

Università degli Studi "La Sapienza" di Roma

Tesi per il "Corso di Laurea in Fisica", ord. 1997 Indirizzo: Fisica Nucleare e Subnucleare

Misura del rapporto tra le sezioni d'urto di $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$ e $Z^0 \rightarrow e^+e^$ con produzione associata di uno o più jet adronici in collisioni $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV con l'esperimento CDF del collisionatore Tevatron

Francesco Biccari

Matricola: 688774

Relatore: Prof. Carlo Dionisi Correlatore: Dott. Andrea Messina

Anno Accademico 2005

Tesine

1. Misura della velocità elettroforetica di particelle colloidali

Prof. Cesare Cametti

2. Teletrasporto quantico di ioni

Dott. Fabio Sciarrino

Measurement of the Ratio

$$R_{\geq 1} = \frac{\sigma_{(p\bar{p} \to W^{\pm} + \geq 1jet)} \cdot Bf(W^{\pm} \to e^{\pm}\nu)}{\sigma_{(p\bar{p} \to Z^0 + \geq 1jet)} \cdot Bf(Z^0 \to e^+e^-)}$$

at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.

Abstract

We report the measurement of the ratio of the inclusive W^{\pm} and Z^{0} cross sections times leptonic branching ratios ($e^{\pm}\nu$ and $e^{+}e^{-}$ rispectively) with a production of hadronic jet for $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. The data correspond to an integrated luminosity of 328 pb⁻¹ recorded with CDF II detector at the Fermilab Tevatron.

First of all we measure the inclusive cross sections

$$\sigma_{(p\bar{p}\to W^{\pm})} \cdot Bf(W^{\pm} \to e^{\pm}\nu) = (2761 \pm 14(stat) \pm 50(syst) \pm 170(lumy))pb$$

and

$$\sigma_{(p\bar{p}\to Z^0)} \cdot Bf(Z^0 \to e^+e^-) = (257.3 \pm 3.4(stat) \pm 3.8(syst) \pm 16(lumy))pb$$

From the ratio of these cross sections we have

$$R_{\geq 0} = (10.73 \pm 0.16(stat) \pm 0.10(syst))$$

All these measurements agree well with both the theoretical prediction and the previous measurements.

Then we can measure the same ratio with the presence of one or more hadronic jets.

We obtain:

$$R_{>1} = (9.86 \pm 0.34(stat) \pm 0.10(syst))$$

Comparison of this number with theoretical predictions and future differential measurements of the same ratio can be a good test for the Standard Model, especially on QCD.

Ringraziamenti

Ed eccoci giunti ai fatidici *Ringraziamenti*, vera conclusione della tesi di laurea, fine del periodo scolastico (mi piace chiamarlo così).

Vorrei prima di tutto ringraziare i miei genitori perché mi hanno sostenuto, sempre e comunque, in tutto il mio cursus studiorum, facendomi capire che se avessi fallito nella fisica avrei trovato in loro un sostegno nella vita. Mia sorella, instancabile (?) orecchio per le mie preparazioni agli esami e per il mio insopportabile spirito fisico.

Alessandro Di Giorgio con cui ho trascorso praticamente tutta la mia vita universitaria e con cui sono cresciuto, passando interminabili ore al telefono a discutere, discutere, discutere...

Tutti i miei amici fisici con una menzione speciale per le impareggiabili Veronica, Iolanda e il grande Francesco Guerrieri con cui sono state fatte discussioni (liti?) degne sel suo (cog)nome.

Vorrei ringraziare Andrea Messina, il mio (povero) correlatore, per la pazienza, i consigli, l'ironia con i quali ha cercato di introdurmi ai misteri della fisica dei jet e, soprattutto, con cui ha affrontato la mia testa dura. Grazie a tutti i miei compagni di laboratorio per aver reso piacevoli le giornate in baita o a Potawatomi 11, in primis Daniel e Gianluca, poi Stefano, Marco, Benedetto... anche se forse il ringraziamente più grande andrebbe al condizionatore.

Un grazie particolare va al professor Carlo Dionisi che mi ha dato la possibilità di visitare gli Stati Uniti (for free) e di studiare ad un centro di ricerca importante come il Fermilab. La percentuale più grande di questo Grazie non va però per quanto appena detto, ma piuttosto per la sua forza, determinazione e tenacia con cui sprona gli studenti e nei quali crede fermamente.

Un grazie anche ai miei amici di una vita, Marco, Paolo, Dario, Massimiliano, Riccardo che ancora mi chiamano nonostante la mia latitanza degli ultimi mesi.

Un grazie speciale va poi a quei professori che più hanno inciso sulla mia formazione, non solo di fisico, ma soprattutto di uomo: il mitico Luciano De Vito, esempio per ogni insegnante che si voglia fregiare di questo appellativo, che rimarrà per sempre nei nostri cuori ma soprattutto nei nostri appunti, ricchi di quei problemi impossibili che solo lui sapeva trovare; il Prof. Cesare Cametti, che con le sue (e mie) disavventure ci ha insegnato come vivere il laboratorio con intelligenza e ironia; il Prof Francesco "tocajo" Castelli che con i suoi indovinelli e le sue urla ci ha insegnato a saper guardare la scienza oltre la sua veste matematica; il Prof Guido Martinelli e la sua storica bacchetta, uno dei pochi che riusciva a tenermi sveglio alle 8 di mattina grazie alle sue anfetaminiche e bellissime lezioni; il Prof Nicola Cabibbo con la sua estrema gentilezza, umiltà e pazienza con le quali ci ha introdotto alla fisica moderna, la sua fisica; infine il prof Massimo Testa, che con la sua bontà e velocità ci ha mostrato la vera fisica teorica.

Non dimentico poi i simpaticissimi tecnici di laboratorio er Catena e Tony.

Un grazie anche a chi mi ha formato durante la mia adolescenza, Piero ed Alberto Angela, Luigi Bignami e i bellissimi documentari della NASA senza i quali probabilmente non avrei fatto il fisico; e alle mie care professoresse di matematica: Laura Persichetti, Laura Caliccia e Vanna Lombardi.

E infine, un grazie a me stesso.

Indice

1	Teo	oria		
	1.1	Il Modello Standard		
		1.1.1	Le teorie di gauge	6
		1.1.2	Un semplice esempio: la QED	8
		1.1.3	La densità di lagrangiana del Modello Standard	9
		1.1.4	Il meccanismo di Higgs	11
		1.1.5	Parametri del Modello Standard	13
	1.2	QCD	e Collisionatori Adronici	14
		1.2.1	Modello a partoni	14
		1.2.2	La fisica dei jet \ldots	14
	1.3	Produ	zione del W^{\pm} e dello Z^0 e predizioni su R	17
2	L'es	sperim	ento	23
	2.1	Il com	plesso degli acceleratori	24
		2.1.1	Gli acceleratori Cockcroft-Walton, Linac e Booster	24
		2.1.2	Il Main Injector	25
		2.1.3	Il Tevatron	26
		2.1.4	La produzione di antiprotroni	26
		2.1.5	I bunch	27
	2.2	2 Il rivelatore CDF		29
		2.2.1	Il sistema di tracciamento \hdots	31
		2.2.2	Il TOF	36
		2.2.3	Il sistema calorimetrico	36
		2.2.4	Il sistema muonico	39
		2.2.5	Il sistema di trigger e l'acquisizione dati $\ .\ .\ .\ .$	39

