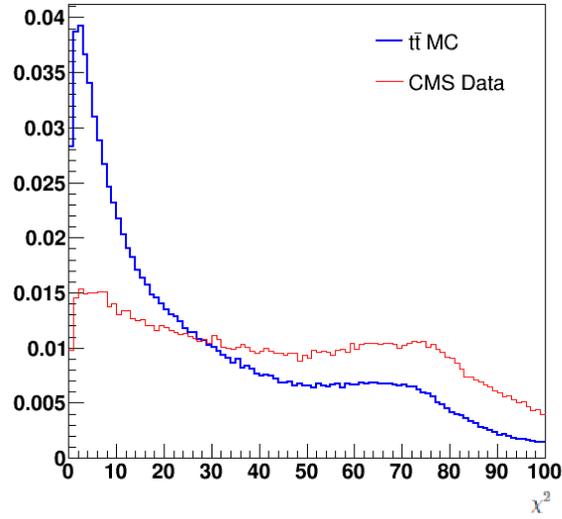


Figura 4.7: Distribuzione normalizzata della variabile χ^2 riportata in blu per gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo e in rosso per i dati.

$\chi^2 \leq$	S	N	B	S/B	S/\sqrt{B}
30	26335	72710	46375	0.57	122.29
25	23941	62401	38460	0.62	122.08
20	21161	51388	30227	0.70	121.71
15	17856	39815	21959	0.81	120.49
10	13631	27357	13726	0.99	116.34
7	10369	19138	8769	1.18	110.73

Tabella 4.1: sono riportati i valori di segnale atteso S, dati N, fondo atteso B, S/B e S/\sqrt{B} ottenuti per i tagli $\chi^2 \leq 7,10,15,20,25,30$.

Dalla tabella 4.1 si può notare che il taglio $\chi^2 \leq 10$ è opportuno al fine di ridurre l'errore statistico evitando contemporaneamente un aumento percentuale eccessivo dell'errore sistematico.

La scelta di tale soglia per il χ^2 è ulteriormente motivata se si osserva la distribuzione della variabile m_{top} riportata in Fig. 4.8 per $\chi^2 \leq 10,20,30$. Si può infatti notare che essa tende a essere più stretta al diminuire del taglio effettuato sul χ^2 .

Per $\chi^2 \leq 10$ viene riportata in Fig. 4.9 la distribuzione dei sei valori k_i , evidenziando come la media risulti essere vicina a 1, con una deviazione standard di circa il 10%.

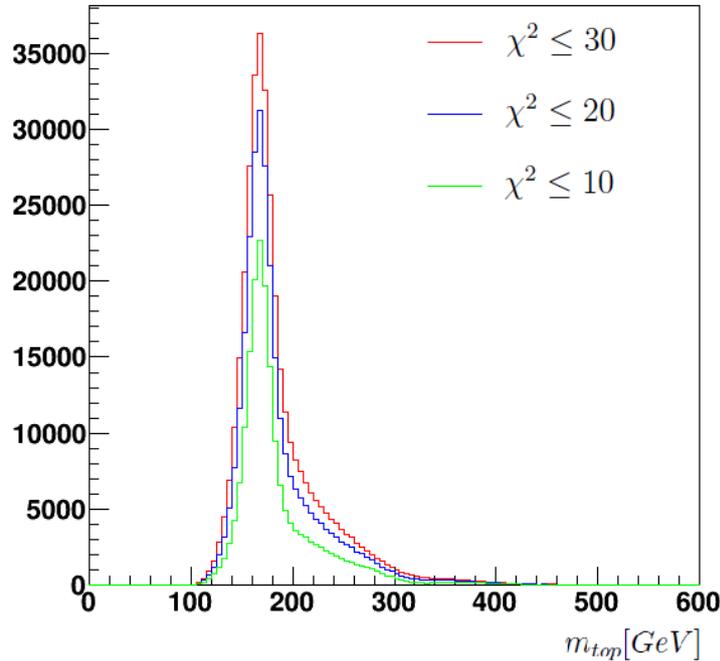


Figura 4.8: Distribuzione della variabile m_{top} ricavata dal fit cinematico ottenuta su un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo soddisfacenti $\chi^2 \leq 10,20,30$.

Nel programma sono inoltre stati aggiunti, in previsione della misura di sezioni differenziali, i calcoli di:

- massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$, ottenibili dal quadrimomento totale, somma dei sei quadrimomenti con quantità di moto scalate con i fattori k_i ;
- quantità di moto trasversa del quark top P_T^t ottenuta come media delle quantità di moto trasverse P_T dei due tripletti.

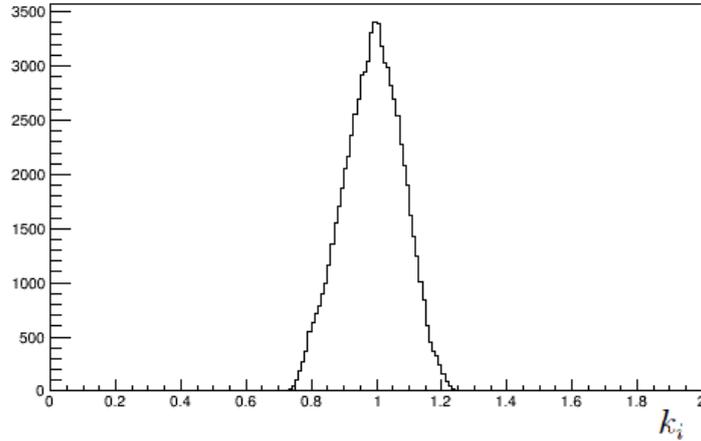


Figura 4.9: Distribuzione delle variabili k_i ricavate dal fit cinematico su un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo soddisfacenti $\chi^2 \leq 10$.

4.5 Modello per il fondo

Il fondo negli eventi è dominato dai processi di produzione multijet previsti dalla QCD mentre altre sorgenti di fondo come la produzione di bosoni W o Z e jet sono trascurabili. Per stimare la distribuzione di m_{top} (e di conseguenza anche della quantità di moto trasversale del quark top P_T^t e della massa invariante e della rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$ precedentemente introdotte) del fondo si ricorre al seguente metodo: si lavora sempre sui dati e si mantiene la richiesta che l'evento passi il trigger scelto, nel nostro caso lo ricordiamo si tratta del `HLT_QuadJet60_DiJet20`, e la presenza di almeno sei jet. Tuttavia si nega la presenza di jet con b-tag; in questo modo il valore di S/B risulta essere piccolo e l'evento considerato rappresenta un modello adeguato per gli eventi di fondo. La condizione su $\Delta R_{bb} \geq 1.5$ tra due dei sei jet invece rimane, per non trascurare eventuali distorsioni cinematiche da essa introdotte.

