

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

Misura della sezione d'urto della produzione  
del bosone  $Z$  in associazione a  $c$ -jets con dati  
raccolti dall'esperimento ATLAS a LHC.

Relatore:  
Prof. Maximiliano Sioli

Presentata da:  
Martina Turchini

Correlatore:  
Dott.ssa Camilla Vittori

## Sommario

Lo studio della produzione del bosone  $Z$  in associazione a jets derivanti dall'adronizzazione dei quark  $c$  ( $c$ -jets) è rilevante per approfondire la conoscenza della fisica delle interazioni forti e migliorarne la descrizione da parte dei generatori Monte Carlo.

Inoltre, in molte analisi volte alla ricerca di fenomeni di nuova fisica, la topologia di eventi  $Z+c$ -jets rappresenta uno dei contributi di fondo dominanti, la cui conoscenza è necessaria per aumentare la sensibilità per la scoperta di nuovi processi.

In questa tesi vengono presentate le misure di sezione d'urto fiduciale e differenziale per la produzione del bosone  $Z$  nel canale di decadimento muonico, in associazione ad almeno un  $c$ -jet in collisioni  $pp$  ad un'energia nel centro di massa pari a  $\sqrt{s} = 13$  TeV. I dati raccolti dall'esperimento ATLAS ad LHC corrispondono ad una luminosità integrata di  $139 \text{ fb}^{-1}$ . Gli stati finali contengono una coppia di muoni, prodotti dal decadimento del bosone  $Z$  e almeno un jet di tipo  $c$  prodotto dall'adronizzazione di un quark charm.

La sezione d'urto integrata è misurata nel volume fiduciale. Le sezioni d'urto differenziali sono misurate in funzione dell'impulso trasverso e della rapidità del bosone  $Z$  e del  $c$ -jet più energetico e sono confrontate con le predizioni del generatore Monte Carlo utilizzato.

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>6</b>
<b>1 Il Modello Standard</b>	<b>8</b>
1.1 Le particelle . . . . .	8
1.2 Le interazioni fondamentali . . . . .	10
1.2.1 Elettrodinamica Quantistica (QED) . . . . .	11
1.2.2 Cromodinamica quantistica (QCD) . . . . .	11
1.2.3 Teoria elettrodebole (EWT) . . . . .	12
1.3 La fisica del bosone Z . . . . .	13
1.3.1 $Z+c$ -jets . . . . .	15
1.4 Le variabili cinematiche . . . . .	16
<b>2 LHC e ATLAS</b>	<b>17</b>
2.1 Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	18
2.1.1 Parametri Principali di LHC . . . . .	19
2.2 L'esperienza ATLAS . . . . .	20
2.2.1 Il Sistema di Magneti . . . . .	20
2.2.2 Inner Detector (ID) . . . . .	21
2.2.3 I calorimetri . . . . .	23
2.2.4 Spettrometro a muoni . . . . .	25
2.2.5 Ulteriori rilevatori . . . . .	27
2.2.6 Il sistema di Trigger e Acquisizione Dati . . . . .	27
<b>3 Misura della sezione d'urto di produzione <math>Z+c</math>-jets</b>	<b>29</b>
3.1 La sezione d'urto . . . . .	29
3.1.1 Sezione d'urto integrata fiduciale . . . . .	30
3.1.2 Sezione d'urto differenziale . . . . .	30
3.2 Dati e simulazioni Monte Carlo . . . . .	32
3.3 Selezione degli eventi . . . . .	32
3.3.1 Ricostruzione dei jets in ATLAS e identificazione dei $c$ -jets . . . . .	33
3.4 Confronto Dati-MC . . . . .	36

3.5	Matrici di risposta ed efficienza di ricostruzione . . . . .	41
3.6	Risultati . . . . .	42
3.6.1	Misura della sezione d'urto integrata fiduciale . . . . .	42
3.6.2	Misura di sezioni d'urto differenziali . . . . .	43
	<b>Conclusioni</b>	<b>46</b>
	<b>A Sezione d'urto differenziale ottenuta con il generatore MadGraph</b>	<b>48</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>52</b>

# Elenco delle figure

1.1	Schema di particelle . . . . .	10
1.2	Processo di produzione di un bosone $Z$ a partire da collisioni $pp$ attraverso il meccanismo "Drell-Yan" e decadimento in una coppia leptone-antileptone.	14
1.3	Diagramma di Feynman per il processo $Z+c$ -jets. . . . .	15
2.1	Complesso di acceleratori del CERN. . . . .	18
2.2	Rappresentazione del rivelatore ATLAS. . . . .	21
2.3	Rappresentazione delle linee di campo del campo magnetico toroidale e solenoidale. . . . .	22
2.4	Vista prospettica dell'Inner Detector. . . . .	23
2.5	Vista prospettica dei rivelatori dell'ID. . . . .	24
2.6	Vista prospettica del Calorimetro. . . . .	25
2.7	Vista prospettica dello spettrometro a muoni e componenti principali. . . . .	26
3.1	Frazione di $b$ -jets, $c$ -jets e light-jets in funzione del discriminante del flavour-tagging. . . . .	35
3.2	Distribuzioni dei dati e delle simulazioni Monte Carlo per le variabili massa invariante $M_{\mu\mu}$ (a), impulso trasverso $p_T$ (b) e rapidità $Y$ (c) del bosone $Z$ . Tramite il rapporto MC/Dati si può verificare l'accordo dei dati con le simulazioni MC. . . . .	38
3.3	Distribuzioni dei dati e delle simulazioni Monte Carlo per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del leading $c$ -jet e impulso trasverso (c) e pseudorapidità (d) del leading lepton. Tramite il rapporto MC/Dati si può valutare l'accordo dei dati con le simulazioni MC. . . . .	39
3.4	Confronto tra la distribuzione degli eventi di dati di segnale (data-fondo) con gli eventi di segnale MonteCarlo ricostruiti (reco) per $p_T$ (a) e $Y$ (b) del bosone $Z$ e $p_T$ (c) e $Y$ (d) del leading $c$ -jet. . . . .	40
3.5	Distribuzioni truth per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone $Z$ e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading $c$ -jet. . . . .	41
3.6	Matrici di risposta per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone $Z$ e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading $c$ -jet ottenute con il generatore SHERPA 2.2.11. . . . .	43

3.7	Distribuzioni di efficienza per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone $Z$ e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading $c$ -jet ottenute con il generatore SHERPA 2.2.11. . . . .	44
3.8	Sezioni d'urto differenziali in funzione delle variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone $Z$ e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading $c$ -jet ottenute con il generatore SHERPA 2.2.11. . . . .	45
1	Distribuzioni di efficienza per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) di $Z$ e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading $c$ -jet ottenute con il generatore MadGraph. . . . .	49
2	Matrici di risposta per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone $Z$ e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading $c$ -jet ottenute con il generatore MadGraph. . . . .	50
3	Sezioni d'urto differenziali in funzione delle variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone $Z$ e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading $c$ -jet ottenute con il generatore MadGraph. . . . .	51

# Elenco delle tabelle

1.1	Valori assunti dall'iper carica debole per i vari fermioni. . . . .	13
1.2	Larghezze parziali e <i>branching ratio</i> per ogni canale di decadimento del bosone $Z$ . . . . .	14
3.1	Tagli effettuati . . . . .	33
3.2	Per ogni punto di lavoro dell'algoritmo di flavour-tagging (60%, 70%, 77% e 85%) vengono riportati i rispettivi tagli sul discriminante DL1 e le efficienze di selezione per $b$ -jets, $c$ -jets e light-jets. . . . .	36
3.3	Numero di eventi per i vari campioni analizzati. Nella prima riga ci sono gli eventi corrispondenti ai dati sperimentali che hanno superato la selezione, dalla seconda alla settima sono inseriti gli eventi relativi ai fondi simulati con MC ("Fondi"), nell'ottava ci sono gli eventi di segnale $Z+c$ -jets simulati. Con "Totale MC" si indica la somma di tutti gli eventi MC. . . . .	37

# Introduzione

Il *Large Hadron Collider* (LHC) del CERN, a partire da collisioni protone-protone ( $pp$ ) all'energia nel centro di massa pari a  $\sqrt{s} = 13$  TeV produce in abbondanza processi contenenti un bosone  $Z$  in associazione a  $c$ -jets, dove per  $c$ -jets si intendono i jets che derivano dall'adronizzazione del quark charm. I processi  $Z+c$ -jets sono di fondamentale importanza per lo studio della fisica delle interazioni forti; costituiscono inoltre un fondo dominante per lo studio di fenomeni fisici oltre il Modello Standard, che, pur essendo una teoria fisica consolidata negli anni attraverso conferme sperimentali, lascia ancora molte questioni irrisolte.

In questa tesi studio la produzione del bosone  $Z$  in associazione a  $c$ -jets utilizzando i dati raccolti dall'esperimento ATLAS ad LHC, corrispondenti ad una luminosità di  $139 \text{ fb}^{-1}$ . In particolare, mi sono occupata della ricostruzione del bosone  $Z$  nel suo canale di decadimento in una coppia di muoni di carica opposta su cui viene applicata una selezione cinematica. I  $c$ -jets vengono ricostruiti attraverso un algoritmo di *flavour-tagging* dedicato all'identificazione del sapore del quark che ha originato il jet attraverso un'analisi multivariata.

Mi sono occupata della misura della sezione d'urto integrata nel volume fiduciale, definito da opportuni tagli cinematici sui muoni e sui  $c$ -jets. Inoltre, ho misurato la sezione d'urto differenziale dei processi  $Z+c$ -jets di quattro variabili cinematiche: impulso trasverso e rapidità del bosone  $Z$  e del  $c$ -jet più energetico. Ho applicato la tecnica di unfolding bayesiano per correggere le misure ottenute per la limitata risoluzione ed efficienza del rivelatore ATLAS.

Le misure sono state confrontate con le predizioni teoriche di uno dei generatori Monte Carlo più all'avanguardia: Sherpa 2.2.11.

La mia tesi è organizzata come segue. Nel Capitolo 1 si richiamano i principali aspetti teorici rilevanti per la presente analisi e le variabili cinematiche utilizzate.

Nel Capitolo 2 si descrivono brevemente le componenti hardware e software dei rivelatori dell'esperimento ATLAS.

Il Capitolo 3 descrive la strategia utilizzata per misurare la produzione dei processi  $Z+c$ -jets, come la selezione degli eventi, lo studio delle distribuzioni cinematiche e l'applicazione dell'unfolding. Infine sono riportati i risultati delle misure di sezione d'urto integrata fiduciale e le misure differenziali in funzione dell'impulso trasverso e della ra-



pidità del bosone  $Z$  e del  $c$ -jet più energetico.

# Capitolo 1

## Il Modello Standard

La fisica delle particelle elementari e le sue interazioni sono descritte dal Modello Standard (MS). Sviluppato nei primi anni 70, il MS ha storicamente predetto una grande varietà di fenomeni. Secondo la teoria, le particelle fondamentali sono raggruppate in due famiglie: le particelle costituenti la materia (i fermioni) e le particelle mediatrici delle interazioni fondamentali (i bosoni).

Sebbene il MS sia una teoria consolidata della fisica delle particelle fondamentali, lascia alcuni problemi irrisolti, tra i quali:

- l'origine della massa dei neutrini, accertata attraverso il fenomeno dell'oscillazione;
- la spiegazione delle evidenze cosmologiche della massa e dell'energia oscura;
- la giustificazione della preponderanza della materia barionica su quella antibarionica.

A questi si aggiunge il problema posto dall'interazione gravitazionale, che non viene descritta dal Modello Standard.

Nonostante questi problemi aperti, le conferme sperimentali ottenute negli anni dei fenomeni previsti dal MS sembrano indicare l'esistenza di una fisica oltre il Modello Standard, piuttosto che il fallimento del MS in sè.

### 1.1 Le particelle

Secondo il Modello Standard, i costituenti primi della materia sono particelle di tipo fermionico, di spin  $1/2$ , che obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac e quindi al Principio di Esclusione di Pauli. I fermioni sono divisi in due famiglie in base al tipo di interazione cui sono soggette e alla carica che portano: i leptoni e i quark.

I primi sono soggetti all'interazione elettromagnetica (EM) e debole, mentre i secondi sono soggetti all'interazione elettromagnetica, debole e forte. Il MS prevede l'esistenza

di sei leptoni (elettroni, muoni, tau e tre neutrini) e sei quark (up, charm, top, down, strange, bottom) divisi sulla base delle proprietà dell'interazione debole, in coppie dette famiglie o doppietti:

$$\begin{array}{l} \text{Leptoni : } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \\ \text{Quark : } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \end{array}$$

Ad ognuna delle particelle sopra descritte corrisponde un'antiparticella con stessa massa, vita media e spin, ma cariche interne (numeri quantici) invertite.

Elettroni, muoni, tau e tutti i quark sono dotati di carica elettrica: si esprime in unità di carica elettrica dell'elettrone  $e^1$  ed assume valori interi per i leptoni, pari a -1 per elettrone, muone e tau, e valori frazionari per i quark pari a  $2/3$  per  $u$ ,  $c$  e  $t$  e  $-1/3$  per  $d$ ,  $s$ ,  $b$ .

Il MS prevede un numero quantico leptonico pari a +1 per i leptoni e -1 per gli antileptoni, conservato da tutte le interazioni. Inoltre, ciascuna generazione leptonica ha un proprio numero leptonico che deve essere conservato in tutte le interazioni. Solo per l'interazione debole è stata osservata una violazione della conservazione del numero leptonico: nel caso dell'oscillazione dei neutrini, in cui un neutrino di un determinato sapore può trasformarsi in uno degli altri due, il numero leptonico non viene conservato.

I quark sono le uniche particelle dotate di carica di colore, che può assumere tre valori, convenzionalmente denominati rosso, verde e blu, quindi sono anche le uniche che interagiscono mediante l'interazione forte. I quark, a differenza dei leptoni, non sono mai stati osservati liberi: questa caratteristica chiamata confinamento deriva dalla natura stessa dell'interazione forte e costringe i quark ad esistere solo confinati in combinazioni di quark chiamate adroni, con carica di colore nulla. Gli adroni sono classificabili in due famiglie:

- i mesoni: formati da una coppia quark-antiquark, hanno spin intero e quindi seguono la statistica di Bose-Einstein;
- i barioni (antibarioni): sono formati da un tripletto di quark (antiquark), hanno spin semintero, quindi si comportano come fermioni.

Ad ogni quark è associato un numero quantico di sapore, non conservato dell'interazione debole. I quark possiedono inoltre un numero quantico barionico, che vale  $1/3$  per i quark e  $-1/3$  per gli antiquark ed è conservato da tutte le interazioni.

Nonostante il grande numero di mesoni, barioni e antibarioni che si possono ottenere con 6 quark e 6 antiquark, gli unici adroni stabili osservati sono il protone, formato da due quark up e un quark down ( $uud$ ), e il neutrone ( $udd$ ), di per sè instabile, ma che

---

<sup>1</sup> $e = 1.6022 \cdot 10^{19}C$

acquisisce stabilità nello stato legato all'interno del nucleo. Il decadimento degli adroni è giustificabile considerando che l'interazione debole, diversamente da quella forte, non conserva il sapore dei quark.

Uno schema sintetico delle particelle fondamentali del Modello Standard e delle loro proprietà si trova in Figura 1.1.

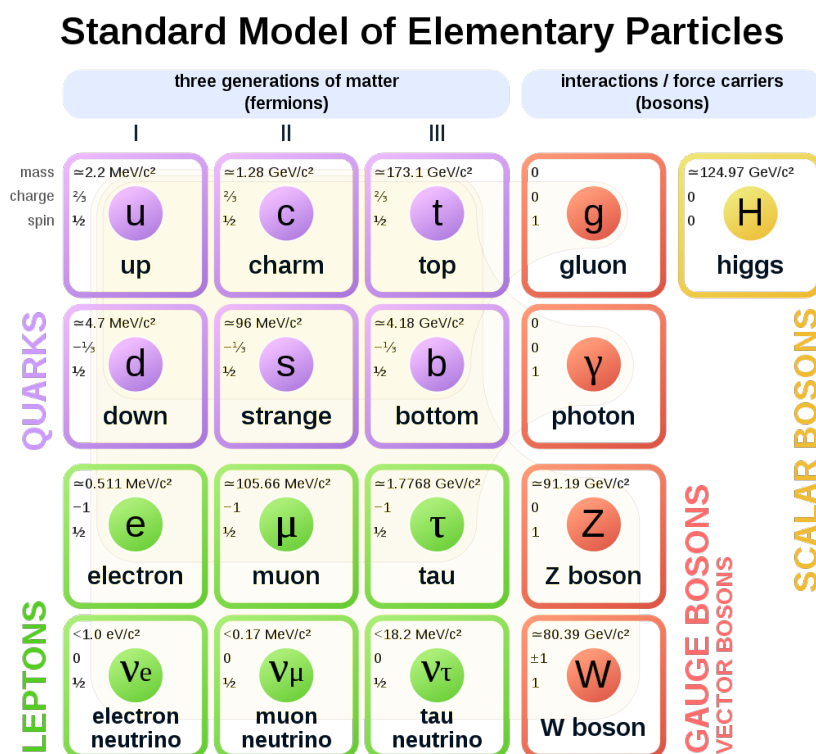


Figura 1.1: Le particelle fondamentali del MS e alcune loro proprietà.