3 Strategia d'analisi,			
	Dat	ti e MonteCarlo utilizzati 4	3
	3.1	Strategia di Analisi	3
	3.2	Misure precedenti e Predizioni teoriche	5
	3.3	Dati	6
		3.3.1 Trigger Path $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 4$	6
		3.3.2 I "Good Run"	$\overline{7}$
		3.3.3 La Luminosità $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 4$	8
	3.4	Monte Carlo 4	8
4	Sele	ezione degli eventi 5	1
	4.1	Identificazione degli elettroni	51
		4.1.1 I cluster elettromagnetici (CdfEmObj)	52
		4.1.2 Correzioni per gli elettroni	64
		4.1.3 Le variabili dell'elettrone	6
		4.1.4 Gli elettroni "tight" e "loose"	69
	4.2	I jet adronici	52
		4.2.1 Gli algoritmi di clusterizzazione 6	52
		4.2.2 Le correzioni dei jet $\ldots \ldots $;3
		4.2.3 Il pacchetto ufficiale per le correzioni: jetCorr 6	54
		4.2.4 L'identificazione dei jet	6
		4.2.5 L'errore sistematico sull'identificazione dei jet 6	i8
	4.3	I neutrini	i8
		4.3.1 Definizione di Missing E_t	;9
		4.3.2 Correzioni alla Missing E_t 6	;9
	4.4	Identificazione di eventi $W \to e\nu$	'0
		4.4.1 L'errore statistico e sistematico	'1
	4.5	Identificazione di eventi $Z^0 \to e^+ e^-$	'2
		4.5.1 L'errore statistico e sistematico	'2
5	Fon	ado al segnale $W^{\pm} \to e^{\pm} \nu$ 7	3
	5.1	Fondo da Top $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots $ 7	'4
		5.1.1 L'errore statistico e sistematico	'5
	5.2	Fondo da singolo bosone	'5

	5.3	Fondo QCD	78
		5.3.1 L'errore statistico e sistematico	80
	5.4	Promotion	81
	5.5	Sommario del fondo al segnale $W^{\pm} \to e^{\pm}\nu$	83
6	Fon	do al segnale $Z^0 \to e^+ e^-$	87
	6.1	Fondo QCD	88
		6.1.1 Errore statistico e sistematico	90
	6.2	Fondo $Z^0 \to \tau^+ \tau^-$	90
		6.2.1 L'errore statistico e sistematico	91
	6.3	Fondo Di-Bosonico	91
		6.3.1 L'errore statistico e sistematico	93
	6.4	Processo di Drell-Yan	93
	6.5	Promotion	93
	6.6	Sommario del fondo al segnale $Z^0 \to e^+e^- \dots \dots \dots$	94
7	Effi	cienze	97
	7.1	Efficienza dello Z_{vertex} : $\varepsilon_{Z_{vertex}}$	98
	7.2	Efficienza di trigger: $\varepsilon_{trigger}$	98
	7.3	Efficienze geometriche e cinematiche: $\varepsilon_{geo+kin}$	100
		7.3.1 Errore statistico e sistematico	103
	7.4	Efficienza di qualità: $\varepsilon_{quality}$	104
		7.4.1 Errore statistico e sistematico	106
	7.5	Efficienze specifiche	106
		7.5.1 W	107
		7.5.2 Z	107
	7.6	Risultati	107
8	\mathbf{Rist}	ultati e Conclusioni 1	11
	8.1	Le sezioni d'urto inclusive	111
		8.1.1 L'errore statistico e sistematico	113
	8.2	I rapporti $R_{\geq 0}$ e $R_{\geq 1}$	113
		8.2.1 L'errore statistico e sistematico	114
	8.3	Le sistematiche	115
	8.4	Conclusioni e prospettive future	117

Introduzione

L'identificazione e lo studio dei bosoni W^{\pm} e Z^{0} è indubbiamente uno dei canali favoriti per la ricerca di nuova fisica, cioè di interazioni e/o particelle ancora non previste e descritte dal Modello Standard (SM). Molte estensioni dello SM prevedono infatti la presenza di nuove particelle che hanno carica debole e che decadono prevalentemente nei bosoni W^{\pm} e Z^0 accompagnati da jet adronici; per esempio una moltitudine di particelle supersimmetriche e il bosone di Higgs. Volendo guardare al passato invece, il classico esempio è stato la scoperta del quark top, avvenuta tramite l'identificazione di un W, con produzione associata di tre o quattro jet adronici di cui uno identificato come proveniente da un quark b. Oltretutto, proprio per queste ragioni, le sezioni d'urto di produzione di W^{\pm} e Z^{0} sono fondamentali per poter stimare in maniera corretta i fondi a nuovi segnali di fisica. Un esempio su tutti: la produzione del bosone di Higgs in collisionatori adronici $p\bar{p}$ o ppavviene principalmente come produzione di un singolo H oppure come HWo HZ. Entrambi questi canali ricevono un grande contributo al loro fondo dal processo W + jets o Z + jets; il decadimento dell' H avviene infatti prevalentemente o come $b\bar{b}$, producendo quindi jet adronici, oppure come WW. Non dimentichiamo inoltre che, in generale, misure di sezioni d'urto portano anche ad una conoscenza indiretta di parametri fondamentali del Modello Standard.

Per queste ragioni si cerca di misurare, con precisione sempre maggiore, le sezioni d'urto di produzione dei bosoni della teoria elettrodebole associati ad un certo numero di jet. Queste misure sono però affette da un grande errore sistematico. Il motivo risiede in primo luogo in una serie di problemi sperimetali: definizione non banale di jet adronico, grande incertezza nella Indice

misura dell'energia dei jet adronici dovuta al calorimetro, interazioni esterne alla collisione in esame. In secondo luogo intervengono anche dei problemi teorici. Infatti, per la realizzazione di questi misure, si fa purtroppo uso di simulazioni MonteCarlo, quindi di assunzioni teoriche, principalmente per poter stimare le accettanze del nostro calorimetro e le efficienze dei tagli di identificazione. Queste simulazioni sono affette da errori sistematici dovuti alla poca comprensione che abbiamo della QCD, soprattutto a bassa energia: scelta della scala di rinormalizzazione, poca conoscenza delle distribuzioni partoniche (PDF), scarsa conoscenza del processo di adronizzazione sia in regime perturbativo che non. Un passo in avanti fondamentale sarà quello di svincolare le misure sperimentali dall'uso di queste simulazioni e quindi da assunzioni teoriche di qualsiasi tipo. Infine non dimentichiamo come la luminosità integrata contribuisca notevolmente all'errore sistematico di una sezione d'urto.

I motivi esposti finora ci portano con naturalezza a porci come obiettivo quello di misurare il rapporto delle sezioni d'urto di produzione di $W^{\pm} \in Z^0$, sia per avere un controllo diretto sulla nostra capacità di misurare questi segnali, sia per migliorare la nostra comprensione della QCD ([36]).

Tenendo presente che l'identificazione di questi bosoni è realizzata in questa analisi secondo i decadimenti $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$ e $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, si definice:

$$R_{\geq n} = \frac{\sigma(p\bar{p} \to W^{\pm} + \geq n \text{ jets})}{\sigma(p\bar{p} \to Z^0 + \geq n \text{ jets})} \cdot \frac{Bf(W^{\pm} \to e^{\pm}\nu)}{Bf(Z^0 \to e^+e^-)}$$

Nella misura del rapporto si hanno, come vedremo in seguito, alcune semplificazioni matematiche, prima fra tutte ovviamente la luminosità integrata, ed inoltre si avrà una drastica cancellazione dell'errore sistematico dovuto al conteggio dei jet adronici. Questo si verifica perché la produzione di jet, così come l'evolversi della cascata partonica e successiva adronizzazione sono indipendenti dal processo in esame.

Ricapitolando, in questa analisi ci proponiamo di misurare le sezioni d'urto inclusive dei processi $p\bar{p} \to W^{\pm}$ e $p\bar{p} \to Z^{0}$ nei canali di decadimento $W^{\pm} \to e^{\pm}\nu$ e $Z^{0} \to e^{+}e^{-}$ confrontandole poi con le predizioni teoriche e le precedenti misure per poter essere confidenti con la nostra strategia di analisi; il rapporto $R_{\geq 0}$ per un confronto con le misure precedenti controllando la cancellazione della sistematica e il miglioramento dell'errore statistico; infine il rapporto $R_{\geq 1}$, scopo primario di questa tesi, verificando la cancellazione delle sistematiche, per poter essere confrontato con le predizioni teoriche, il cui accordo ci rassicura sul fatto di avere una comprensione basilare ma consistente della QCD e per porre le basi di future analisi differenziali della misura di questo rapporto.