In conclusione lo stesso programma può essere fatto girare sui dati e sugli eventi simulati $t\bar{t}$ con la richiesta che almeno due jet abbiano b-tag, per ottenere nel secondo caso un modello per il segnale, e sempre sui dati ma chiedendo 0 b-tag in modo da ottenere un campione di controllo da usare come modello per il fondo.

Le distribuzioni ottenute di m_{top} , quantità di moto trasversale del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$ in questi tre casi e per un taglio $\chi^2 \leq 10$

sono riportate nelle figure 4.10, 4.11 e 4.12. In particolare in Fig. 4.10 si può notare la distribuzione ottenuta per gli eventi simulati $t\bar{t}$ (segnale), in Fig. 4.11 quello corrispondente ai dati e infine in Fig. 4.12 quello relativo a eventi senza tag (fondo).

Questo modello per il fondo ha un problema: non fornisce in alcun modo una normalizzazione assoluta della previsione. Si può però ovviare a ciò nel modo seguente. Per conoscere la frazione di segnale e fondo presente nei dati si può usare la distribuzione negli eventi candidati della variabile m_{top} : si possono sommare le distribuzioni ottenute per il campione di segnale e per il fondo e, dal confronto con quella dei dati, dedurre con un fit di verosimiglianza la normalizzazione dei due contenuti e la suddetta frazione. Questo è oggetto del paragrafo successivo.

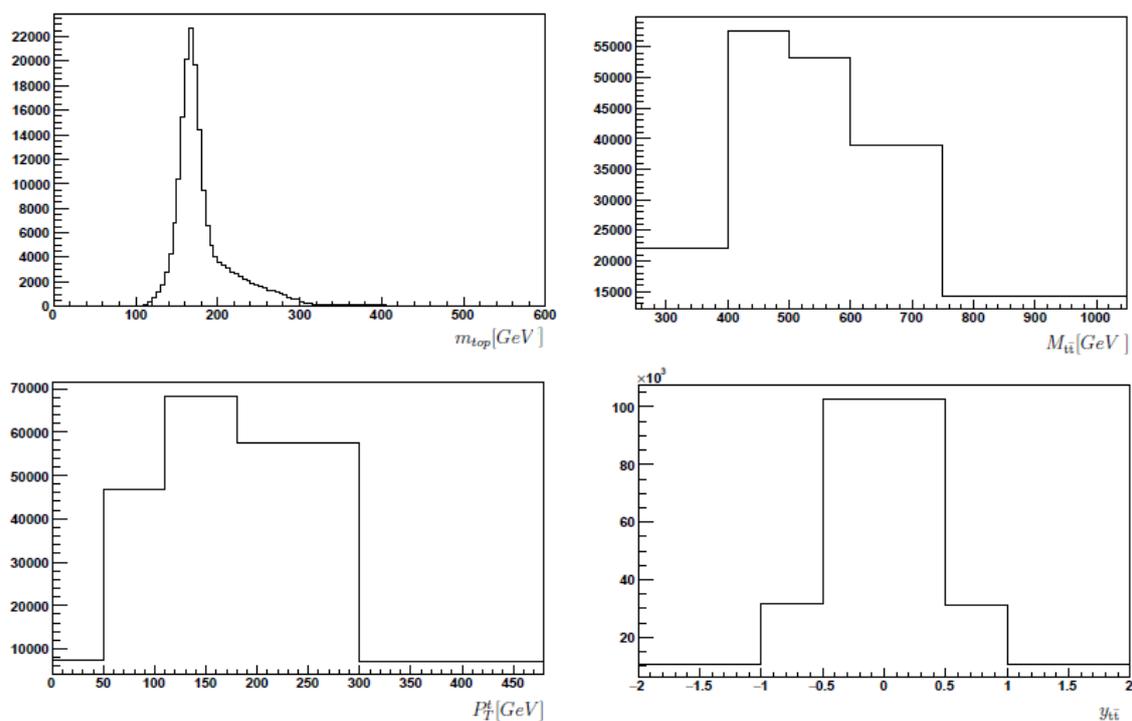


Figura 4.10: Distribuzioni relative alle variabili m_{top} , quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$ per gli eventi simulati $t\bar{t}$ Monte Carlo, soddisfacenti $\chi^2 \leq 10$ e con ≥ 2 b-tag.

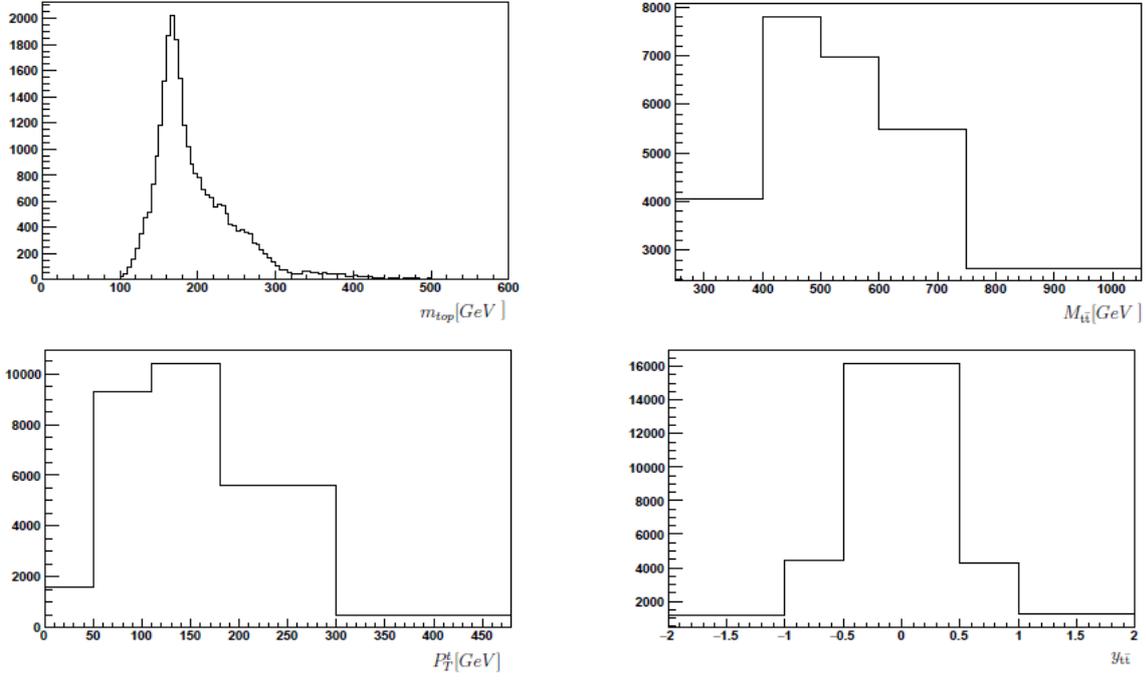


Figura 4.11: Distribuzioni relative alle variabili m_{top} , quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $Y_{t\bar{t}}$ per i dati, soddisfacenti $\chi^2 \leq 10$ e con ≥ 2 b-tag.

