

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Studio di metodi di ricostruzione di top molto energetici all'esperimento ATLAS

Relatore:

Prof. Nicola Semprini Cesari

Presentata da:

Simone Casadei

Correlatori:

Dott. Gian Luigi Alberghi

Dott. Roberto Spighi

Sessione II
Anno Accademico 2012/2013

Chi ha raggiunto lo stadio del non meravigliarsi più di nulla,
dimostra semplicemente di aver perduto
l'arte del ragionare e del riflettere

Max Planck

Sommario

L'acceleratore di protoni e ioni pesanti LHC costruito presso i laboratori del CERN di Ginevra permette sviluppi straordinari nel campo della fisica delle particelle alle alte energie. Tra le diverse linee di ricerca attualmente operative lo studio del quark top riveste un ruolo di particolare rilevanza. Infatti, l'elevata energia accessibile alla macchina rende possibile la raccolta di campioni di elevata statistica necessari per uno studio dettagliato delle proprietà del quark top, la particella più pesante fino ad oggi nota. In particolare in questa tesi viene studiato, e confrontato con l'analisi standard, un nuovo metodo, chiamato "template overlap method", per la selezione di quark top prodotti ad alta energia. L'obiettivo è valutare se questo nuovo metodo permetterà una migliore precisione nella misura della sezione d'urto differenziale di produzione di coppie $t\bar{t}$ nelle prossime prese dati dove l'energia nel centro di massa raggiungerà i 13 TeV. L'analisi, per ora, è stata svolta su dati montecarlo simulati per l'esperimento ATLAS ad una energia del centro di massa di 8 TeV. I risultati ottenuti sono incoraggianti perchè mostrano un'alta efficienza di selezione all'aumentare dell'energia dei prodotti di decadimento del top.

Indice

Introduzione	iii
1 Il modello standard e la fisica del quark top	1
1.1 Il modello standard.....	1
1.1.1 I costituenti della materia.....	2
1.1.2 Le interazioni.....	4
1.2 Collisioni protone-protone a LHC.....	9
1.3 La sezione d'urto.....	11
1.3.1 La sezione d'urto totale.....	11
1.3.2 La sezione d'urto differenziale.....	11
1.4 Le variabili cinematiche.....	12
1.5 La fisica del quark top.....	13
1.5.1 Produzione del top.....	14
1.5.2 Decadimento del quark top.....	15
1.6 Oltre il modello standard.....	17
2 LHC e ATLAS	18
2.1 LHC.....	18
2.2 L'esperimento ATLAS.....	19
2.2.1 Il sistema di magneti.....	21
2.2.2 Inner Detector.....	21
2.2.3 I calorimetri.....	22
2.2.4 Il sistema a muoni.....	24
2.2.5 Il sistema di trigger ed acquisizione dati.....	25
2.3 Lucid.....	26
3 Ricostruzione di quark top ad alta energia	27
3.1 Ricostruzione di jet.....	28
3.2 Boosted jet.....	30
3.3 Template Overlap Method.....	32
3.4 Descrizione della cinematica del top simulato.....	34

4 Risultati	36
4.1 Selezione degli eventi.....	37
4.2 Confronto tra le due analisi dati.....	39
Conclusioni	47
Bibliografia	49

Introduzione

L'entrata in funzione dell'acceleratore LHC è d'importanza decisiva nel campo della fisica delle particelle alle alte energie, poiché permette di studiare eventi rari, contenenti particelle molto massive, che non possono essere prodotte presso altri acceleratori. In questo ambito ricopre un ruolo fondamentale lo studio del quark top, la più massiva delle particelle del Modello Standard scoperta nel 1995. In questa tesi si è studiato un nuovo metodo di selezione del quark top, capace di operare in modo efficiente alle energie notevolmente maggiori che caratterizzano le prese dati a partire dal 2015 ($\sqrt{s} = 13$ TeV anziché $\sqrt{s} = 8$ TeV).

L'analisi è stata effettuata all'interno dell'esperimento ATLAS con l'obiettivo di misurare la sezione d'urto differenziale di produzione di coppie $t\bar{t}$. Al momento il metodo è stato sviluppato utilizzando solo simulazioni montecarlo, ma nel prossimo futuro saranno utilizzati anche dati reali per verificare la sua effettiva efficacia. Gli eventi contenenti top sono stati ottenuti o simulando la produzione diretta di una coppia top-antitop, oppure tramite la produzione di una particella fittizia Z' non presente nel modello standard fatta poi decadere in una coppia top-antitop. Trattandosi di eventi rari e dominati da grandi quantità di fondo, è stata valutata anche la capacità di reiezione del fondo attraverso la simulazione dei suoi canali principali.

Lo studio è stato limitato al canale semileptonico di decadimento della coppia top-antitop, in cui entrambi decadono in Wb , con il W che in un caso decade in una coppia leptone-neutrino e nell'altro in una coppia di quark; la scelta di questo canale permette il miglior compromesso tra la statistica finale di eventi che hanno passato tutte le selezioni e la contaminazione dal fondo.

I risultati ottenuti sono incoraggianti perchè mostrano un'alta efficienza di selezione del top all'aumentare dell'energia dei prodotti del suo decadimento ed un'ottima reiezione del fondo.

Nel Capitolo I viene presentata una breve descrizione del Modello Standard e della fisica del quark top. Vengono poi evidenziate le ragioni che rendono lo studio del quark top di particolare rilevanza nella ricerca di fisica delle particelle. Segue nel Capitolo II una schematica descrizione del rivelatore ATLAS, necessaria per una migliore comprensione dell'analisi effettuata, mentre, nel Capitolo III, viene discusso il *template overlap method* come nuova tecnica per la selezione e ricostruzione dei quark top ad alta energia nel centro di massa. Il Capitolo IV, infine, espone i risultati del confronto tra l'analisi standard e questo

nuovo metodo effettuato su dati montecarlo generati per l'esperimento ATLAS ad energia del centro di massa $\sqrt{s} = 8$ TeV. Alla fine le conclusioni in cui sono riassunti i principali risultati ottenuti e le prospettive future.

Capitolo 1

Il Modello Standard e la fisica del quark top

1.1 Il modello standard

Il modello standard (MS), formulato agli inizi degli anni '70 del secolo scorso, descrive i costituenti ultimi della materia (fermioni) e le loro interazioni fondamentali (bosoni). Secondo il MS i fermioni sono divisi in quarks e leptoni, con relative antiparticelle, raggruppati in coppie così da formare tre famiglie di quarks e tre di leptoni. I bosoni sono invece in totale 12 con in più il bosone di Higgs e descrivono 3 delle quattro interazioni fondamentali: elettromagnetica, debole e forte. Nel MS manca quindi la forza di gravità; questo però non rappresenta un grave problema per la fisica delle particelle in quanto confrontando le varie interazioni con una forza di riferimento (vedi paragrafo 1.1.2) notiamo come alla forza di gravità possiamo attribuire un valore pari a 10^{-38} mentre quelle elettromagnetica, debole e forte assumono rispettivamente i valori 10^{-2} , 10^{-5} e 1. La forza di gravità non contribuisce quindi significativamente alle interazioni tra particelle.

		3 generazioni di fermioni			12 bosoni di gauge
		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
	Quark	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
		d down	s strange	b bottom	g gluone
	Leptoni	<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 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
		e elettrone	μ muone	τ tauone	W$^\pm$ forza debole

Figura 1.1: Rappresentazione del Modello Standard

1.1.1 I costituenti della materia

Il Modello Standard prevede che i costituenti ultimi delle particelle siano 12 fermioni, particelle di spin 1/2, che si dividono in 6 leptoni e 6 quarks (che ricorrono ciascuno con tre differenti cariche di colore). Le antiparticelle hanno la stessa massa e spin delle corrispondenti particelle, ma carica elettrica opposta.

I leptoni hanno carica elettrica, in unità di carica elettronica, di modulo unitario (e, μ, τ) o nullo (ν_e, ν_μ, ν_τ) e sono divisi, sulla base delle proprietà dell'interazione debole, in tre famiglie: la prima è costituita dall'elettrone (e) e dal neutrino elettronico (ν_e), la seconda dal muone (μ) e dal neutrino muonico (ν_μ) e la terza dalla particella τ e dal suo neutrino (ν_τ).

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

Il muone e il tau sono soggetti alle stesse interazioni, ma hanno masse rispettivamente crescenti e, soprattutto, a differenza dell'elettrone sono instabili. I neutrini, previsti dalla teoria come particelle neutre con massa molto piccola, furono ipotizzati da Pauli nel 1930 per spiegare l'apparente non conservazione dell'energia e del momento nel processo di decadimento beta e furono rivelati sperimentalmente nel 1956 come componenti dei raggi cosmici [1].

Leptone	Massa (MeV)	Carica (e)
ν_e	<0,002 CL 95%	0
e	0,51099893*	-1
ν_μ	<0,19 CL 90%	0
μ	105,658372*	-1
ν_τ	<18,2 CL 95%	0
τ	1776,82 ± 016	-1

Tabella 1.1: Leptoni con relativa massa e carica elettrica [2]
 (*l'errore è un'unità sull'ultima cifra significativa)

I quarks sono fermioni con carica elettrica frazionaria e possiedono sei differenti sapori: up, down, charm, strange, top e bottom. Analogamente ai leptoni, sono suddivisi in tre doppietti di isospin debole: il primo è costituito dai quarks up (u) e down (d), il secondo da charm (c) e strange (s) infine il terzo da top (t) e bottom (b).

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

3 Il modello standard e la fisica del quark top

I quarks del livello superiore hanno tutti carica elettrica $+2/3 (e)$, mentre quelli dal livello inferiore $-1/3(e)$. Un fatto assai rilevante è che la materia ordinaria stabile è composta da elettroni e dai quarks u e d , mentre tutte le rimanenti particelle del MS vengono prodotte, per tempi limitati, nei processi di alta energia (acceleratori, raggi cosmici, etc...). Il quark s ad esempio, fu introdotto come costituente delle cosiddette particelle strane trovate nei raggi cosmici. Tali particelle vennero denominate strane per il fatto che essendo prodotte per interazione forte, ci si aspettava che decadessero in tempi relativamente brevi (10^{-23} s). Si scoprì invece che cadevano in tempi molto lunghi per interazione debole. Ciò può essere spiegato solo con l'introduzione di un numero quantico detto stranezza, conservato dalle interazioni forti e violato da quelle deboli.

I quarks bottom e top furono invece introdotti teoricamente nel 1973 da Kobayashi e Maskawa per spiegare la violazione della simmetria CP nel decadimento del kaone. Il bottom fu rivelato sperimentalmente nel 1977 al fermilab da un gruppo di ricerca diretto da Lederman (il quale vinse per questo il premio nobel nel 1988) mentre per la scoperta del top, a causa della sua notevole massa, bisognerà aspettare altri 18 anni prima che venga rivelato, nel 1995, al laboratorio fermilab di Chicago.

A differenza dei leptoni, i quarks non sono mai stati osservati liberi in quanto la forza forte, tramite un fenomeno che prende il nome di confinamento, fa sì che essi si trovino sempre in combinazioni chiamate adroni. Gli adroni si suddividono in due tipi di particelle: i mesoni, formati da una coppia di quark-antiquark, e i barioni, costituiti da tre quarks. Queste particelle generalmente sono instabili, e nella maggior parte dei casi, decadono molto rapidamente (10^{-23} s) in combinazioni di u e d . Infatti gli unici adroni stabili sono il protone e il neutrone (il quale però libero decade in circa 11 minuti) che proprio per questo compongono la materia ordinaria. Ogni quark possiede un grado di libertà aggiuntivo chiamato colore, che può assumere tre valori: rosso, verde, blu. Avendo carica elettrica, sapore e colore, i quarks risentono delle interazioni elettromagnetica, debole e forte.

Quark	Massa (Gev)
u	$0,0023 + 0000,7 - 0,0005$
d	$0,0048 + 0,0005 - 0,0003$
c	$1,275 \pm 0,025$
s	$0,95 \pm 0,05$
t	$173,07 \pm 0,52 \pm 0,72$
b	$4,66 \pm 0,03$

Tabella 1.2: Quarks con relativi valori di massa [2]

Tenuto conto anche dell'esistenza delle antiparticelle, il numero totale di fermioni previsti dal modello standard è $48 = [6_{\text{leptoni}} + 6_{\text{anti-leptoni}} + 3_{\text{colori}} * (6_{\text{quarks}} + 6_{\text{anti-quarks}})]$.

1.1.2 Le interazioni

Il Modello Standard descrive le interazioni tra le particelle in termini di scambio di bosoni (fig. 1.1). I bosoni sono particelle di spin intero che dunque obbediscono alla statistica di Bose-Einstein: la funzione d'onda è simmetrica rispetto allo scambio di due bosoni identici. Il MS comprende tre delle quattro interazioni fondamentali oggi note: debole, elettromagnetica e forte. L'interazione gravitazionale, trascurabile ad energie inferiori a quelle di Planck, non è ancor oggi descrivibile da una teoria di campo quantizzato. Per confrontare l'intensità delle quattro interazioni, fissato un riferimento energetico (E), si definisce una forza di riferimento:

$$F_{\text{rif}} = \frac{E^2}{\hbar c} \quad (1.1)$$

Il rapporto della forza di ogni interazione con quest'ultima permette di avere una scala adimensionale delle forze in esame e di conseguenza delle costanti di accoppiamento.

L'interazione elettromagnetica

Le particelle cariche risentono della forza elettromagnetica. Le interazioni elettromagnetiche sono basate su una teoria di Gauge descritta dal gruppo di simmetria U(1). Il mediatore di tale forza è il fotone, un bosone di spin 1 e massa nulla; quest'ultima caratteristica fa sì che l'interazione elettromagnetica abbia un range d'azione infinito. La forza elettromagnetica F_e è

data da:

$$F_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{E^2}{\hbar^2 c^2} \quad (1.2)$$

dove e è la carica elettrica, E è l'energia e ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto. La costante di accoppiamento è chiamata costante di struttura fine e rappresenta una

5 Il modello standard e la fisica del quark top

quantità adimensionale che specifica l'intensità dell'interazione tra particelle cariche e fotoni ed è data dalla relazione:

$$\alpha_e = \frac{F_e}{F_{rif}} \Rightarrow \alpha_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (1.3)$$

Il vertice di interazione fondamentale è descritto dal seguente diagramma di Feynman (figura 1.2)

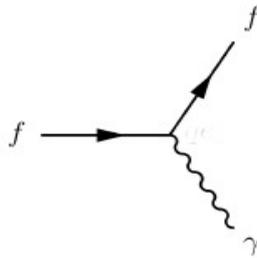


Figura 1.2: Esempio di diagramma di Feynman dell'interazione elettromagnetica

dove f indica il fermione con carica qe e γ il fotone. L'ampiezza di interazione è proporzionale a $\sqrt{\alpha_e}$ mentre la probabilità di interazione è pari al quadrato dell'ampiezza.