La presente analisi è stata realizzata con i dati del Run II di CDF per una luminosità pari a $328pb^{-1}$, in collisioni $p\bar{p}$ all'acceleratore Tevatron del Fermilab avente una energia del centro di massa pari a $\sqrt{s} = 1.96TeV$.

La tesi si articola nei seguenti capitoli di cui abbiamo dato una concisa descrizione.

- Capitolo 1: breve introduzione al Modello Standard (SM), panoramica sulla fisica di QCD ai collisionatori adronici e predizione teorica delle misure in esame;
- **Capitolo 2:** descrizione della catena di acceleratori del Fermilab e dell'esperimento CDF;
- **Capitolo 3:** strategia di realizzazione, Dati e campioni MonteCarlo utilizzati;
- Capitolo 4: identificazione e selezione degli eventi di segnale;

Capitolo 5: fondi al segnale $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$;

Capitolo 6: fondi al segnale $Z^0 \to e^+e^-$;

Capitolo 7: efficienze di identificazione;

Capitolo 8: risultati, conclusioni e prospettive future.

Le unità di misura usate sono quelle dell'esperimento CDF: GeV (GigaElettronVolt) per energie, momenti lineari (GeV/c), masse (GeV/c^2); cm (centimetri) per lunghezze; s (secondi) per gli intervalli di tempo.

Gli errori su una quantità sono dati solitamente nella forma: valore \pm (errore statistico) \pm (errore sistematico), a meno che sia diversamente indicato.

Per elettroni si intende sia elettroni di carica negativa che positroni (elettroni di carica positiva).

Alla presente tesi è allegato un CD-ROM con i programmi scritti per realizzare questa tesi, una guida al loro uso, una guida pratica alla realizzazione dell'analisi, la presente tesi in formato LATEX, ps e pdf.

Nonostate questo lavoro sia scritto in italiano troverete tutte le tabelle, i grafici e l'abstract iniziale in inglese. Questo per rendere universali gli oggetti più significativi di una analisi, che sono, appunto, grafici, tabelle e numeri.

Le referenze che troverete nella Bibliografia possono essere raggiunte ai seguinti indirizzi internet:

Phys. Rev. Lett.: (Physical Review Letters) http://prl.aps.org/

arXiv (hep-ex, hep-ph, ...): http://xxx.lanl.gov/

CDF notes: http://www-cdf.fnal.gov/internal/notes/notes.html

Infine abbiamo cercato di rendere questo lavoro piuttosto didattico per poter essere compreso anche da un giovane laureando, pur rimanendo nei canoni formali di una tesi di laurea.

Capitolo 1

Teoria

Il *Modello Standard* (SM) è una teoria che descrive, nel limite di interazione gravitazionale trascurabile, la fisica delle particelle elementari. Insieme alla *Teoria della Relatività Generale* forma un binomio che rappresenta la più alta conquista dell'uomo nella ricerca di una teoria unica e sintetica che descriva tutti i fenomeni osservati sperimentalmente.

In questo Capitolo si farà un breve sommario dei concetti fondamentali dello SM, si faranno cenni alla fisica dei getti adronici, e si descriverà il modo di produzione dei bosoni Z^0 e W^{\pm} nei collisionatori $p\bar{p}$ dando le predizioni teoriche delle sezioni d'urto di questi processi e del loro rapporto.¹

1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard è una teoria di campo quantistico (QFT) che descrive le proprietà e le interazioni delle particelle elementari. Tali particelle si dividono in fermioni di spin 1/2, descritti dai campi di materia, e bosoni di spin 1, descritti dai campi di forze. Le forze in gioco sono l'interazione debole, mediata da W^+ , W^- e Z^0 , l'interazione forte, mediata da 8 gluoni (g), e l'interazione elettromagnetica, mediata dal fotone (γ). Infine, per poter attribuire una massa alle particelle W^+ , W^- e Z^0 , che altrimenti avrebbero avuto massa nulla, è prevista la presenza di un ulteriore campo

¹Per una panoramica sullo SM e sulla QCD nei collisionatori $p\bar{p}$ si veda [32] e [33].

Capitolo 1. Teoria

di forza, detto *campo di Higgs*, le cui particelle mediatrici, i *bosoni di Higgs*, ancora non sono state rivelate sperimentalmente.

I campi di materia si dividono in *quark* e *leptoni*, a loro volta divisi in tre famiglie composte da due elementi ciascuna. I quark sono soggetti a tutte le tre forze descritte dallo SM, mentre i leptoni alla interazione elettromagnetica e debole.

Nelle tabelle 1.1 e 1.2 trovate rispettivamente l'elenco dei fermioni elementari, leptoni e quark, e dei bosoni elementari.

Leptons	mass	Quarks	mass
$\left(\begin{array}{c}\nu_e\\e\end{array}\right)$	$< 3~{\rm eV/c^2}$ 0.511 MeV/c ²	$\left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array}\right)$	$1.5 - 4.5 \text{ MeV/c}^2$ $5 - 8.5 \text{ MeV/c}^2$
$\left(egin{array}{c} u_\mu \\ \mu \end{array} ight)$	$< 0.19 \ {\rm MeV/c^2} \\ 105.66 \ {\rm GeV/c^2}$	$\left(\begin{array}{c}c\\s\end{array}\right)$	$1 - 1.4 \ {\rm MeV/c^2}$ $80 - 155 \ {\rm GeV/c^2}$
$\left(\begin{array}{c}\nu_{\tau}\\\tau\end{array}\right)$	$< 18.2 \ { m MeV/c^2}$ $1.777 \ { m GeV/c^2}$	$\left(\begin{array}{c}t\\b\end{array}\right)$	$\begin{array}{c} 174.3 \ {\rm GeV/c^2} \\ 4.0-4.5 \ {\rm GeV/c^2} \end{array}$

Tabella 1.1: Le famiglie e le masse fermioniche, come riportate nel Review of Particle Physics (2004) [31].

1.1.1 Le teorie di gauge

Una *teoria di gauge* è una teoria di campo descritta da una densità di lagrangiana invariante sotto *trasformazioni di gauge*, cioè sotto trasformazioni dei campi che devono risultare continue, formanti un gruppo e *locali* (cioè dipendenti dalle coordinate). Una tale densità di lagrangiana si dice *simmetrica* rispetto a quel gruppo di trasformazioni. Fisicamente, dire che una teoria di campo è invariante di gauge sotto un certo gruppo di trasformazioni, significa dire che tutte le *osservabili* sono invarianti rispetto alle trasformazioni di quel gruppo. Da qui la parola *simmetrica*.

Bosoni	interazione	massa	q
Bosoni vettori			
W^+	Weak	$80.423 \pm 0.0039~{\rm GeV/c^2}$	+1
W^{-}	Weak	$80.423 \pm 0.0039~{\rm GeV/c^2}$	-1
Z^0	Weak	$91.1876 \pm 0.0021~{\rm GeV/c^2}$	0
γ	QED	0	0
g	QCD	0	0
Bosoni scalari			
H	Yukawa	$> 114.4 \text{ GeV}/c^2 95\% \text{ CL}$	0

Tabella 1.2: Masse misurate dei bosoni dello SM, come riporate nel Review of Particle Physics (2004) [31]. Nell'ultima colonna viene riportata la carica elettrica.

Nel costruire una teoria di gauge relativistica si richiede inoltre che la densità di lagrangiana della teoria sia invariante sotto *trasformazioni di Lorentz*. Infine, nel caso di una QFT, si procede ad una quantizzazione dei campi.