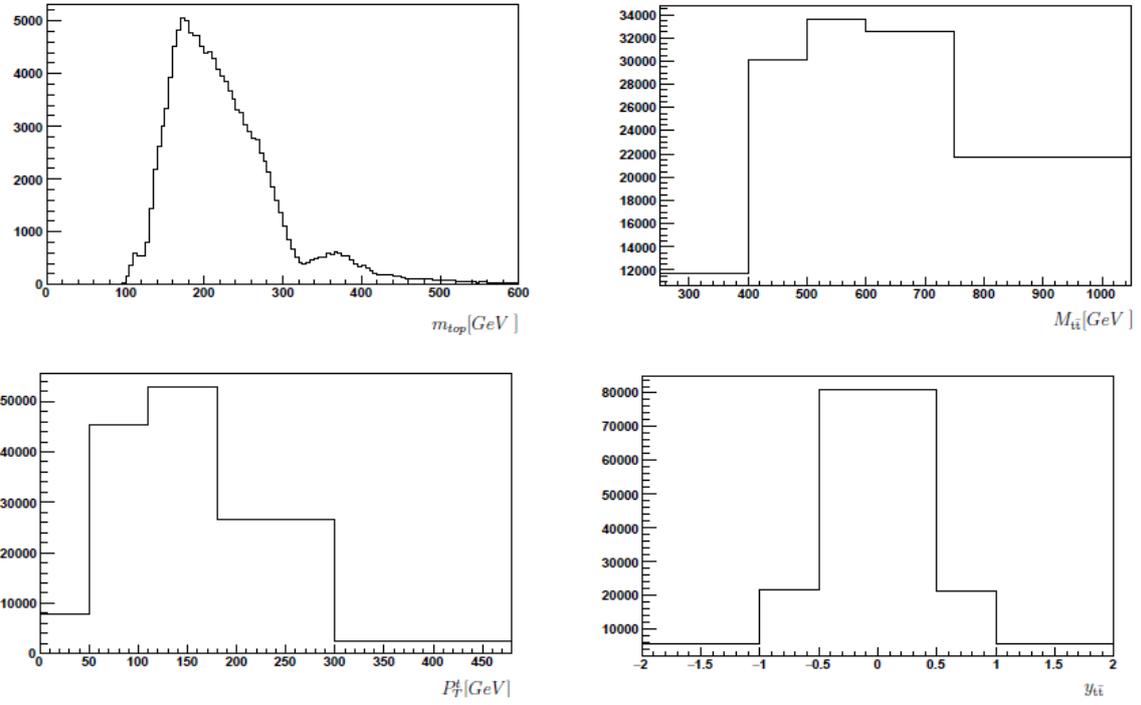


Figura 4.12: Distribuzioni relative alle variabili m_{top} , quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $Y_{t\bar{t}}$ per il campione di controllo usato come modello per il fondo, ovvero dati soddisfacenti $\chi^2 \leq 10$ e 0 b-tag.

4.6 Template per il segnale e il fondo e fit di verosimiglianza

Una volta disponibili gli istogrammi di m_{top} per i dati, per il segnale e per il fondo salvati in tre file .his di ROOT una seconda macro viene utilizzata per leggere i suddetti file e normalizzare gli istogrammi di segnale e di fondo ad area unitaria, ottenendo in questo modo le corrispondenti densità di probabilità dette *template*. Si possono indicare i contenuti del i -esimo bin per le densità di probabilità del segnale e del fondo con $b[i]$ e $s[i]$.

Per calcolare la frazione $f_s = n_s/n_{data}$ ovvero il rapporto nei candidati selezionati tra il numero di eventi di segnale e il numero totale di eventi e $f_b = 1 - f_s = n_b/n_{data}$ ovvero quello tra il numero di eventi di fondo e il totale, è necessario procedere con un fit di verosimiglianza.

Osservando un campione di misure (x_1, x_2, \dots, x_n) estratto da una popolazione X la cui distribuzione dipende da un set di parametri α la funzione di verosimiglianza $L(\alpha)$ descrive la probabilità di misurare quel determinato campione al variare di α .

Nel nostro caso la funzione di probabilità assume la forma: $L = L_{norm} \times L_{shape}$. Il primo è un fattore di normalizzazione di forma poissoniana

$$L_{norm} = e^{-\mu} \frac{\mu^n}{n!}$$

dove $\mu = n_{dati} = n_s + n_b$ è il numero totale di eventi. Il secondo termine è legato alla forma delle distribuzioni

$$L_{shape} = \prod_{n=1}^{N_{bin}} n[i] (f_s s[i] + (1 - f_s) b[i])$$

dove $n[i]$ è il contenuto dell' i -esimo bin dell'istogramma di m_{top} ricavato dagli eventi candidati e $s[i]$ e $b[i]$ sono, come già accennato, i contenuti dei bin relativi rispettivamente al template di segnale e di fondo.

Si utilizzano le distribuzioni di m_{top} per effettuare il fit di verosimiglianza in quanto per questa variabile la distribuzione per gli eventi simulati $t\bar{t}$ e quella per il fondo sono significativamente diverse.

Il fit dovrebbe restituire il valore di f_s che massimizza la funzione di verosimiglianza. Per semplicità computazionale anziché ricercare il massimo della funzione di verosimiglianza si cerca il minimo dell'opposto del suo logaritmo. Questo si realizza sempre attraverso il pacchetto MINUIT di root.

In Tabella 4.2 è riportato il valore di f_s , ottenuto con $\chi^2 \leq 10$.

Ottenuto il valore di f_s relativo alla variabile m_{top} la macro precedente produce un istogramma di confronto tra gli eventi candidati e la somma segnale+fondo, riportato per un taglio di $\chi^2 \leq 10$ in Fig. 4.13.

$\chi^2 \leq$	f_s
10	0.546 ± 0.007

Tabella 4.2: è riportato il valore di f_s ottenuto per il taglio $\chi^2 \leq 10$.