L'interazione debole

Tutti i fermioni del Modello Standard risentono dell'interazione debole (figura 1.3). Anche queste interazioni si basano su una teoria di Gauge, descritta dal gruppo di simmetria SU(2). I mediatori di tali forze sono i bosoni W^+ , W^- e Z_0 di spin uguale a 1. La loro elevata massa comporta che le forze deboli siano a corto raggio. W^+ e W^- sono i responsabili delle interazioni deboli cariche mentre lo Z_0 di quelle neutre. L'intensità della forza debole dipende dalla costante di fermi G_F , dall'energia E e dalla distanza L . La sua costante di accoppiamento può essere espressa dalla relazione:

$$\alpha_D = \frac{G_F}{EL^3} \Rightarrow \alpha_D = \frac{G_F E^2}{\hbar^3 c^3} = 10^{-5} \quad (1.4)$$

Nel modello standard i doppietti fermionici di isospin debole sono dati da:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

Ogni fermione decade nel fermione del doppietto corrispondente emettendo quindi un W^+ o W^- . Da ciò si deduce che le interazioni deboli cariche violano il grado di libertà del sapore.

Per quanto riguarda i quarks, i bosoni W^+ e W^- si accoppiano direttamente agli autostati di interazione debole (d', s', b') che sono collegati agli autostati di massa (d, s, b) dalla matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Per quanto riguarda le interazioni deboli neutre, un fermione può emettere un bosone Z_0 , rimanendo una particella della stessa natura, di conseguenza le interazioni mediate dal bosone Z_0 non violano il sapore in quanto i flavor changing neutral current sono soppressi. Le interazioni elettromagnetiche e deboli vengono riunite in una unica teoria di Gauge chiamata elettrodebole, che si basa sul gruppo $SU(2) \times U(1)$, con rottura spontanea della simmetria che avviene tramite l'interazione con il bosone di Higgs.

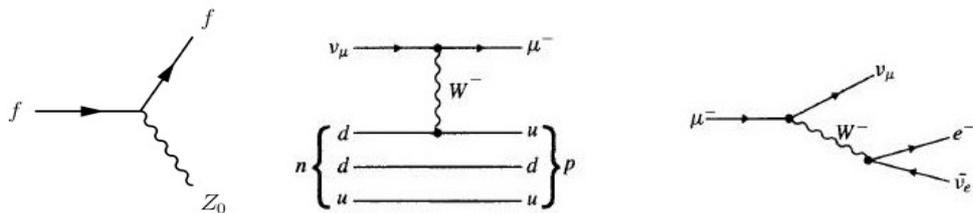


Figura 1.3: Esempi di diagrammi di Feynman rappresentanti l'interazione debole.

L'interazione forte

L'interazione forte è quella forza che tiene uniti i quarks nei nuclei ed è responsabile del fenomeno del confinamento. La teoria delle interazioni forti (QCD) è stata costruita sul modello delle interazioni elettromagnetiche (QED), sostituendo al gruppo abeliano $U(1)$ col gruppo non abeliano $SU(3)$, associato al

colore. I mediatori di tale forza sono i gluoni, bosoni di carica elettrica neutra con spin pari a 1, presenti in otto combinazioni di colore. Nonostante i gluoni siano privi di massa, il range di azione della forza forte non è infinito, ma dell'ordine di $L_0 = 1\text{fm}$. A partire da questa considerazione e sapendo che la massa del suo tipico stato legato è $M_0 = 938,27\text{ MeV}$ (per il protone), si può ottenere una stima della costante di accoppiamento forte:

$$\alpha_F = \sqrt{\frac{M_0 L_0 c}{\hbar}} \approx 2 \quad (1.5)$$

I vertici fondamentali della QCD descrivono le interazioni quark-quark quark-gluone e gluone-gluone, dove i quarks sono dello stesso sapore, ma variano colore in modo tale che il colore totale sia conservato. Caratteristica peculiare delle interazioni forti è la possibilità di accoppiamenti anche tra gluoni (vedi figura 1.4).

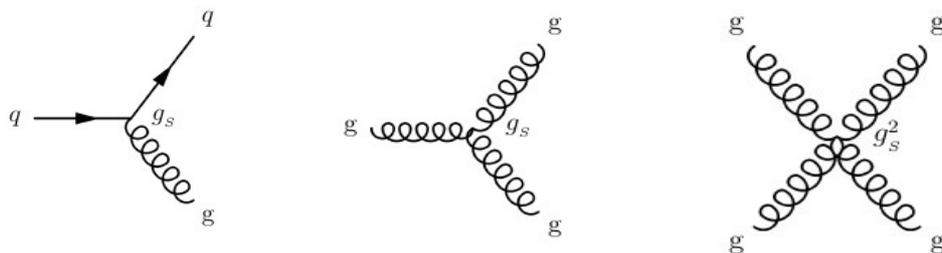


Fig. 1.4: Esempi di diagrammi di Feynman dell'interazione forte

L'interazione gravitazionale

L'interazione gravitazionale avviene tra tutti i tipi di particelle. La forza di gravitazione ha raggio d'azione infinito, avviene tra due masse ed è data dalla legge di gravitazione:

$$F_G = G_N \frac{M^2}{L^2} \quad (1.6)$$

dove G_n è la costante di gravitazione universale. Confrontando l'espressione precedente con la forza di riferimento, si può ottenere una stima dell'intensità dell'interazione gravitazionale a livello subnucleare.

$$\alpha_G = \frac{F_G}{F_{rif}} \Rightarrow \alpha_G = \frac{G E^2}{\hbar c^5} \approx 6 \cdot 10^{-39} \quad (1.7)$$

Si può dedurre quindi che nella fisica ad alte energie l'interazione gravitazionale non è significativa, in quanto la costante di accoppiamento caratteristica ha un'intensità trascurabile rispetto alle altre forze. Possiamo quindi riassumere i confronti tra le varie forze viste fino ad ora con la seguente tabella:

Forte	Elettromagnetica	Debole	Gravitazionale
1	10^{-2}	10^{-5}	10^{-38}

Tabella 1.3: Confronto tra le varie forze fondamentali

L'interazione con il bosone di higgs

Il meccanismo di Higgs è il responsabile della rottura spontanea della simmetria di Gauge $SU(2) \times U(1)$. Fu introdotto per spiegare l'esistenza delle masse elementari associate alle particelle del MS. Il bosone di Higgs è una particella scalare (spin=0) ed elettricamente neutra.

I fermioni del MS interagiscono con il bosone di Higgs con una costante di accoppiamento proporzionale alla massa del fermione. Il quark top (argomento di questa tesi) che è il fermione più massivo è quello che interagisce maggiormente con la particella di Higgs ed è quindi il miglior candidato per ottenere informazioni su questa particella. Il 4 luglio 2012 al CERN sia l'esperimento ATLAS che CMS hanno mostrato risultati riguardanti la scoperta del bosone di

Higgs.

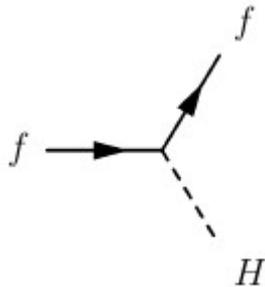


Figura 1.5: Esempio di interazione con il bosone di Higgs tramite il diagramma di feynman

1.2 Collisioni protone-protone a LHC

Ad LHC collidono due fasci di protoni aventi ognuno un'energia di 4 TeV. I protoni sono quindi accelerati fino a velocità ultrarelativistiche e la loro massa diventa trascurabile rispetto all'impulso. L'energia nel centro di massa \sqrt{s} è data da:

$$\sqrt{s} = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2) \approx \sqrt{2\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2} = 8 \text{ TeV} \quad (1.8)$$

dove \mathbf{P} è il quadrimpulso del protone. Ad energie così elevate diventa rilevante la struttura elementare del protone costituita da quark e gluoni (partoni) che partecipano in modo quasi indipendente al processo d'urto. Di conseguenza non tutta l'energia del centro di massa è disponibile nell'urto, ma solo una sua frazione, quella trasportata dai partoni stessi:

$$\mathbf{p}_{\text{partone}} = x \cdot \mathbf{P}_{\text{protone}} \quad (1.9)$$

dove x è la variabile di Bjorken, compresa tra 0 e 1 che rappresenta la frazione del quadrimpulso del protone trasportata dal partone. L'energia disponibile $s_{\text{elementare}}$ nell'urto tra il partone 1 e il partone 2 è quindi data da:

$$s_{\text{elementare}} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = (x_1\mathbf{P}_1 + x_2\mathbf{P}_2)^2 = (x_1^2 + x_2^2)m_p^2 + 2x_1x_2\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2 \Rightarrow s_{\text{elementare}} \approx x_1x_2s \quad (1.10)$$

L'energia disponibile e quindi la cinematica del processo variano evento per

evento. Dalle interazioni di due protoni ad alta energia è possibile investigare la struttura interna di tali particelle, infatti se Q è l'impulso trasferito nell'urto, dal principio di indeterminazione si ottiene la misura della distanza spaziale che si può risolvere (δR), data da:

$$\delta R \approx \frac{h}{Q} \approx 200 \text{ MeV fm}/Q \quad (1.11)$$

per energie di collisione di circa 100 GeV (tipiche per eventi quali la produzione dei mesoni W e Z_0) δR assume il valore di circa 10^{-3} fm e dunque, come già anticipato, il protone è visto come un insieme di quarks di valenza e del mare, di antiquarks e di gluoni (figura 1.6).

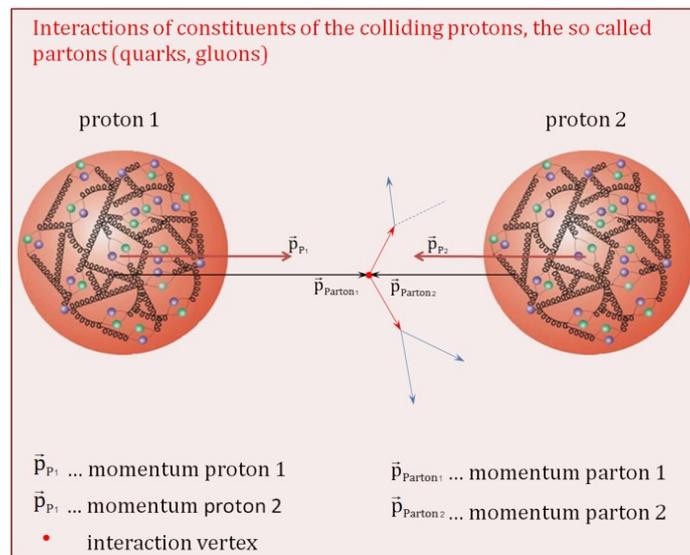


Fig. 1.6: Modello a partoni

1.3 La sezione d'urto

1.3.1 La sezione d'urto totale

La misura della sezione d'urto permette di capire quanto probabile può essere un determinato processo. La frequenza totale R_{tot} per unità di tempo (detto rate) a cui i fasci di protoni collidono a LHC è data da:

$$R_{tot} = \frac{dN_{tot}}{dt} = \sigma_{tot}^{pp} L \quad (1.12)$$

dove N_{tot} è il numero totale di eventi nell'unità di tempo dt , σ_{tot}^{pp} è la sezione d'urto totale protone-protone ed L è la luminosità istantanea, definita come il numero di protoni collidenti per unità di area e di tempo. Possiamo quindi ugualmente definire anche una sezione d'urto per ogni singolo processo data, come in precedenza, da :

$$R_{proc} = \frac{dN_{proc}}{dt} = \sigma_{proc} L \quad (1.13)$$

dove σ_{proc} è la sezione d'urto del processo in esame. Il rapporto tra σ_{proc} e σ_{tot}^{pp} rappresenta la probabilità che avvenga il processo in esame rispetto alla totalità dei processi.

1.3.2 La sezione d'urto differenziale

Per avere informazioni più precise (puntuali) sul comportamento delle particelle in esame, è necessario misurare la sezione d'urto in ogni determinata regione cinematica. Viene perciò introdotto il concetto di sezione d'urto differenziale:

$$\sigma_{proc} = \iiint_{\tau} \frac{d^3 \sigma_{proc}}{dp_x dp_y dp_z} dp_x dp_y dp_z \quad (1.14)$$

dove l'integrando è la sezione d'urto differenziale rispetto all'impulso, p_x , p_y , p_z sono gli impulsi del processo in questione calcolati rispetto agli assi x , y e z e τ è lo spazio delle fasi determinato dal numero totale di stati possibili. La sezione

d'urto differenziale non è un invariante relativistico ma lo si ottiene moltiplicandola per l'energia E del processo:

$$\sigma_{proc}^{diff} = E \frac{d^3 \sigma_{proc}}{dp_x dp_y dp_z} \quad (1.15)$$

in quanto è l'inverso dell'invariante relativistico d^3p/E .

1.4 Le variabili cinematiche

Dato che P_z non è invariante per trasformazioni di lorentz, è necessario introdurre una nuova terna di variabili che sia misurabile e lorentz invariante. La nuova terna è composta dall'impulso trasverso:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.16)$$

e dagli angoli θ e φ . Tali coordinate sono tutte lorentz invarianti e in più, in generale, i processi presentano una simmetria rispetto a φ . Il maggiore numero di prodotti sono a basso p_T , cioè vengono prodotti vicini all'asse dei fasci o lontani con basso impulso, tuttavia l'interesse dei fisici è volto agli eventi hard, cioè quelli ad alto p_T . Si preferisce perciò sostituire la variabile θ con la rapidità:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.17)$$

che si è rivelata meno dipendente dalla sezione d'urto rispetto alla variabile θ . Un'altra variabile utile coincidente con la rapidità, nel caso che la massa della particella sia nulla o trascurabile rispetto all'impulso, è la pseudorapidità:

$$\eta = -\frac{1}{2} \ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.18)$$

Infatti

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right) = -\frac{1}{2} \ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) = \eta$$

Per ricostruire le particelle che solitamente hanno una vita media molto breve, occorre misurare i quadrimomenti delle particelle in cui decadono e imporre la conservazione dell'energia e dell'impulso. Da questo è possibile ricostruire la massa invariante delle particelle decadute che presenta un picco sulla distribuzione. La larghezza del picco è data da due contributi: la larghezza effettiva della risonanza, legata al suo tempo di decadimento misurabile dal principio di indeterminazione e la larghezza sperimentale, dovuta alla risoluzione dell'apparato.

La rivelazione del neutrino è piuttosto complicata perché è una particella che di solito non rilascia alcun segnale nell'apparato, perciò la sua presenza è determinata dall'assenza di energia trasversa in una certa regione dell'apparato. L'energia trasversa mancante $E_{T\text{ miss}}$ è data da:

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{\left(-\sum p_x^i\right)^2 + \left(-\sum p_y^i\right)^2} \quad (1.19)$$

dove la somma è estesa a tutte le particelle rivelate nell'urto. L'energia mancante può essere definita solo nel piano trasverso alla direzione dei fasci di protoni, poiché non si può misurare la quantità di energia che rimane confinata dentro il tubo contenente i fasci.

1.5 La fisica del quark top

Il quark top è stato osservato per la prima volta nel 1995 al laboratorio Fermi-lab di Chicago negli esperimenti CDF e D0 presso il acceleratore Tevatron. I fattori che limitavano la misura della sua massa invariante erano inizialmente dovuti alle incertezze sulla scala energetica dei jets e alla bassa statistica. A LHC la statistica è notevolmente incrementata ed è stato possibile arrivare a misurare la massa invariante del top con una buona precisione:

$$m_t = (173,20 \pm 0,51 \pm 0,71) \text{ GeV} \quad [3] \quad (1.20)$$

E' importante conoscere il quark top per migliorare la conoscenza sulla teoria elettrodebole. Come anticipato, il Modello Standard non prevede i valori di massa dei bosoni e fermioni dell'interazione elettrodebole e a tale scopo, è stato introdotto il bosone di Higgs. Secondo il meccanismo di Higgs, la massa dei

fermioni e dei bosoni si spiega con l'interazione di questi ultimi con il campo di Higgs. Dato che il top è il quark più massivo, e dunque quello che si accoppia maggiormente al bosone di Higgs, può fornire importanti informazioni su tale meccanismo. Inoltre il quark top a causa della sua elevata massa è molto instabile e, quasi sempre, decade velocemente ($\tau = 10^{-25}$ s) nel quark b, emettendo un W prima ancora di adronizzare. Quest'ultima caratteristica del top è molto importante in quanto ci permette (unico caso esistente) di poter studiare un quark isolato.