Il generico elemento U di un gruppo unitario continuo G di trasformazioni di dimensione N può essere scritto come:

$$U(g(x)) = e^{i\sum_{a}g_{a}(x)\lambda_{a}} \simeq I + i\sum_{a}g_{a}(x)\lambda_{a}$$

ove $g_a(x)$ sono parametri continui dipendenti dalle coordinate che descrivono il gruppo, le λ_a sono i generatori del gruppo e dove *a* è pari alla dimensione del gruppo, cioè *N*. I generatori obbediscono alla seguente regola di anticomutazione:

$$[\lambda_a, \lambda_b] = i \sum_{c=1}^N f_{abc} \lambda_c$$

ove f_{abc} sono dette costanti di struttura.²

Solitamente si procede a scrivere una densità di lagrangiana che descriva campi di materia liberi e successivamente si impone l'invarianza di tale den-

 $^{^{2}}$ Queste relazioni permettono di costruire un'algebra di Lie del gruppo delle trasformazioni in esame.

sità rispetto ad un certo gruppo di simmetria. Questo comporta la sostituzione della derivata (che deve essere presente per descrivere particelle libere) con la *derivata covariante*, che comporta l'introduzione di nuovi campi:

$$\partial_{\mu} \longrightarrow D_{\mu} = \partial_{\mu} + i A^a_{\mu} \lambda_a$$

ove gli $A_{\mu} = A^a_{\mu} \lambda_a$ sono i nuovi campi introdotti che si trasformano come:

$$A^a_{\mu}(x) \xrightarrow{U} A^a_{\mu}(x) - f^{bca}g^b(x)A^c_{\mu}(x) + \partial_{\mu}g^a(x)$$

Infine bisogna aggiungere alla densità di lagrangiana il termine cinetico relativo a questi nuovi campi, che poi saranno i nostri campi di interazione. Si può dimostrare che uno scalare invariante di Lorentz e invariante rispetto al gruppo di simmetria di gauge scelto, è dato da:

$$\mathscr{L}_{bosons} = Tr \left[F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x) \right] = \frac{1}{2} \left(F_{\mu\nu}(x)^a F_a^{\mu\nu}(x) \right)$$

ove si è sfruttato il fatto che $Tr[\lambda_a \lambda_b] = \frac{1}{2} \delta_{ab}$ e dove

$$F_{\mu\nu} = \left(\partial_{\nu}A_{\mu}(x) - \partial_{\mu}A_{\nu}(x)\right) - i\left[A_{\mu}(x), A_{\nu}(x)\right]$$

che si trasforma come

$$F_{\mu\nu}(x) \xrightarrow{U} U(x)F_{\mu\nu}(x)U^{\dagger}(x)$$

Infine si passa alla quantizzazione della teoria.

Per capire cosa voglia dire quanto detto finora, facciamo il semplice esempio della QED (elettrodinamica quantistica) e successivamente scriveremo la densità di lagrangiana dello SM e le relative trasformazioni di tutti i campi in gioco.

1.1.2 Un semplice esemplo: la QED

La QED è una teoria quantistica dei campi (QFT) per l'elettromagnetismo.

La densità di lagrangiana che descrive la QED^3 è ottenuta in questo modo. Si consideri la densità di lagrangiana, relativisticamente invariante, per i fermioni liberi:

$$\mathscr{L}_{free} = \bar{\Psi}(x) \left(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m_0 \right) \Psi(x)$$

 $^{^3\}mathrm{per}$ semplicità si considerano solo elettroni e positroni

Scegliamo come gruppo delle trasformazioni il gruppo U(1), cioè il gruppo delle trasformazioni di fase.

$$a = 1$$
 $\lambda = I$ $U(x) = e^{-iqg(x)I} \simeq I + iqg(x)I$

Secondo il quale i campi fermionici si trasformano come:

$$\begin{cases} \Psi(x) & \stackrel{U}{\longrightarrow} & \Psi(x)e^{-iqg(x)I} \\ \bar{\Psi}(x) & \stackrel{U}{\longrightarrow} & \bar{\Psi}(x)e^{+iqg(x)I} \end{cases}$$

La derivata viene sostituita dalla derivata covariante:

$$\partial_{\mu} \longrightarrow D_{\mu} = \partial_{\mu} + iqA_{\mu}I$$

da cui:

$$A_{\mu}(x) \xrightarrow{U} A_{\mu}(x) + \partial_{\mu}g(x)$$

Pertanto la nostra densità di lagrangiana, imponendo la simmetria sotto U(1), diventa:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\Psi}(x) \left(i\gamma^{\mu}D_{\mu} - m_{0}\right)\Psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$
$$= \underbrace{\bar{\Psi}(x) \left(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m_{0}\right)\Psi(x)}_{\mathscr{L}_{free}} \underbrace{-q\bar{\Psi}(x)\gamma^{\mu}\Psi(x)A_{\mu}(x)}_{\mathscr{L}_{interaction}} \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x)}_{\mathscr{L}_{bosons}}$$

ove

$$F_{\mu\nu} = (\partial_{\nu}A_{\mu}(x) - \partial_{\mu}A_{\nu}(x))$$

Abbiamo quindi ottenuto una densità di lagrangiana simmetrica sotto U(1) ottenendo la QED. Questa simmetria implica inoltre la conservazione di una quantità come ci dice il *teorema di Emmy Noether*. In questo caso è la carica ad essere conservata. E l'operatore di carica si può dimostrare che è il generatore delle trasformazioni di gauge.

La successiva quantizzazione della teoria è realizzata tramite la costruzione di generatori di funzioni di Green, la cui trattazione esula però da questo lavoro, data la sua notevole complessità.

1.1.3 La densità di lagrangiana del Modello Standard

Lo SM è una teoria di gauge invariante rispetto al gruppo non-abeliano $SU(3)_{color} \otimes SU(2)_{weak} \otimes U(1)_{hypercharge}$.

La densità di lagrangiana che descrive l'interazione elettrodebole è data da:

$$\mathscr{L} = -\frac{1}{4} \Sigma_A W^A_{\mu\nu} W^{A\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \bar{\Psi}_L i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \Psi_L + \bar{\Psi}_R i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \Psi_R \quad (1.1)$$

ove:

- Ψ_L e Ψ_R sono gli spinori che rappresentano le componenti chirali dei campi di materia;
- $W^A_{\mu\nu} = \partial_{\mu}W_{\nu} \partial_{\nu}W_{\mu} g\epsilon_{ABC}W^B_{\mu}W^C_{\nu}$ con W^A campo di Gauge con costante di accoppiamento g, ed ϵ_{ABC} tensore antisimmetrico di Levi-Civita;
- $B_{\mu\nu} = \partial_{\mu}B_{\nu} \partial_{\nu}B_{\mu}$ con B campo di Gauge con costante di accoppiamento g';

•

$$\mathcal{D}_{\mu}\Psi_{L,R} = \left[\partial_{\mu} + ig\Sigma t^{A}_{L,R}W_{A\mu} + ig'\frac{1}{2}Y_{L,R}B_{\mu}\right]\Psi_{L,R} \qquad (1.2)$$

derivata di Gauge dei campi, con $t_{L,R}^A \in Y_{L,R}$ generatori rispettivamente della simmetria SU(2) ed U(1);

La densità di lagrangiana che descrive l'interazione forte è data da :

$$\mathscr{L} = -\frac{1}{4} F^{A\mu\nu} F^A_{\mu\nu} + \Sigma_{i=1,n_f} \bar{q}_j (\mathcal{D}_\mu \gamma^\mu - m_j) q_j \tag{1.3}$$

ove:

- q_j sono i campi dei quark con i loro sapori (n_f) e con masse m_j ;
- \mathcal{D}_{μ} è la derivata di Gauge $\mathcal{D}_{\mu} = \partial_{\mu} + ig_s t^A A^A_{\mu}$ (con A^A che rappresentano gli 8 campi gluonici, t^A sono i generatori del gruppo, e g_s è la costante di accoppiamento forte).

Il calcolo di quantità non banali tramite questa teoria non può essere fatto analiticamente. Per questo motivo si usano delle espansioni perturbative per i termini che comportano queste difficoltà di calcolo, cioè i termini di interazione fra i campi. Ogni ordine perturbativo dà luogo ad una serie di integrali che possono essere rappresentati graficamente, in corrispondenza biunivoca, con dei grafi, detti grafici di Feynman. Se da un lato l'uso di calcoli approssimati ci aiuta a stimare quantità non calcolabili analiticamente, dall'altro ci pongono di fronte ad una serie di integrali divergenti. Questo problema è tipico delle teorie di campo, e può essere aggirato, sotto alcune ipotesi, tramite una procedura chiamata *Rinormalizzazione*. Le divergenze vengono "riassorbite" con una opportuna redifinizione delle costanti della teoria (masse, cariche, costanti di accoppiamento).