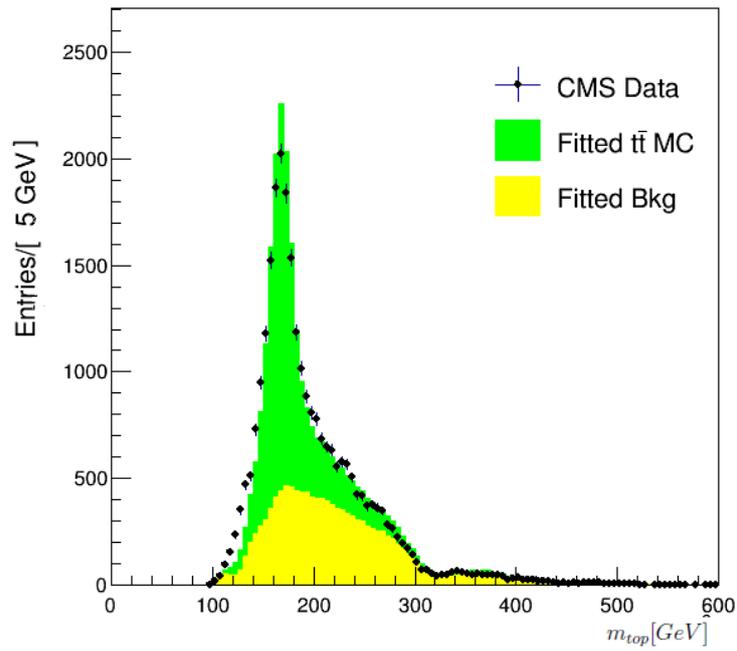


Figura 4.13: Distribuzione di confronto tra gli eventi candidati con $\chi^2 \leq 10$ e la somma segnale+fondo per la variabile m_{top} .

In Fig. 4.13 il segnale e il fondo sono entrambi normalizzati a rispettivamente

$$n_s = n_{data} \times f_s$$

e

$$n_b = n_{data} \times (1 - f_s)$$

In Tabella 4.3 sono riportati i valori di eventi di segnale e fondo ottenuti per $\chi^2 \leq 10$.

$\chi^2 \leq$	n_s	n_b	n_{data}
10	14928±205	12420±170	27348

Tabella 4.3: numero di eventi di segnale e di fondo ottenuti per $\chi^2 \leq 10$.

In Fig. 4.13 si può notare che il segnale è caratterizzato da un picco molto marcato nella zona con $150 \leq m_{top} \leq 200$ GeV, compatibile con la massa del quark top, mentre il fondo è piuttosto uniforme e senza picchi di rilievo. Questo implica che il rapporto segnale/rumore è migliore se si considera questo intervallo; di conseguenza questa richiesta va aggiunta quando vengono riempiti gli istogrammi relativi alle distribuzioni della quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e della massa invariante e della rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$ nel caso dei dati, del segnale $t\bar{t}$ e del fondo.

Utilizzando m_{top} per calcolare f_s , si può procedere con la normalizzazione degli istogrammi per il segnale e il fondo per le altre tre variabili $M_{t\bar{t}}$, $y_{t\bar{t}}$ e P_T^t e con la conseguente produzione anche per esse di un istogramma di confronto tra gli eventi candidati e la somma segnale+fondo.

Occorre però considerare la frazione di eventi di fondo $n_{in}^{bck}/n_{all}^{bck}$ relativa all'intervallo $150 \leq m_{top} \leq 200$ GeV.

Il fondo viene normalizzato a

$$n'_b = n_{data} \times (1 - f_s) \times \frac{n_{in}^{bck}}{n_{all}^{bck}} = n_b \times \frac{n_{in}^{bck}}{n_{all}^{bck}}$$

mentre il segnale viene rinormalizzato alla differenza tra candidati e fondo

$$n'_s = n'_{data} - n'_b$$

Le distribuzioni ottenute per le suddette tre variabili sono riportati per un taglio di $\chi^2 \leq 10$ in Fig. 4.14.

Si noti il buon accordo per quanto riguarda la rapidità $y_{t\bar{t}}$ e il discreto accordo per la massa invariante $M_{t\bar{t}}$. Per quanto riguarda la quantità di moto trasversa P_T^t , la simulazione $t\bar{t}$ tende a produrre valori maggiori di P_T^t rispetto a quanto osservato nei dati. Questo comportamento è noto e comune agli altri canali studiati da CMS (dilepton e single-lepton).

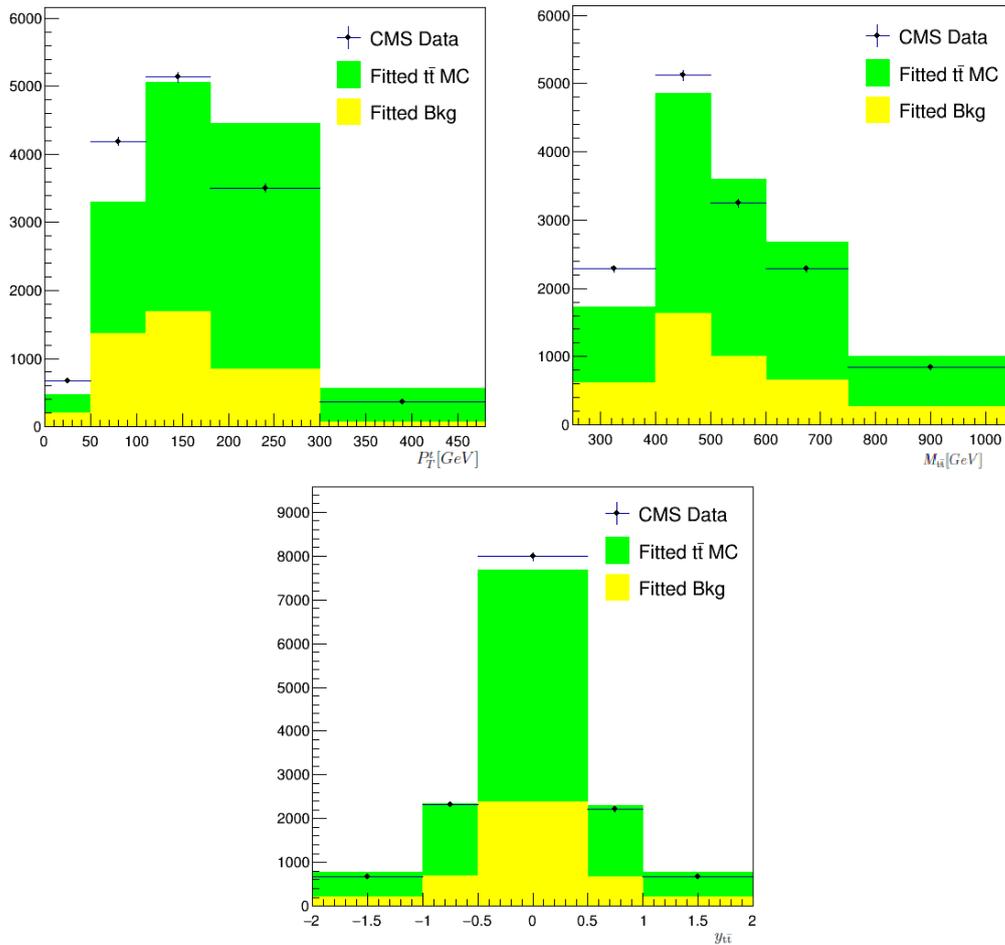


Figura 4.14: Distribuzione di confronto tra gli eventi candidati con $\chi^2 \leq 10$ e la somma segnale+fondo per le variabili quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$.