1.5.1 Produzione del top

A LHC i quarks top possono essere prodotti singolarmente (single top, vedi figura 1.7) o in coppie $t\bar{t}$ [4]. La produzione di un single top deriva dall'interazione debole e la sua sezione d'urto dipende dal valore della massa del top stesso. Il processo di produzione di un top isolato nonostante abbia una bassa sezione d'urto si riesce comunque ad osservare bene. La sezione d'urto per la produzione della coppia $t\bar{t}$ è espressa da:

$$\sigma(s, m_t) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i \int_0^1 dx_j f_i(x_i, \mu_F^2) f_j(x_j, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_t, \alpha_s(\mu_R^2)) \quad (1.22)$$

dove la sommatoria è estesa a tutti i possibili partoni (quarks e gluoni) all'interno dei protoni, e in particolare gli indici i e j indicano i partoni che hanno interagito. La variabile x rappresenta la frazione di momento totale trasportata dai partoni, e le $f_i(x_i, \mu_F^2) f_j(x_j, \mu_F^2)$ sono delle distribuzioni di probabilità, dipendenti dalla scala di fattorizzazione μ_F , chiamate Parton Distribution Function (PDF) che indicano la probabilità di avere il partone i con impulso x all'interno del protone. Il termine $\hat{\sigma}_{ij}$ è la sezione d'urto tra il partone i di un protone e il partone j dell'altro per la produzione della coppia $t\bar{t}$, m_t è la massa del quark top e α è la costante di accoppiamento forte, funzione dell'energia e quindi del fattore di rinormalizzazione μ_R .

Come illustrato dalla figura 1.8, la produzione di coppie $t\bar{t}$ avviene per interazione forte, principalmente mediante fusione gluone-gluone ($gg \rightarrow t\bar{t}$) e annichilazione quark-antiquark ($q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$) [5]. A LHC il quark top è prodotto per la maggior parte della sezione d'urto totale mediante il processo $gg \rightarrow t\bar{t}$ e per la restante mediante $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$.

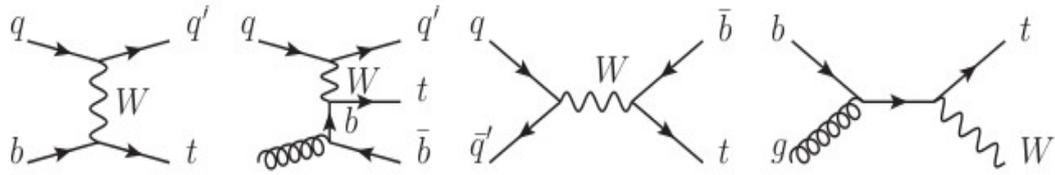


Figura 1.7: Modi di produzione (single top) del quark top

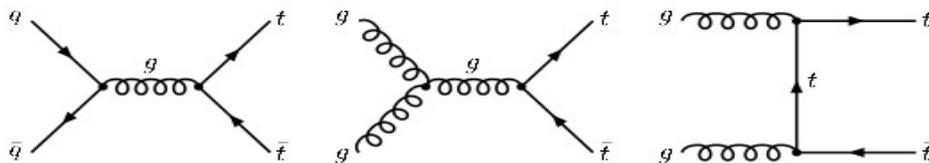


Figura 1.8: Modi di produzione (coppia $t\bar{t}$) del quark top

acceleratore	qq	gg
TEV (1,96 TeV)	85,00%	15,00%
LHC (7 TeV)	20,00%	80,00%

Tabella 1.4: Probabilità che la coppia $t\bar{t}$ sia stata prodotta da qq o gg

1.5.2 Il decadimento del quark top

Il quark top decade nella gran parte dei casi in un bosone W e in un quark b. Il bosone W decade a sua volta in una coppia leptone-neutrino in 1/3 dei casi, e in una coppia di quark del restante 2/3, cioè nelle famiglie (u,d) e (c,s) [5]. La coppia $t\bar{t}$ ha quindi tre possibili categorie di decadimento, classificabili a seconda del tipo di decadimento dei due bosoni W.

Canale multi-jets :

Nel canale di decadimento multi-jets entrambi i bosoni W decadono in una coppia di quark-antiquark. La segnatura caratteristica di questo canale consiste nella presenza di 6 jets, di cui quattro sono jets leggeri e i restanti due sono jets derivanti dall'adronizzazione del quark b. Nonostante la sua osservazione sia resa complessa a causa della contaminazione di eventi multi-jets dovuti ad interazioni forti che non coinvolgono il quark top, la maggior parte degli eventi $t\bar{t}$ segue questo canale. Il fattore di Branching Ratio associato corrisponde infatti al 46,2%.

Canale semi-leptonico :

In questo tipo di canale, i due bosoni W hanno prodotti di decadimento differenti: uno decade in due jets leggeri e l'altro in una coppia leptone-neutrino. La presenza di un leptone isolato permette una sua facile identificazione, semplificando le operazioni del trigger. Il fattore Branching Ratio associato a questo tipo di evento è di 43,5%.

L'analisi effettuata in questa tesi utilizza questo specifico canale di decadimento.

Canale di-leptonico :

Questo canale è caratterizzato dal decadimento di entrambi i bosoni W in coppie leptone-neutrino. La presenza di due leptoni isolati permette una facile identificazione grazie alla loro elevata energia trasversa, anche se la presenza di due neutrini nello stato finale complica molto la ricostruzione del canale. Il canale di-leptonico permette quindi una migliore discriminazione del fondo, ma il Branching Ratio è soltanto di 10,3%.

1.6 Oltre il modello standard

Benché capace di riassumere una vastissima fenomenologia, l'attuale Modello Standard non spiega la materia oscura e non comprende al suo interno l'interazione gravitazionale. Il modello inoltre contiene 19 parametri liberi tra interazioni e masse, che non possono essere calcolati sperimentalmente l'uno indipendentemente dall'altro: deve esserci un gruppo di simmetria che inglobi al suo interno i gruppi su cui si basa il MS. Un'indicazione possibile a supporto dell'ipotesi sull'unificazione delle interazioni è data dall'evoluzione delle costanti di accoppiamento dei tre gruppi $SU(3)$, $SU(2)$ e $U(1)$ all'aumentare della scala di energia: le costanti di accoppiamento tendono ad assumere valori vicini tra loro. Tuttavia, la congruenza dei valori delle costanti non è esatta. Ciò fa pensare all'esistenza di ulteriori fenomeni non ancora scoperti. Una prima scoperta che portò ad una modifica della formulazione originaria del MS avvenne nel 1998, quando venne scoperto il fenomeno dell'oscillazione dei neutrini. Il modello standard prevede che i neutrini non abbiano massa mentre tale fenomeno è spiegabile solo ammettendo una massa diversa da zero.

L'attenzione dei fisici è quindi rivolta alla verifica e al superamento del modello standard, non che alla conferma della super simmetria. Uno studio sul quark top potrebbe permettere di ampliare la conoscenza a riguardo dell'Higgs e permettere la scoperta di molte particelle mai viste fino ad oggi.

Capitolo 2

LHC e ATLAS

2.1 LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) [6] è un acceleratore di particelle circolare situato in un tunnel lungo 27 km e profondo da 50 a 175 m, nella periferia di Ginevra presso i laboratori del CERN. LHC è un collider che accelera fasci di protoni o ioni pesanti ad energia (nel 2012) nel centro di massa di $\sqrt{s} = 8$ TeV (nel 2011 era invece 7 TeV). Ogni fascio è strutturato in 3564 bunch, separati di 25 ns l'uno dall'altro e contenenti circa 10^{11} protoni. Il processo di accelerazione (figura 2.1) inizia da un acceleratore lineare, il LINAC 2, e prosegue con tre acceleratori circolari: PSB (Proton Synchrotron Booster), PS (Proton Synchrotron) e LHC. Nei quattro punti di interazione, dove si incrociano i fasci, sono collocati i quattro esperimenti principali:

- ATLAS [5] (A Toroidal Lhc ApparatuS): esperimento volto ad esplorare tutta la Fisica delle particelle e scoprire particelle pesanti (per esempio il Bosone di Higgs) e tracce di nuova fisica come l'origine della massa e dimensioni extra.
- CMS [7] (Compact Muon Spectrometer): esperimento con gli stessi scopi di ATLAS, ma con tecnologie differenti.
- ALICE [8] (A Large Ion Collider Experiment): dedicato alle collisioni di ioni pesanti.
- LHCb [9] dedicato alla Fisica del mesone *B*.

LHC è dotato di 1232 magneti di dipolo, ciascuno lungo 15m e raffreddato con elio superfluido alla temperatura di 1,9K. Al suo interno ogni magnete contiene cavi superconduttori, avvolti in bobine, che al passaggio della corrente elettrica

generano un campo magnetico in media di 8,3 T, costringendo i fasci su una traiettoria circolare. I fasci circolano in direzioni opposte in due camere separate a vuoto ultra spinto (10^{-10} torr).

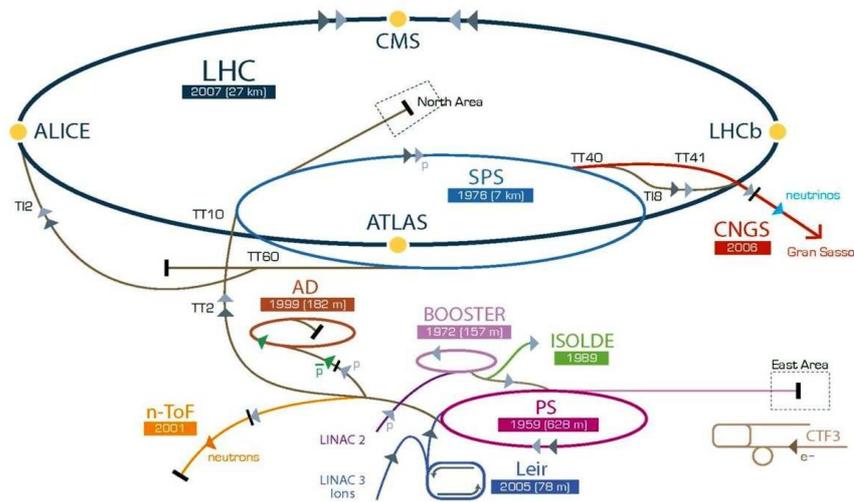


Figura 2.1: Sistema di acceleratori al CERN.

2.2 L'esperimento ATLAS

Il rivelatore ATLAS è a simmetria cilindrica rispetto all'asse dei fasci, lungo 42m e con raggio di 11m ed è diviso in quattro parti principali (figura 2.2):

- Sistema di magneti per misurare l'impulso delle particelle cariche tramite una deflessione della traiettoria.
- Rivelatore Interno (Inner Detector) per il tracciamento delle traiettorie delle particelle cariche e la misura dei vertici di interazione e dei vertici secondari.
- Calorimetri elettromagnetico ed adronico per la misura di elettroni, fotoni e jet di adroni.
- Sistema a muoni per l'identificazione e la misura dell'impulso dei muoni penetranti.

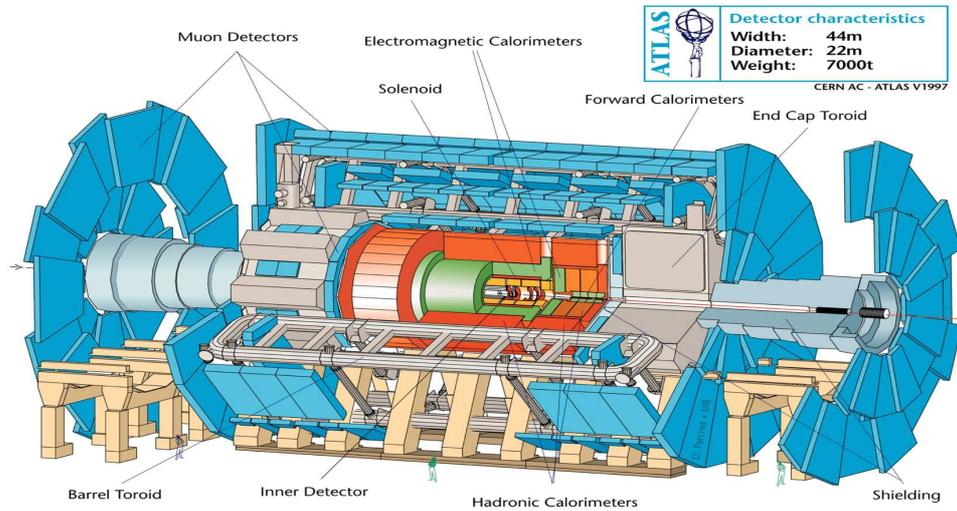


Figura 2.2: Rivelatore di ATLAS.

La localizzazione di un punto è effettuata utilizzando le coordinate polari in cui l'origine delle coordinate risiede nel punto di collisione dei fasci, l'asse z è lungo la direzione del fascio, l'angolo θ indica l'angolo polare misurato a partire dalla direzione del fascio e l'angolo φ è quello azimutale misurato sul piano perpendicolare all'asse z .

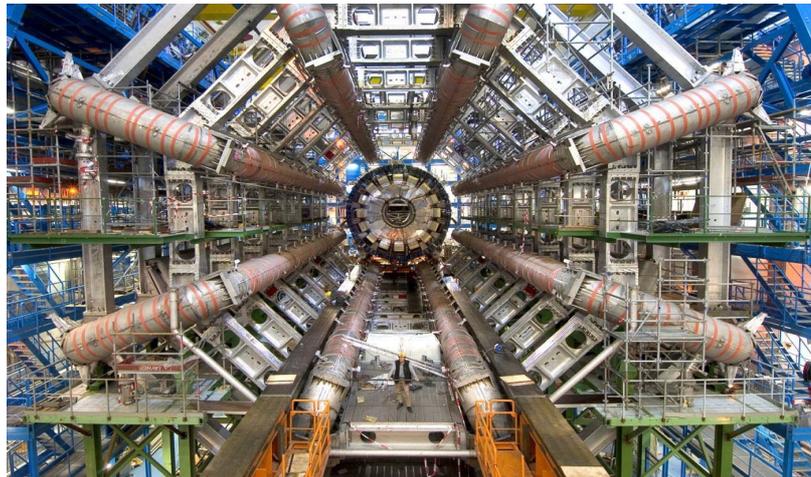


Figura 2.3: Toroide centrale del rivelatore ATLAS.

2.2.1 Il sistema di magneti

Il campo magnetico di ATLAS è formato da quattro sistemi di magneti superconduttori (un solenoide, un toroide centrale e due toroidi in avanti) ed è finalizzato alla misura della carica e della quantità di moto delle particelle cariche con la misura della curvatura delle traiettorie che esse percorrono. Il solenoide è un magnete superconduttore situato attorno alla cavità dell'Inner Detector. Il magnete genera un campo magnetico di 2T ed è tenuto ad una temperatura di 4,5K tramite un flusso di elio liquido. Il toroide centrale (figura 2.3) è costituito da 8 bobine superconduttrici in grado di generare un campo magnetico di 4T con l'asse coincidente con l'asse dei fasci. Le bobine sono lunghe 25 m, larghe 5,5m e anch'esse mantenute ad una temperatura di 4,5 K. I due toroidi in avanti hanno la funzione di generare un campo magnetico in prossimità dei fasci così da deflettere le particelle emesse con un piccolo angolo rispetto alla direzione del fascio.