## 1.2 Le interazioni fondamentali

Il Modello Standard descrive le interazioni tra particelle come scambio di bosoni caratteristici. I bosoni sono i mediatori delle interazioni fondamentali; sono dotati di spin intero, quindi soggetti alla statistica di Bose-Einstein. Il MS prevede diversi tipi di bosoni di gauge:

- fotoni: sono i portatori della forza elettromagnetica descritta dall'Elettrodinamica Quantistica (QED) e con massa nulla;

- bosoni  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z$ : sono i mediatori dell'interazione debole, hanno rispettivamente carica elettrica positiva, negativa e nulla e sono dotati di massa;
- otto gluoni: sono i mediatori dell'interazione forte. Sono privi di massa, ma a loro volta dotati di una carica di colore, per questo si dicono autointeragenti.

Ai bosoni elencati si aggiunge il bosone scalare di Higgs, massivo, di spin nullo e privo di carica elettrica e di colore. Il bosone di Higgs è il mediatore del campo di Higgs, che interagendo con le altre particelle elementari tramite il meccanismo di Brout-Englert-Higgs (BEH) fornisce massa alle particelle.

### 1.2.1 Elettrodinamica Quantistica (QED)

L'interazione elettromagnetica (EM) è l'unica interazione a lungo raggio descritta dal MS; nota già alla fisica classica a livello macroscopico tramite la teoria di Maxwell, viene formulata come teoria di campo quantizzato con la QED. Il fotone ( $\gamma$ ) è il quanto del campo EM, dotato di spin intero pari ad 1, massa nulla e privo di carica elettrica. La massa nulla del fotone giustifica il lungo raggio dell'interazione, mentre la sua mancanza di carica implica che i fotoni non siano tra loro autointeragenti ed i processi di assorbimento o irradiazione da loro mediati avvengono senza variazione di carica elettrica. Da quest'ultima considerazione si ricava la proprietà di conservazione del sapore dell'interazione EM.

Come visto nel paragrafo 1.1, tutte le particelle del MS sono soggette all'interazione EM ad eccezione dei neutrini, che sono privi di carica elettrica. Una stima adimensionale dell'interazione EM è data dalla costante di struttura fine:

$$\alpha_{elettro} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\hbar c} \quad (1.1)$$

### 1.2.2 Cromodinamica quantistica (QCD)

L'interazione forte ottenne la sua prima evidenza sperimentale con la scoperta del nucleo atomico e della sua struttura nei primi anni del Novecento. Tale interazione è infatti responsabile dei legami nucleari, risulta più intensa di quella EM perché in grado di vincere la repulsione tra i protoni del nucleo ed è indipendente dalla carica elettrica, poichè si manifesta anche tra i neutroni.

La Cromodinamica Quantistica è la teoria che descrive l'interazione forte tra particelle dotate di colore; i mediatori sono 8 gluoni, di spin pari ad 1 e dotati di carica di colore. Dato che i gluoni sono di per sè dotati di carica di colore risultano autointeragenti: i diagrammi di interazione della QCD prevedono anche strutture con vertici di interazione a tre o quattro gluoni, assenti nella QED.

Il fatto che i gluoni possiedano carica di colore ha come ulteriore conseguenza due fenomeni caratteristici dell'interazione forte: il confinamento e la libertà asintotica. Il confinamento dei quark postula che alle basse energie esistono solo particelle di colore neutro, ovvero che in natura esistono solo quark nel loro stato legato (adronico) con carica di colore complessiva nulla, mentre la libertà asintotica descrive la condizione per cui all'aumentare della scala energetica, la forza forte cala di intensità.

### 1.2.3 Teoria elettrodebole (EWT)

La prima ipotesi di una teoria per le interazioni deboli fu proposta da Enrico Fermi per spiegare il decadimento  $\beta^2$ . Le particelle elementari che mediano l'interazione debole sono i bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$ , tutti e tre dotati di massa, la quale determina il corto raggio dell'interazione, e spin  $s = 1$ . L'interazione debole viola alcune simmetrie conservate dall'interazione EM e forte: la simmetria di parità, di coniugazione di carica<sup>3</sup> e la conservazione del sapore. In natura, gli unici adroni osservati stabili sono il protone e il neutrone, che esiste nel suo stato legato all'interno del nucleo; questo è dovuto al fatto che, nonostante gli adroni risultino stabili rispetto all'interazione forte, non lo sono rispetto a quella debole. Il fenomeno di miscelamento del sapore dei quark dovuto all'interazione debole è descritto dalla matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM):

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

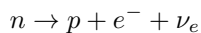
in cui gli autostati di sapore indicati con lettere accentate sono legati agli autostati di massa attraverso gli elementi di matrice  $V_{ij}$ . L'interdipendenza della carica elettrica da quella debole ha condotto Glashow, Salam e Weinberg a sviluppare una teoria che unisse l'interazione elettromagnetica a quella debole: l'interazione elettrodebole (EWT). La carica associata a questa interazione è detta ipercarica debole  $Y_W$ , definita tramite la relazione di Gell Mann-Nishijima:

$$Y_W = 2(Q - T_3) \quad (1.3)$$

dove  $Q$  corrisponde alla carica elettrica, mentre  $T_3$  è la terza componente della carica di isospin debole.

---

<sup>2</sup>Il decadimento  $\beta$  è un processo in cui un neutrone decade in un protone, un elettrone ed un neutrino:



<sup>3</sup>A queste si aggiunge la violazione di CP, osservata nel decadimento del kaone neutro da parte di Cronin e Fitch nel 1964.

I valori che assume l'iper carica debole per i fermioni del MS sono riportati in Tabella 1.1.

Il meccanismo di Higgs, responsabile della rottura della simmetria elettrodebole, è stato introdotto per giustificare l'esistenza della massa delle particelle fondamentali. Il bosone di Higgs è una particella scalare (spin  $s = 0$ ) e neutra. I fermioni del MS interagiscono con il bosone di Higgs tramite i vertici di Yukawa con una costante di accoppiamento proporzionale alla massa del fermione. Il quark top è il fermione più massivo e quindi quello che maggiormente si accoppia al bosone di Higgs.

Tabella 1.1: Valori assunti dall'iper carica debole per i vari fermioni.

	leptoni	antileptoni	quark	antiquark
$Y_W$	-1	+1	+1/3	-1/3

### 1.3 La fisica del bosone Z

Il bosone  $Z$  fu osservato per la prima volta nel 1983, ma l'esistenza di un campo di forza neutro accanto ai bosoni  $W^\pm$  era già stata teorizzata a partire dalla teoria che descrive l'interazione elettrodebole (EW). Durante gli anni '90, misure di precisione sulle proprietà del bosone  $Z$  vennero eseguite dal *Large Electron-Positron collider* (LEP) attraverso l'analisi delle sezioni d'urto prodotte da collisioni  $e^+e^-$ . La massa e la larghezza totale del bosone  $Z$  misurate al LEP valgono [16]:

$$m_Z = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_Z = (2.4952 \pm 0.0023) \text{ GeV}$$

Il contributo principale alla produzione di bosoni  $Z$  all'interno di LHC è il processo *Drell-Yan*, basato sullo scattering protone-protone ( $pp$ ) alle alte energie; tale processo si verifica al *Leading Order* (LO) in presenza dell'annichilazione di un quark appartenente ad un adrone ed un antiquark appartenente ad un altro adrone, dando origine ad un fotone virtuale o ad un bosone  $Z$ , che a sua volta decade in una coppia leptone-antileptone. Tale processo è rappresentato in Figura 1.2.

All'ordine successivo, *Next to Leading Order* (NLO), il bosone  $Z$  viene prodotto in associazione a jets; questo processo prevede non solo un vertice d'interazione elettrodebole, ma anche uno forte. L'importanza di questi processi è data dal fatto che gli eventi  $Z$ +jets sono rilevanti per lo studio dei fondi e la ricerca di nuovi fenomeni; in particolare, gli eventi  $Z$ +jets costituiscono un fondo non trascurabile per gli studi del bosone di Higgs.

Il MS predice che il bosone  $Z$  abbia la possibilità di decadere in tutti i fermioni permessi cinematicamente; la larghezza totale (si veda sopra per il valore) è  $\Gamma_Z = N_\nu \Gamma_\nu + 3\Gamma_{ee} + \Gamma_{adroni}$ , quindi espressa come somma della larghezza del decadimento in neutrini ( $\Gamma_\nu$ ), in leptoni carichi ( $\Gamma_{ee, \mu\mu, \tau\tau}$ ) e in adroni ( $\Gamma_{adroni}$ ), con  $N_\nu^4$  pari al numero di famiglie di neutrini.

In Tabella 1.2 sono riportati i principali canali di decadimento del bosone  $Z$  con le rispettive larghezze parziali  $\Gamma_{f\bar{f}}$  e *Branching Ratio* (BR), definito tramite il rapporto tra la larghezza parziale del fermione e  $\Gamma_Z$  [18].

Tabella 1.2: Larghezze parziali e *branching ratio* per ogni canale di decadimento del bosone  $Z$ .

Canale di decadimento	$\Gamma_{f\bar{f}}$ (MeV)	(BR) $\Gamma_{f\bar{f}}/\Gamma_Z$ (%)
$e^+e^-$	$83.91 \pm 0.12$	$3.363 \pm 0.004$
$\mu^+\mu^-$	$83.99 \pm 0.18$	$3.366 \pm 0.007$
$\tau^+\tau^-$	$84.08 \pm 0.22$	$3.370 \pm 0.008$
invisibile	$499.0 \pm 1.5$	$20.00 \pm 0.06$
adroni	$1744.4 \pm 2.0$	$69.91 \pm 0.06$

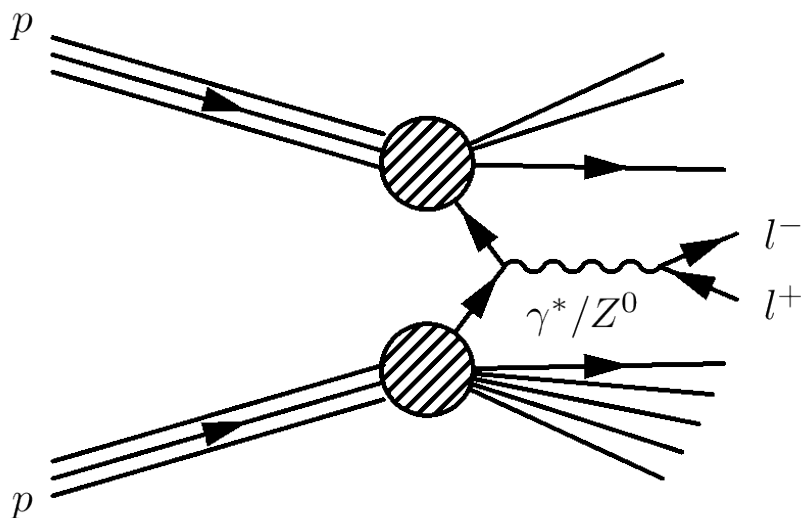


Figura 1.2: Processo di produzione di un bosone  $Z$  a partire da collisioni  $pp$  attraverso il meccanismo "Drell-Yan" e decadimento in una coppia leptone-antileptone.

<sup>4</sup>Valore ottenuto da LEP misurando le probabilità di decadimento del bosone  $Z$  in leptoni e adroni:  $N_\nu = 3.3 \pm 0.3$



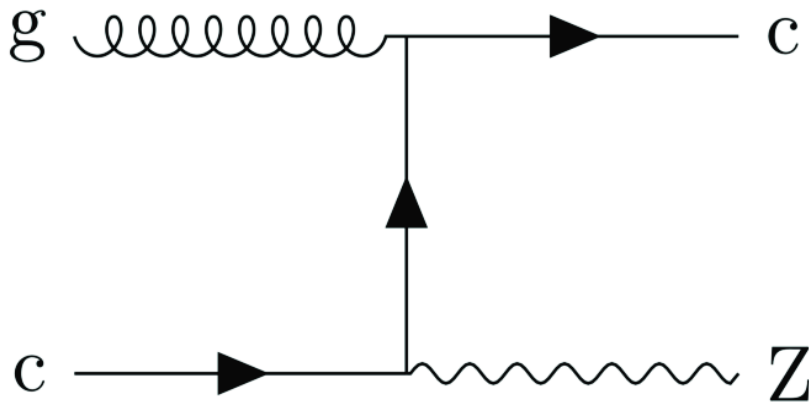


Figura 1.3: Diagramma di Feynman per il processo  $Z+c$ -jets.

### 1.3.1 $Z+c$ -jets

Il Large Hadron Collider (LHC) del CERN produce una grande quantità di eventi contenenti un bosone  $Z$  e jets derivanti dall'adronizzazione del quark charm ( $c$ -jets), a partire da collisioni  $pp$  all'energia nel centro di massa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Un esempio di diagramma di Feynman di produzione di  $Z+c$ -jets è presentato in Figura 1.3. Le sezioni d'urto differenziali in funzione di variabili cinematiche relative al bosone  $Z$  e al  $c$ -jet (come l'impulso trasverso e la rapidità) sono sensibili alla fisica QCD di tali processi. Di conseguenza, è di notevole importanza misurare con precisione tali processi per migliorare la nostra conoscenza della fisica alla base dei processi forti.

Inoltre, lo studio e l'analisi della produzione del bosone  $Z$  in associazione con  $c$ -jets è di rilevante importanza per la ricerca di una fisica oltre il Modello Standard. In numerose analisi volte alla ricerca di nuovi fenomeni, vengono studiati stati finali con un alto numero di jets, anche  $c$ -jets, in cui  $Z+c$ -jets rappresenta un contributo di fondo dominante. Migliorare la descrizione del Monte Carlo dei processi  $Z+c$ -jets è fondamentale per aumentare la sensibilità a nuovi fenomeni.

Ad esempio, in un modello di supersimmetria un quark top può decadere in un quark charm e particelle supersimmetriche molto leggere che non vengono rilevate, determinando un grande squilibrio dell'impulso trasverso  $p_T$ . Una delle sorgenti di fondo per un tale processo è la produzione di  $Z+c$ -jets con il bosone  $Z$  che decade in neutrini [14]. Uno sviluppo del modello di produzione di  $Z+c$ -jets attraverso l'analisi dei canali di decadimento visibili può migliorare la sensibilità nella ricerca di nuova fisica [13].

## 1.4 Le variabili cinematiche

In questo paragrafo vengono descritte alcune delle variabili cinematiche rilevanti ai fini di questa tesi:

- **Massa invariante**  $m_{\bar{l}}$

$$(m_{\bar{l}})^2 = E_{tot}^2 - |\vec{P}_{tot}|^2 \quad (1.4)$$

si ottiene dalla relazione relativistica energia-impulso, dove  $E_{tot}$  e  $\vec{P}_{tot}$  corrispondono rispettivamente all'energia e al vettore quantità di moto totali del sistema (in unità  $c = 1$ ).

- **Impulso trasverso**  $p_T$

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.5)$$

dove  $p_x$  e  $p_y$  sono le proiezioni dell'impulso sugli assi ortogonali alla direzione del fascio.

- **Rapidità**  $y$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.6)$$

dove  $p_z$  rappresenta l'impulso della particella lungo la direzione del fascio nel sistema di coordinate di ATLAS (si veda Sezione 2.2) ed  $E$  rappresenta l'energia.

- **Pseudorapidità**  $\eta$  è utilizzata per descrivere l'angolo relativo tra una particella e l'asse del fascio:

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.7)$$

dove  $\theta$  è l'angolo compreso fra il momento  $\vec{p}$  della particella e la direzione del fascio.

# Capitolo 2

## LHC e ATLAS

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è un acceleratore di particelle situato al *Centre Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) di Ginevra, uno dei centri di ricerca più grandi al mondo. Il complesso di accelerazione è composto da una successione di dispositivi che spingono le particelle ad energie sempre più elevate, e di rivelatori, che raccolgono i prodotti delle collisioni tra le particelle precedentemente accelerate. Il complesso di dispositivi è visibile in Figura 2.1 e consiste nel LINAC2, un acceleratore lineare, seguito da quattro acceleratori circolari: PSB (*Proton Synchrotron Booster*), PS (*Proton Synchrotron*) e SPS (*Super Proton Synchrotron*), che inietta i fasci di particelle direttamente in LHC. In ogni tappa di accelerazione, l'energia del fascio è incrementata sequenzialmente fino al valore massimo raggiunto in LHC, pari a 6.5 TeV per fascio, corrispondente ad una energia nel centro di massa  $\sqrt{s} = 13$  TeV, nell'ultima presa dati (Run-2) [1].