4.7 Misura della sezione d'urto differenziale

La sezione d'urto differenziale è definita come

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dX} = \frac{N_i}{\sum_i N_i \Delta X_i}$$

dove, considerando l'osservabile X , N_i è il numero di eventi di segnale nel i -esimo bin misurato negli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo e ΔX_i è la larghezza del bin. Utilizziamo qui come osservabili le grandezze quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$. I risultati sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5, 4.6.

Gli istogrammi presentano bin a larghezza variabile che viene riportata nelle tabelle. In esse viene anche indicato il valore della sezione d'urto differenziale che si otterrebbe utilizzando direttamente gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo. I risultati ottenuti per gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo sono riportati insieme a quelli misurati considerando gli eventi candidati, dopo aver sottratto il fondo, nelle Fig 4.15.

La sezione d'urto differenziale è normalizzata dalla somma $\sum_i N_i$ su tutti i bin. Di conseguenza la luminosità integrata è omessa perché si cancella nel rapporto e per lo stesso motivo anche le fonti di incertezza sistematica comuni a tutti i bin si cancellano.

bin range	segnale osservato	segnale atteso
P_T^t [GeV]	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dP_T^t}$ [GeV ⁻¹]	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dP_T^t}$ [GeV ⁻¹]
0–50	$(96 \pm 4) \times 10^{-5}$	68×10^{-5}
50–110	$(486 \pm 9) \times 10^{-5}$	397×10^{-5}
110–180	$(509 \pm 9) \times 10^{-5}$	522×10^{-5}
180–300	$(228 \pm 4) \times 10^{-5}$	268×10^{-5}
300–480	$(17 \pm 1) \times 10^{-5}$	23×10^{-5}

Tabella 4.4: valori della sezione d'urto differenziale misurati con l'osservabile P_T^t negli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo; l'errore citato è statistico. Nell'ultima colonna, per un confronto, sono riportati i valori ottenuti considerando gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo.

bin range	segnale osservato	segnale atteso
$M_{t\bar{t}}$ [GeV]	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dM_{t\bar{t}}} [\text{GeV}^{-1}]$	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dM_{t\bar{t}}} [\text{GeV}^{-1}]$
250–400	$(115 \pm 3) \times 10^{-5}$	83×10^{-5}
400–500	$(364 \pm 6) \times 10^{-5}$	351×10^{-5}
500–600	$(234 \pm 5) \times 10^{-5}$	260×10^{-5}
600–750	$(113 \pm 3) \times 10^{-5}$	128×10^{-5}
750–1050	$(198 \pm 8) \times 10^{-6}$	241×10^{-6}

Tabella 4.5: valori della sezione d’urto differenziale misurati con l’osservabile $M_{t\bar{t}}$ negli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo; l’errore citato è statistico. Nell’ultima colonna, per un confronto, sono riportati i valori ottenuti considerando gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo.

bin range	segnale osservato	segnale atteso
$y_{t\bar{t}}$	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dy_{t\bar{t}}}$	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dy_{t\bar{t}}}$
(-2)–(-1)	$(46 \pm 2) \times 10^{-3}$	56×10^{-3}
(-1)–(-0.5)	$(338 \pm 8) \times 10^{-3}$	337×10^{-3}
(-0.5)–0.5	$(580 \pm 8) \times 10^{-3}$	554×10^{-3}
0.5–1	$(315 \pm 8) \times 10^{-3}$	332×10^{-3}
1–2	$(47 \pm 2) \times 10^{-3}$	56×10^{-3}

Tabella 4.6: valori della sezione d’urto differenziale misurati con l’osservabile $y_{t\bar{t}}$ negli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo; l’errore citato è statistico. Nell’ultima colonna, per un confronto, sono riportati i valori ottenuti considerando gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo.

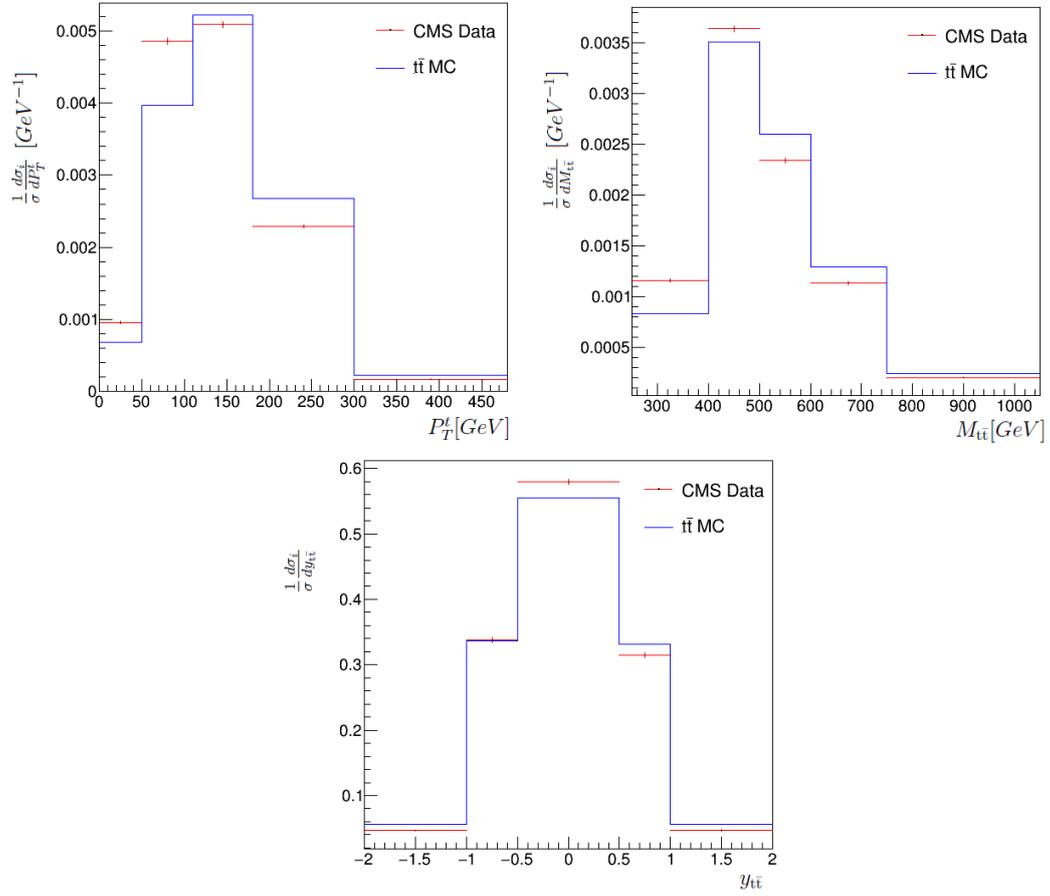


Figura 4.15: Valori della sezione d'urto differenziale ottenuti con gli osservabili quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$. In figura sono riportati i valori ottenuti dagli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo in rosso e quelli ottenuti dagli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo in blu.