1.1.4 Il meccanismo di Higgs

Le teorie che si costruiscono per descrivere le interazioni tra particelle fondamentali sono caratterizzate da simmetrie che, tramite l'anologo quantistico del teorema di Noether classico, impongono la conservazione di alcune quantità. Vi sono dei casi, detti di "rottura spontanea di simmetria", in cui la simmetria della teoria non si riflette a livello dinamico sugli stati; questo accade quando lo stato fondamentale non è invariante sotto la simmetria stessa.

Se accadesse questo e se fossimo sotto una serie di ipotesi che però non vengono soddisfatte nel Modello Standard, il teorema di Goldstone implicherebbe la comparsa di un bosone di massa nulla nella teoria. Dalla ipotesi però di un vuoto non invariante sotto simmetria continua nasce un meccanismo⁴, detto di Higgs, che porta anch'esso alla presenza di un bosone, ma massivo.

Introdurre quindi l'ipotesi che lo stato di vuoto non sia invariante sotto la simmetria di gauge dello SM e verificando la presenza del meccanismo di Higgs, potrebbe spiegare come mai 3 dei 4 bosoni previsti dalla teoria elettrodebole abbiano, come si evince da misure sperimentali, massa. La massa infatti non può essere introdotta tramite una semplice teoria di gauge a meno di rompere l'invarianza stessa.

Ora vedremo che il tentativo di introdurre un meccanismo di Higgs nella teoria porta effettivamente lo SM a descrivere come massivi i bosoni dell'interazione debole: W^+ , W^- e Z^0 .

 $^{{}^{4}}$ Si usa la parola meccanismo perché, contrariamente al teorema di Goldstone, non si può prevedere se esso si verifichi o meno in una teoria che abbia uno stato di vuoto non invariante, ma deve essere verificato di volta in volta.

La forma tipica del potenziale di Higgs è data da:

$$V(\phi^{\dagger}\phi) = \mu^2 \phi^{\dagger}\phi + \lambda (\phi^{\dagger}\phi)^2 \tag{1.4}$$

ove ϕ sono i doppietti sotto SU(2) dei campi scalari di Higgs; in questa espressione di potenziale $\lambda > 0$ in modo da garantire la limitatezza inferiore della teoria, mentre, nonostante il nome, μ^2 , per avere la non invarianza del vuoto, deve essere < 0. Il minimo del potenziale è dato da:

$$|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2 \cdot \lambda} = \frac{v^2}{2}; \tag{1.5}$$

ove v^2 è il valore di aspettazione del vuoto; volendo sviluppare la teoria intorno ad uno dei possibili vuoti si sceglie:

 $\phi_1 = v^2; \ \phi_2 = \phi_3 = \phi_4 = 0 \ ;$

e si introducono delle nuove variabili di campo:

 $\eta_1 = \phi_1 - v; \ \eta_2 = \phi_2.$

La forma del potenziale di Higgs è mostrata in Figura 1.1.

Scegliendo uno dei possibili vuoti della teoria e sviluppando i calcoli intorno a questo stato di minimo lungo le sole due direzioni indipendenti possibili, si può vedere come la simmetria della lagrangiana viene "nascosta", come compaia un termine per una particella scalare massiva (il bosone di Higgs: spostamento lungo le linee di corrente del potenziale), come appaia un bosone di Goldstone (dovuto alla spostamento lungo stati di vuoto equivalenti) non fisico, che può essere rimosso tramite una trasformazione di gauge unitaria dando luogo al cosidetto meccanismo di Higgs, cioè alla comparsa di un nuovo grado di libertà longitudinale dei bosoni non massivi, attribuendogli quindi una massa.

Il meccanismo di Higgs non solo spiega la massa dei bosoni W^{\pm} e Z^{0} , ma , accoppiando il campo di Higgs con i campi di materia dei fermioni, introduce anche le masse fermioniche; questo accoppiamento tra i campi è parametrizzato dalle costanti di accoppiamento di Yukawa, differenti per ogni fermione e proporzionali alla massa del fermione stesso.



Figura 1.1: Potenziale di Higgs nel caso in cui $\lambda > 0$ e $\mu^2 < 0$.

1.1.5 Parametri del Modello Standard

Lo SM contiene 19 parametri liberi, cioè non prevedibili all'interno della teoria, che quindi devono essere misurati sperimentalmente⁵:

- le costanti di accoppiamento delle 3 interazioni (g, g', g_s) ;
- due parametri per il potenziale di Higgs (μ^2, λ) ;
- le 3 masse dei leptoni massivi e le masse dei 6 quark;
- i 4 parametri della matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), matrice che descrive il mixing tra i quark.
- l'angolo di violazione di CP per le interazioni forti (theta angle).⁶

Il fatto che ci sono ancora molte cose dello SM non ben definite e controllate sperimentalmente, rende questa una teoria ancora da finalizzare.

 $^{^5{\}rm I}$ paramentri liberi ammontano a 26 se si ipotizzano neutrini massivi. (3 masse per i neutrini e 4 parametri per l'analogo leptonico della matrice CKM)

 $^{^{6}}$ Il suo valore sembra essere pari a zero. Questo fatto porta spesso a dire che i parametri liberi dello SM sono 18.

1.2 QCD e Collisionatori Adronici

La QCD (quantocromodinamica) descrive la dinamica delle particelle sottoposte all'interazione forte, ovvero dei gluoni e dei quark; queste particelle si trovano in stati di aggregazione caratterizzati da avere carica di colore neutra.

1.2.1 Modello a partoni

Alle energie in cui operano i collisionatori adronici le interazioni sono descritte dalla QCD perturbativa, per calcolare le sezioni d'urto dei processi si utilizza il modello a partoni che descrive la collisione tra adroni. Il Modello a partoni si basa sulla ipotesi che, sotto certe condizioni, una particella che interagisce con un adrone in realtà lo vede come un partone, cioè come una particella libera non confinata. Questo situazione si verifica nel momento in cui una particella interagisce con l'adrone con $Q^2 >> m_{adrone}^2$. Difatti α_s , cioè la costante di accoppiamento delle interazioni forti, descresce rapidamente con l'aumentare di Q^2 .

Per poter fare delle predizioni delle sezioni d'urto si utilizzano le **PDF** (parton density function) funzioni che rappresentano la probabilità che all'interno di un adrone si trovi un partone che trasporta una frazione $x + \delta x$ dell'impulso totale dell'adrone stesso. Le PDF vengono poi utilizzate nei programmi Monte Carlo per descrivere interazioni di tipo $p\bar{p}$ o pp ad alta energia.

1.2.2 La fisica dei jet

Cascata partonica

Nell'interazione tra partoni si formano dei processi con cascate partoniche, come nell'esempio mostrato in Figura 1.2. Le cascate partoniche che si sviluppano danno vita a stati finali a multi-jet.



Figura 1.2: Disegno schematico di una cascata partonica (le linee dritte rappresentano i quark, mentre quelle ondulate rappresentano i gluoni).

Adronizzazione

I processi di cascata partonica sono descritti tramite l'emissione di partoni da parte di altri partoni che si trovano all'interno degli adroni che collidono; le particelle con carica di colore, però, non possono esistere in natura se non confinate in particelle di colore neutro. Le particelle con colore devono allora organizzarsi in adroni: questo processo è detto adronizzazione o frammentazione. Questo processo non è completamente compreso ed esistono diversi modelli che tentano una descrizione dell'organizzazione di partoni in stati finali osservabili.

- Modello di frammentazione indipendente Questo modello, proposto da Field e Feynmann, si basa sull'ipotesi che ogni partone (q) adronizzi indipendentemente dalla presenza degli altri partoni. L'algoritmo di frammentazione si basa sul combinare il quark che adronizza con un antiquark ($\overline{q'}$) proveniente da una coppia $q'\overline{q'}$ formatasi dal vuoto; la coppia combinata $q\overline{q'}$ forma un mesone con impulso che è frazione dell'impulso (z) del quark iniziale, mentre il quark rimanente q' ha impulso 1-z che gli permette a sua volta di adronizzarsi. Il processo si interrompe quando l'energia non è sufficiente alla creazione di adroni.
- Modello delle stringhe I quark sono confinati all'interno di strutture di colore neutro, allora, quando un quark (q) ed il suo antiquark (\bar{q}) si allontanano le linee di colore tra i 2 si allungano: questo è il principio utilizzato per il modello di adronizzazione a stringhe.