2.2.2 Inner Detector

L'Inner Detector (ID), figura 2.4, occupa la cavità cilindrica delimitata dai criostati del calorimetro elettromagnetico circondando la beam-pipe. Ha un raggio esterno di 115 cm ed è lungo 6.2 m. E' immerso in un campo magnetico parallelo all'asse del fascio con intensità di 2T. Il rivelatore è costituito da una sezione barrel che si estende per 0,8 m simmetricamente al punto di interazione nella direzione della beam-pipe e da due end-cap identici simmetrici al punto di interazione. La funzione dell'ID è quella di ricostruire le traiettorie delle particelle cariche che lo attraversano, misurare la loro quantità di moto e determinare la posizione dei vertici primari e secondari. Attraversandolo le particelle cariche rilasciano energia che viene raccolta dai rivelatori così da identificare i punti in cui sono passate. I punti vengono usati per ricostruire la traiettoria o traccia della particella. Per far ciò l'ID è composto da tre tipi diversi di rivelatori (figura 2.4): Pixel Detector, Semi Conductor Tracker (SCT), Transition Radiation Tracker (TRT). Il Pixel Detector [10] ha una granularità molto elevata per effettuare misure di alta precisione il più possibile vicino al punto di interazione. Il Semi Conductor Tracker è progettato per fornire misure di precisione nella sezione intermedia nell'ID : misura la quantità di moto e posizione dei vertici. Il Transition Radiation Tracker [11] occupa la parte più esterna dell'ID contribuendo alla ricostruzione delle tracce e all'identificazione degli elettroni. L'Inner Detector ha

una risoluzione spaziale di circa 35 (10) μm per i pioni con $p_T = 5$ (100) GeV ed una risoluzione in impulso del 4% per muoni da 100 GeV .

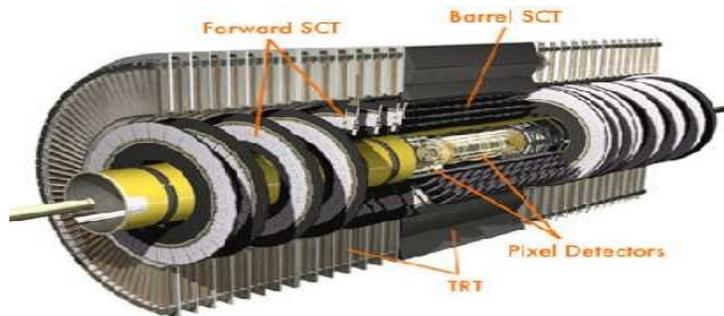


Figura 2.4: Inner Detector.

2.2.3 I calorimetri

Il sistema dei calorimetri di ATLAS è formato da un calorimetro elettromagnetico e da uno adronico che circondano l'Inner Detector (figura 2.5). Entrambi i calorimetri sono composti da strati di materiale pesante come materiale convertitore, alternati a strati di materiale attivo. In tutti e due i calorimetri come materiale attivo viene usato l'Argon liquido, mentre come convertitore è usato il piombo per il calorimetro elettromagnetico e ferro, rame e tungsteno (a seconda della posizione) per quello adronico. Quando una particella come un elettrone o un fotone ad alta energia incide su di un materiale genera uno sciame elettromagnetico composto da elettroni e fotoni. L'energia della particella originale viene suddivisa tra questi ultimi e depositata nel materiale sotto forma di ionizzazione. Rivelando e misurando l'energia depositata si può risalire all'identificazione della particella e alla misura della sua energia. Le particelle sensibili all'interazione forte incidendo su di un materiale interagiscono con i nuclei dando origine ad interazioni secondarie con produzione di adroni (sciame adronico). Come nel caso elettromagnetico misurando l'energia delle particelle secondarie è possibile risalire all'energia della particella originale.

Tipicamente un fotone o un elettrone vengono completamente assorbiti dal calorimetro elettromagnetico da cui non ne escono, mentre una particella adronica

riesce ad attraversare il calorimetro elettromagnetico (lasciandovi solo una parte della sua energia) per poi essere assorbita in quello adronico. La quantità che caratterizza un calorimetro elettromagnetico è la lunghezza di radiazione X_0 del materiale, definita come la distanza media che riduce l'energia della particella incidente ad un fattore $1/e$. Analoga definizione si usa per il calorimetro adronico chiamandola lunghezza di interazione λ_i . Il calorimetro elettromagnetico ha uno spessore di circa $23 X_0$ mentre il calorimetro adronico di circa $11 \lambda_i$ che assicurano che tutta l'energia delle particelle incidenti sia assorbita dai calorimetri. La risoluzione in energia di un calorimetro è parametrizzata dalla seguente relazione:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.1)$$

dove a è il termine di campionamento dipendente dai materiali di cui è formato il calorimetro, b dipende dal rumore dei canali di lettura del segnale e c è un termine costante dipendente dall'omogeneità del calorimetro. Il calorimetro adronico ha una risoluzione di: $\Delta E/E \sim 65\%/\sqrt{E} \oplus 5/E \% \oplus 2.5\%$ mentre quello elettromagnetico ha una risoluzione migliore del 1,5% per fotoni con $p_T = 100 \text{ GeV}$.

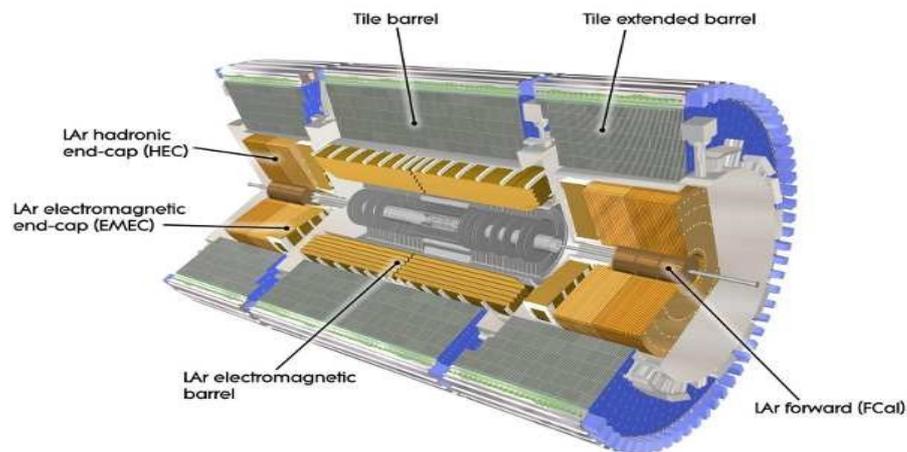


Figura 2.5: Calorimetri.

2.2.4 Il sistema a muoni

Lo spettrometro a muoni ha forma cilindrica ed è lungo 46m con un diametro esterno di circa 22m. Grazie al campo magnetico generato dai magneti toroidali lo spettrometro può misurare la deflessione di muoni e misurarne l'impulso con una risoluzione che varia dal 3% al 12% per valori tra i 10 GeV e i 1000 GeV. E' composto da due sistemi: camere di trigger per una misura rapida dell'impulso dei muoni e camere di tracciamento ad alta precisione per una misura accurata (in tempi più lunghi) dell'impulso dei muoni da pochi GeV fino a vari TeV. I muoni sono le uniche particelle provenienti dall'interazione che raggiungono lo spettrometro poichè a causa della loro elevata massa non formano sciami elettromagnetici ed attraversano i calorimetri perdendo solo una piccolissima frazione della propria energia. Le camere di trigger sono divise in : Resistive Plate Chambers (RPC) e Thin Gap Chambers (TGC). Una camera RPC è formata da gas ($C_2H_2F_4$) contenuto tra due lastre parallele di bakelite distanziate tra loro di 2mm. Quando una particella passa attraverso una camera RPC, gli elettroni primari di ionizzazione sono moltiplicati a valanga da un campo elettrico e creano un segnale che viene letto da strip ortogonali tra loro così da misurare sia θ sia φ . La risoluzione temporale è di 1ns e la risoluzione spaziale di 1cm. In totale vi sono 1116 camere RPC di trigger. Le TCG sono camere proporzionali multifilo estremamente sottili in grado di misurare la coordinata azimutale φ . Le camere per la misura delle traiettorie sono divise in Monitor Drift Tubes (MDT) e Cathode Strip Chambers (CSC). Entrambe le camere contengono una miscela di gas che viene ionizzato al passaggio del muone ed il segnale relativo raccolto su strip (figura 2.6).

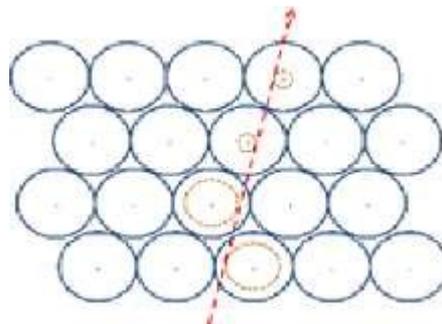


Figura 2.6: Misura della traiettoria di un muone con strip.

2.2.5 Il sistema di trigger ed acquisizione dati

Il sistema di trigger seleziona gli eventi di interesse prodotti nelle interazioni p-p. Gli eventi selezionati, sotto forma di informazioni digitali, vengono poi acquisiti e memorizzati dal sistema di acquisizione dati (DAQ) per essere poi processati offline con i programmi di analisi dati. L'obiettivo primario del TDAQ di ATLAS è quello di separare con elevata efficienza i processi di fisica rari dalla moltitudine di eventi di fondo. Per questo sono implementati tre livelli di selezione online (Livello 1 (L1), Livello 2 (L2) ed Event Filter (EF)) che sfruttano algoritmi di crescente complessità e tempo di elaborazione in modo da ridurre la frequenza degli eventi selezionati fino a 200 Hz (figura 2.7). I trigger di primo livello sono di tipo hardware ed effettuano una selezione iniziale esaminando dati provenienti dai calorimetri e dallo spettrometro a muoni ad ogni bunch-crossing (40 mhz). Per effettuare la selezione vengono innanzitutto fatte delle richieste di minimum bias per scartare eventi vuoti, richieste in impulso trasverso per eliminare eventi poco interessanti e richiesta che siano eventi provenienti dalla regione di interazione. Il tempo di latenza è $2.5\mu\text{s}$. I trigger di secondo livello, al contrario dei L1 sono di tipo software. Il loro scopo è quello di ridurre il rate del trigger di primo livello di 1.5 ordini di grandezza combinando informazioni provenienti da diversi rivelatori al fine di ottenere maggiore precisione nella ricostruzione. Il tempo di latenza è dell'ordine di circa 10ms. L'Event Filter è l'ultimo passo della selezione online degli eventi e decide quali eventi saranno archiviati dal DAQ per le analisi offline. Il suo scopo è quello di ridurre il rate del trigger di secondo livello di un ordine di grandezza. Il tempo di latenza è dell'ordine del secondo.

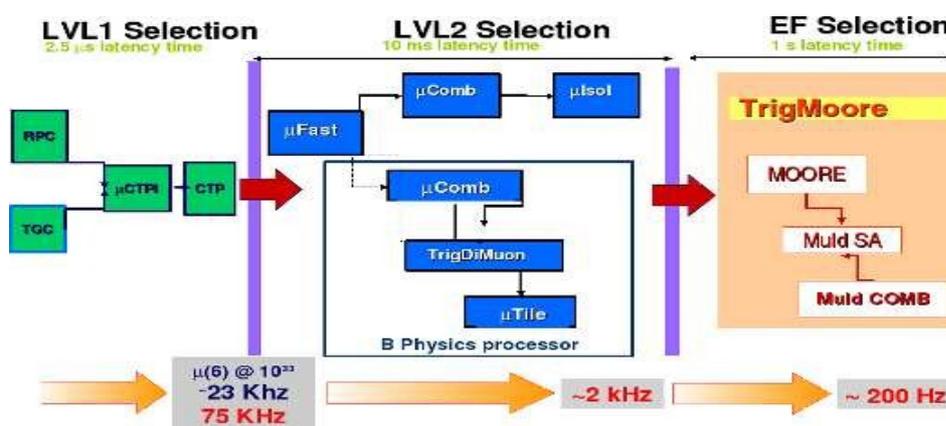


Figura 2.7: Sistema di trigger.

2.3 LUCID

Il LUCID [12] è un monitor di luminosità di ATLAS che viene fornito con una precisione dell'2-4%. E' composto da due moduli simmetrici posti a 17 m dal punto di interazione. Ogni modulo è formato da 20 tubi di alluminio interamente riflettenti lunghi 1,5 m e con un diametro di 15 mm riempiti di un gas ad alto indice di rifrazione (C_4F_{10}) alla pressione di 1.1 bar. I tubi sono direzionati verso la regione di interazione (figura 2.8).

Quando una particella carica proveniente dall'IP entra in uno dei tubi emette fotoni per effetto

Cherenkov; la luce Cherenkov così prodotta è raccolta da fotomoltiplicatori posti alla fine del tubo. Il vantaggio di questo è di avere una latenza di pochi nano secondi, al massimo 10-15 ns, così da assicurare un'accurata capacità di lettura per ogni bunch-crossing (ogni 25 ns).

Il conteggio dei tubi toccati ad ogni bunch-crossing viene usato per determinare la luminosità di ogni bunch e di ogni periodo.

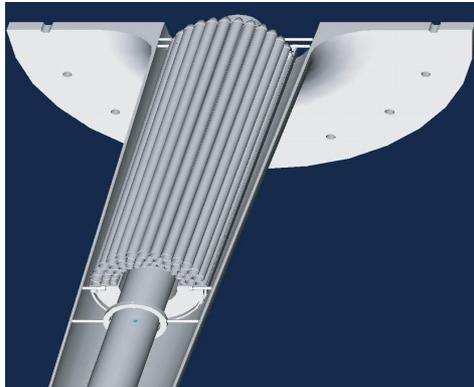


Figura 2.8: LUCID detector , posizionato tra la beam-pipe e il tubo di supporto conico per la beam-pipe.

Capitolo 3

Ricostruzione di quark top ad alta energia

In questo capitolo viene data una breve descrizione dei punti fondamentali dell'analisi del canale di produzione $pp \rightarrow t\bar{t}$ dando particolare attenzione ai metodi per la ricostruzione dei jet provenienti dal decadimento del top.

Come è stato detto in precedenza, il canale semileptonico (figura 3.1) del decadimento di una coppia $t\bar{t}$ è caratterizzato dalla presenza nello stato finale di un leptone carico fortemente energetico, di un neutrino (al quale si attribuisce tutta l'energia mancante del sistema) e di quattro jet, di cui due provenienti da quark leggeri e due da quark b (b-jet). Un rivelatore non è in grado di misurare direttamente le quantità relative ai quarks in quanto, a causa del confinamento, questi adronizzano emettendo particelle sotto forma di jet. Tutti i sotto rivelatori di cui è composto ATLAS ricostruiscono il passaggio di particelle cariche, attraverso i loro effetti ionizzanti e di quelle neutre attraverso l'energia depositata nei calorimetri. Vi è dunque la necessità di programmi ed algoritmi in grado di ricostruire, partendo da queste prime informazioni, quali oggetti (tracce, cluster, jet, etc.) sono stati prodotti nell'evento registrato e quali sono le loro caratteristiche. In particolare in questa tesi si affronta lo studio di un nuovo metodo di ricostruzione del top (Template Overlap Method) al fine di aumentare l'efficienza di ricostruzione nel caso i top siano prodotti con energie molto alte (maggiori di circa 500 GeV). Questo metodo risulterà fondamentale per la prossima presa dati quando l'energia del centro di massa sarà 13 TeV.