## The CERN accelerator complex *Complexe des accélérateurs du CERN*

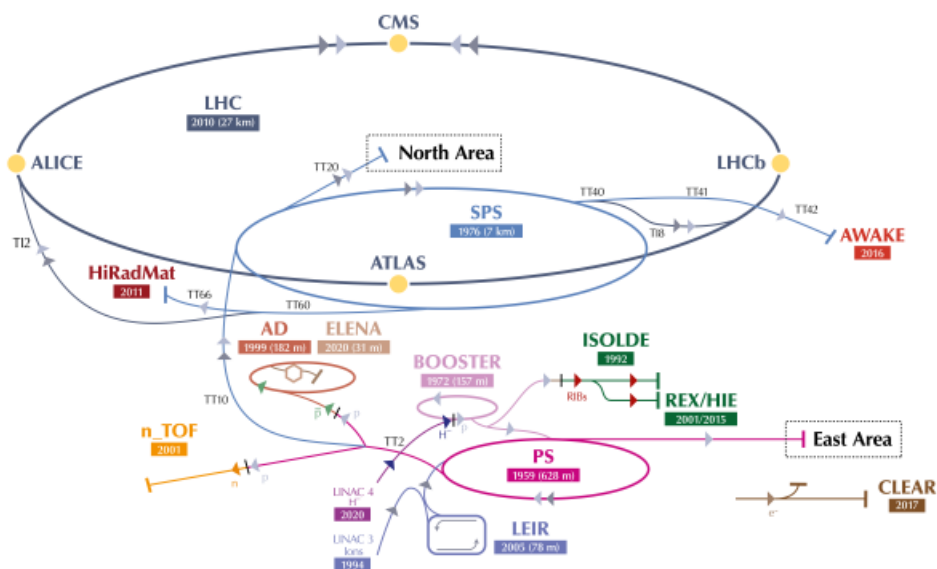


Figura 2.1: Complesso di acceleratori del CERN.

## 2.1 Large Hadron Collider (LHC)

LHC è il più grande acceleratore di particelle costruito finora. Situato nel tunnel precedentemente utilizzato dal *Large Electron-Positron Collider* (LEP), consiste di un anello circolare di 27 km di circonferenza ed è posto ad una profondità compresa fra 50 e 175 m. All'interno dell'acceleratore due fasci di particelle ad energia elevata viaggiano a velocità prossime a quelle della luce prima di collidere l'uno contro l'altro. I fasci si muovono in direzioni opposte lungo tubi separati, che devono essere mantenuti in una condizione di ultra-vuoto alla pressione di  $10^{-10}$  torr, pari quasi a quella dello spazio interstellare, per evitare che si verifichino collisioni con le molecole di gas all'interno dell'acceleratore. Tali fasci sono guidati lungo l'anello da un intenso campo magnetico mantenuto da elettromagneti superconduttori, i quali, per condurre elettricità senza resistenza o perdita di energia, devono essere raffreddati ad una temperatura pari a 1.9 K da un sistema ad elio liquido [12].

I fasci di particelle collidono in quattro punti attorno all'anello, in corrispondenza delle posizioni dei quattro esperimenti:

- **ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)**: è un esperimento che si occupa di investigare un'ampia varietà di processi fisici, dalla misura di precisione dei bosoni del Modello Standard, come il bosone di Higgs, alle particelle che potrebbero costituire la materia oscura attraverso collisioni tra protoni o tra ioni pesanti.

- **CMS (*Compact Muon Solenoid*)**: ha la medesima funzione di ATLAS, ma sfrutta tecnologie di rilevazione differenti.
- **ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*)**: si occupa della fisica degli ioni pesanti, nelle condizioni di estrema densità di energia in cui si forma lo stato di materia detto *quark-gluon plasma*.
- **LHCb (*Large Hadron Collider beauty*)**: attraverso lo studio del quark *beauty*, si occupa di indagare le differenze fra materia e antimateria.

### 2.1.1 Parametri Principali di LHC

Ciascuno dei due fasci è formato da 2800 pacchetti di particelle, ognuno dei quali contiene circa  $10^{10}$  protoni. L'intervallo di tempo che intercorre tra una collisione e quella successiva è definito *bunch crossing time*, pari a 25 ns. I due parametri chiave per un acceleratore sono l'energia di collisione e la luminosità ( $L$ ).

Infatti, in seguito alla collisione fra i due fasci di particelle con direzione opposta, parte dell'energia coinvolta nel processo può convertirsi in materia secondo la relazione di Einstein  $E = mc^2$ ; questo comporta che a valori di energia maggiore possono essere prodotte particelle più massive. Inoltre, ad alte energie si possono indagare fenomeni a dimensioni più piccole, come si deduce dalla relazione tra l'incertezza sulla distanza  $\Delta x$  e quella sul momento  $\Delta p$  tramite il principio di indeterminazione:  $\Delta x \Delta p \simeq \frac{\hbar}{2}$  [3].

Se si considera un urto fra due particelle, il modulo quadrato della somma dei quadrimpulsi  $p_1^*$  e  $p_2^*$  delle particelle coinvolte corrisponde al quadrato dell'energia totale nel centro di massa del sistema e tale valore è un invariante relativistico:

$$s = E_{cm}^2 = (p_1^* + p_2^*)^2$$

L'energia nel centro di massa raggiunta da LHC è pari a  $\sqrt{s} = 13$  TeV.

La luminosità istantanea di un collider è definita come il valore che moltiplicato alla sezione d'urto totale  $\sigma$  permette di ottenere il numero di eventi che si verificano in uno specifico processo:

$$N = \sigma \cdot L \quad (2.1)$$

La luminosità in un acceleratore circolare può essere espressa in funzione dei parametri del fascio come:

$$L = \frac{n_b N_1 N_2 f_{rev}}{4\pi \epsilon_N \beta^*} \quad (2.2)$$

dove  $N_1$  e  $N_2$  rappresentano il numero di particelle che appartengono al pacchetto corrispondente ai fasci 1 e 2,  $n_b$  è il numero di pacchetti in ogni fascio,  $\epsilon_N$  è l'emittanza normalizzata,  $f_{rev}$  è la frequenza di rivoluzione,  $\beta^*$  corrisponde alla funzione beta nel punto di collisione [4]. La luminosità istantanea di costruzione di LHC è pari a  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , valore raggiunto e più che raddoppiato alla fine del Run 2 [2].

## 2.2 L'esperimento ATLAS

L'esperimento ATLAS, posizionato presso uno dei quattro punti di interazione di LHC, è un rivelatore di forma cilindrica lungo 46 m con un diametro di 25 m ad una profondità di 100 m, del peso di 7000 tonnellate. Il rivelatore è formato da sottosistemi disposti in strati sovrapposti, posizionati concentricamente attorno al punto di collisione per registrare traiettoria, quantità di moto ed energia delle particelle, così da poterle identificare individualmente. Per misurare nel modo più preciso i momenti si utilizza un sistema di magneti, i quali curvano le traiettorie delle particelle cariche. Nel rivelatore di ATLAS si verificano più di un miliardo di interazioni al secondo, ma solo una su un milione viene segnalata come interessante e registrata per essere analizzata in seguito.

ATLAS è costituito da quattro componenti principali (vedi Figura 2.2):

- il Sistema di Magneti, necessario per deflettere la traiettoria delle particelle cariche;
- l'Inner Detector, volto alla ricostruzione dei vertici di interazione e delle traiettorie delle particelle cariche;
- i Calorimetri, per la misura della direzione e dell'energia di elettroni, fotoni e adroni;
- lo Spettrometro a Muoni, per l'identificazione dei muoni e la misura del loro impulso.

Il sistema di riferimento utilizzato da ATLAS utilizza un sistema di coordinate polari, la cui origine risiede nel punto di collisione dei fasci; l'asse  $z$  è definito come l'asse parallelo alla direzione dei fasci e di conseguenza il piano  $x-y$  è disposto ortogonalmente ad esso. L'angolo polare, indicato con  $\theta$ , è l'angolo formato rispetto all'asse del fascio, mentre l'angolo azimutale  $\phi$  viene misurato attorno a tale asse.

### 2.2.1 Il Sistema di Magneti

Il sistema di magneti è finalizzato alla misura della quantità di moto e della carica delle particelle, grazie alla misura della curvatura delle traiettorie percorse. All'interno di ATLAS sono posti due diversi tipi di sistemi di magneti superconduttori, solenoidale e toroidale, che flettono la traiettoria delle particelle cariche. Le linee del campo magnetico solenoidale e toroidale sono rappresentate in Figura 2.3. Tali sistemi sono mantenuti alla temperatura di 4.5 K tramite un flusso di elio liquido. Gli elementi principali dei sistemi sono: *Central Solenoid Magnet*, *Barrel Toroid* and *End-cap Toroids* [17].

Il Central Solenoid Magnet è posizionato attorno alla cavità dell'Inner Detector, ha un

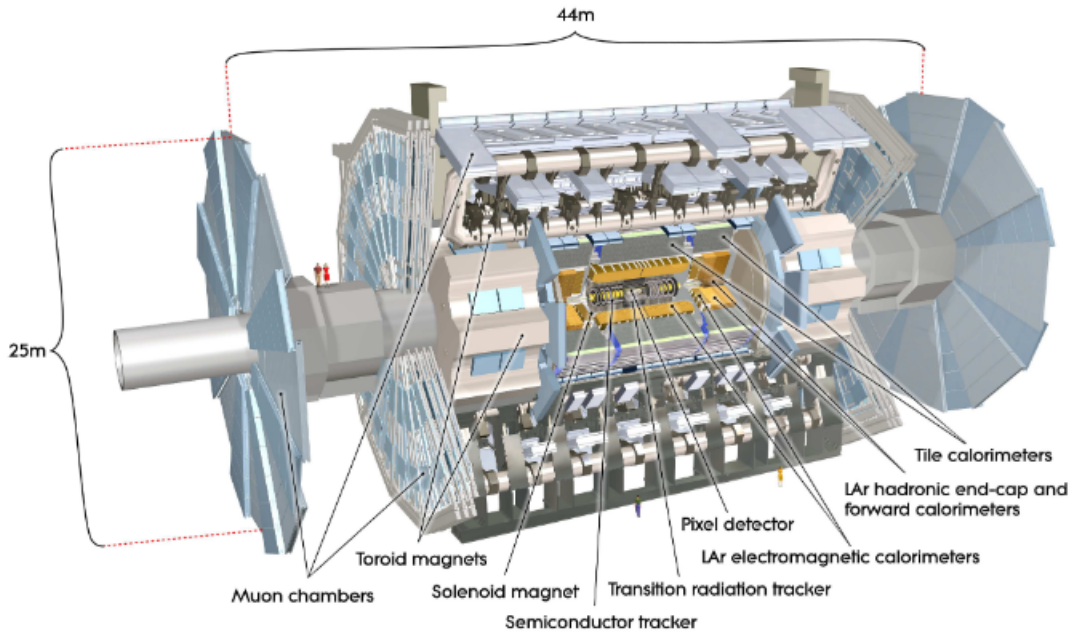


Figura 2.2: Rappresentazione del rivelatore ATLAS.

raggio interno di 1.2 m e una lunghezza di 5.3 m. È composto da una lega di niobio-titanio (NbTi) ed è percorso da una corrente di 8 kA, in modo da generare un campo di intensità media di 2 T.

Il Barrel Toroid deflette le particelle con  $|\eta| < 1$  grazie ad un sistema di bobine superconduttrici lunghe 25 m e larghe 5.5 m. Le bobine sono percorse da una corrente di 20 kA, tale da generare un campo magnetico di 4 T, con l'asse posto parallelamente alla direzione dei fasci.

Gli End-caps deflettono le particelle con  $1.4 \leq |\eta| \leq 2.4$ , cioè quelle disposte con un piccolo angolo polare. Gli End-caps sono lunghi 5 m, con un raggio interno di 1.64 m, uno esterno di 10.7 m e producono un campo magnetico in prossimità dei fasci di intensità pari a 4 T.

### 2.2.2 Inner Detector (ID)

L'*Inner Detector* è un dispositivo estremamente compatto e sensibile, lungo 6.2 m e dal diametro di 2.1 m che corrisponde ad una regione di pseudorapidità pari a  $|\eta| < 2.5$ , oltre la quale le particelle vengono rilevate solo dai calorimetri e dalle camere a muoni. L'ID è immerso in un campo magnetico generato dal Central Solenoid pari a 2 T parallelo

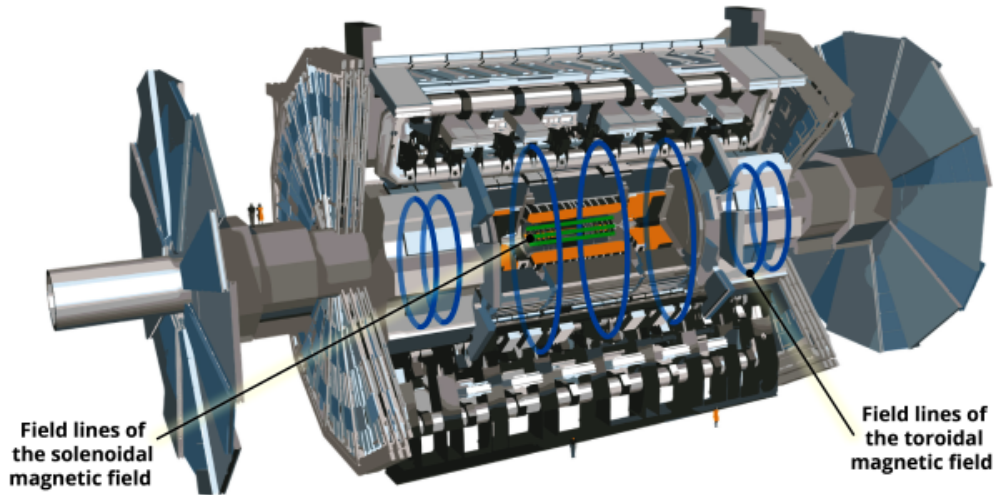


Figura 2.3: Rappresentazione delle linee di campo del campo magnetico toroidale e solenoidale.

all'asse del fascio[9]. Si tratta di un rivelatore a simmetria cilindrica posizionato tra la *beam-pipe*, ovvero il tubo in cui circolano i fasci, e i calorimetri. Il compito dell'ID, composto da strati concentrici di rivelatori, è quello di ricostruire le tracce delle particelle che lo attraversano, misurare la quantità di moto e determinare i vertici primari, dove hanno luogo le collisioni *pp*, e secondari, dove gli adroni pesanti decadono. In particolare, quando una particella carica transita nell'ID rilascia energia di ionizzazione; tale energia viene raccolta dal sistema di rivelatori dell'ID ed utilizzata per riconoscere i punti in cui la particella è passata, permettendo così di ricostruirne la traiettoria.

L'*Inner Detector* è composto da quattro diversi tipi di rivelatori, visibili in Figura 2.4 e 2.5:

- *Insertable B-Layer* (IBL): inserito nel 2014, è il rivelatore più vicino alla beam-pipe, dove si ha la massima radiazione. Per questo motivo è dotato di sensori di piccola dimensione ( $50 \times 250 \mu\text{m}$ ) resistenti all'alto tasso di irraggiamento, per ridurre l'occupazione ad alte luminosità. IBL migliora la qualità della ricostruzione dei vertici di interazione;
- *Pixel Detector*: costituito da un elevato numero di pixel di silicio con cui le particelle cariche interagiscono quando li attraversano. Si tratta di un dispositivo costruito per fornire misure ad elevata precisione di traiettorie e vertici;



- *Semi Conductor Tracker* (SCT): costruito per fornire quattro misure di precisione per ciascuna traiettoria nel range radiale intermedio, contribuisce alla misura di quantità di moto, parametro di impatto e della posizione del vertice. Il SCT è formato da quattro strati concentrici di microstrip di silicio, per fornire con precisione i punti di passaggio delle particelle nei piani trasverso e longitudinale; ha circa 6.2 milioni di canali e una risoluzione spaziale di  $16 \mu\text{m}$  nel piano  $R-\phi$  e di  $580 \mu\text{m}$  lungo la direzione  $z$ .
- *Transition Radiation Tracker* (TRT): è il rivelatore più esterno dell'ID e partecipa alla ricostruzione della traiettoria e della quantità di moto nella regione  $|\eta| < 2.0$ . Il TRT è basato sull'uso di *straw detectors* del diametro di 4 mm, che operano all'alto tasso di radiazione richiesto grazie al diametro sottile e all'isolamento dei cavi ottenuto con un rivestimento gassoso. Il TRT misura solo la coordinata nel piano  $R-\phi$  con una risoluzione intrinseca di  $130 \mu\text{m}$ .