Le linee di forza dell'interazione forte si possono pensare confinate lungo un tubo parallelo alla direzione del partone e con diametro circa uguale alla grandezza dell'adrone (~1fm); assumendo una distribuzione uniforme delle linee di forza all'interno del tubo, il potenziale forte risulta essere lineare all'interno del tubo. Quando l'energia dellee linee di forza, dette stringhe, è sufficiente (l'energia aumenta all'allontanarsi del quark dal suo antiquark) si formano delle coppie $q'\overline{q'}$ dal vuoto ; la stringa allora si spezza formando 2 singoletti di colore $q\overline{q'}$ e $q'\overline{q}$ che hanno meno energia della coppia iniziale. Questo procedimento prosegue fin quando la massa invariante delle stringhe è tale da permettere delle successive rotture in singoletti di colore.

Il modello a stringhe è alla base della simulazione del generatore Monte Carlo Pythia.

Modello di clusterizzazione Il modello di clusterizzazione si fonda anch'esso sull'idea del confinamento dei quark; dato il confinamento, in una cascata partonica, porta a teorizzare partoni vicini di colore opposto, allora i quark e gli antiquark possono essere direttamente organizzati in cluster (gruppi) di colore neutro, mentre i gluoni sono divisi in coppie $q\bar{q}$ prima che si formi una particella di colore. Il modello di clusterizzazione è alla base della simulazione di un altro generatore Monte Carlo: Herwig.

Jet Adronici

Nelle interazioni adroniche ad alta energia, le cascate partoniche e i processi di adronizzazione originati dalle collisioni adroniche si manifestano, nello stato finale, come fasci collimati di particelle detti getti adronici o jet. Questi fasci di particelle devono essere clusterizzati per poi poter trattare gli aspetti dinamici degli eventi in cui compaiono. I modelli di clusterizzazione sono vari, ma la cosa fondamentale è che siano algoritmi stabili, facilmente applicabili alle condizioni sperimentali e non divergenti nell'infrarosso. Quello che vogliamo ottenere è una corrispondenza quanto più possibile biunivoca tra jet e cascata partonica. Nella analisi fatta in questa tesi l'algoritmo di clusterizzazione utilizzato è l'argoritmo di cono.

L'algoritmo di cono si basa sull'ipotesi che, particelle vicine nello spazio, siano generate dallo stesso partone; quindi, in questo algoritmo, le particelle che si trovano all'interno di un cono di un dato raggio R nello spazio $\eta - \phi$ sono aggregate insieme. La procedura inizia construendo un gruppo di particelle intorno ad un centro, quindi si calcola il centro pesato dalle energie delle particelle e si costruisce un nuovo gruppo attorno a questo nuovo centro. Questo metodo viene iterato fino a quando il centro non è stabile. Le particelle sono descritte da quadri-vettori non massivi, ed il quadri-vettore del jet è definito da:

$$E_T^{jet} = \Sigma_p E_T^p; \qquad \eta^{jet} = \frac{1}{E_T^{jet}} \Sigma_p E_T^p \eta^p; \qquad \phi^{jet} = \frac{1}{E_T^{jet}} \Sigma_p E_T^p \phi^p. \tag{1.6}$$

1.3 Produzione del W^{\pm} e dello Z^0 e predizioni su *R*

Al Tevatron i bosoni W^{\pm} e Z^0 vengono prodotti nell'interazione $p\overline{p}$; questo è un processo elettrodebole che avviene, al primo ordine, tramite la annichilazione di un quark (antiquark) ed un altro quark di carica diversa per il W^{\pm} (tipicamente $u \in d$) e tramite l'annichilazione di un quark ed il suo antiquark per lo Z^0 . Visto che per questi bosoni la larghezza è piccola rispetto alla massa ($\Gamma_Z = 2.49$ GeV, $M_Z = 91.19$ GeV, $\Gamma_W = 2.21$ GeV, $M_W = 80.43$ GeV), la sezione d'urto del processo può essere calcolata nel caso di particelle stabili. La sezione d'urto può essere scritta come:

$$\sigma_{p\bar{p}\to X} = \Sigma_i \int f_i^p(x_1) f_i^{\bar{p}}(x_2) \hat{\sigma}_{q\bar{q}'\to X} dx_1 dx_2 \tag{1.7}$$

ove la somma è fatta sui sapori dei quark, $f_i^p(x)$ ($f_i^{\bar{p}}(x)$) rappresenta la probabilità di avere un quark (antiquark) che trasporta una frazione x dell'impulso del partone da cui deriva, X è il generico bosone e $\hat{\sigma}_{q\bar{q}\to X}$ si può scrivere come:

$$\hat{\sigma}_{q\bar{q}\to X} \sim \pi \sqrt{2} G_F M_X^2 \delta(\hat{s} - M_X^2); \qquad (1.8)$$

ove G_F è la costante di Fermi e $\hat{s} = x_1 x_2 \sqrt{s}$ (con \sqrt{s} energia nel centro di massa del sistema protone-antiprotone e x_1 ed x_2 frazioni di impulso del protone e dell'antiprotone trasportati dai quark).

In questa tesi si è interessati al solo decadimento in elettrone e neutrino del W^{\pm} e in elettroni del bosone Z^0 ; il contributo di questi canali alla larghezza totale di decadimento del corrispondente bosone è di circa 10.8% per il W e 3.4% per lo Z^0 , i contributi di questo e degli altri possibili canali sono mostrati in Tabella 1.3 e 1.4.

Canali di decadimento	Branching Ratio
$e\nu$	$(10.72 \pm 0.16)\%$
μu	$(10.57 \pm 0.22)\%$
au u	$(10.74 \pm 0.27)\%$
adroni	$(67.96 \pm 0.35)\%$

Tabella 1.3: Branching ratio misurati del bosone W^{\pm} [31].

Canali di decadimento	Branching Ratio
e^+e^-	$(3.363 \pm 0.004)\%$
$\mu^+\mu^-$	$(3.366 \pm 0.007)\%$
$\tau^+\tau^-$	$(3.370 \pm 0.008)\%$
$ u \overline{ u}$	$(20.00 \pm 0.06)\%$
adroni	$(69.91 \pm 0.06)\%$

Tabella 1.4: Branching ratio misurati del bosone Z^0 [31].

La sezione d'urto calcolata teoricamente seguendo la Formula 1.8 (relativa ai diagrammi all'ordine zero in α_{strong}) è differente dalla misura sperimentale e questo indica che vi sono importanti contributi dagli ordini successivi; vista la forza della costante di accoppiamento dell'interazione forte e vista la natura dello stato iniziale $(p\bar{p})$ gli effetti maggiori verranno da correzioni QCD. Le correzioni possono essere di 2 tipi: virtuali o reali. Le correzioni virtuali sono quelle in cui gli stati iniziali e finali sono gli stessi ma un partone, durante il processo, viene creato e riassorbito; le correzioni reali sono quelle in cui lo stato finale ha un partone in più. In Figura 1.3 e 1.4, mostriamo i possibili diagrammi in Feynman per i primi ordini perturbativi.