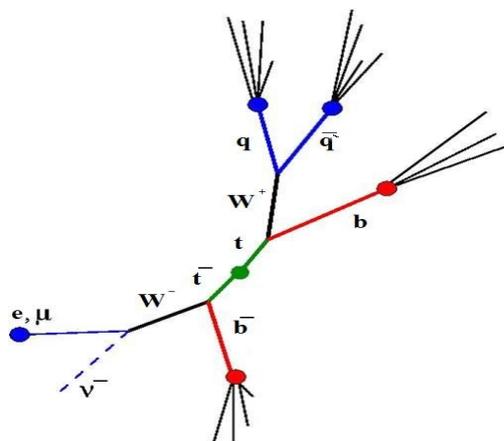


Figura 3.1: Canale di decadimento semileptonico della coppia $t\bar{t}$

3.1 Ricostruzione di jet

La ricostruzione dei jet richiede l'utilizzo di procedure ed algoritmi complessi, trattandosi di numerose particelle emesse in un piccolo angolo solido. Gli algoritmi di ricostruzione dei jet richiedono come input di ingresso i quadrimpulsi delle singole particelle che compongono i jet, che devono essere ricavati dai segnali che queste hanno lasciato nell'apparato, sia come tracce nell'inner detector che come energia depositata nei calorimetri. Nei calorimetri una cella è definita "accesa" se su di essa è stata depositata una quantità di energia superiore ad una soglia predefinita. Tutte queste celle toccate da un'unica particella sono poi raggruppate in "clusters" da cui sarà calcolato il quadrimpulso.

Attualmente i metodi più usati per definire i clusters sono due: il metodo delle "signal towers" e quello dei "topological cell clusters". Con il metodo delle signal towers le celle dei calorimetri sono proiettate su un reticolo nello spazio (η, φ) , diviso in bin. Alle celle la cui proiezione non è contenuta in un singolo bin, o quelle che non ne occupano uno per intero viene assegnato un peso proporzionale alla percentuale di superficie η, φ occupata. A questo punto le celle vicine sono associate in un unico cluster contribuendo per il loro peso. Con il metodo dei topological cell clusters, invece, viene seguito lo sviluppo delle cascate di particelle in uno spazio tridimensionale dove la terza dimensione è la profondità lungo la direzione di volo. In questo metodo se alcune celle hanno un rapporto tra il segnale ed il rumore maggiore di 4, vengono aggiunte al cluster. Ad una seconda iterazione se a contatto con queste celle ve ne sono altre in cui questo rapporto è maggiore di 2, vengono anch'esse aggiunte. Infine, ad un'ultima iterazione, se accanto a queste ultime celle ve ne sono altre con un qualsiasi rapporto tra segnale e rumore maggiore di 0, vengono prese anch'esse.

Nonostante non esista una regola precisa per ricostruire un jet, è comunque necessario seguire alcune linee guida. La ricostruzione di un jet deve essere fatta indipendentemente dal fatto che l'energia sia trasportata da una singola particella o che questa si sia divisa in due (per esempio a causa dell'emissione di uno o più gluoni) e non deve essere influenzata dalla presenza di particelle soft (pile up) aggiuntive. Inoltre, l'algoritmo di ricostruzione deve fornire risultati il più possibile indipendenti dalle caratteristiche del rivelatore come la sua risoluzione e da eventi esterni come interazioni multiple o improvvise variazioni della luminosità. Va infine tenuto conto che un qualsiasi algoritmo utilizzato ad ATLAS deve gestire una impressionante mole di dati: è necessario quindi che sia il più veloce possibile.

Il più semplice algoritmo di riconoscimento dei jet è l' "iterative seeded fixed-cone". In questo algoritmo, tutti i cluster vengono ordinati per impulso trasverso

decescente. Partendo da quello con più alto p_T si costruisce attorno ad esso un cono nello spazio η , ϕ e ogni cluster compreso all'interno di ΔR

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \leq R_{\text{cono}} \quad (3.1)$$

è combinato per formare un unico oggetto. Nella maggior parte delle analisi di ATLAS viene generalmente utilizzato un valore di $R_{\text{cono}} = 0,4$. A questo punto si calcola una nuova direzione per l'asse del cono attraverso la somma dei quadrimomenti dei due oggetti combinati e si ripete la procedura per gli altri clusters. Questo processo viene ripetuto iterativamente finché la nuova direzione del cono non si discosta dalla direzione calcolata precedentemente. Il cono stabile determinato corrisponde ad un jet. Nonostante questo algoritmo sia veloce e semplice, non rispetta la condizione di insensibilità alle particelle soft. Per risolvere questo problema, vengono analizzati i costituenti dei jet: se due jet parzialmente sovrapposti condividono più del 50% del p_T del jet meno energetico vengono uniti, viceversa vengono divisi.

Per la ricostruzione dei jet può essere utilizzato anche un altro approccio che si è dimostrato, nelle condizioni di lavoro di ATLAS, più preciso di quello del cono, detto di "clustering", che si basa sulla combinazione di tutte le coppie di cluster i,j in base al loro impulso trasverso. In questo approccio si calcola la quantità d_{ij} data dalla formula:

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{2n}, p_{T,j}^{2n}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R_{\text{cono}}^2} = \min(p_{T,i}^{2n}, p_{T,j}^{2n}) \frac{\Delta\eta_{ij}^2 + \Delta\phi_{ij}^2}{R_{\text{cono}}^2} \quad (3.2)$$

dove n ed R_{cono} sono parametri liberi. Confrontando le varie combinazioni di input, quella con il minor valore di d_{ij} viene sostituita da un oggetto il cui quadrimpulso è la somma dei quadrimpulsi dei due input. Questa procedura viene ripetuta finché non terminano gli input a disposizione, in modo che ogni oggetto rilevato diventi parte di un jet. La dimensione trasversale dei jet viene controllata attraverso il parametro libero R_{cono} , al quale nella maggior parte delle analisi viene assegnato il valore di 0,4. Rispetto agli algoritmi di tipo cono, l'approccio clustering rispetta tutti i criteri guida precedentemente elencati. In base al valore scelto per il parametro libero "n" si hanno diversi algoritmi di ricostruzione: per $n = 0$ l'algoritmo è detto *Cambridge/Aachen*, per $n = 1$ si dice *Kt*, mentre per $n = -1$ si dice *Anti Kt*. Si è studiato che l'algoritmo di ricostruzione a clustering più adatto per gli esperimenti ad LHC è l'*Anti Kt*, in virtù della sua accuratezza specialmente negli studi next-to-leading-order[13].

3.2 Boosted jet

L'efficienza di ricostruzione dei jet, diminuisce all'aumentare dell'energia del centro di massa dell'esperimento poiché le particelle prodotte hanno in media una energia maggiore che produce, nel decadimento, dei jet che parzialmente o totalmente possono sovrapporsi. La figura 3.2 mostra la distribuzione di impulso di top provenienti dalla simulazione ufficiale di ATLAS per collisioni a $\sqrt{s} = 8$ TeV in cui sia stata prodotta una coppia tt. Da questa distribuzione si può ricavare che circa il 20% dei top ha un impulso maggiore di 500 GeV.

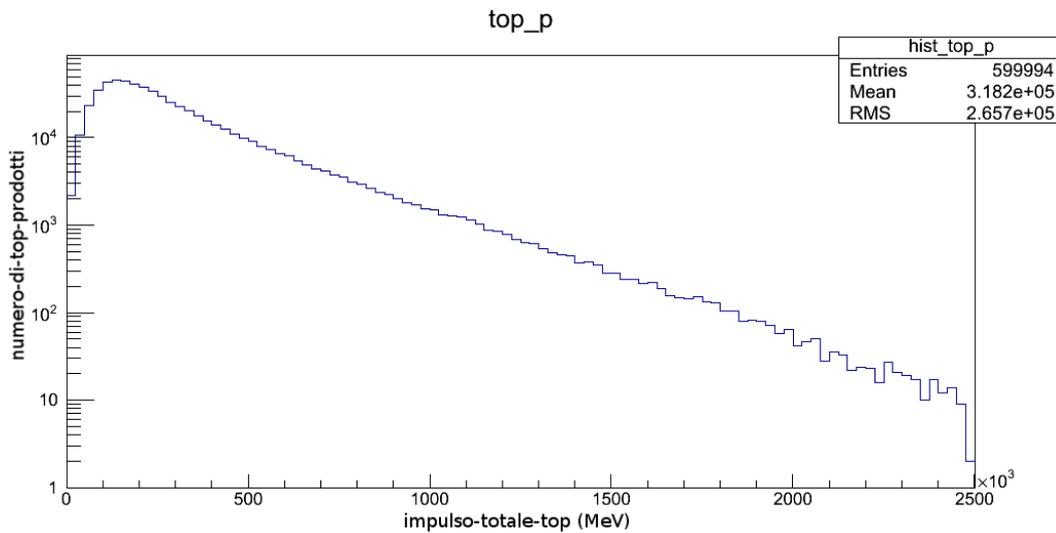


Figura 3.2: Distribuzione di top prodotti a LHC, con energia del centro di massa uguale a 8 TeV, in funzione dell'impulso totale del top.

Questo comporta che i jet prodotti dal decadimento sono tra loro molto vicini fino a sovrapporsi parzialmente o addirittura totalmente. La figura 3.3 mostra la distanza ΔR tra i quark del decadimento per top simulati con una energia (0 \rightarrow 1 TeV) che comprende il 99% della produzione dei top a LHC a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Si può notare che già intorno ai 500 GeV di impulso i 2 jets distano circa $\Delta R=0,8$ e dunque cominciano a sovrapporsi come raffigurato in figura 3.4 (ipotizzando, come nella maggior parte delle analisi, che si utilizzi $\Delta R=0,4$). Possiamo quindi facilmente immaginare come ad energie nel centro di massa sempre più elevate (le prossime prese dati saranno a 13 TeV) i nostri jet siano talmente sovrapposti da necessitare di nuove tecniche per la loro ricostruzione.

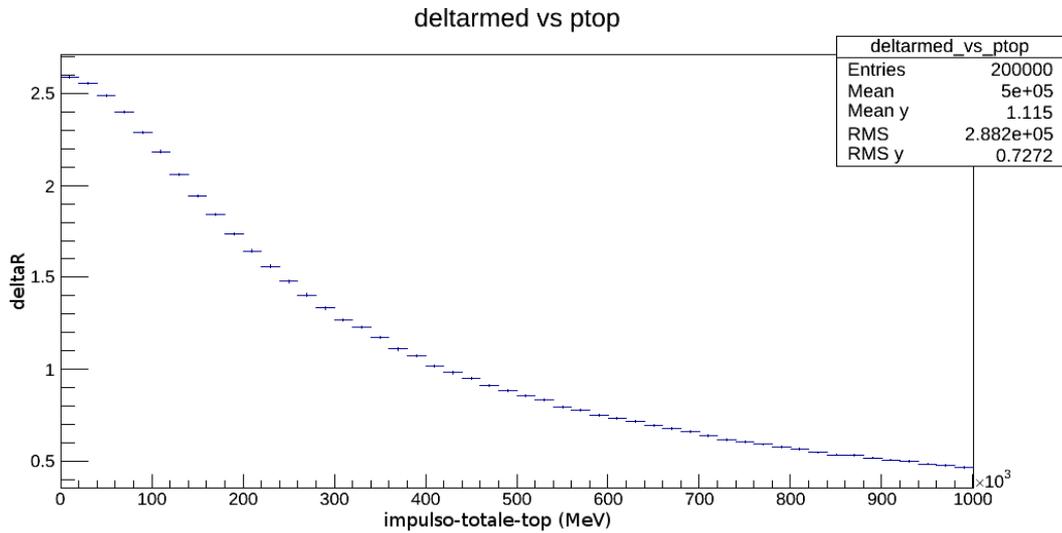


Figura 3.3: ΔR medio tra le direzioni dei quarks del decadimento del top ottenuto tramite una simulazione montecarlo in funzione del p_{Tot} del top (MeV).

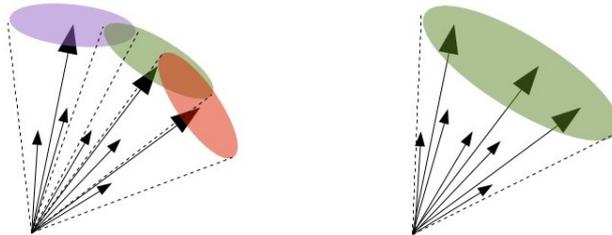


Figura 3.4: Tre jets provenienti dal decadimento di un top molto energetico che si sovrappongono parzialmente dando vita, usando un ΔR maggiore, ad un fat jet.

Per la ricostruzione di jets sovrapposti, ATLAS usa il metodo antikt con il parametro $R_{\text{cono}}=1$ ottenendo dunque dei jet grandi (fatjet) che contengono tutto il decadimento del top (figura 3.5).

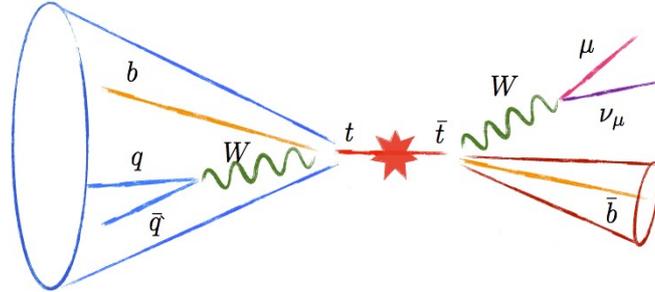


Figura 3.5: Esempio di fatjet in un decadimento della coppia $t\bar{t}$ nel canale semileptonico.

Le tecniche principalmente utilizzate per questo lavoro di ricostruzione di fatjet sono due: Boosted Top Tagging Techniques e Template Overlap Method (TOM). La prima consiste nel individuare all'interno del fatjet delle zone più energetiche ed attorno ad esse andare a ricostruire i vari subjet che compongono il fatjet con i metodi visti in precedenza (paragrafo 3.2)[14]. La seconda invece si basa su una simulazione montecarlo del decadimento adronico; il metodo consiste nel simulare milioni di quark top con un'energia distribuita uniformemente tra 200 e 1000 GeV (range di impulso dei top per il quale si vuole fare l'analisi) e farli decadere adronicamente. In questa simulazione i quark non subiscono adronizzazione, ma sono considerati particelle stabili. Ogni top simulato viene confrontato con la distribuzione energetica del fatjet (paragrafo successivo) e viene identificato quello che maggiormente si sovrappone.

3.3 Template Overlap Method

La tecnica del Template Overlap Method si basa sulla definizione di un criterio di massima verosimiglianza tra la distribuzione spaziale di energie ($dE/d\Omega$) del top simulato e quella del fatjet ricostruito. Indicando il fatjet ricostruito dall'apparato come $|j\rangle$ e quello simulato (detto template) come $|f\rangle$ è possibile costruire una funzione che misura la sovrapposizione Ov (overlap) tra $|j\rangle$ e $|f\rangle$ definita come:

$$Ov(j,f) = \langle j|f\rangle = F' \left[\frac{dE(j)}{d\Omega}, \frac{dE(f)}{d\Omega} \right] \quad (3.3)$$

in cui F' è un funzionale arbitrario che esegue un confronto tra il fatjet reale j e quello montecarlo ('template') f e dE è la distribuzione di energia in funzione di unità di angolo solido $d\Omega$.