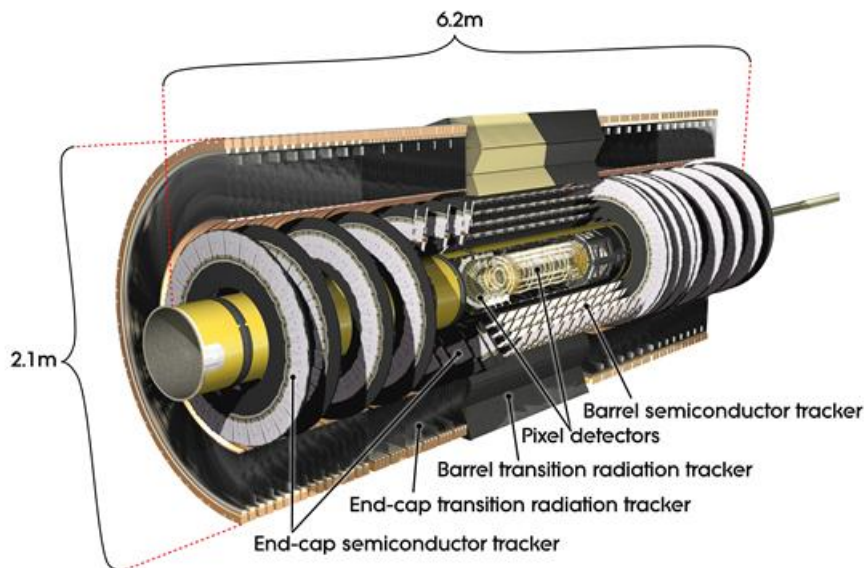


Figura 2.4: Vista prospettica dell'Inner Detector.

### 2.2.3 I calorimetri

I calorimetri sono dispositivi realizzati per assorbire e misurare l'energia della maggior parte delle particelle derivanti dalle collisioni. A tale scopo i calorimetri sono formati da strati di materiale assorbente ad alta densità, che blocca le particelle incidenti, intervallati da strati di materiale "attivo" che ne misura l'energia. Infatti, quando le particelle

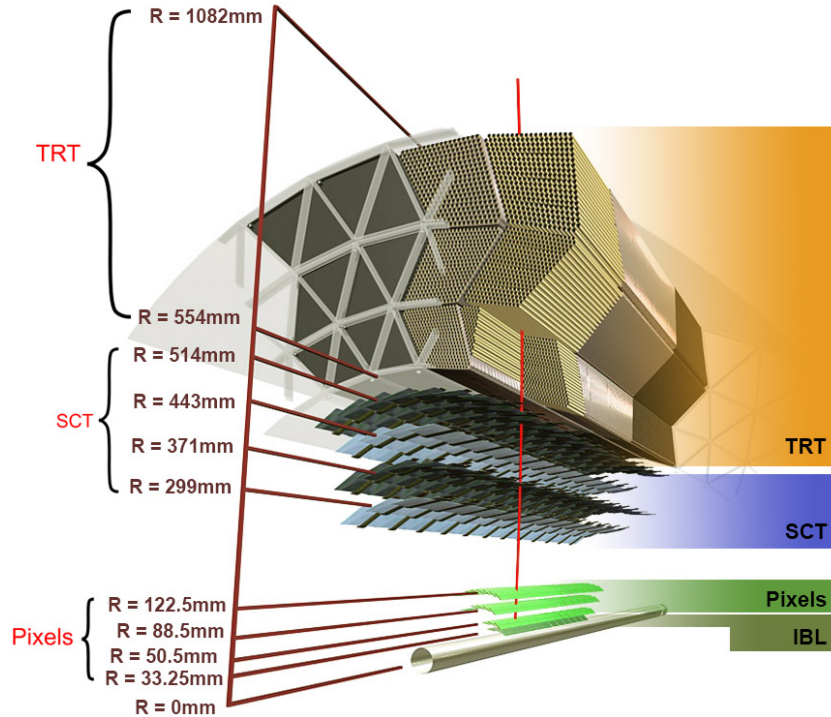


Figura 2.5: Vista prospettica dei rivelatori dell'ID.

cariche elettromagneticamente e i fotoni ad alta energia incidono su un materiale, generano una cascata di fotoni e coppie  $e^+e^-$ , chiamato sciame elettromagnetico. Quando gli adroni urtano i nuclei del materiale, danno origine a interazioni secondarie che producono adroni: lo sciame adronico. Misurando l'energia dello sciame, elettromagnetico o adronico, nel calorimetro è possibile risalire all'energia della particella originaria e alla sua direzione di volo.

Il sistema di calorimetri di ATLAS circonda l'ID e copre la regione  $|\eta| < 4.9$ . Come illustrato in Figura 2.6, sono presenti due sotto-rivelatori: il calorimetro elettromagnetico e il calorimetro adronico, suddivisi in una parte centrale e due end-caps.

Attorno all'ID di ATLAS si trova il *Calorimetro ad Argon Liquido* (LAr), che misura l'energia di elettroni e fotoni; gli strati di metallo - tungsteno, rame o piombo - assorbono le particelle e le convertono in altre a minor energia. L'argon liquido presente tra gli strati metallici viene così ionizzato, generando una corrente elettrica la cui misura permette di risalire all'energia delle particelle che avevano colpito il rivelatore a seguito della collisione. Il calorimetro si trova alla temperatura di  $-184^\circ\text{C}$  per mantenere l'Argon nello stato liquido.

Il LAr elettromagnetico è suddiviso in una regione centrale ( $|\eta| < 1.475$ ) e in due end-caps ( $1.37 < |\eta| < 3.2$ ) ed ha una risoluzione in energia per fotoni di 100 GeV pari a 1.5%.

Il calorimetro adronico utilizza la tecnologia del LAr con rame come materiale passivo nella regione ad alta rapidità. Il calorimetro in avanti (FCAL) utilizza come materiale passivo rame e tungsteno rispettivamente per la parte elettromagnetica ed adronica.

Il calorimetro adronico circonda il calorimetro elettromagnetico ed è composto da una parte centrale ( $|\eta| < 1$ ) e due calorimetri in avanti HEC (Hadronic Endcap Calorimeter) e misura l'energia degli adroni, i quali non vengono assorbiti dagli strati più interni.

Il *Tile Calorimeter* rappresenta la parte centrale del calorimetro adronico e copre la regione  $|\eta| < 1$ ; è costituito di strati di mattonelle scintillanti di acciaio e plastica come materiale attivo e ferro come materiale passivo. Quando le particelle collidono con lo strato di acciaio, generano un getto di nuove particelle. Al contempo le mattonelle di plastica producono fotoni, che sono convertiti in corrente elettrica, la cui intensità è proporzionale all'energia iniziale della particella [10].

HEC copre la regione  $1.5 < |\eta| < 3.2$  e utilizza rame come materiale passivo. TileCal e HEC misurano l'energia dei jet con una risoluzione pari a  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2.5\% \oplus \frac{5\%}{E}$ .

Il FCal (Forward CALorimeter) è un calorimetro elettromagnetico e adronico e misura l'energia dei jet con una risoluzione pari a  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$ , dove l'energia E è in GeV.

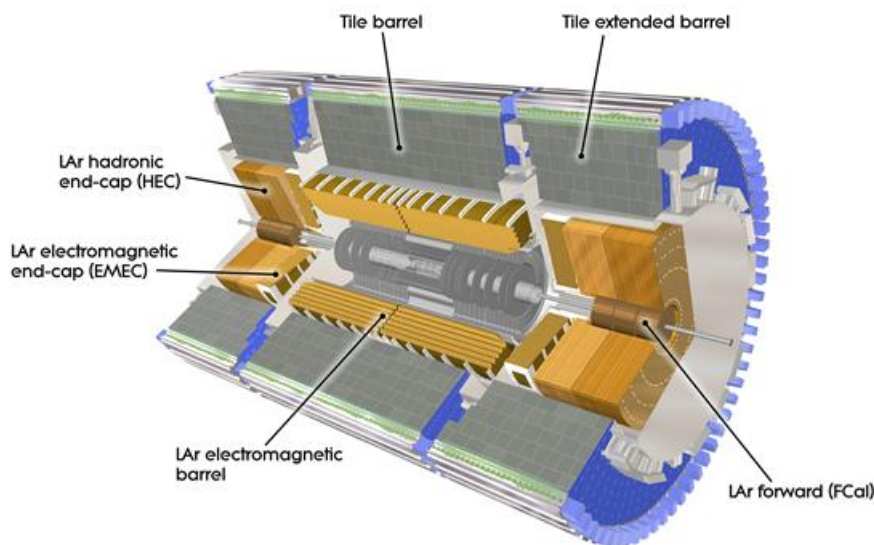


Figura 2.6: Vista prospettica del Calorimetro.

## 2.2.4 Spettrometro a muoni

I muoni non formano sciami elettromagnetici nell'ID e perdono solo una piccola frazione della loro energia nei calorimetri. Per identificare i muoni e determinarne la quantità di

moto si utilizza un rivelatore dedicato, lo spettrometro a muoni. In particolare è possibile determinare la quantità di moto dei muoni a partire dalla curvatura provocata dal campo magnetico toroidale, che circonda lo spettrometro.

Lo spettrometro a muoni è formato da più di 4000 camere a muoni individuali suddivise in camere di trigger e camere di tracciamento come illustrato in Figura 2.7.

Le camere di trigger sono divise in Resistive Plate Chamber (RPC) e Thin Gap Chambers (TGC). Una camera RCP è formata da una miscela di gas contenente  $C_2H_2F_4$  racchiuso tra due lastre di bakelite separate da dischi di policarbonato. Quando un muone attraversa una camera RCP, gli elettroni di ionizzazione subiscono una moltiplicazione a valanga e creano un segnale che viene raccolto da strip ortogonali tra loro per la misura delle coordinate  $\eta$  e  $\phi$ . La risoluzione spaziale è di 1 cm, mentre quella temporale di 1 ns. Le TGC sono camere proporzionali multifilo che lavorano in condizioni di quasi-saturazione con la miscela di gas  $CO_2-C_5H_2$  e misurano la coordinata azimutale.

Le camere di tracciamento si occupano di misurare la traiettoria e sono divise in Monitor Drift Tube (MDT) e Cathode Strip Chambers (CSC). Il sistema è strutturato in modo da avere una copertura completa e che ogni muone attraversi almeno tre camere. Le MDT misurano le tracce nella regione  $|\eta| < 2$ ; sono composte da un tubo a drift riempito da una miscela di gas che al passaggio del muone si ionizza: misurando il tempo di drift è possibile ricostruire la traiettoria e l'impulso dei muoni nella regione  $2.0 < |\eta| < 2.7$ . Tali camere forniscono una maggior granularità nel piano più interno per sopportare maggiori rate di eventi. La risoluzione spaziale di un filo CSC è di  $40 \mu m$  nella direzione di  $\phi$  e di 5 mm in  $\eta$ ; la risoluzione temporale è di 7 ns.

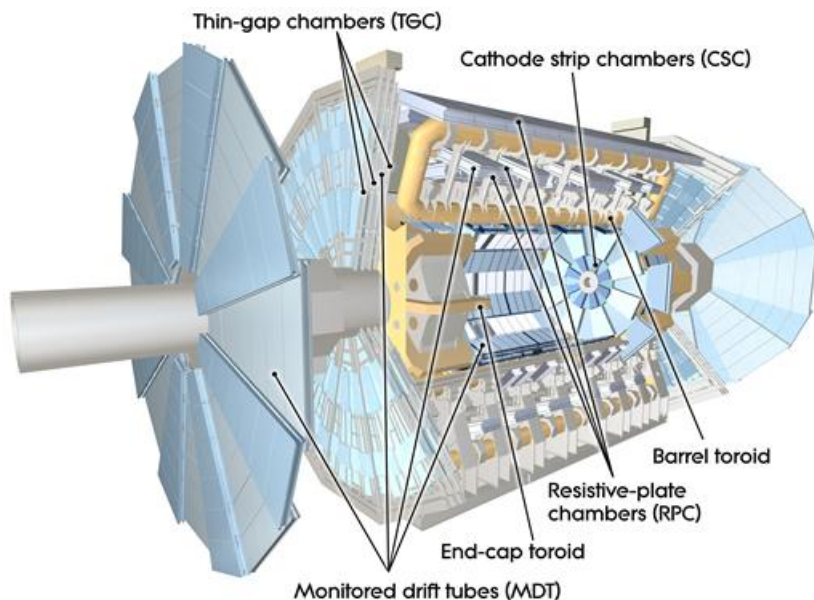


Figura 2.7: Vista prospettica dello spettrometro a muoni e componenti principali.

## 2.2.5 Ulteriori rilevatori

ATLAS è formato inoltre da tre rivelatori più piccoli posizionati ad alta rapidità nel sistema di coordinate di ATLAS. I primi due hanno come funzione principale la misura della luminosità:

- LUCID (*L*Uminosity measurement using Cherenkov Integrating Detector): si trova a  $\pm 17$  m dal punto di interazione, rivela lo scattering inelastico delle collisioni  $pp$  in avanti ed è il principale monitor di luminosità relativa di ATLAS. Nel 2014 è stato installato LUCID-2, consistente di numerosi piccoli rilevatori Cherenkov per le misure e il monitoraggio di luminosità. Questo si è reso necessario per far fronte al crescente numero medio di interazioni  $pp$  per *bunch crossing* [11].
- ALFA (*Absolute Luminosity For ATLAS*): si trova a  $\pm 240$  m dal punto di collisione, è costituito di strutture di fibre scintillanti posizionate all'interno di *Roman pots*, che sono dispositivi realizzati in modo da poter stare più vicini possibile al fascio, così da rilevare le particelle accelerate con un angolo di scattering molto piccolo.
- ZCD (*Zero-Degree Calorimeter*): si trova a  $\pm 140$  m dal punto di interazione, oltre il punto in cui la sezione comune di tubo a vuoto si suddivide nuovamente in due tubi indipendenti. Esso svolge un ruolo chiave nel determinare la centralità delle collisioni di ioni pesanti ed è costituito di strati alternati di barre di quarzo e piatti di tungsteno [6].

## 2.2.6 Il sistema di Trigger e Acquisizione Dati

Il sistema di trigger di ATLAS permette di processare online, selezionare e registrare eventi con caratteristiche interessanti per una successiva analisi fisica offline. Il processo di selezione dati attraverso il sistema di trigger si sviluppa in due fasi successive: Livello 1 (L1) e Livello 2 (L2) [8].

### Primo livello di selezione (L1)

Il primo livello di trigger è di carattere *hardware* e si occupa di effettuare una prima selezione basandosi sui dati ottenuti dal calorimetro e dallo spettrometro a muoni. L1 del calorimetro identifica elettroni, fotoni e leptoni  $\tau$  sopra una soglia prefissata, identifica i candidati jets e calcola l'energia trasversa mancante; L1 a muoni riconosce la deviazione dei muoni dal punto di collisione.

Il trigger L1 può selezionare eventi in base alle quantità fisiche di un certo evento, ad esempio l'energia totale nel calorimetro, il numero di oggetti sopra una soglia fissata, come un certo valore di  $p_T$  dei muoni, oppure considerando requisiti topologici. Oltre al primo livello di selezione, L1 identifica le Regioni di Interesse (RoIs) per le variabili  $\eta$  e

$\phi$  che verranno investigate dal secondo livello di trigger.

### **Secondo livello di selezione (L2)**

Il secondo livello di selezione è di carattere *software*; una sequenza di ricostruzione che sfrutta algoritmi di selezione rapida permette un rapido rigetto, seguito da algoritmi più precisi, simili a quelli utilizzati nella ricostruzione offline per la selezione finale. Questi algoritmi sono eseguiti in una *webfarm* dedicata di circa 40000 *Processing Units* (PUs), realizzate per prendere decisioni in poche centinaia di millisecondi.

# Capitolo 3

## Misura della sezione d'urto di produzione $Z+c$ -jets

Il bosone  $Z$  è considerato una "candela" dello Standard Model. Due sono le ragioni alla base: il bosone  $Z$  viene prodotto ad LHC ed inoltre i suoi decadimenti in una coppia di leptoni carichi ( $Z \rightarrow e^+e^-$  e  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) sono facili da ricostruire e da identificare nel rivelatore ATLAS. Questi due aspetti rendono possibili misure della produzione del bosone  $Z$  con grande precisione, tale da superare le incertezze sulle predizioni teoriche e migliorare la conoscenza generale della fisica alla base di tale processi.

In questo capitolo è presentato il mio lavoro di tesi, volto alla misura della sezione d'urto di produzione del bosone  $Z$  in associazione a jets provenienti dall'adronizzazione del quark charm ( $c$ -jets). Si tratta della prima misura di questi processi effettuata da ATLAS. Dal confronto delle misure con le predizioni teoriche è possibile comprendere se le simulazioni Monte Carlo ben descrivono la produzione  $Z+c$ -jets. Questo aspetto è di fondamentale importanza nelle misure sulle proprietà del bosone di Higgs o di nuova fisica con  $c$ -jets nello stato finale.

### 3.1 La sezione d'urto

In fisica delle particelle la sezione d'urto è legata alla probabilità con cui si verifica un certo processo. Nei paragrafi successivi vengono fornite le definizioni di sezione d'urto fiduciale e differenziale.

### 3.1.1 Sezione d'urto integrata fiduciale

La sezione d'urto fiduciale rappresenta la sezione d'urto di produzione di un processo misurata all'interno del volume fiduciale<sup>1</sup> del rivelatore.