La predizione teorica delle sezioni d'urto inclusive a $\sqrt{s} = 1.96TeV$ al NNLO è ([38]):

$$\sigma(p\bar{p} \to W^{\pm})Bf(W^{\pm} \to e^{\pm}\nu) = (2687 \pm 54)pb$$

$$\sigma(p\bar{p} \to Z^{0})Bf(Z^{0} \to e^{+}e^{-}) = (251.3 \pm 5.0)pb$$

Il valore teorico aspettato di $R_{\geq 0}$ a $\sqrt{s} = 1.96TeV$ è ([35]):

$$R_{\geq 0} = 10.69 \pm 0.08$$

Senza entrare in dettaglio vogliamo giustificare questo risultato. Si noti innanzitutto che a numeratore c'è la somma di due contributi identici, dovuti alla presenza sia del W^+ che W^- , che quindi porta ad un fattore 2. Inoltre il diverso accoppiamento che hanno i bosoni con i quark porta ad un altro fattore (~ 1.7). Infatti possiamo scrivere:

$$\sigma(q\bar{q}' \to W^+) = k \cdot G_F M_W^2 |V_{qq'}|^2 \,\delta(s - M_W^2)$$

$$\sigma(q\bar{q} \to Z^0) = k \cdot G_F M_Z^2 |V_q^2 + A_q^2| \,\delta(s - M_Z^2)$$

ove G_F è la costante di Fermi, *s* è pari a $x_1x_2\sqrt{s}$ con x_1 e x_2 frazioni dell'impulso portato dal quark e \sqrt{s} energia del centro di massa, M_W e M_Z sono le masse dei bosoni vettori, $V_{qq'}$ è l'elemento della matrice CKM, V_q e A_q sono i termini vettoriali e assiali dell'interazione debole per lo Z^0 . Moltiplicando infine per il rapporto tra i "Branching fractio" si ottiene un altro fattore (~ 3.1).

Non conosco predizioni di $R_{\geq 1}$ ma in linea teorica, dato che la produzione di jet adronici nei processi in esame non è correlata al tipo di bosone, mi aspetto che il rapporto rimanga costante al variare del numero di jet.

In realtà una dipendenza dal tipo di bosone c'è ed è correlata all'energia in gioco. Consideriamo trascurabile, rispetto agli altri quark, la probabilità di avere un quark t nello stato iniziale. Se abbiamo un quark b (quark del mare) i diagrammi di Feynman che contengono un W sono soppressi, rispetto a quello con lo Z, perché hanno bisogno di un quark t nello stato finale. Da notare che questa asimmetria scompare nel caso in cui i quark non abbiano massa o abbiano tutti la stessa massa.



Figura 1.3: Diagrammi di Feynman per la produzione del bosone W^{\pm} . Nella prima riga trovate i diagrammi relativi al contributo virtuale all'ordine zero e due in α_{strong} , nelle altre trovate l'ordine uno. Non sono rappresentati i diagrammi con radiazione iniziale (finale) dato che si ottengono semplicemente aggiungendo una linea gluonica alle linee entranti (uscenti).



Figura 1.4: Diagrammi di Feynman per la produzione del bosone Z^0 . Nella prima riga trovate i diagrammi relativi al contributo virtuale alll'ordine zero e due in α_{strong} , nelle altre trovate l'ordine uno. Non sono rappresentati i diagrammi con radiazione iniziale (finale) dato che si ottengono semplicemente aggiungendo una linea gluonica alle linee entranti (uscenti).

Capitolo 2

L'esperimento

Al Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*), località nei pressi di Chicago in Illinois, dove è stato costruito l'acceleratore Tevatron, si trova il CDF (*Collider Detector at Fermilab*), il rivelatore utilizzato nell'analisi presentata in questa tesi. Al FNAL viene utilizzata una catena di acceleratori che permette di produrre e far collidere protoni ed antiprotoni, ad una energia nel centro di massa pari a 1,96 TeV. Ad oggi, quello utilizzato al Fermilab, è il più energetico collisore di particelle.



Figura 2.1: Foto della catena di acceleratori a Fermilab

La maggior parte delle informazioni di questo Capitolo sono state prese da

[30].

2.1 Il complesso degli acceleratori



FERMILAB'S ACCELERATOR CHAIN

Figura 2.2: Disegno shematico della catena di acceleratori

Per accelerare i fasci collidenti di protoni ed antiprotoni fino ad un'energia di circa 1 TeV, si utilizza una catena di acceleratori il cui schema è mostrato in Figura 2.2; in questo Paragrafo vengono illustrati i vari componenti del collisore.

2.1.1 Gli acceleratori Cockcroft-Walton, Linac e Booster

Nel *Cockcroft-Walton* (Figura 2.3), innanzitutto, viene ionizzato idrogeno gassoso per formare ioni negativi, ognuno consistente di due elettroni ed un protone, che vengono poi accelerati linearmente attraverso costanti salti di voltaggio, e raggiungono così un'energia pari a 750 keV.

Gli ioni negativi vengono iniettati nel *Linac* (Figura 2.3), un'acceleratore lineare di circa 1500 metri, dove, tramite campi elettrici oscillanti, vengono accelerati fino a 400 MeV. Questi ioni vengono poi mandati su un foglio di carbone dove gli elettroni vengono rimossi, si hanno quindi protoni.


Figura 2.3: Sulla destra foto dell'acceleratore Cockcroft-Walton, sulla sinistra foto del Linac

A questo punto le particelle vengono passate al *Booster*, uno dei sincrotoni utilizzati a Fermilab, che ha una circonferenza di 475 metri. Qui i protoni sono costretti tramite l'azione dei dipoli magnetici a muoversi su un'orbita circolare (altri magneti utilizzati negli acceleratori sono i quadrupoli ed i sestuploi che permettono la focalizzazione dei fasci di particelle e d eventuali correzioni ottiche) e, nel corso delle circa 20000 rivoluzioni compiute, grazie ai campi elettrici applicati, raggiungono un'energia pari a 8 GeV.

2.1.2 Il Main Injector

Il Main Injector, sincrotrone con una circonferenza di 3 km, ha varie funzioni:

- accelerare i protoni da 8 GeV a 150 GeV e mandarli nel Tevatron,
- accelerare protoni di 120 GeV che servono per la produzione degli antiprotoni,
- accelerare gli antiprotoni ricevuti dall'*Antiproton Source* fino a 150 GeV e madarli al *Tevatron*.

Inoltre, all'interno del tunnel del *Main Injector*, proprio al di sopra del fascio, è installato l'*Antiproton Recycler*; questo apparato serve sia come un

Capitolo 2. L'esperimento

post-Accumulator Ring (così l'Accumulator Ring - Paragrafo 2.1.4 - lavora al suo massimo regime avendo sempre spazio per gli antiprotoni), sia per immagazzinare gli antiprotoni che tornano dal *Tevatron* per poi poterli riutilizzare re-iniettandoli nel *Tevatron* stesso. L'Antiproton Recycler non è ancora in funzione.

2.1.3 Il Tevatron

Il *Tevatron*, che è stato il primo sincrotrone con magneti superconduttivi ad essere costruito e che ha iniziato a funzionare nel 1983, riceve protoni ed antiprotroni dal *Main Injector*, che è uno dei nuovi elementi del RunII, e li accelera fino a circa 1 TeV. I protoni e gli antiprotroni, che circolano nel sincrotone in direzioni opposte a soli 320 km all'ora in meno della velocità della luce, sono divisi in pacchetti che si incontrano circa ogni 396 ns al centro dei due rivelatori (D0 e CDF), posti nel tunnel del *Tevatron*.

2.1.4 La produzione di antiprotroni



Figura 2.4: La produzione di antiprotoni

Il Main Injector passa pacchetti di protoni a 120 GeV all'Antiproton Source dove queste particelle vengono mandate su un bersaglio di nichel. Questa collisione produce una grande varietà di particelle tra cui antiprotoni; questi sono focalizzati e selezionati tramite lenti magnetiche di litio e campi magnetici (Figura 2.4).

Gli antiprotoni prodotti hanno però uno spettro di energia molto largo, difficile da trattare in un acceleratore, quindi i bunch devono essere in qualche modo *cambiati*.

A questo punto gli antiprotoni vegono mandati al *Debuncher* che, tramite la tecnica del raffreddamento stocastico ed utilizzando campi magnetici, ne restringe lo spettro di energia mentre ne aumenta lo spettro spaziale producendo così un fascio continuo di particelle (Figura 2.5). Questo fascio viene quindi mandato all'*Accumulator Ring* dove, tramite il raffreddamento stocastico, gli antiprotoni vengono ulteriolmente focalizzati e divisi in pacchetti (*bunch*). Quando è stato accumulato un numero sufficiente di antiprotoni questi vengono mandati nel *Main Injector*.