Una possibile espressione di questo funzionale e' dato dalla gaussiana:

$$Ov(j,f)^{(F)} = \max_{\tau_n^{(R)}} \exp \left[\frac{-1}{2\sigma_E^2} \left(\int d\Omega \left[\frac{dE(j)}{d\Omega} - \frac{dE(f)}{d\Omega} \right] F(\Omega, f) \right)^2 \right] \quad (3.4)$$

dove τ_n è lo spazio delle fasi del decadimento del top, σ_E è l'incertezza associata all'energia dei cluster, che in media è circa il 30% dell'energia stessa, e $F(\Omega, f)$ è una funzione arbitraria che per l' "infrared safety" deve essere sufficientemente regolare per ogni configurazione di template f . Quindi può essere una somma di gaussiane centrate sulle direzioni degli impulsi del template. Un'altra possibilità, che è quella che useremo in seguito, è scegliere $F(\Omega, f)$ come funzione rettangolare normalizzata, diversa da zero solo in una definita regione angolare attorno alle direzioni degli impulsi del template.

Per come è stata costruita, il risultato di questa sovrapposizione è un numero compreso tra 0 ed 1, dove lo 0 indica nessuna corrispondenza tra il top simulato e il fatjet ricostruito, mentre 1 indica una perfetta corrispondenza.

La definizione operativa della funzione overlap tra il dato simulato f e il jet reale j può essere scritta come:

$$Ov(j,f) = \max_{\tau_n^{(R)}} \exp \left[- \sum_{a=1}^3 \frac{1}{2\sigma_a^2} \left(\sum_{k=i_a-1}^{i_a+1} \sum_{l=j_a-1}^{j_a+1} E(k,l) - E(i_a, j_a)^{(f)} \right)^2 \right] \quad (3.5)$$

dove la prima sommatoria fa un ciclo sui 3 quarks (a) provenienti dal decadimento del top simulato mentre le due sommatorie in k ed l sommano tutta l'energia contenuta nel jet, preso intorno alla direzione di i_a e j_a della particella template a . Definisco quindi $E(i_a, j_a)^{(f)}$ come l'energia della particella montecarlo a e $\sigma_a = E(i_a, j_a)^{(f)}/2$. Una volta effettuato il confronto tra il fatjet e tutti i top simulati, viene tenuto quello che ha dato il risultato migliore (più vicino ad 1)[15].

3.4 Descrizione della cinematica del top simulato

La generazione dei top simulati è stata fatta utilizzando un pacchetto di librerie presenti in ROOT, il programma universalmente usato per l'analisi in fisica delle particelle. Sono stati generati due milioni di top nel decadimento $t \rightarrow Wb$ con il W che a sua volta decade in due particelle di massa nulla; la massa delle particelle provenienti dal decadimento del W è stata fatta variare per simulare anche quarks più pesanti senza ottenere sostanziali differenze nella cinematica del decadimento. I top sono stati generati in una direzione fissata (lungo l'asse x di ATLAS) e per fare il confronto tra il fatjet dell'evento reale è stata applicata una rotazione di quest'ultimo in modo da far coincidere l'asse del jet con quello del top simulato. La figura 3.6 mostra le distribuzioni delle tre variabili p_T , y (rapidity) e ϕ per la simulazione del top: come si evince e come già anticipato l'impulso del top è stato simulato con distribuzione uniforme tra $0 \rightarrow 1$ TeV e la direzione dei top è lungo l'asse x.

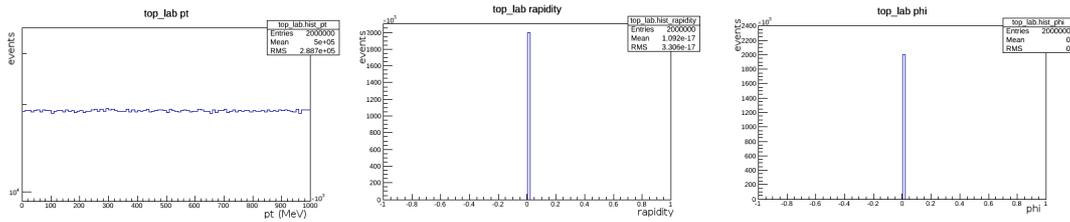


Figura 3.6: p_T (MeV), rapidity e Φ del top generato.

A causa della conservazione del quadrimomento del decadimento, anche il W e il quark b sono emessi in una direzione simile a quella del top (figura 3.7 e 3.8) infatti le distribuzioni di y e ϕ sono piccate attorno a zero, mentre la distribuzione dell'impulso trasverso non è più uniforme.

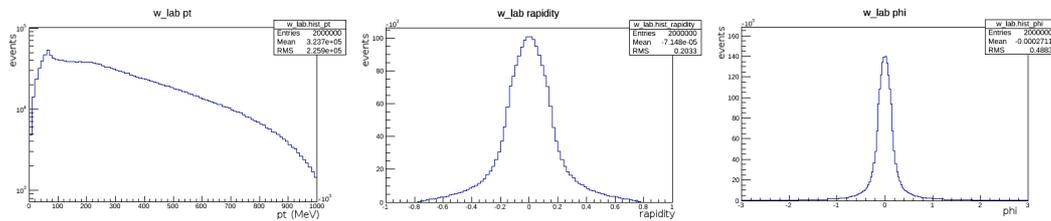


Figura 3.7: p_T (MeV), rapidity e Φ del bosone W del decadimento del top.

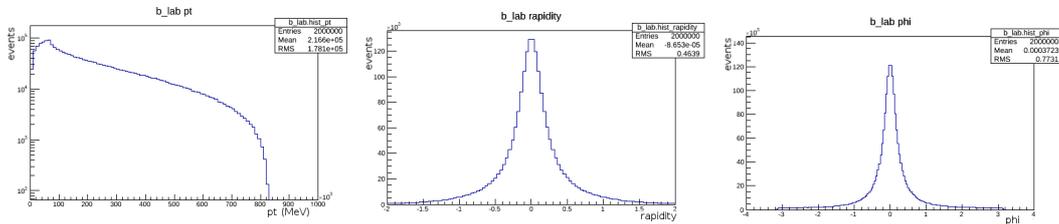


Figura 3.8: p_T (MeV), rapidity e Φ del quark b del decadimento del top.

Come avevamo ipotizzato possiamo notare che nonostante η e ϕ iniziano leggermente a deformarsi restano comunque molto piccate, proprio a testimonianza del fatto che sia il bosone W che il quark b sono boostati. Facendo ora decadere il bosone W in due quark leggeri (che ricordo noi abbiamo assunto di massa nulla) osserviamo (figura 3.9 e 3.10) come anch'essi abbiano una direzione privilegiata attorno all'asse x anche se le distribuzioni risultano più popolate nella zona delle code rispetto ai casi precedenti del bosone W e del quark b .

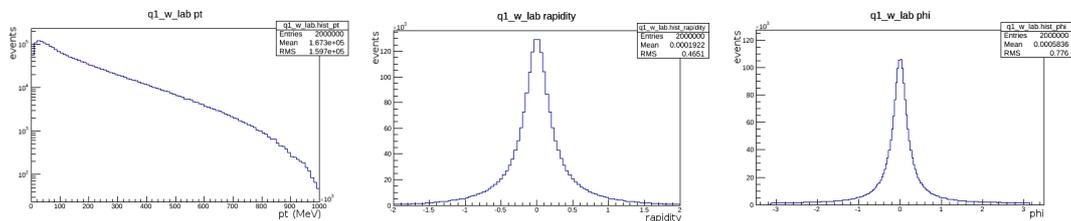


Figura 3.9: p_T (MeV), rapidity e Φ del quark-1 del decadimento del bosone W .

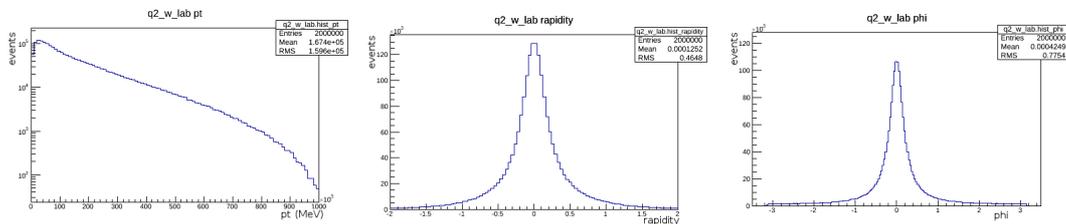


Figura 3.9: p_T (MeV), rapidity e Φ del quark-2 del decadimento del bosone W .

Capitolo 4

Risultati

Come anticipato, scopo finale di questa analisi è lo studio della sezione d'urto differenziale del canale inclusivo $pp \rightarrow t\bar{t}x$ dove x comprende qualsiasi particella prodotta insieme alla coppia $t\bar{t}$. La coppia $t\bar{t}$ è stata selezionata nel canale di decadimento semileptonico in cui un bosone W proveniente dal top decade in leptone più neutrino, mentre l'altro in due quarks. Come già visto questo porta ad avere nello stato finale 4 jets, 1 leptone (nell'analisi effettuata è stato considerato solo il muone) e dell'energia mancante. Scopo di questa tesi è lo sviluppo di un metodo alternativo, detto template overlap method (TOM) descritto nel capitolo 3, che porti da una parte ad una maggiore efficienza nella selezione del segnale e dall'altra ad una migliore reiezione degli eventi di fondo per la ricostruzione degli eventi per la prossima presa dati a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Per effettuare il confronto tra il template overlap method e l'analisi standard abbiamo analizzato eventi montecarlo in cui era prodotta, con p_T tra 0,4 e 1 TeV, una Z' di massa 2TeV, chiamata in seguito $Z(2000)$, (un ipotetico bosone vettore non scoperto sperimentalmente, ma possibile a livello teorico) che decade in una coppia $t\bar{t}$, molto energetica. Sono stati analizzati anche altri campioni montecarlo con Z' prodotte a masse diverse (tra 0,5 e 2,25 TeV) o con produzione diretta delle coppie $t\bar{t}$.

La scelta di valutare l'efficienza del metodo su tre canali differenti è dovuta alla diversa distribuzione di impulso trasverso (e quindi di energia) dei fatjet considerati; come si vede dalla figura 4.1 il campione $Z(2000)$ è quello con la distribuzione di impulso trasverso a valori più alti (in media 697,6 GeV), seguito da quello con Z' con masse variabili (in media 545,8 GeV) e dalla produzione diretta di coppie $t\bar{t}$ (in media 393,2 GeV). La figura 4.2 mostra invece tutte queste tre distribuzioni messe a confronto, in questo modo è possibile valutare dove il metodo abbia le migliori prestazioni anche in un'ottica futura dove l'energia del collisionatore quasi raddoppierà.

La reiezione del fondo è stata ottenuta attraverso due tipi di fondo che si ritengono essere quelli principali: la produzione di eventi W +jet, che simula esattamente il decadimento adronico del top ed eventi con molti jet nello stato finale dovuti ai processi di QCD.

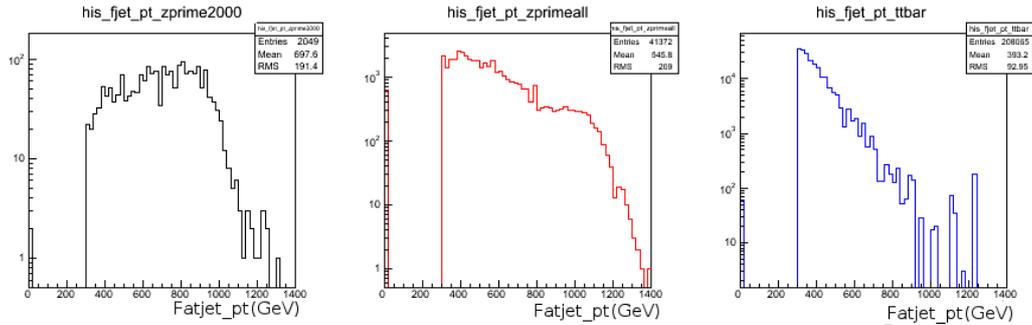


Figura 4.1: Distribuzione del p_T del fatjet nei tre casi: $Z'(2000)$, Z' e $t\bar{t}$.

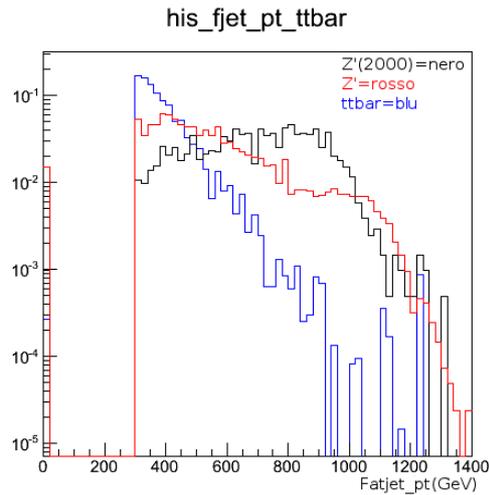


Figura 4.2: Confronto tra le tre distribuzioni di p_T . $Z'(2000)$ in nero, Z' in rosso e $t\bar{t}$ in blu.

4.1 Selezione degli eventi

Il confronto con l'analisi standard è stato effettuato applicando agli eventi un set comune di tagli per una prima selezione del segnale e di riduzione del fondo. I tagli applicati riguardano sia le quantità derivanti dal decadimento leptonic che da quello adronico del top; i più importanti sono:

- Presenza di almeno un jet con $p_T > 25 \text{ GeV}$.
- Presenza di un solo leptone con $p_T > 25 \text{ GeV}$.
- Presenza di energia mancante maggiore di 20 GeV .
- La somma tra la massa trasversa del candidato W e l'energia mancante maggiore di 20 GeV .
- Presenza di un jet nella stessa regione del leptone $\Delta R(\text{leptone}, \text{jet}) < 1,5$.
- Presenza di un fatjet ($R_{\text{cono}}=1$) con $p_T > 300 \text{ GeV}$.
- Presenza di almeno 5 tracce provenienti dal vertice primario.

Queste richieste abbassano notevolmente la statistica iniziale soprattutto a causa della richiesta della presenza di un fatjet con $p_T > 300 \text{ GeV}$ che permette di concentrarsi solo sugli eventi $t\bar{t}$ emessi ad altissima energia. La selezione fin qui effettuata è stata considerata il punto di partenza per il confronto tra le due analisi. Con questi tagli, nei tre campioni $Z'(2000)$, Z' e $t\bar{t}$ sopravvivono rispettivamente 1366, 29596 e 13515 eventi. Questa selezione non è comunque sufficiente per l'analisi della sezione d'urto a causa dell'abbondante produzione di fondo che si ha in questo canale di decadimento.

L'analisi standard applica ulteriori selezioni richiedendo che all'interno del fatjet siano presenti almeno 2 subjet con $\sqrt{d_{12}} > 40 \text{ GeV}$ con la variabile $\sqrt{d_{12}}$ così definita:

$$\sqrt{d_{12}} = \min(p_{T_1}, p_{T_2}) \Delta R_{12} \quad (4.1)$$

dove gli indici 1 e 2 si riferiscono ai subjet presenti nel fatjet e ΔR ha la stessa definizione data nel capitolo precedente.