La sezione d'urto di produzione del bosone  $Z$  a partire da collisioni  $pp$  è definita come:

$$\sigma_{fid} \times BR(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{N_{segnale}}{\epsilon \int L(t) dt} = \frac{N_{data} - N_{fondo}}{\epsilon \int L(t) dt} \quad (3.1)$$

dove il *Branching Ratio* (BR) rappresenta la probabilità che il bosone  $Z$  decada in uno specifico canale: in questa tesi ho considerato il canale muonico ( $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ).  $N_{segnale}$  corrisponde al numero di eventi segnale  $Z+c$ -jets ricostruiti dal rivelatore ATLAS; tale numero è ricavato sottraendo al numero totale di dati raccolti da ATLAS ( $N_{data}$ ) gli eventi corrispondenti ai processi di fondo ( $N_{fondo}$ ) che hanno superato la selezione.

Il numero di eventi di dati e fondo, e di conseguenza anche di eventi segnale, sono considerati dopo aver passato la selezione degli eventi descritta nella Sezione 3.3.

$\epsilon$  è l'efficienza di ricostruzione, ovvero la probabilità di ricostruire un evento e di identificare correttamente le particelle presenti nello stato finale (in questa tesi muoni e  $c$ -jets).  $\epsilon$  si ricava a partire dagli eventi di segnale  $Z+c$ -jets simulati con un generatore Monte Carlo come il rapporto tra gli eventi che hanno superato la ricostruzione in ATLAS e la selezione degli eventi al livello del rivelatore ("reco") e gli eventi generati dal Monte Carlo che hanno superato la selezione fiduciale ("truth"). La selezione fiduciale è definita dai seguenti criteri:

- muoni con impulso trasverso  $p_T > 27$  GeV e pseudo-rapidità  $|\eta| < 2.4$ ;
- massa invariante di una coppia di muoni con carica opposta nella finestra  $76 \text{ GeV} \leq m_{\mu\mu} \leq 106 \text{ GeV}$ ;
- $c$ -jets con  $p_T > 20$  GeV e rapidità  $|y| < 2.5$ .

$\int L(t) dt$  rappresenta la luminosità integrata riferita al periodo di presa dati analizzato in questa tesi.

### 3.1.2 Sezione d'urto differenziale

La sezione d'urto differenziale fornisce informazioni sulla distribuzione della sezione d'urto in funzione di una determinata variabile. Sperimentalmente si ottiene una misura della sezione d'urto per ogni bin della variabile considerata  $X$ .

La sezione d'urto differenziale nel bin  $i$  della variabile  $X$  si esprime come:

---

<sup>1</sup>Per volume fiduciale di un rivelatore si intende la regione di spazio in cui hanno luogo la maggior parte degli eventi di segnale. I criteri che definiscono il volume fiduciale sono elencati in Sezione 3.1.1.



$$\frac{d\sigma_i}{dX_i} = \frac{N_{eventi,j} M_{ij}^{-1}}{\Delta X_i \int L(t) dt} \quad (3.2)$$

dove  $N_{eventi,j}$  rappresenta il numero di eventi di segnale nel bin  $j$ -esimo: sono gli eventi che hanno superato la selezione mostrata in Tabella 3.3 sottratti per i contributi di fondo. Il numero di eventi segnale è corretto per gli eventi detti "fake", che rappresentano gli eventi ricostruiti che passano la selezione degli eventi, ma che cadono al di fuori del volume fiduciale descritto in Sezione 3.1.1.

$\Delta X_i$  corrisponde alla larghezza del bin  $i$ -esimo, che viene ottimizzata tenendo in considerazione la risoluzione sperimentale sulla variabile in esame e il numero di eventi in ogni bin.

$\int L(t) dt$  rappresenta la luminosità integrata caratteristica del periodo di presa dati analizzato.  $M_{ij}$  rappresenta la *matrice di migrazione*: per effetto della risoluzione del rivelatore, un evento generato ("truth") in un certo bin  $i$  della variabile  $X$  può essere ricostruito ("reco") in un bin  $j$  diverso da  $i$ . Tale effetto prende il nome di migrazione e viene corretto con una procedura chiamata *unfolding*, che permette di stimare le distribuzioni vere (truth) da quelle misurate distorte dagli effetti del rivelatore, come la limitata risoluzione ed efficienza. Tale procedura verrà approfondita nel Paragrafo 3.1.2. In questo modo la sezione d'urto corretta non dipende più dal rivelatore utilizzato, ma può essere confrontata con la misura ottenuta da un altro rivelatore, quale CMS, o con le predizioni teoriche.

**Unfolding** Il metodo dell'unfolding si utilizza per ricavare dalle misure delle osservabili ricostruite con il detector le quantità "vere", ovvero quelle corrette per le distorsioni e le efficienze del rivelatore.

L'unfolding utilizza la Matrice di Migrazione  $M(R_j|T_i)$ , che lega il numero di eventi MC generati (T) in un bin  $i$  di una certa distribuzione con quelli ricostruiti (R) in un altro bin  $j$ . Questa matrice viene poi invertita e applicata alla distribuzione ricostruita dei dati, e prende il nome di Matrice di Risposta.

Lo scopo dell'unfolding è quello di invertire la matrice di migrazione, riportando le quantità misurate da un livello di ricostruzione ad un livello di generazione. La tecnica di unfolding più utilizzata in ATLAS applica iterativamente il teorema di Bayes [15] per ricavare la matrice invertita, detta anche matrice di risposta,  $M(T_i|R_j)$ :

$$M(T_i|R_j) = \frac{M(R_j|T_i) P_0(T_i)}{\sum_{l=1}^N M(R_j|T_l) P_0(T_l)} \quad (3.3)$$

dove  $M(R_j|T_i)$  è la matrice di migrazione e  $P_0(T_i)$  è la prior, mentre il denominatore rappresenta la normalizzazione. Nel primo step della procedura iterativa la prior corrisponde alla distribuzione truth del generatore Monte Carlo, negli step successivi la prior

corrisponde al risultato dell'iterazione precedente.

All'aumentare del numero di iterazioni diminuisce la dipendenza dalla scelta della prior nel teorema di Bayes, ma aumenta l'incertezza statistica. Studi dettagliati presenti in letteratura [7], mostrano come il miglior compromesso tra questi due aspetti si ottenga scegliendo un numero di iterazioni pari a due.

## 3.2 Dati e simulazioni Monte Carlo

I dati utilizzati in questa analisi sono stati raccolti dal rivelatore ATLAS in collisioni  $pp$  ad una energia nel centro di massa  $\sqrt{s} = 13$  TeV durante il Run-2 di LHC (2015-2018). Il campione di dati corrisponde ad una luminosità integrata di  $139 \text{ fb}^{-1}$ , con un'incertezza pari a 1.7%

Le simulazioni MC sono utilizzate per descrivere gli eventi segnale, per stimare il contributo dei processi di fondo e per correggere le misure di sezioni d'urto per gli effetti del rivelatore. Per la simulazione dei processi di segnale  $Z+c$ -jets ho utilizzato il generatore Monte Carlo SHERPA 2.2.11. In Appendice A è presente un confronto delle misure di sezione d'urto con un generatore alternativo: MadGraph.

I generatori Monte Carlo sono utilizzati anche per la descrizione dei contributi di processi di fondo.

I processi di fondo principali sono costituiti da eventi con un bosone  $Z$  prodotto in associazione a  $b$ -jets oppure light-jets<sup>2</sup>, con una coppia di quark top ( $t\bar{t}$ ) o con processi "dibosone" ( $WZ$  e  $ZZ$ ).

Altri contributi ai fondi si hanno da eventi single-top, dalla produzione del bosone di Higgs  $H$  in associazione al bosone  $Z$  ( $ZH$ ) ed eventi  $Z+\tau\tau$  jets.

Ai fondi dominanti è applicata un'incertezza sistematica sulla normalizzazione e modellizzazione da parte del Monte Carlo: 4% per  $Z+b$ -jets,  $Z$ +light-jets e processi dibosone e 6% per  $t\bar{t}$  [13].

## 3.3 Selezione degli eventi

La misura della sezione d'urto  $Z+c$ -jets si basa sulla selezione di eventi in cui il bosone  $Z$  decade in una coppia di muoni e viene prodotto in associazione ad un  $c$ -jet. Gli oggetti presenti nello stato finale, muoni e  $c$ -jets, devono soddisfare le richieste cinematiche di Tabella 3.1.

Un trigger viene applicato sui singoli muoni nell'evento e seleziona in base all'impulso

---

<sup>2</sup>Con  $b$ -jets si intendono i jets originati dall'adronizzazione del quark beauty e con light-jets ci si riferisce ai jets originati dall'adronizzazione di quark leggeri, ovvero up, down e strange.

trasverso ( $p_T$ ).

I muoni sono stati ricostruiti combinando le informazioni provenienti dallo spettrometro a muoni con quelle rilevate nell'*Inner Detector*. I muoni devono soddisfare le seguenti richieste cinematiche:  $p_T > 27$  GeV e  $|\eta| < 2.5$ . Gli eventi vengono selezionati solo se contengono una coppia di muoni con carica opposta ( $\mu^+\mu^-$ ) e con massa invariante nella finestra  $76 \text{ GeV} < m_{\mu\mu} < 106 \text{ GeV}$ , distribuita attorno al valore della massa del bosone  $Z$ , pari a 91 GeV.

Gli eventi devono inoltre contenere almeno un jet con  $p_T > 20$  GeV e  $|y| < 2.5$ . Di seguito viene descritta la ricostruzione dei jets in ATLAS e la selezione dei  $c$ -jets in questa tesi.

Tabella 3.1: Tagli effettuati

muoni	$p_T > 27 \text{ GeV}$ $ \eta  < 2.5$ $76 \text{ GeV} < m_{\mu\mu} < 106 \text{ GeV}$
jets	$p_T > 20 \text{ GeV}$ $ y  < 2.5$
$c$ -jets	flavour-tagging 85% generato da un adrone $c$ nella truth

### 3.3.1 Ricostruzione dei jets in ATLAS e identificazione dei $c$ -jets

Le collisioni adroniche all'interno di ATLAS generano una grande quantità di particelle, tra cui quark e gluoni, che adronizzano immediatamente, producendo una cascata di particelle, che prende il nome di *jet*. Per il principio di conservazione della quantità di moto, l'impulso trasverso  $p_T$  del quark o gluone iniziale deve coincidere con quello del jet finale.

L'ID misura la traiettoria del jet a partire dalle tracce rilasciate dalle particelle che lo compongono e il calorimetro ne misura l'energia depositata in gruppi a forma di cono, i *clusters*. Dopo aver ricostruito e identificato i *clusters*, si determina la distanza fra due *clusters*, in funzione dell'energia per valutare se si tratti di due jets distinti, piuttosto che *clusters* derivanti dal medesimo jet.

L'algoritmo per ricostruire i jets più utilizzato in ATLAS è detto anti- $k_T$  e si basa sulla seguente procedura: valuta la distanza  $d_{ij}$  di un *cluster*  $i$  da tutti gli altri *clusters*  $j$ , poi ricava la distanza  $d_{iB}$  di  $i$  dal fascio B e confronta i valori ottenuti. Nel caso in cui  $d_{ij}$  sia la distanza minore, allora l'algoritmo anti- $k_T$  considera  $i$  e  $j$  appartenenti allo stesso jet e procede con gli altri *cluster*. Altrimenti,  $i$  è considerato il jet finale.

I  $c$ -jets sono jets originati dalla frammentazione e l'adronizzazione di un quark *charm*. Per identificare il sapore dei jets, viene utilizzato un algoritmo di flavour-tagging, che

utilizza le proprietà degli adroni che contengono un quark  $b$  per distinguerli dagli adroni che contengono un quark  $c$  o un quark light ( $s, d, u$ ). In particolare, il decadimento degli adroni con un quark  $b$  è soppresso dallo Standard Model: questa caratteristica fa sì che gli adroni con un quark  $b$  abbiano una vita media più lunga e che quindi percorrano un percorso più lungo nell'ID rispetto agli adroni  $c$  e light prima di decadere. Nell'ID si registra quindi un vertice primario dovuto alle collisioni  $pp$  seguito da un vertice secondario spostato di qualche millimetro rispetto al primario, dovuto al decadimento degli adroni con quark  $b$ . Questa proprietà, insieme al numero di tracce presente, viene utilizzata per identificare il flavour del jet.

L'algoritmo di *flavour tagging* utilizza variabili sensibili al sapore dei jets, ad esempio lo spostamento del vertice secondario, come input per un'analisi multivariata. L'output di tale algoritmo (DL1) rappresenta la probabilità di un jet di esser stato generato da un quark di tipo  $b, c$  o light.

Il discriminante finale del DL1 flavour-tagging è espresso dalla formula:

$$D_{DL1} = \ln \left( \frac{p_b}{f_c p_c + (1 - f_c) p_{light}} \right) \quad (3.4)$$

dove  $p_b, p_c$  e  $p_{light}$  rappresentano la probabilità di avere rispettivamente un  $b$ -jet, un  $c$ -jet e un light-jet, mentre  $f_c$  rappresenta la frazione effettiva di  $c$ -jets presenti nel campione che l'analisi multivariata utilizza per allenarsi [5].

In Figura 3.1 è rappresentata la frazione di jets in funzione del discriminante del flavour dei jets. In particolare si osserva come la frazione di  $b$ -jets aumenti all'aumentare del valore di  $D_{DL1}$ , ben separata rispetto a  $c$ -jets e light-jets. A seconda del taglio di selezione sul discriminante  $D_{DL1}$ , si ottiene una diversa composizione di  $b$ -,  $c$ - e light-jets negli eventi. In questa tesi ho richiesto che i jets passino l'algoritmo del flavour-tagging con un'efficienza del 85%, che corrisponde a selezionare tutti i jets con un  $D_{DL1} > 0.46$  (si veda Tabella 3.2). Tale valore corrisponde ad una composizione del 38% di  $c$ -jets nello stato finale ed è stato scelto per avere una sufficiente statistica di eventi con  $c$ -jets per effettuare la misura di sezione d'urto dei processi  $Z+c$ -jets.

Dato che l'algoritmo del flavour-tagging ha una capacità limitata nella selezione del flavour dei jets, un'ulteriore strategia viene applicata nell'analisi per selezionare  $c$ -jets. Nel campione Monte Carlo di segnale per i jets che passano la ricostruzione viene richiesto che l'adrone che ha generato il jet ("truth") contenga un quark di uno specifico sapore. In particolare, tale procedura prevede che i jet vengano identificati come  $b$ -jets se si trovano in un cono di raggio  $\Delta R = 0.3^3$  rispetto alla direzione di volo di uno o più adroni  $b$  con  $p_T > 5$  GeV; se i jets ricostruiti non vengono identificati come  $b$ -jets, allora vengono considerati  $c$ -jets se si trovano in  $\Delta R = 0.3$  di un qualche adrone  $c$  con  $p_T > 5$

---

<sup>3</sup>La variabile  $\Delta R$  è definita come  $\sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$

GeV. Tutti gli altri jets sono classificati come light-jet.

In questa tesi sono stati selezionati gli eventi che contengono almeno un  $c$ -jets, quindi un jet con  $p_T > 20$  GeV e che ha passato l'algoritmo di flavour-tagging all'85% e che è stato generato dal decadimento di un adrone contenente un quark  $c$  a livello "truth" Monte Carlo.

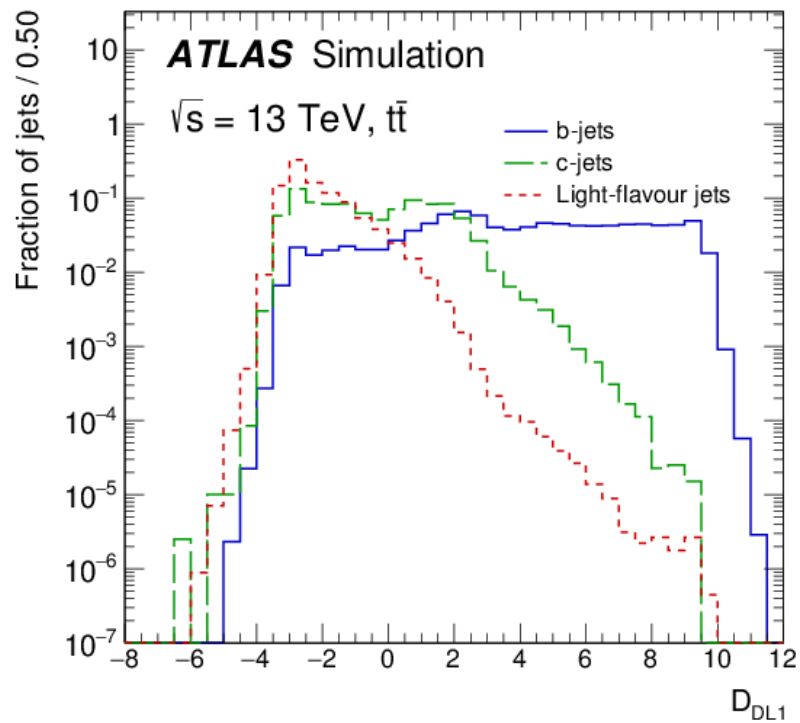


Figura 3.1: Frazione di  $b$ -jets,  $c$ -jets e light-jets in funzione del discriminante del flavour-tagging.