Capitolo 5

Discussione dei risultati sperimentali

In questo capitolo viene riportato un commento conclusivo sull'analisi sperimentale condotta e sulle misure di sezione d'urto differenziale ottenute.

5.1 Risultati ottenuti per la misura della sezione d'urto differenziale

Nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6 e nella figura 4.15 abbiamo riportato i risultati sperimentali ottenuti per la misura di sezioni d'urto differenziale.

Si è lavorato su dati prelevati durante l'anno 2012 dall'esperimento CMS, in collisioni protone-protone con un'energia nel centro di massa $\sqrt{s}=8$ TeV e una luminosità integrata di 19.5 fb^{-1} , e su eventi $t\bar{t}$ simulati e generati con MADGRAPH ponendo $m_{top}=172.5$ GeV.

I valori ottenuti nel caso di $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$ sono compatibili con quelli attesi per la combinazione di segnale e fondo con normalizzazione relativa ottenuta dai dati stessi. Nel caso di P_T^t non c'è un accordo altrettanto buono ma ciò è noto e avviene anche per i canali dilepton e single-lepton. Nelle simulazioni CMS si tiene infatti conto di ciò introducendo delle correzioni o delle incertezze sistematiche.

5.2 Incertezze sistematiche

Trattare le incertezze sistematiche presenti in esperimenti complessi come CMS è estremamente difficile, soprattutto perché esiste un grandissimo numero di fattori che influenzando la misura contribuiscono all'incertezza totale.

Alcuni fonti di incertezze sistematiche sono:

- imprecisione sulla stima delle efficienze. Esistono tipi diversi di generatori Monte Carlo ognuno dei quali può fornire una propria modellizzazione del segnale e fornire valori di efficienza leggermente diversi.
- Imprecisione sulla stima del fondo. Come per il segnale anche per il fondo esistono diversi metodi per modellizzarlo, i cui esiti sono compatibili ma mai del tutto equivalenti. Come si può notare anche negli istogrammi di confronto dei dati rispetto al segnale+fondo l'accordo è buono, ma non eccellente.
- Imprecisione nella misura della luminosità che è nota con un'incertezza del 2.7%.
- La scala energetica dei jet (JES) e la risoluzione dei jet (JER) hanno un effetto sulla misura della sezione d'urto inclusiva dell'ordine di 7.0% e 3.5%.
- L'algoritmo di b-tagging ha un effetto importante dato che gli eventi selezionati devono presentare almeno due jet con b-tag. Un fattore di scala SF_{tag} deve essere considerato per tener conto della discrepanza nelle efficienze di tagging di veri b jet tra i dati e gli eventi simulati. Esso risulta circa 0.99 e si traduce in un'incertezza sulla sezione d'urto inclusiva pari a 7.3%.
- L'efficienza dei trigger necessita di una correzione data dal fattore $0.83 \leq SF_{trig} \leq 0.96$ che è legato alla curva di turn-on del trigger, la quale descrive la probabilità che un jet di fissato P_T passi il trigger. Contribuisce con un impatto del 2.0% sulla sezione d'urto inclusiva.

Come preannunciato, le sezioni d'urto differenziali sono normalizzate e questo implica che le fonti di incertezza sistematica correlate tra tutti i bin si cancellano. Restano possibili effetti residui dovuti a incertezze che dipendono da P_T e η e che pertanto influiscono in modo diverso sui diversi bin delle distribuzioni. Un'analisi più approfondita e completa

che valuti queste incertezze sistematiche residue va oltre lo scopo di questo lavoro e non è stata condotta.

È stato invece considerato l'effetto delle incertezze sulla JES, che è uno degli effetti dominanti.

Per capire l'effetto che questa incertezza sistematica ha sulle distribuzioni e sulle sezioni d'urto differenziali possiamo confrontare le distribuzioni ottenibili modificando le energie dei jet sommando e sottraendo tale incertezza σ_{JES} . Il risultato di tale analisi è riportato nelle Fig. 5.1 e 5.2. Si può notare che non c'è una differenza significativa tra i due casi, perché la frazione di eventi di segnale f_s risulta simile e molto simili sono anche le distribuzioni.

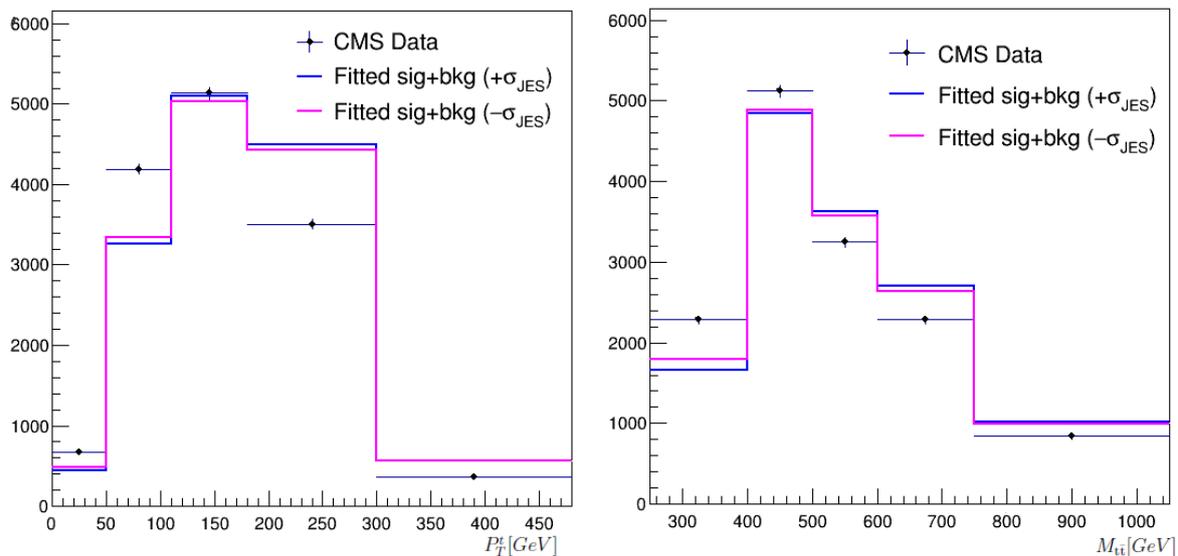


Figura 5.1: Distribuzione di confronto tra gli eventi candidati con $\chi^2 \leq 10$ e la somma segnale+fondo per le variabili quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ considerando una variazione pari a $\pm\sigma_{JES}$ nella scala di energia dei jet.