Questa variabile assume in generale un valore alto per fatjet provenienti dal decadimento di top dove all'interno del jet sono presenti cluster ad alto impulso trasverso, rispetto a jet provenienti da generici processi di QCD. Infine è richiesta anche la separazione tra il candidato leptone ed il fatjet ($\Delta\phi(\text{leptone}, \text{fatjet}) > 2.3$) e tra il fatjet ed il jet candidato ad essere il quark b associati al W decaduto leptonicamente ($\Delta R(\text{fatjet}, \text{jet}) > 1,5$).

Nel campione $Z'(2000)$ il numero di eventi sopravvissuti anche a queste ulteriori richieste è risultato essere 1088 pari ad un'efficienza media $\epsilon = (0,80 \pm 0,02)$.

Il metodo sviluppato in questa tesi non richiede questi tagli aggiuntivi ma applica il template overlap method effettuando la selezione sul valore della variabile overlap (Ov) che stima la sovrapposizione tra il fatjet e il top simulato.

4.2 Confronto tra le due analisi dati

Sui 1366 eventi del campione Z'(2000) che hanno passato il primo set di tagli è stato applicato il metodo del template overlap method.

La figura 4.3 mostra la distribuzione della variabile overlap in cui è visibile un chiaro picco in $Ov=1$, segnale di una perfetta sovrapposizione tra il fatjet ed il top simulato. Si può notare anche la presenza di eventi con overlap vicino a zero derivanti, come vedremo, da top emessi a basso impulso trasverso.

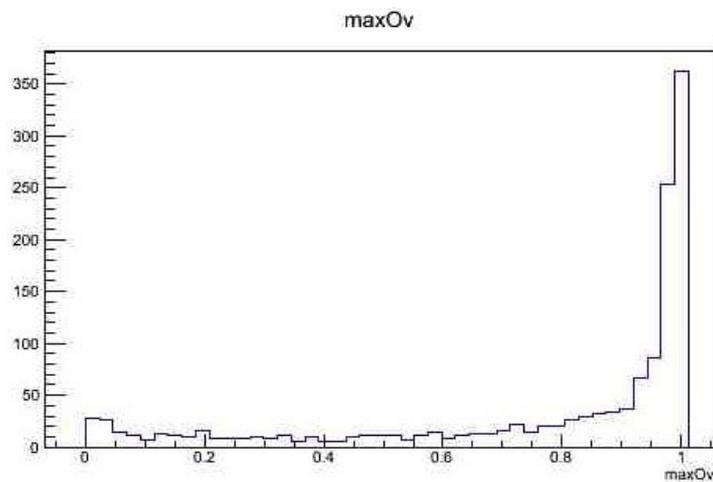


Figura 4.3: Distribuzione della variabile overlap della Z'(2000).

E' stato deciso di definire l'efficienza relativa alla quantità overlap come

$$\epsilon = \frac{\text{eventi con } Ov > 0,7}{\text{eventi totali}}$$

definendo buono l'accordo se il valore di overlap risulta maggiore di 0,7. In base a questa definizione in figura 4.4 è mostrata l'efficienza in funzione del p_T del fatjet. Come atteso l'efficienza è maggiore per top molto energetici dove i jet sono completamente sovrapposti rispetto a quelli meno energetici. In media l'efficienza in questo campione montecarlo è risultata: $\epsilon=(0,80\pm 0,02)$ come per l'analisi standard.

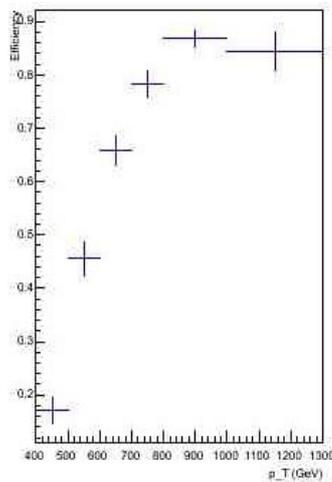


Figura 4.4: Efficienza in funzione del p_T del fatjet.

In figura 4.5 è mostrata la distribuzione della variabile overlap in tutti gli intervalli di p_T del fatjet dell'istogramma della figura 4.4; le distribuzioni mostrano come il metodo sia migliore ad altissimo p_T . Questo è un segnale molto incoraggiante per le future prese dati a $\sqrt{s} = 13$ TeV dove i top prodotti saranno mediamente molto più energetici di quelli attuali.

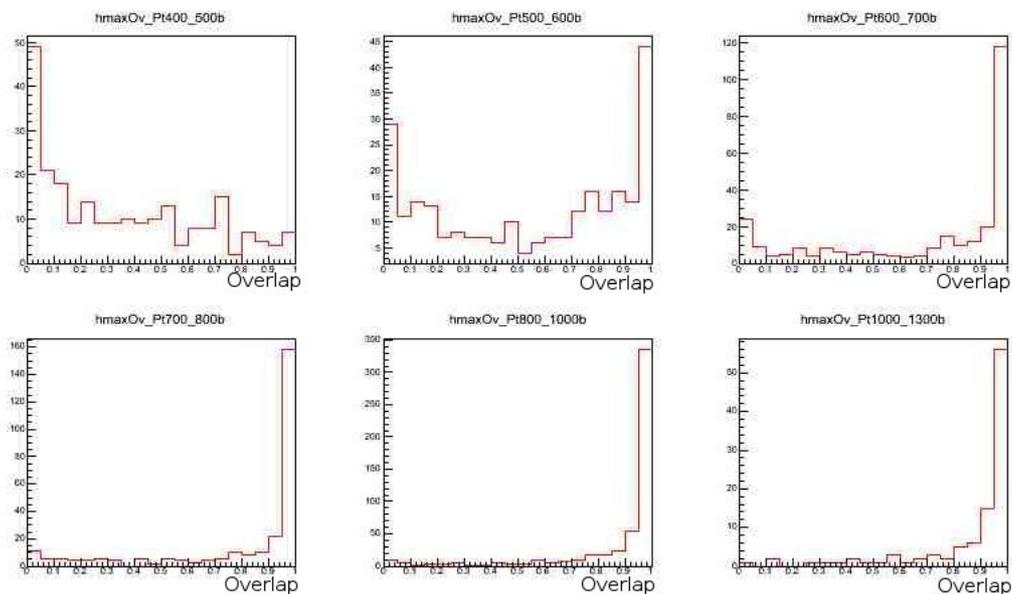


Figura 4.5: Distribuzione della variabile overlap della Z'(2000) a vari range di p_T .

L'analisi è stata estesa anche ad altri campioni montecarlo in cui la Z' prodotta aveva una massa variabile compresa tra 500 GeV e 2250 GeV. I risultati sono mostrati in figura 4.6: l'efficienza media è risultata $\epsilon=(0,44\pm 0,01)$ e anche in questo caso aumenta all'aumentare dell'impulso trasverso del fatjet (fig. 4.7). In questo canale l'efficienza ottenuta con l'analisi standard è risultata $\epsilon=(0,56\pm 0,1)$.

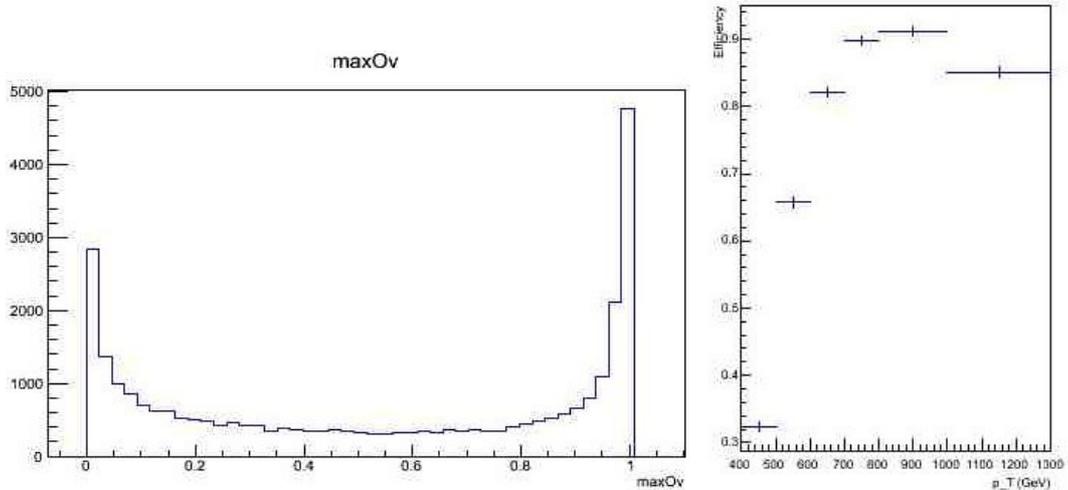


Figura 4.6: Distribuzione della variabile overlap della Z' ed efficienza in funzione del p_T del fatjet.

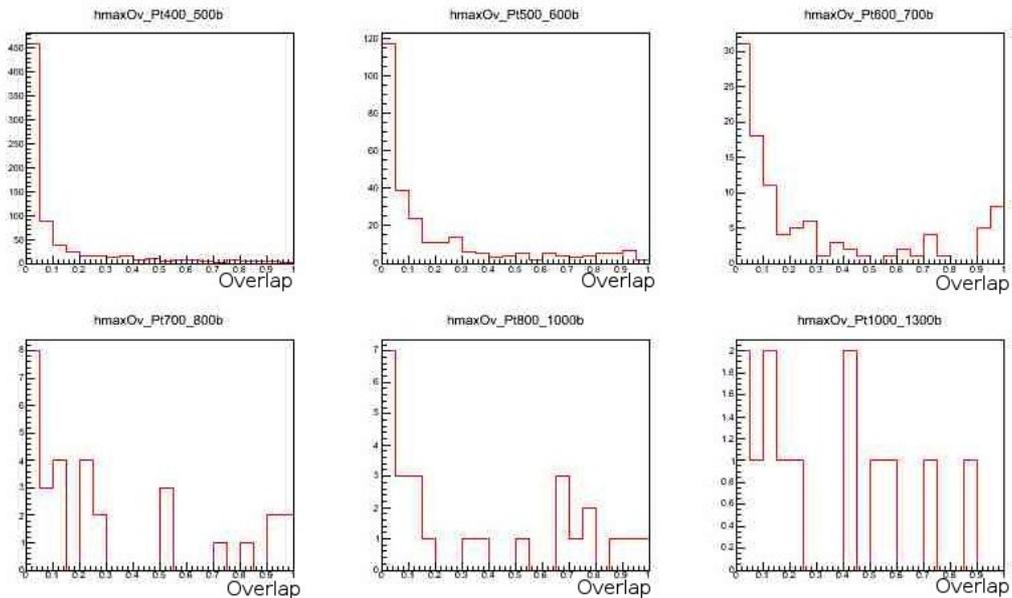


Figura 4.7: Distribuzione della variabile overlap della Z' a vari range di p_T .

Come ulteriore test sono stati analizzati eventi montecarlo in cui la coppia $t\bar{t}$ era prodotta direttamente dalla collisione pp senza la mediazione di una Z'. La distribuzione dell'overlap e dell'efficienza rispetto al p_T del fatjet sono mostrati in figura 4.8. A differenza dei casi precedenti si può notare come il metodo TOM abbia difficoltà a riconoscere i top a causa della loro minore energia infatti l'efficienza media è risultata $\epsilon=(7,6\pm 0,2)*10^{-2}$; in questo canale l'efficienza media ottenuta con l'analisi standard è $\epsilon=(0,25\pm 0,01)$.

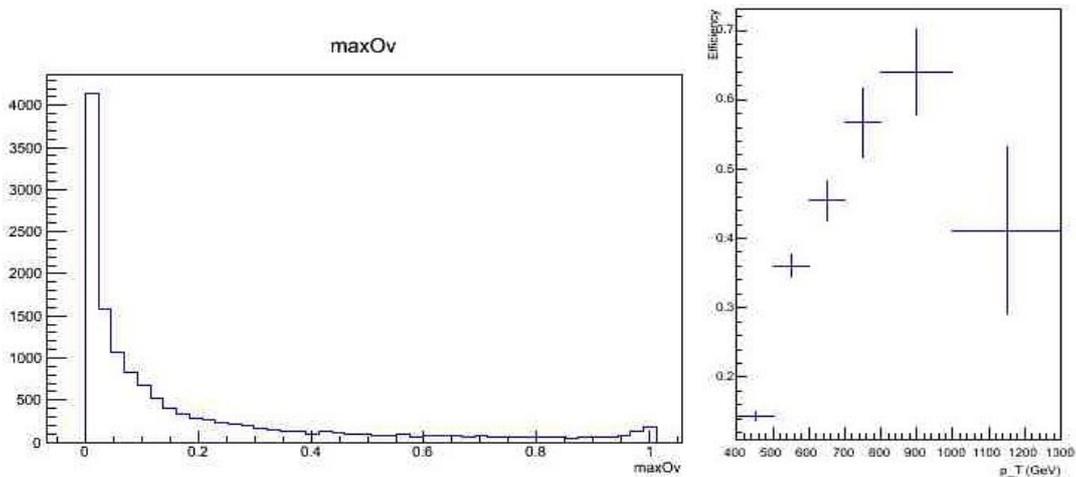


Figura 4.8: Distribuzione della variabile overlap della coppia $t\bar{t}$ ed efficienza in funzione del p_T .

La figura 4.9 mostra la distribuzione della variabile overlap in funzione dell'impulso trasverso del fatjet. Come nel caso precedente anche per eventi $t\bar{t}$ all'aumentare dell'impulso trasverso del fatjet il metodo diventa sempre più efficiente, ed è di buon auspicio per le analisi future. Da questi risultati si evince che il TOM è un metodo che ha delle potenzialità nella ricostruzione di top molto energetici (che saranno al maggioranza nella prossima presa dati), ma che per i dati acquisiti fin ora (a $\sqrt{s} = 8$ TeV) sia ancora preferibile il metodo standard a causa della poco probabile sovrapposizione dei jet provenienti dal decadimento dei top.

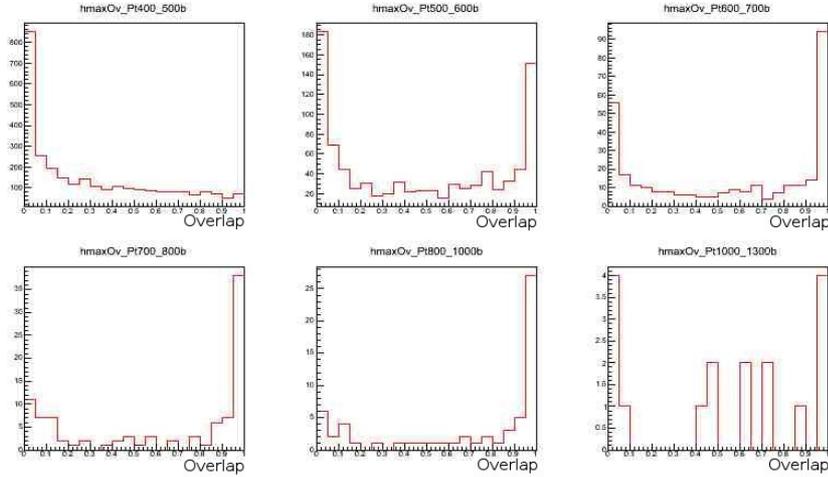


Figura 4.9: Distribuzione della variabile overlap della coppia $t\bar{t}$ in vari range del p_T del fatjet.