Tabella 3.2: Per ogni punto di lavoro dell’algoritmo di flavour-tagging (60%, 70%, 77% e 85%) vengono riportati i rispettivi tagli sul discriminante DL1 e le efficienze di selezione per  $b$ -jets,  $c$ -jets e light-jets.

	Selezione	Efficienza	
		$c$ -jets	light-jets
60%	$>2.74$	3.7%	0.08%
70%	$>2.02$	10.6%	0.3%
77%	$>1.45$	20.4%	0.8%
85%	$>0.46$	38.5%	3.4%

### 3.4 Confronto Dati-MC

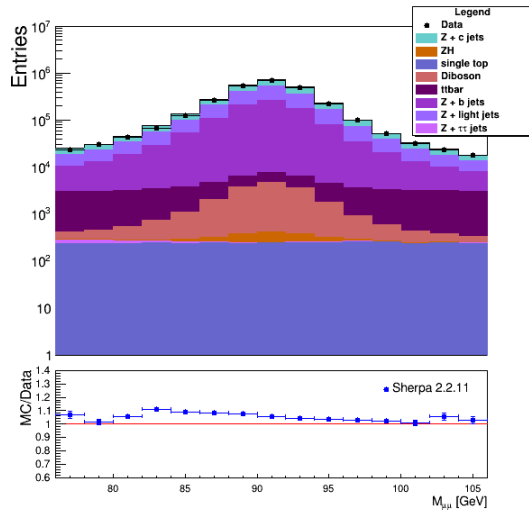
Il numero di eventi di dati e dei vari processi di segnale e di fondo che passano la selezione descritta in Sezione 3.3 e riassunti in Tabella 3.1 sono riportati in Tabella 3.3. Come si può osservare,  $Z$ +light-jets rappresenta il fondo dominante, seguito da  $Z$ + $b$ -jets e processi  $t\bar{t}$ . Confrontando i dati con il totale MC (in cui si considerano gli eventi di segnale sommati ai processi di fondo) si può verificare che l’accordo dei dati raccolti è qualitativamente consistente con la simulazione.

Nelle Figure 3.2 e 3.3 sono presentate le distribuzioni degli eventi per alcune osservabili fisiche di notevole importanza nell’analisi  $Z$ + $c$ -jets: la massa invariante dei due muoni ( $M_{\mu\mu}$ ), l’impulso trasverso ( $p_T$ ) e la rapidità ( $y$ ) del bosone  $Z$ , l’impulso trasverso e la pseudorapidità ( $\eta$ ) del muone più energetico e impulso trasverso e rapidità del  $c$ -jets più energetico.

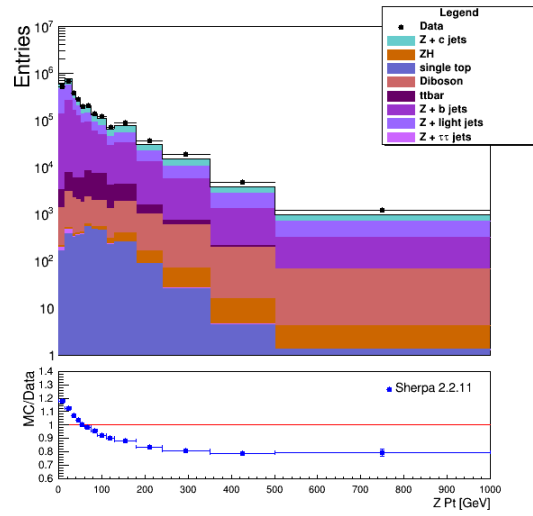
I dati sono rappresentati con dei punti neri, le simulazioni del segnale  $Z$ + $c$ -jets sono rappresentate in azzurro e ogni processo di fondo è rappresentato con un colore differente. Dal confronto della distribuzione dei dati con le simulazioni, è possibile determinare se i generatori Monte Carlo ben descrivono i processi in esame. In particolare, si ha che le simulazioni ben descrivono le variabili come  $M_{\mu\mu}$  e  $\eta$ , ma hanno un evidente *mismodelling* del  $p_T$ , sovrastimando i dati per  $p_T < 50$  GeV e sottostimandoli per  $p_T > 50$  GeV.

Tabella 3.3: Numero di eventi per i vari campioni analizzati. Nella prima riga ci sono gli eventi corrispondenti ai dati sperimentali che hanno superato la selezione, dalla seconda alla settima sono inseriti gli eventi relativi ai fondi simulati con MC ("Fondi"), nell'ottava ci sono gli eventi di segnale  $Z+c$ -jets simulati. Con "Totale MC" si indica la somma di tutti gli eventi MC.

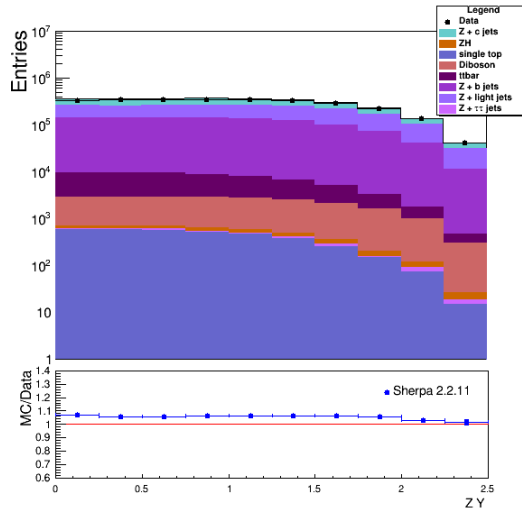
Numero di eventi	
Dati	2712850
$Z$ +light-jets	1045060
$Z$ + $b$ -jets	988829
$t\bar{t}$	41158
Diboson	17409
Single top	3652
$ZH$	719
$Z+\tau\tau$ -jets	214
$Z+c$ -jets	774968
Totale MC	2873000
Dati-Fondi	615812



(a)



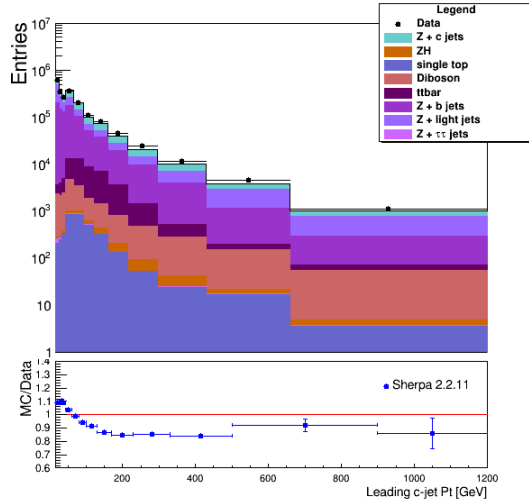
(b)



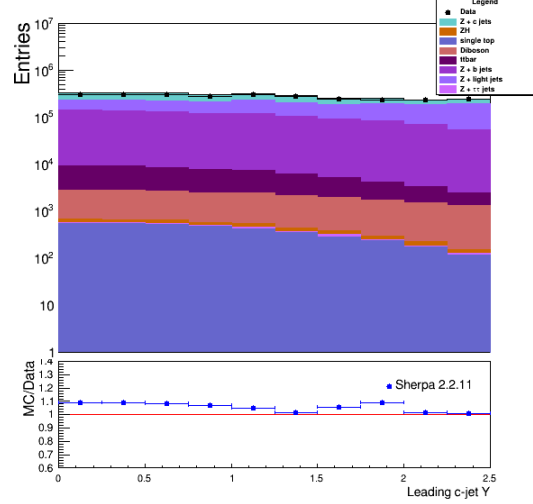
(c)

Figura 3.2: Distribuzioni dei dati e delle simulazioni Monte Carlo per le variabili massa invariante  $M_{\mu\mu}$  (a), impulso trasverso  $p_T$  (b) e rapidità  $Y$  (c) del bosone  $Z$ . Tramite il rapporto MC/Dati si può verificare l'accordo dei dati con le simulazioni MC.

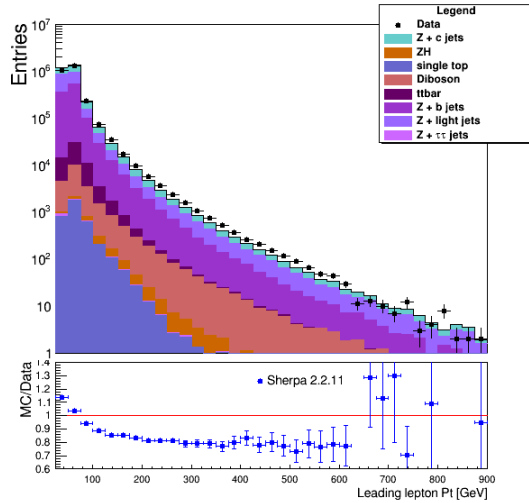




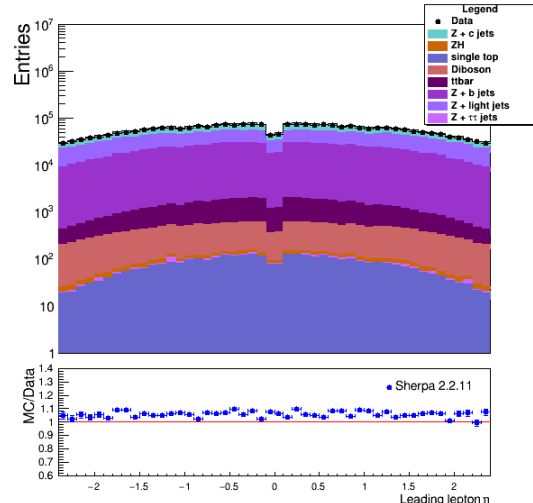
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.3: Distribuzioni dei dati e delle simulazioni Monte Carlo per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del leading c-jet e impulso trasverso (c) e pseudorapidità (d) del leading lepton. Tramite il rapporto MC/Dati si può valutare l'accordo dei dati con le simulazioni MC.

In Figura 3.4 la distribuzione dei dati di segnale  $Z+c$ -jets, ottenuta rimuovendo dai dati i contributi di fondo, è confrontata con la distribuzione degli eventi ricostruiti che hanno passato la selezione esposta nel Paragrafo 3.3. Da questo studio è possibile determinare quanto bene le distribuzioni di segnale  $Z+c$ -jets descrivano i dati per le variabili

$p_T$  e  $Y$  del bosone  $Z$  e del  $c$ -jet più energetico (leading).

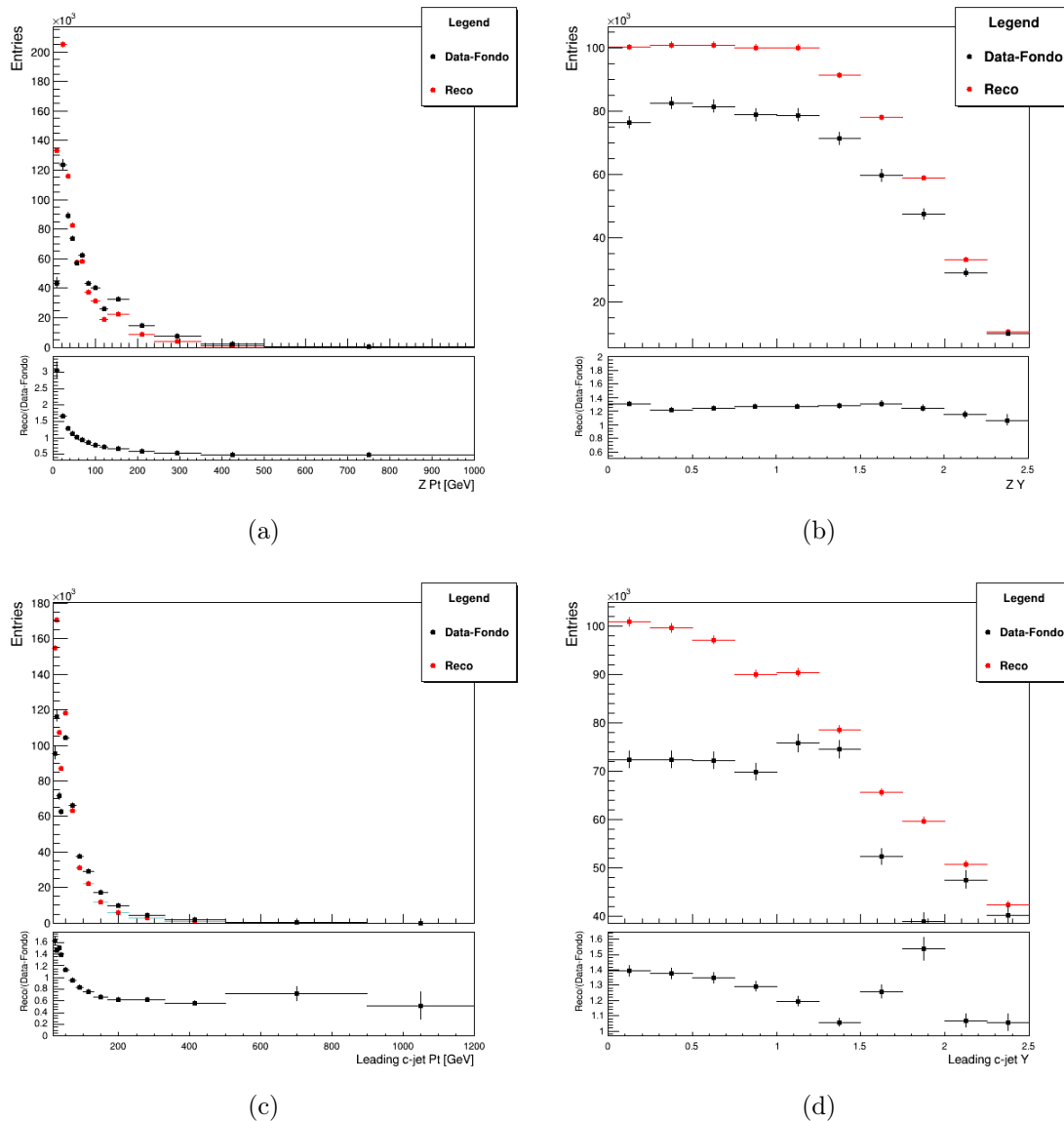
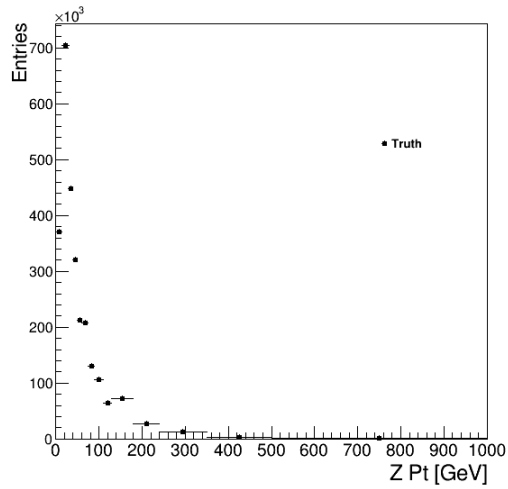
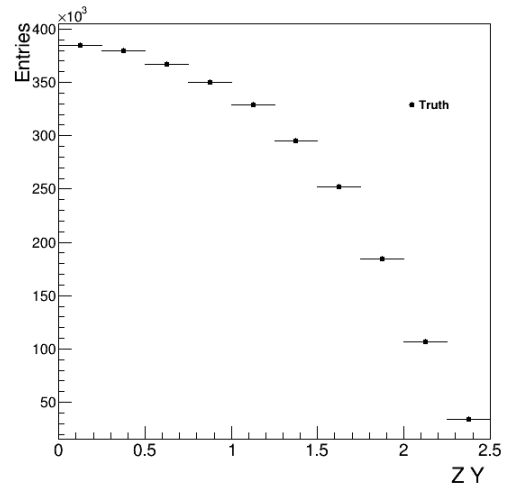


Figura 3.4: Confronto tra la distribuzione degli eventi di dati di segnale (data-fondo) con gli eventi di segnale MonteCarlo ricostruiti (reco) per  $p_T$  (a) e  $Y$  (b) del bosone  $Z$  e  $p_T$  (c) e  $Y$  (d) del leading  $c$ -jet.

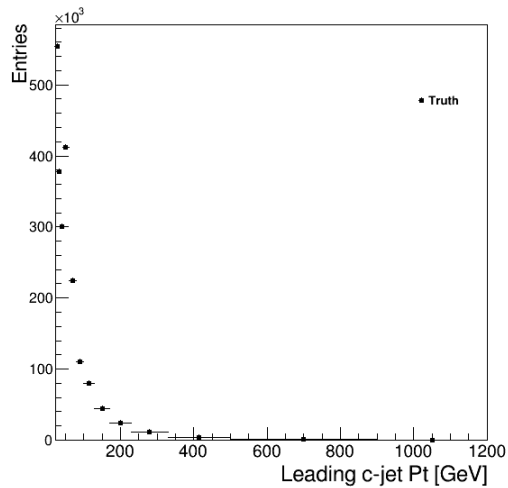
In Figura 3.5 sono presentate le distribuzioni truth del  $p_T$  e  $Y$  del bosone  $Z$  e del leading  $c$ -jet.