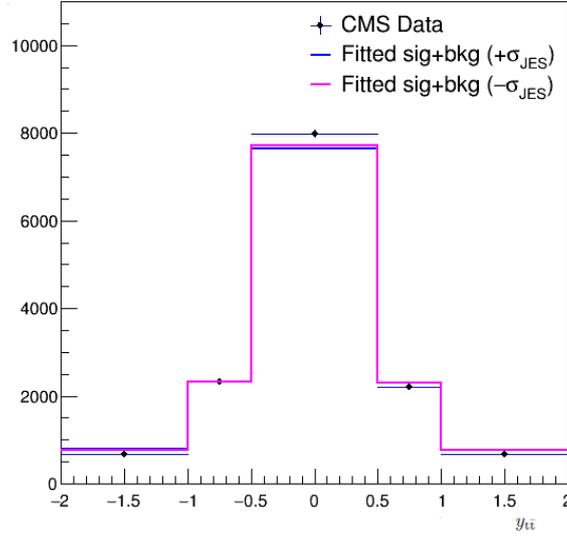


Figura 5.2: Distribuzione di confronto tra gli eventi candidati con $\chi^2 \leq 10$ e la somma segnale+fondo per la variabile rapidità del sistema $t\bar{t}$ $y_{t\bar{t}}$ considerando una variazione pari a $\pm\sigma_{JES}$ nella scala di energia dei jet.

5.3 Conclusioni

I dati utilizzati sono stati raccolti nell'esperimento CMS nell'anno 2012, pre-processati nel febbraio dell'anno 2013 e scritti su file di ROOT.

Abbiamo seguito una procedura sperimentale atta a misurare una sezione d'urto differenziale di produzione delle coppie $t\bar{t}$ nelle collisioni protone-protone.

Inizialmente è stato necessario applicare dei metodi di selezione per rendere il campione più puro, in modo da aumentare il rapporto S/B del campione di dati. Gli eventi analizzati pertanto hanno dovuto innanzitutto passare il trigger multijet *HLT_QuadJet60_DiJet20*.

Un'ulteriore selezione sui jet è stata attuata con tagli sulla quantità di moto trasversa P_T ed sulla pseudorapidità η che hanno portato a lavorare solo con i cosiddetti Tjet.

Gli eventi ritenuti compatibili con il decadimento $t\bar{t}$ nel canale all-hadronic sono stati identificati richiedendo la presenza nello stato finale di 6 jet di cui due corrispondenti ai quark b e \bar{b} , individuati mediante una procedura di b-tagging.

Infine un'ulteriore selezione è stata fatta imponendo che la variabile ΔR_{bb} fosse maggiore di 1.5.

Successivamente dopo aver ricostruito i quadrimomenti dei sei jet e di conseguenza le loro masse invarianti, attraverso un fit cinematico è stata ricavata la miglior stima per m_{top} e per i sei parametri k che mettono in relazione il valore stimato e quello misurato per il P_T dei jet $P_T^{fit} = kP_T^{mis}$. Il fit è stato realizzato minimizzando la seguente espressione

$$\chi_t^2 = \frac{(m_{jj}^{(1)} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{jj}^{(2)} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{jjb}^{(1)} - m_{top})^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(m_{jjb}^{(2)} - m_{top})^2}{\Gamma_t^2} + \sum_{i=1}^6 \frac{P_{T,i}^{mis^2} (k_i - 1)^2}{\sigma_{P_{T,i}^{mis}}^2}$$

attraverso l'uso della classe MINUIT di ROOT. Dato che a priori non si conosce il sapore dei partoni associati ai jet è stato necessario minimizzare il χ^2 per ogni possibile permutazione dei suddetti jet per trovare quella che lo rendeva minore.

Il segnale presente negli eventi candidati viene simulato con il generatore Monte Carlo $t\bar{t}$, mentre il fondo è modellizzato da eventi di un campione controllo in cui viene tolta la richiesta di due jet con b-tag.

Vengono quindi ricavate le distribuzioni di m_{top} lavorando sugli eventi candidati, del fondo e di segnale. Dopo aver normalizzato a uno gli istogrammi di segnale e fondo, attraverso un fit di verosimiglianza si calcola la frazione $f_s = n_s/n_{data}$ ovvero il rapporto negli eventi candidati tra il numero di eventi di segnale e il numero totale di eventi e $f_b = 1 - f_s = n_b/n_{data}$ ovvero quella relativa al fondo. Il fit di verosimiglianza viene fatto massimizzando la funzione $L = L_{norm} \times L_{shape}$ dove il primo è un fattore con forma poissoniana

$$L_{norm} = e^{-\mu} \frac{\mu^n}{n!}$$

mentre il secondo termine è legato alla forma delle distribuzioni

$$L_{shape} = \prod_{n=1}^{N_{bin}} n[i] (f_s s[i] + (1 - f_s) b[i]).$$

Con f_s nota è allora possibile normalizzare sia il segnale che il fondo di m_{top} a rispettivamente

$$n_s = n_{data} \times f_s$$

e

$$n_b = n_{data} \times (1 - f_s).$$

Successivamente si è prodotto un istogramma di confronto tra gli eventi candidati e la somma segnale+fondo per controllare che ci fosse un buon accordo.

Considerando la regione di massa invariante m_{top} compresa tra 150 e 200 GeV si può calcolare la frazione di eventi corrispondenti sia per il segnale che per il fondo. Di conseguenza è possibile normalizzare gli istogrammi di segnale e fondo per le variabili quantità

di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$ utilizzando

$$n'_b = n_{data} \times (1 - f_s) \times \frac{n_{in}^{bck}}{n_{all}^{bck}} = n_b \times \frac{n_{in}^{bck}}{n_{all}^{bck}}$$

e

$$n'_s = n'_{data} - n'_b$$

Anche in questo caso vengono prodotti per ognuna delle tre variabili istogrammi di confronto degli eventi candidati con la somma di fondo+segnale.

Con i suddetti istogrammi è dunque possibile la misura della sezione d'urto differenziale, scopo iniziale dell'analisi:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_i}{dX} = \frac{N_i}{\sum_i N_i \Delta X_i}$$

Bibliografia

- [1] S. Braibant, G. Giacomelli, M. Spurio, "Particelle e interazioni fondamentali", Springer, 2012.
- [2] <http://home.web.cern/about>.
- [3] CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", JINST 3 (2008) S08004, doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [4] CMS Collaboration, "Particle-flow event reconstruction in CMS and performance for jets, taus and E_T^{miss} ", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001, 2009.
- [5] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "The anti- k_t jet clustering algorithm", JHEP 04 (2008) 063.
- [6] CMS Collaboration, "Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the all-jets final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV", Eur. Phys. Jour. C 76 (2016) 128.
- [7] CMS Collaboration, "Measurement of the differential cross section for top quark pair production pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV", Eur. Phys. Jour. C 75 (2016) 542.
- [8] CDF Collaboration, "Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", Phys. Rev. D 50 (1994) 2966.
- [9] CMS Collaboration, "Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ collisions with the Collider Detector at Fermilab", Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626.
- [10] D0 Collaboration, "Observation of the Top Quark", Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632.
- [11] Particle Data Group Collaboration, "Review of Particle Physics", Chin. Phys. C 38 (2014) 090001.
- [12] J. Alwall et al., "The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations", JHEP 07 (2014) 079.