Parte fondamentale dell'analisi è valutare la capacità di reiezione del fondo da parte del metodo TOM definita come

$$r = 1 - \epsilon \quad (4.2)$$

con ϵ frazione di eventi di fondo riconosciuti come segnale. Sono stati analizzati i due principali fondi del segnale $t\bar{t}$: il primo contenente eventi W +jet ed il secondo vari jets scorrelati tra loro perchè prodotti direttamente da un normale processo di QCD. Entrambi i fondi possono simulare il decadimento di un top pur non essendo questo presente.

La figura 4.10 mostra come la variabile overlap assuma valori mediamente minori rispetto a eventi contenenti top nel caso del fondo W +jet; La frazione di eventi di fondo che erroneamente entrano nel segnale è $\epsilon = (2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$ e conseguentemente una reiezione del fondo pari a $r = (0,977 \pm 0,003)$. Naturalmente anche in questo caso il metodo tende ad accettare eventi per grandi impulsi trasversi (fig. 4.11) poichè i jet essendo molto energetici, sono emessi lungo direzioni vicine e simulano molto meglio l'ipotetico decadimento di un top.

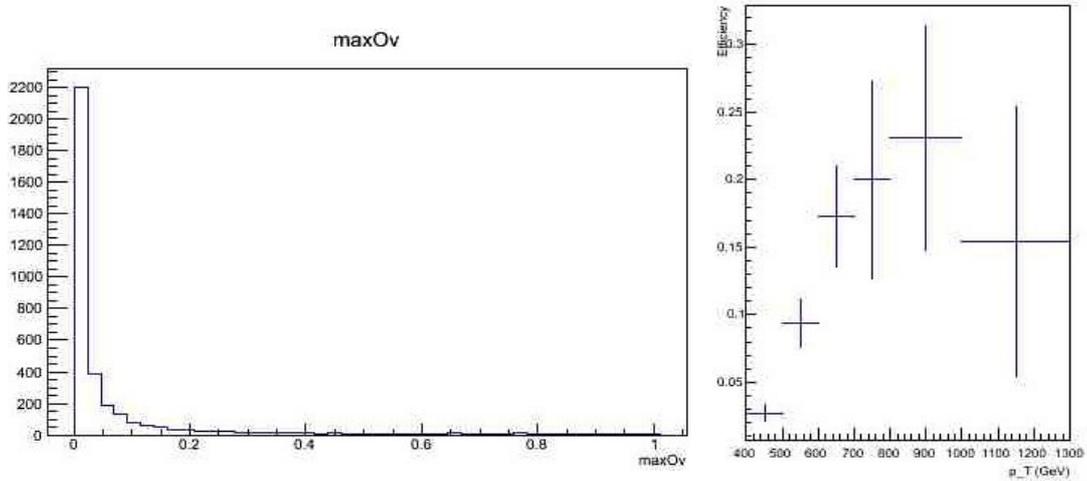


Figura 4.10: Distribuzione della variabile overlap del fondo W+jet ed la sua frazione di eventi che entra nel segnale in funzione del p_T del fatjet.

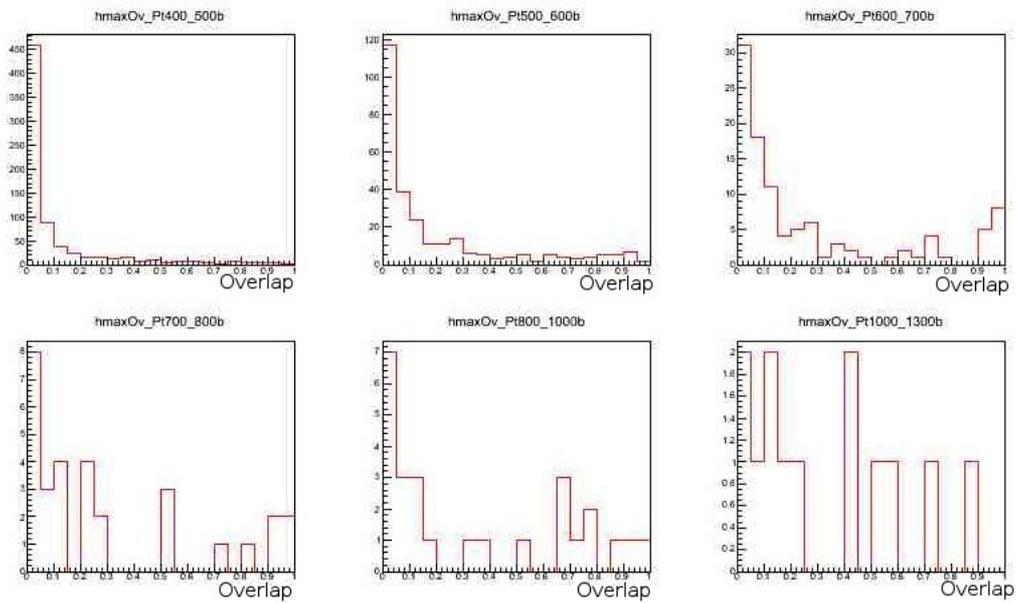


Figura 4.11: Distribuzione della variabile overlap del fondo W+jet in vari range del p_T del fatjet.

La figura 4.12 mostra invece l'overlap e l'efficienza in funzione dell'impulso trasverso del fatjet nel caso di fondo proveniente da eventi di QCD con uno stato finale con molti jet. A differenza del caso precedente il metodo riconosce in maniera meno efficace il fondo, confermato da un aumento della frazione di eventi che entrano nel segnale $\epsilon=(0,15\pm 0,02)$ e da una reiezione del fondo $r=(0,85\pm 0,02)$. In figura 4.13 è riportata la distribuzione della variabile overlap in vari range dell'impulso trasverso del fatjet che mostra un andamento simile ai casi precedenti.

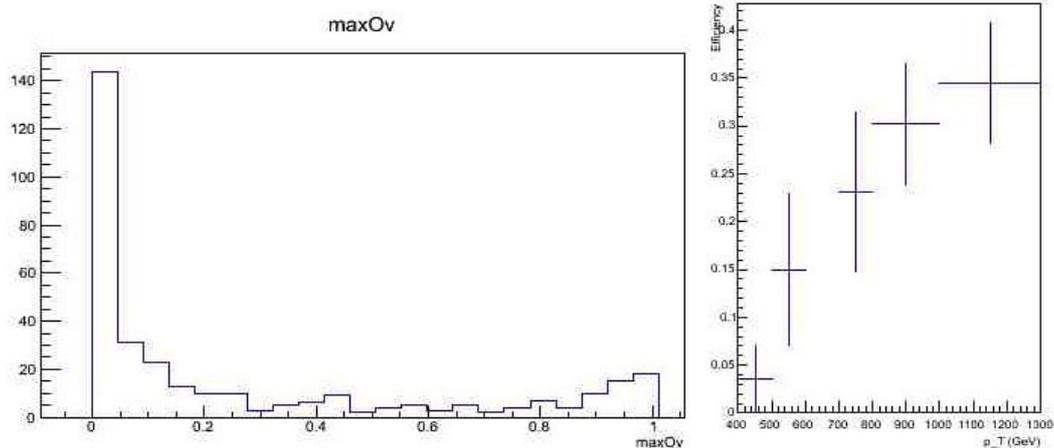
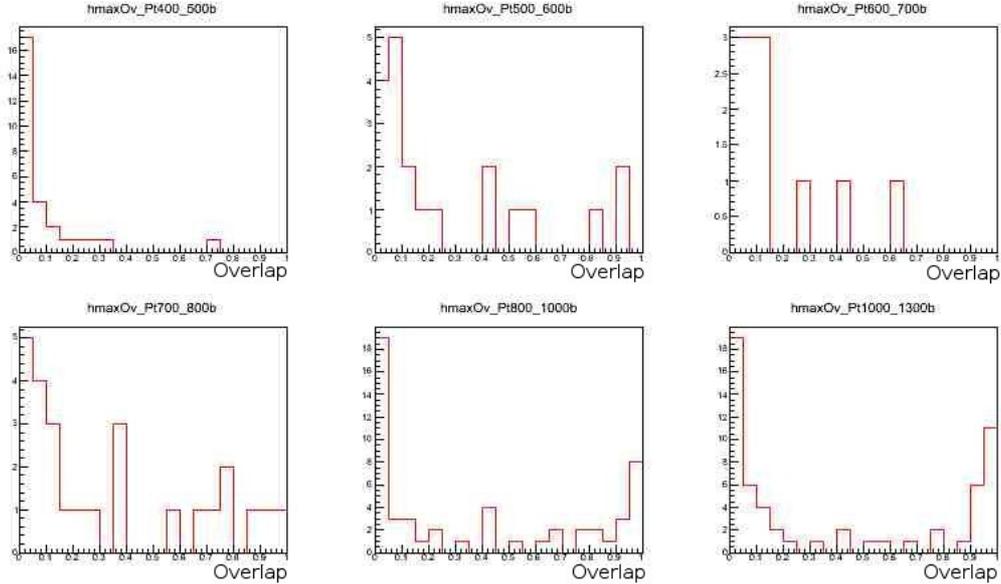


Figura 4.12: Distribuzione della variabile overlap del fondo QCD ed la sua frazione di eventi che entra nel segnale in funzione del p_T del fatjet.


 Figura 4.13: Distribuzione della variabile overlap del fondo di QCD in vari range del p_T del fatjet.

La tabella riassuntiva 4.1 mostra il confronto numerico tra il numero di eventi selezionati con l'analisi standard ed il metodo TOM effettuato su dei dati montecarlo di ATLAS sopra citati. Si vede come l'efficienza media sul riconoscimento del segnale è uguale entro gli errori tra le due tecniche nel caso delle $Z'(2000)$ dove i prodotti di decadimento hanno energie molto alte; man mano che l'energia decresce (Z' con massa $0 \rightarrow 2250$ GeV e $t\bar{t}$) il metodo standard è ancora da preferire al TOM. Questo era previsto, infatti il TOM è ottimizzato per la prossima presa dati dove l'energia nel centro di massa sarà circa il doppio di quella precedente. Riguardo la reiezione del fondo i 2 metodi danno risultati confrontabili nel campione $W^+\text{jet}$, mentre la tecnica standard ha una migliore prestazione nel canale multijet.

	Eventi dopo tagli comuni	Analisi standard	TOM ($Ov > 0,7$)
$Z(2000)$	1366	1088	1099
Z'	29596	16687	12955
$t\bar{t}$	13515	3341	1028
$W^+\text{jet}$	3509	57	79
QCD	333	24	60

Tabella 4.1: Confronto tra analisi standard e template overlap method.

Conclusioni

L'argomento trattato in questa tesi è lo sviluppo di un metodo alternativo per l'identificazione di quark top, detto *template overlap method*, prodotti all'esperimento ATLAS. Questo metodo è finalizzato alla selezione di top molto energetici i cui jet di decadimento risultano molto vicini tra loro e dunque parzialmente o totalmente sovrapposti a formare un jet più grande (fatjet).

Questo nuovo metodo è stato poi confrontato con l'analisi (che nei precedenti capitoli è stata chiamata standard) effettuata per la misura della sezione d'urto differenziale della produzione di coppie $t\bar{t}$ a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Lo stato finale prescelto è quello nel canale semileptonico di decadimento della coppia $t\bar{t}$, in cui entrambi i top decadono in $W+b$, con il W che in un caso decade in una coppia leptone-neutrino e nell'altro in una coppia di quark; la scelta di questo canale permette il miglior compromesso tra la statistica finale di eventi che hanno passato tutte le selezioni e la contaminazione dal fondo.

Il nuovo metodo consiste nel generare milioni di top con una distribuzione di impulso uniforme, farli decadere nel canale adronico e confrontare le energie dei quark emessi con quelle depositate sul rivelatore ATLAS dai quark derivanti dal decadimento adronico del top. Attraverso un criterio di massima verosimiglianza, ad ogni fatjet viene associato il top simulato che più si avvicina alla distribuzione energetica ricostruita dal rivelatore. Questo processo è fatto attraverso una variabile continua, detta *overlap*, che assume agli estremi il valore 1(0) nel caso la sovrapposizione tra top simulato e fatjet sia perfetta (nulla). In questa analisi si è scelto di considerare il top rivelato se la variabile *overlap* risulta maggiore di 0,7. L'analisi è stata effettuata all'interno dell'esperimento ATLAS, utilizzando solo simulazioni montecarlo per l'ottimizzazione del metodo e nel prossimo futuro anche dati reali per verificare la sua effettiva efficacia. Sono stati selezionati diversi campioni montecarlo in cui le coppie $t\bar{t}$ presenti sono prodotte o direttamente o indirettamente tramite la mediazione di una particella fittizia Z' non presente nel Modello Standard che decade in $t\bar{t}$. Trattandosi di eventi che nella realtà sono rari e dominati da grandi quantità di fondo, è stata valutata anche la capacità di reiezione del fondo attraverso simulazioni dei suoi canali principali quali $W+jet$ o stati finali con vari jet prodotti dalle QCD.

I risultati ottenuti sono incoraggianti perchè mostrano un'alta efficienza di rivelazione per top molto energetici, che fa ben sperare per le prossime prese dati

che saranno acquisite ad un'energia del centro di massa di 13 TeV.

Nel prossimo futuro è previsto lo studio di varie sistematiche su questo metodo volte al miglioramento delle sue prestazioni; in particolare sarà investigata la definizione di fatjet modificando la sua estensione angolare in base alla sua energia e sarà variato il criterio di confronto per la definizione della variabile overlap. Scopo di questi ulteriori sviluppi è il miglioramento dell'efficienza di selezione dei top soprattutto in regime di alte energie e anche una migliore reiezione del fondo.

Bibliografia

- [1] S.Braibant, G.Giacomelli, M.Spurio, *Particelle e interazioni fondamentali*, Springer-Verlag Italia, 2010.
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* 86, 010001 (2012).
- [3] Cdf note 10976 D0 note 6381
- [4] Frank-Peter Schilling, *Top quark physics at the LHC: a review of the first two years*, *International Journal of Modern Physics A*, 2012, vol. 27, No. 17.
- [5] ATLAS Collaboration.
ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report
Technical report, CERN/LHCC, 1999.
- [6] LHC design report: 10.5170/CERN-2004-003-V-1
- [7] CERN-LHCC-2012-015 CMS-TDR-010
- [8] CERN/LHCC 2001-021 ALICE-TDR-9
- [9] CERN-LHCC-2012-007 LHCb-TDR-12
- [10] ATLAS Collaboration.
ATLAS Pixel Detector
technical report, CERN/LHCC, 1998.
- [11] Jackson, J. N.
The ATLAS Semiconductor Tracker (SCT)
*Nucl. Instr. Methods A*541 (2005) 89.
- [12] M. Villa, The Luminosity Monitor of the ATLAS Experiment
IEEE Nuclear Science Symposium And Medical Imaging Conference –

Orlando, 2009.

- [13] Gavin P. Salam, arXiv:0906.1833v2 [hep-ph] 6 Apr 2010.
- [14] Eur.Phys. J. C(2011) 71:1661 DOI 10.1140/epjc/s10052-011-1661-y.
- [15] Leandro G. Almeida, Seung J. Lee, Gilad Perez, George Sterman, Ilmo Sung, Y1TP-SB-10- 21, arXiv: 1006.2035v1 [hep-ph] 10 Jun 2010.