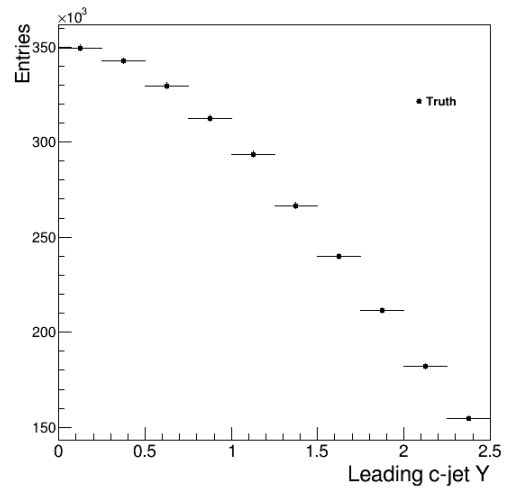
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.5: Distribuzioni truth per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone  $Z$  e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading  $c$ -jet.

### 3.5 Matrici di risposta ed efficienza di ricostruzione

Per ogni variabile fisica, le matrici di migrazione sono costruite contando gli eventi ricostruiti che hanno superato la selezione degli eventi (si veda Sezione 3.3) e la selezione fiduciale, in corrispondenza degli eventi truth che cadono all'interno del volume fiduciale. Le matrici di risposta sono le matrici ottenute dall'inversione delle matrici di migrazione

utilizzando l'unfolding bayesiano descritto nel Paragrafo 3.1.2. In Figura 3.6 sono presenti le matrici di risposta per le osservabili fisiche  $p_T$  e  $Y$  del bosone  $Z$  e del leading  $c$ -jet. Mentre le matrici riferite alla variabile  $Y$  sono perfettamente diagonali, le matrici riferite al  $p_T$  contengono piccole migrazioni: in particolare si può osservare come eventi in cui il bosone  $Z$  o il leading  $c$ -jet siano ricostruiti con un certo  $p_T$ , in realtà siano stati generati ad un  $p_T$  più elevato.

Queste matrici sono state ottenute con il generatore Monte Carlo Sherpa 2.2.11. In Appendice A sono riportate le matrici di risposta ottenute utilizzando il generatore alternativo MadGraph. Le matrici sono state normalizzate alla distribuzione truth caratteristica di ogni variabile; in tal modo, la somma dei valori in una determinata colonna rappresenta l'efficienza di ricostruzione per il bin.

Le distribuzioni di efficienza di ricostruzione per le stesse osservabili fisiche sono presentate in Figura 3.7. L'efficienza di ricostruzione è calcolata secondo la formula:

$$\epsilon_{reco}(X) = \frac{N_{eventi}^{reco}(X)}{N_{eventi}^{truth}(X)} \quad (3.5)$$

dove  $N_{eventi}^{reco}(X)$  rappresenta la distribuzione per la variabile  $X$  degli eventi ricostruiti che hanno passato la selezione in Sezione 3.3 e la selezione fiduciale, mentre  $N_{eventi}^{truth}(X)$  rappresenta la distribuzione per la stessa variabile degli eventi generati che hanno passato la selezione fiduciale. In media l'efficienza di ricostruzione è del 25-30% per ogni bin. Le efficienze di ricostruzione sono state ottenute con Sherpa 2.2.11; le efficienze ottenute con il generatore MadGraph sono riportate in Appendice A.

## 3.6 Risultati

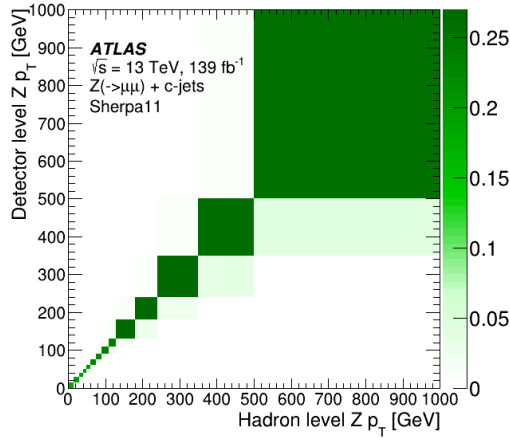
### 3.6.1 Misura della sezione d'urto integrata fiduciale

Come descritto in Sezione 3.5, l'efficienza di ricostruzione si determina come il rapporto delle distribuzioni degli eventi ricostruiti che hanno passato la selezione degli eventi (si veda Tabella 3.3) e degli eventi generati che hanno passato la selezione fiduciale. Il valore integrato ottenuto per l'efficienza di ricostruzione è pari a  $\epsilon_{reco} = 0.29$ .

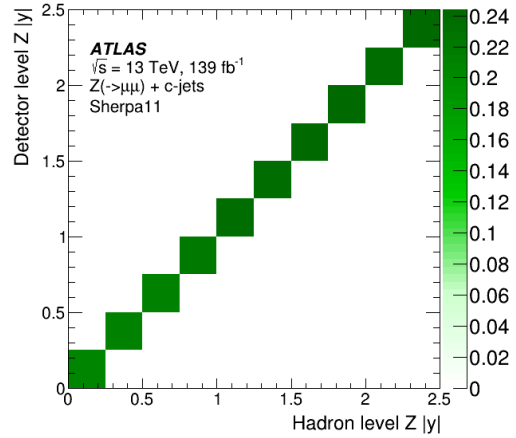
Utilizzando l'equazione 3.1 per la sezione d'urto integrata fiduciale, si ottiene:

$$\sigma_{fid} \times BR(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (15,3 \pm 1,4) \text{ pb}$$

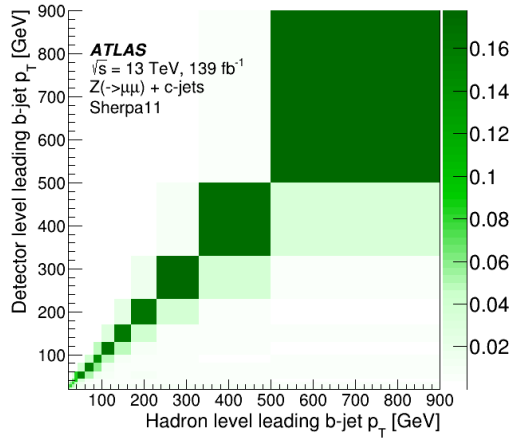
L'incertezza sulla misura tiene conto delle incertezze associate ai fondi dominanti, come descritto in Sezione 3.2. Infatti i processi di fondo sono sottratti ai dati, quindi una descrizione imprecisa dei contributi di fondo può compromettere la misura di sezione d'urto secondo l'equazione 3.1. L'incertezza è calcolata come la somma in quadratura delle incertezze sulla sezione d'urto legate alla normalizzazione dei fondi.



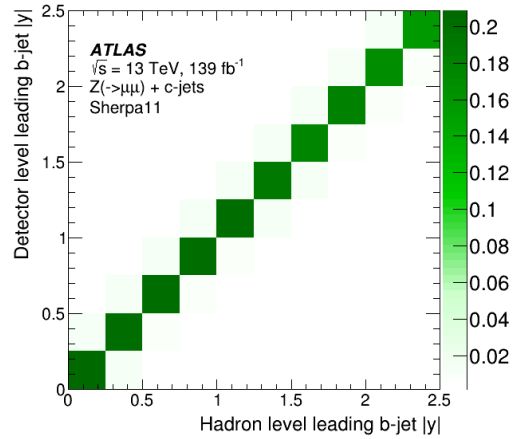
(a)



(b)



(c)

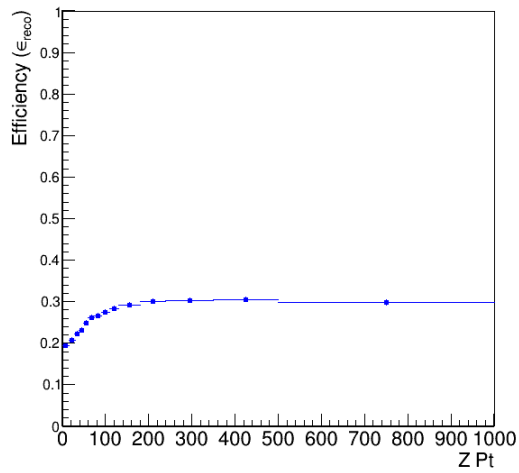


(d)

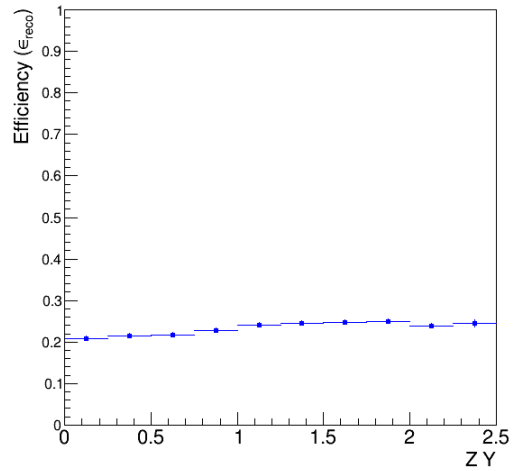
Figura 3.6: Matrici di risposta per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone  $Z$  e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading  $c$ -jet ottenute con il generatore SHERPA 2.2.11.

### 3.6.2 Misura di sezioni d'urto differenziali

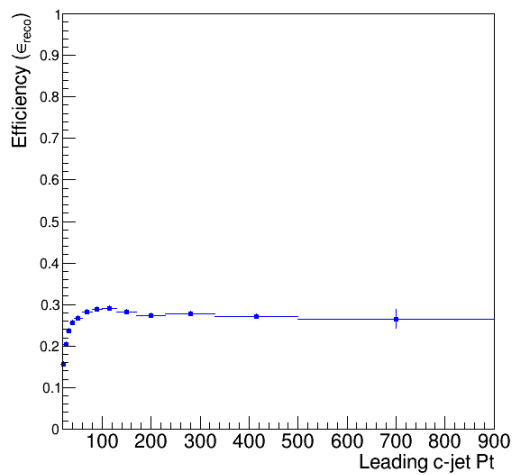
Come descritto in Sezione 3.1.2, utilizzando un unfolding bayesiano per la determinazione della matrice di risposta, è possibile misurare le sezioni d'urto differenziali. In Figura 3.8 sono presentate le misure di sezioni d'urto differenziali per la produzione del bosone  $Z$  in associazione a  $c$ -jets per impulso trasverso e rapidità del bosone  $Z$  e impulso trasverso e rapidità del leading  $c$ -jet. I dati sono confrontati con la sezione d'urto predetta da Sherpa 2.2.11 e come si osserva un disaccordo tra dati e simulazioni che arriva fino al 50%.



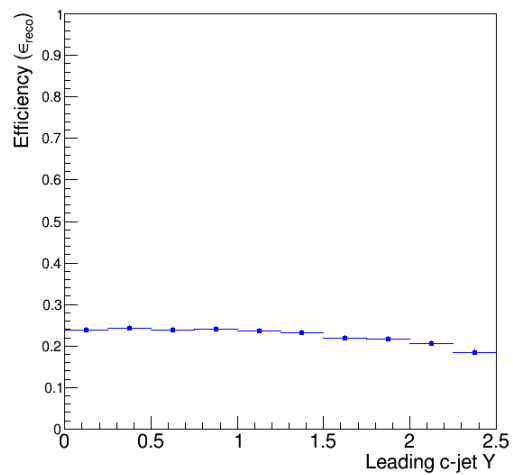
(a)



(b)



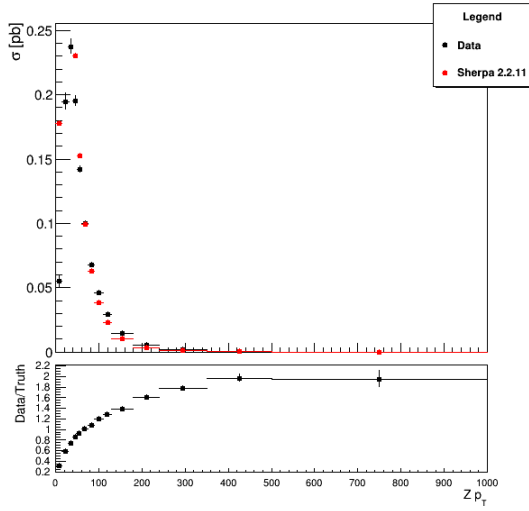
(c)



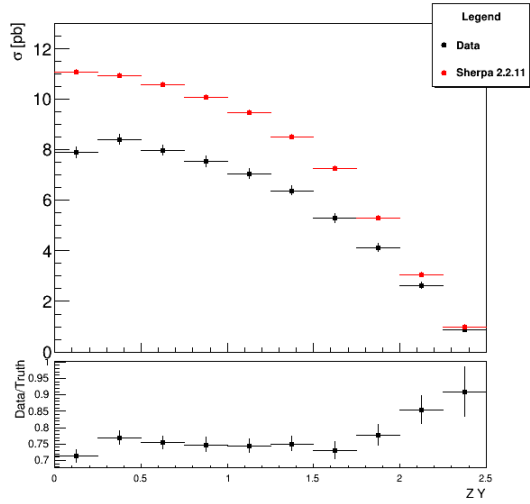
(d)

Figura 3.7: Distribuzioni di efficienza per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone  $Z$  e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading  $c$ -jet ottenute con il generatore SHERPA 2.2.11.

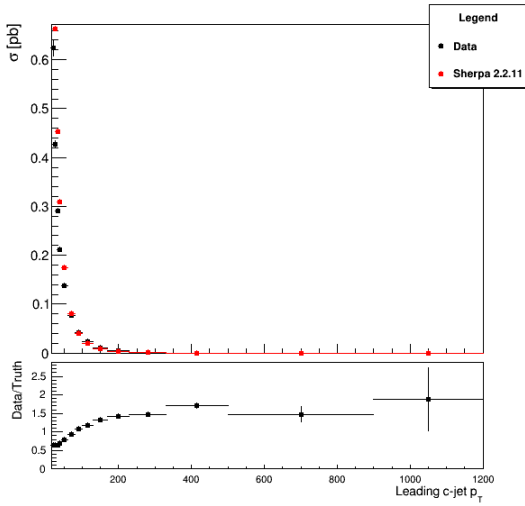
Le distribuzioni di sezioni d'urto per le stesse variabili ottenute utilizzando MadGraph sono riportate in Appendice A.



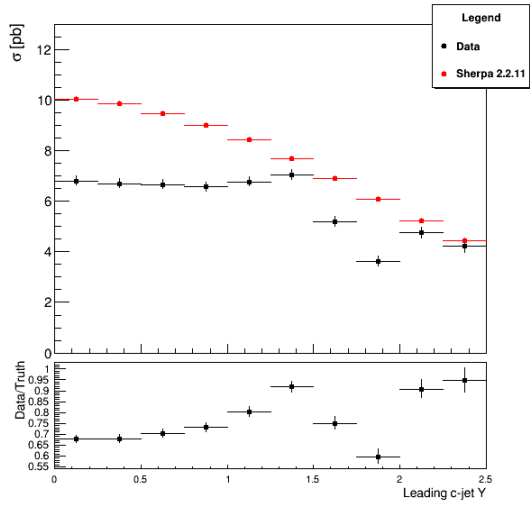
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.8: Sezioni d'urto differenziali in funzione delle variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone  $Z$  e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading  $c$ -jet ottenute con il generatore SHERPA 2.2.11.

# Conclusioni

Il *Large Hadron Collider* (LHC) del CERN, a partire da collisioni protone-protone ( $pp$ ) all'energia nel centro di massa pari a  $\sqrt{s} = 13$  TeV produce in abbondanza processi in cui il bosone  $Z$  è prodotto in associazione a  $c$ -jets, dove per  $c$ -jets si intendono i jets che derivano dall'adronizzazione del quark charm. I processi  $Z+c$ -jets sono di fondamentale importanza per lo studio della fisica delle interazioni forti; costituiscono inoltre un fondo dominante per lo studio di fenomeni oltre il Modello Standard, il quale, pur essendo una teoria fisica consolidata negli anni attraverso conferme sperimentali, lascia ancora molte questioni irrisolte.

In questa tesi ho presentato le misure delle sezioni d'urto del bosone  $Z$  prodotto in associazione a  $c$ -jets, attraverso l'uso dei dati raccolti dal rivelatore ATLAS in collisioni  $pp$  ad una energia nel centro di massa  $\sqrt{s} = 13$  TeV durante il Run-2 di LHC (2015-2018). Il campione di dati corrisponde ad una luminosità integrata di  $139 \text{ fb}^{-1}$ .