- [13] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, "A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX", JHEP 06 (2010) 043.

Elenco delle tabelle

4.1	sono riportati i valori di segnale atteso S , dati N , fondo atteso B , S/B e S/\sqrt{B} ottenuti per i tagli $\chi^2 \leq 7,10,15,20,25,30$	47
4.2	è riportato il valore di f_s ottenuto per il taglio $\chi^2 \leq 10$	54
4.3	numero di eventi di segnale e di fondo ottenuti per $\chi^2 \leq 10$	55
4.4	valori della sezione d'urto differenziale misurati con l'osservabile P_T^t negli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo; l'errore citato è statistico. Nell'ultima colonna, per un confronto, sono riportati i valori ottenuti considerando gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo.	57
4.5	valori della sezione d'urto differenziale misurati con l'osservabile $M_{t\bar{t}}$ negli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo; l'errore citato è statistico. Nell'ultima colonna, per un confronto, sono riportati i valori ottenuti considerando gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo.	58
4.6	valori della sezione d'urto differenziale misurati con l'osservabile $y_{t\bar{t}}$ negli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo; l'errore citato è statistico. Nell'ultima colonna, per un confronto, sono riportati i valori ottenuti considerando gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo.	58

Elenco delle figure

1.1	Rappresentazione dell'apparato sperimentale di J.J. Thompson	7
1.2	Rappresentazione dell'apparato sperimentale utilizzato da Rutherford per studiare la deflessione di un fascio di particelle α causata da sottili lamine d'oro.	9
1.3	Rappresentazione del cubo di Okun che riassume il quadro teorico attuale.	11
1.4	Decadimento beta: un neutrone si trasforma in protone con contemporanea liberazione di un antineutrino e un elettrone.	13
1.5	Le particelle elementari si suddividono in quark e leptoni organizzati in tre generazioni o famiglie. Si aggiungono le particelle che trasmettono l'interazione note come bosoni mediatori o bosoni di gauge.	13
2.1	Schematizzazione di un acceleratore lineare di particelle.	18
2.2	Schematizzazione di un acceleratore circolare di particelle.	19
2.3	Schematizzazione del complesso di acceleratori presente a LHC.	20
2.4	Sezione di un magnete superconduttore.	21
2.5	Sezione trasversale di CMS da cui si possono notare gli strati concentrici di rivelatori.	23
2.6	Schema degli stati cilindrici del rivelatore CMS.	24
3.1	Riassunto delle principali caratteristiche del quark top	31
3.2	Processi di produzione di coppie $t\bar{t}$	32
3.3	Processi di produzione singola.	33
3.4	Riassunto dei processi di decadimento del quark top.	34
4.1	Struttura gerarchica tree-branch-leaf dei file di formato ROOT	36
4.2	sono riportate sopra le distribuzioni delle variabili η e P_T per gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo e sotto le stesse distribuzioni per i dati.	39
4.3	Distribuzione della variabile $BtagDisc_CSV$ per un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo nei quattro casi seguenti: tutti i jet, i jet associati a un quark b, i jet associati a quark leggeri e i gluoni.	40
4.4	Sopra è riportata la distribuzione della centralità per un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo, mentre sotto quella per un campione di dati.	41

4.5	Distribuzione della massa invariante dei bosoni W ottenuta considerando un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo. In rosso è raffigurata la distribuzione ottenuta dai quadrivettori P^μ dei partoni e in blu quella ottenuta dai P^μ dei jet associati ai partoni.	43
4.6	Distribuzione della massa invariante dei quark t e \bar{t} , m_{top} , ottenuta considerando un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo. In rosso è raffigurata la distribuzione ottenuta dai quadrivettori P^μ dei partoni e in blu quella ottenuta dai P^μ dei jet associati ai partoni.	44
4.7	Distribuzione normalizzata della variabile χ^2 riportata in blu per gli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo e in rosso per i dati.	47
4.8	Distribuzione della variabile m_{top} ricavata dal fit cinematico ottenuta su un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo soddisfacenti $\chi^2 \leq 10, 20, 30$	48
4.9	Distribuzione delle variabili k_i ricavate dal fit cinematico su un campione di eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo soddisfacenti $\chi^2 \leq 10$	49
4.10	Distribuzioni relative alle variabili m_{top} , quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$ per gli eventi simulati $t\bar{t}$ Monte Carlo, soddisfacenti $\chi^2 \leq 10$ e con ≥ 2 b-tag.	50
4.11	Distribuzioni relative alle variabili m_{top} , quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $Y_{t\bar{t}}$ per i dati, soddisfacenti $\chi^2 \leq 10$ e con ≥ 2 b-tag.	51
4.12	Distribuzioni relative alle variabili m_{top} , quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $Y_{t\bar{t}}$ per il campione di controllo usato come modello per il fondo, ovvero dati soddisfacenti $\chi^2 \leq 10$ e 0 b-tag.	52
4.13	Distribuzione di confronto tra gli eventi candidati con $\chi^2 \leq 10$ e la somma segnale+fondo per la variabile m_{top}	54
4.14	Distribuzione di confronto tra gli eventi candidati con $\chi^2 \leq 10$ e la somma segnale+fondo per le variabili quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$	56
4.15	Valori della sezione d'urto differenziale ottenuti con gli osservabili quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante e rapidità del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$. In figura sono riportati i valori ottenuti dagli eventi candidati dopo aver sottratto il fondo in rosso e quelli ottenuti dagli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo in blu.	59
5.1	Distribuzione di confronto tra gli eventi candidati con $\chi^2 \leq 10$ e la somma segnale+fondo per le variabili quantità di moto trasversa del quark top P_T^t e massa invariante del sistema $t\bar{t}$ $M_{t\bar{t}}$ considerando una variazione pari a $\pm\sigma_{JES}$ nella scala di energia dei jet.	62

5.2 Distribuzione di confronto tra gli eventi candidati con $\chi^2 \leq 10$ e la somma segnale+fondo per la variabile rapidità del sistema $t\bar{t}$ $y_{t\bar{t}}$ considerando una variazione pari a $\pm\sigma_{JES}$ nella scala di energia dei jet. 63