In particolare mi sono focalizzata sulla misura della sezione d'urto  $Z+c$ -jets considerando il canale di decadimento del bosone  $Z$  in una coppia di muoni di carica opposta.

Dopo aver ricostruito gli eventi di interesse a partire da una serie di tagli cinematici sui muoni e sui  $c$ -jets, ho studiato l'accordo dei dati con le previsioni Monte Carlo per una serie di osservabili fisiche, caratteristiche del processo in esame. Ho poi determinato l'efficienza di ricostruzione, pari al 29%, al fine di calcolare la sezione d'urto integrata fiduciale. La misura ottenuta della sezione d'urto integrata fiduciale vale:

$$\sigma_{fid} \times BR(Z \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (15.3 \pm 1.4) \text{ pb}$$

L'incertezza è stata determinata tenendo in considerazione le incertezze sulla normalizzazione dei fondi principali. A tale misura va aggiunta l'incertezza sulla luminosità del campione analizzato, pari a 1.7%.

Al fine di misurare le sezioni d'urto differenziali dei processi  $Z+c$ -jets, ho analizzato le matrici di migrazione ed ho applicato il metodo dell'unfolding bayesiano per invertire la matrice e correggere le misure dal livello di "ricostruzione" a quello di "generazione". Queste correzioni risultano infatti necessarie per confrontare i risultati con le misure effettuate da altri esperimenti o con le predizioni teoriche. Le sezioni d'urto differenziali sono misurate in funzione delle variabili impulso trasverso  $p_T$  e rapidità  $Y$  del bosone  $Z$  e del  $c$ -jet più energetico. I risultati sono confrontati con le predizioni di un generatore



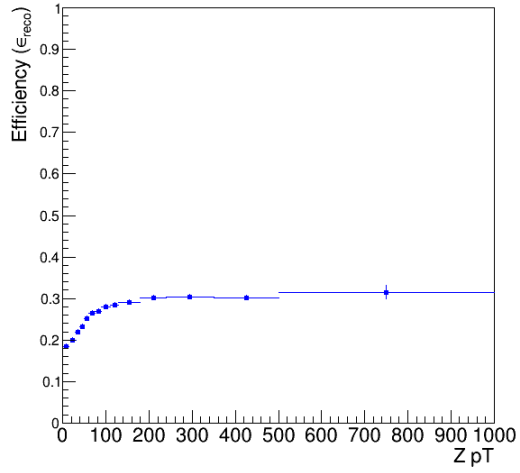
Monte Carlo di ultima generazione, Sherpa 2.2.11, ottenendo un ragionevole accordo. Il presente lavoro è introdotto nel contesto dell'analisi dei processi  $Z+c$ -jets condotto dalla collaborazione ATLAS e fornisce una prima stima della sezione d'urto integrale e differenziale del processo  $Z+c$ -jets; in prospettiva è suscettibile di diverse migliorie. Un aspetto fondamentale della misura è la separazione dei jets a seconda del sapore del quark che li ha generati. A tal fine si potrebbe utilizzare una procedura di *fit* statistico sui dati di una variabile sensibile al sapore dei quark nei jets, in alternativa al metodo utilizzato nella presente tesi. Inoltre, un aspetto importante al di fuori dello scopo di questa tesi è la valutazione delle incertezze sistematiche relative alla ricostruzione di muoni e  $c$ -jets, che necessitano di un lavoro dedicato.

# Appendice A

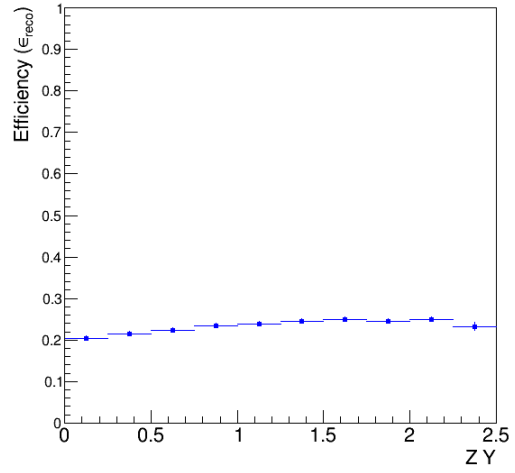
## Sezione d'urto differenziale ottenuta con il generatore MadGraph

Ai grafici di sezione d'urto differenziale ottenuti con SHERPA 2.2.11, si aggiungono quelli ricavati tramite il generatore Monte Carlo MadGraph5 aMC@NLO v2.2.2, permettendo un confronto con i risultati in Figura 3.8.

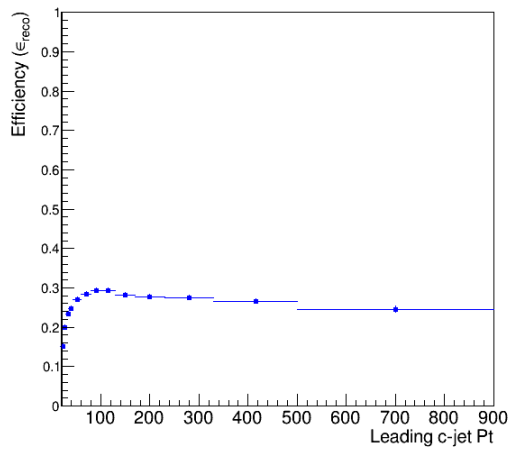
Come si può osservare, le distribuzioni *truth* prodotte con MadGraph (curve rosse) confrontate con le corrispondenti curve ottenute con SHERPA (curve rosse di Figura 3.8) sono caratterizzate da un numero di eventi molto simile. Si notano invece differenze macroscopiche (fino a un fattore quattro) nelle curve di unfolding. La comprensione dell'origine di tale differenza richiede uno studio dedicato, ma sicuramente la diversa composizione dei jet associati al bosone Z giustifica in parte quanto osservato.



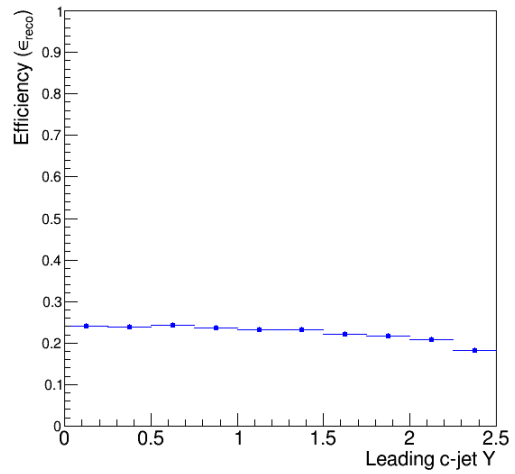
(a)



(b)

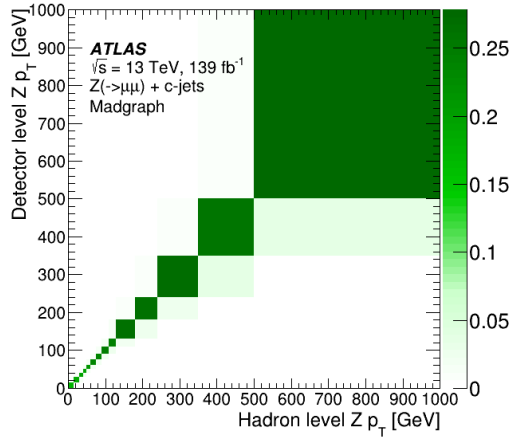


(c)

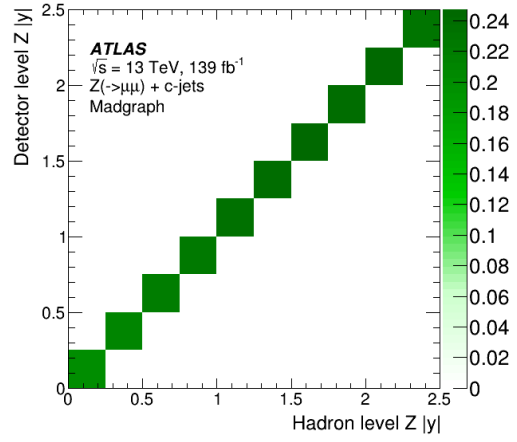


(d)

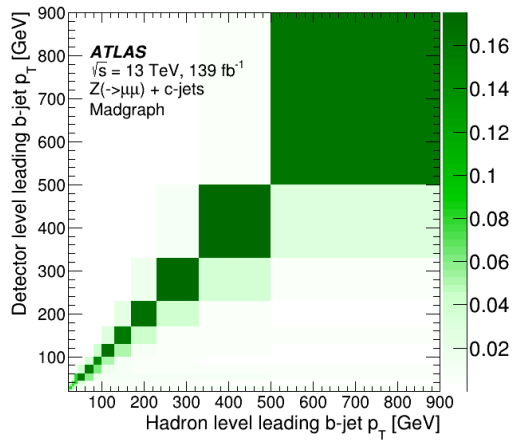
Figura 1: Distribuzioni di efficienza per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) di  $Z$  e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading  $c$ -jet ottenute con il generatore MadGraph.



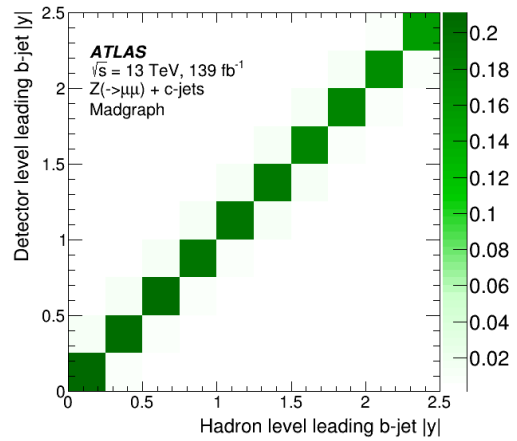
(a)



(b)

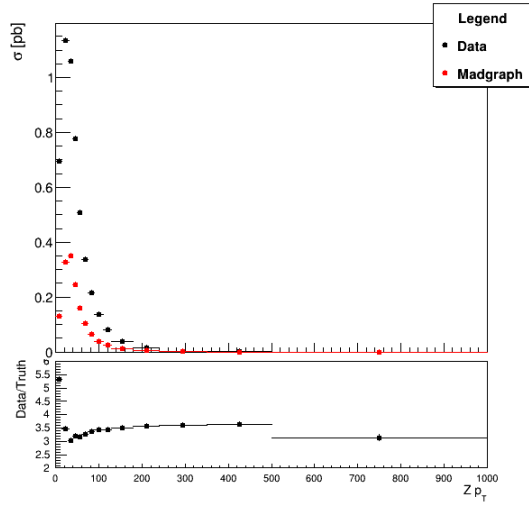


(c)

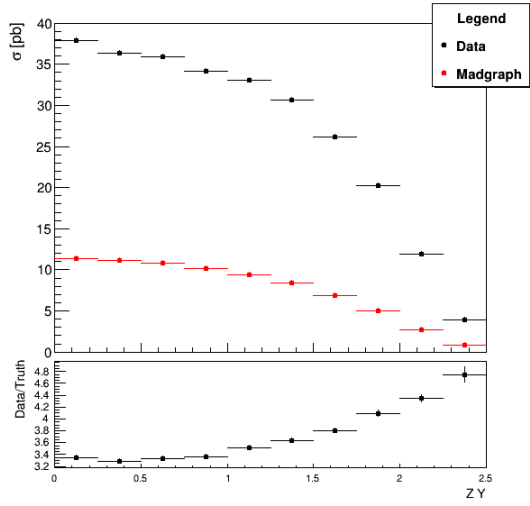


(d)

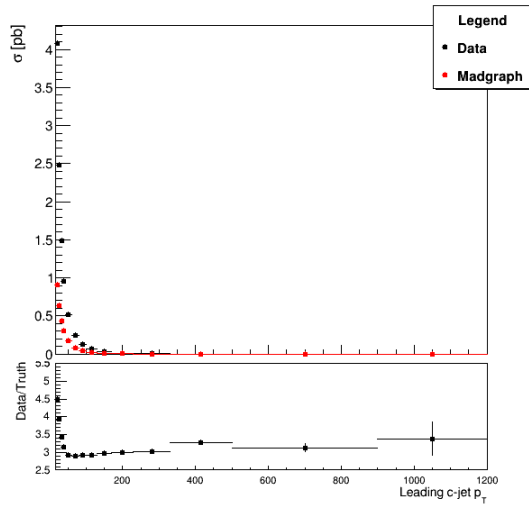
Figura 2: Matrici di risposta per le variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone  $Z$  e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading  $c$ -jet ottenute con il generatore MadGraph.



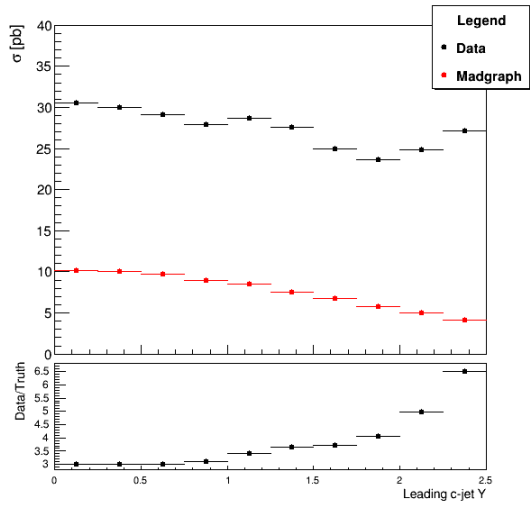
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3: Sezioni d'urto differenziali in funzione delle variabili impulso trasverso (a) e rapidità (b) del bosone  $Z$  e impulso trasverso (c) e rapidità (d) del leading  $c$ -jet ottenute con il generatore MadGraph.

# Bibliografia

- [1] *Accelerator Complex*. 2012. URL: <https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex%5C>.
- [2] J. T. Boyd. *LHC Run-2 and Future Prospects*. 2020. arXiv: 2001.04370 [hep-ex].
- [3] S. Braibant, G. Giacomelli e M. Spurio. "*Particelle ed interazioni fondamentali*". UNITEX. Milano: Springer, (2009).
- [4] H. Burkhardt e P. Grafström. "*Absolute Luminosity from Machine Parameters*". Rapp. tecn. 2007. URL: <http://cds.cern.ch/record/1056691>.
- [5] ATLAS Collaboration. «ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurement with  $t\bar{t}$  events in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV». In: *The European Physical Journal C* 79.11 (2019). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-7450-8. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7450-8>.
- [6] ATLAS Collaboration. «Luminosity determination in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS detector at the LHC». In: *The European Physical Journal C* 71.4 (apr. 2011). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1630-5. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1630-5>.
- [7] ATLAS Collaboration. «Measurements of the production cross-section for a Z boson in association with b-jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector.» In: *Journal of High Energy Physics* 44 (2020). DOI: 10.1007/JHEP07(2020)044. URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2020\)044](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2020)044).
- [8] ATLAS Collaboration. «Operation of the ATLAS trigger system in Run 2». In: *Journal of Instrumentation* 15.10 (ott. 2020), P10004–P10004. DOI: 10.1088/1748-0221/15/10/p10004. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/10/p10004>.
- [9] ATLAS Collaboration. «The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration». In: *The European Physical Journal C* 70 (2010). ISSN: 787–821. DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1366-7. URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1366-7>.

- [10] ATLAS Collaboration et al. «The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider». In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (ago. 2008), S08003–S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/s08003. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08003>.
- [11] G. Avoni *et al.* «The new LUCID-2 detector for luminosity measurement and monitoring in ATLAS». In: *Journal of Instrumentation* 13.07 (2018), P07017–P07017. DOI: 10.1088/1748-0221/13/07/p07017. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/p07017>.
- [12] *Large Hadron Collider*. 2012. URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [13] A. M. Sirunyan *e et al.* «Measurement of differential cross sections for Z bosons produced in association with charm jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV». In: *Journal of High Energy Physics* 2021.4 (apr. 2021). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep04(2021)109. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2021\)109](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2021)109).
- [14] A. M. Sirunyan et al. «Search for new physics in top quark production with additional leptons in proton-proton collisions at

$$\sqrt{s}$$

= 13 TeV using effective field theory». In: *Journal of High Energy Physics* 2021.3 (mar. 2021). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep03(2021)095. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03\(2021\)095](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03(2021)095).

- [15] R. Swinburne. «Bayes' Theorem». In: *Revue Philosophique de la France Et de l* 194.2 (2004).
- [16] M. Tanabashi et al. «Particle Data Group». In: *Phys. Rev.* D98 (2018). URL: <https://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-z-boson.pdf>.
- [17] H.H.J. ten Kate. «The ATLAS superconducting magnet system at the Large Hadron Collider». In: *Physica C: Superconductivity* 468.15 (2008). Proceedings of the 20th International Symposium on Superconductivity (ISS 2007). ISSN: 0921-4534. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physc.2008.05.146>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921453408004541>.
- [18] C. Vittori. «Inclusive Z boson production and in association with b-jets in proton-proton collision at 13 TeV with the ATLAS experiment.» Tesi di dott. Università di Bologna, 2018.