Uno dei vantaggi nell'utilizzare gli antiprotoni è che essi, avendo carica opposta ai protoni, viaggeranno in senso opposto a questi ultimi sotto la forza magnetica e questo permette di avere un solo set di magneti; l'altro è che, per energie di collisione fino a circa 3 TeV, la frequenza di produzione di alcuni processi è maggiore nella collisione protone-antiprotone rispetto a quella protone-protone.

2.1.5 I bunch

Un parametro fondamentale negli esperimenti di collisione è la luminosità , ovvero, in pratica, il numero di collisioni che avvengono nell'unità di tempo (misura in $cm^{-2}s-1$). La luminosità per un collisore prtone-antiprotone è data da:

$$\mathcal{L} \sim \frac{f B N_p N_{\bar{p}}}{2\pi (\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} \tag{2.1}$$

ove: f è la frequenza di rivoluzione; B è il numero di pacchetti in ogni fascio; N_p $(N_{\bar{p}})$ è il numero di protoni (antiprotoni) per pacchetto; $\sigma_p \in \sigma_{\bar{p}}$ è la misura dell'area della distribuzione trasversale del fasci nel punto di collisione ($\sigma_p \sim \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2}$). La luminosità integrata totale, che include il periodo di tempo di questa analisi, è mostrata nella Figura 2.6, dove è espressa in pb^{-1} .

All'aumentare della luminosità aumenta il numero di interazioni e questo in realtà ha un effetto negativo sull'abilità del rivelatore di interpretare i dati; l'effetto sullo strumento è determinato anche dal numero di pacchetti nei fasci. Il *bunch spacing* (ovvero il tempo che intercorre tra due collisioni successive), che è inversamente proporzionale al numero dei pacchetti, definisce una costante globale di tempo per l'integrazione del segnale, per l'acquisizione dei dati e per il tempo di trigger; quindi converrebbe avere un basso numero di pacchetti in modo da avere a disposizione un tempo sufficiente per



Figura 2.5: Cambiamento dello spettro in energia e tempo degli antiprotoni grazie al Debuncher; dall'alto in basso si ha il cambiamento di spettro di un bunch sotto i campi magnetici del Debuncher.



Figura 2.6: Luminosità integrata.

la risposta del rivelatore. Allo stesso tempo, però, il numero dei pacchetti, insieme con la luminosità, definisce il numero medio di interazioni sovrapposte in una data collisione, quindi converrebbe, fissata la luminosità, per mantenere basso il numero di interazioni sovrapposte, aumentare il numero di pacchetti per fascio. Tenendo conto di entrambi questi effetti, al *Tevatron* si utilizzano 36×36 bunch in modo che, ad una luminosità istantanea di circa 4×10^{31} cm⁻²s⁻¹, si abbia in media una sola interazione per bunch crossing.

2.2 Il rivelatore CDF

Il rivelatore CDF (Figura 2.7) è un rivelatore con magnete solenoidale che combina un preciso sistema di tracciamento per particelle cariche, un sistema calorimetrico ed un rivelatore muonico. Il solenoide genera un campo magnetico di 1,4 T parallelo all'asse del fascio. Il sistema di tracciamento è contenuto all'interno del magnete, mentre sia il sistema muonico che il calorimetro si trovano all'esterno del solenoide. In Figura 2.8 è riportato il



Figura 2.7: Il rivelatore CDF



Figura 2.8: Disegno della sezione longitudinale del CDF

disegno della sezione longitudinale del rivelatore. A CDF si usa un sistema di coordinate destrogiro (Figura 2.9) centrato nel rivelatore, dove l'angolo polare θ è misurato rispetto alla direzione dei protoni, indicata dall'asse z; l'angolo azimutale ϕ è definito sul piano trasverso a questa direzione - piano su cui si trova anche il piano x-y - ed è misurato rispetto all'asse delle x, asse che si allontana dal centro del Tevatron. La pseudo-rapidità è definita come:

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right].\tag{2.2}$$

Si definisce anche la variabile:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2} \tag{2.3}$$

che serve per definire un criterio, ad esempio, di isolamento classificando come vicine le particelle contenute, nel piano $\eta - \phi$, entro una circonferenza di raggio ΔR .



Figura 2.9: Il sistema di coordinate utilizzato a CDF

2.2.1 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento del CDF è mostrato in Figura 2.10. Le particelle che arrivano nella regione centrale del rivelatore ($|\eta| < 1$) vengono misurate da una camera a deriva (COT) all'interno della quale si trova un rivelatore al silicio(SVXII, ISL e L00, illustrati in questo paragrafo) che permette di misurare anche la zona ove $1 < |\eta| < 2$ (regione *forward*). Un rivelatore di vertice (SVXII) stabilisce la risoluzione del parametro d'impatto (ovvero la distanza sull'asse trasverso rispetto alla direzione di moto tra le

Capitolo 2. L'esperimento

particelle interagenti), altri due strati di silicio (ISL) migliorano invece la risoluzione dell'impulso trasverso, lo *stand-alone tracking* (cioè il *tracking* nella zona non coperta dalla COT) e il *b-tagging* nella forward region. Per un buon rapporto segnale/rumore nelle zone coperte dal silicio sarebbe bene avere cinque misure, inoltre per avere una buona efficienza serve l'aggiunta di un sesto strato di silicio. Oltre la regione centrale, dove l'accettanza e l'efficienza della COT si riduce a 0, è utile avere un settimo strato di silicio.



Figura 2.10: Disegno della sezione r-z del rivelatore CDF

La COT (Central Outer Tracker)

La COT (*Central Outer Tracker*) è una camera a deriva che è costituita, come mostrato in Figura 2.11, da 8 strati chiamati *superlayer*, ognuno composto da un numero diverso di celle (il numero di celle per ogni superlayer è visibile nella Figura 2.11). Ogni cella (Figura 2.11) della struttura è composta da 12 strati di fili di rilevamento alternati ogni 3,8 mm con strati di



Figura 2.11: In alto disegno di una sezione parziale della COT dove se ne mostra la struttura a 8 strati, più in basso un disegno che rappresenta la struttura delle celle

Capitolo 2. L'esperimento

fili di campo; entrambi questi tipi di fili, costituiti da tungsteno rivestito in oro, sono posti tra due piani catodici separati di circa 2 cm. Le celle sono riempite da una mistura di gas composto per metà di Argon e per metà di Etano; la scelta del gas è fatta in modo da avere tempo di deriva non superiori a 100 ns, in modo da evitare il sovrapporsi nella COT di segnali da interazioni differenti tra pacchetti; questo tempo di deriva permetterebbe anche l'utilizzo della COT con un bunch spacing di 132 ns, e permette di utilizzare l'informazione della COT già al primo livello di trigger. Dei superlayer, 4 sono utilizzati per misurare i segnali sul piano trasverso (misure assiali) e gli altri 4 per misure stereo (angoli stereo di $\pm 2^{\circ}$); combinando poi entrambi i tipi di misure si ottengono informazioni sulla z. I *superlayer* stereo ed assiali sono alternati ed il primo è stereo. Tramite le misure della COT si ricostruisce la traccia della particella.

Le informazioni sulla traccia ottenuta dalla COT sono fondamentali nel caso si sia interessati, come in questa analisi, a processi in cui sono coinvolti degli elettroni; questo perché nella procedura di identificazione degli elettroni si mettono a confronto le informazioni del *cluster* elettromagnetico (Paragrafo 2.2.3) e della traccia COT, richiedendo che siano uguali l'impulso misurato dalla camera a deriva e l'energia rilasciata nei calorimetri.

Il sistema di tracciamento al silicio

Il sistema di tracciamento al silicio (Figura 2.10 e Figura 2.12), costruito all'interno della COT, è costituito da tre rivelatori concentrici (L00, SVXII e ISL).

L00

Il Layer00 (L00) è costituito da uno strato a singola faccia di silicio ed è il rivelatore più interno, posto immediatamente al di fuori del tubo del fascio di particelle (a $R \sim 1, 5$ cm); il suo scopo è quello di migliorare la risoluzione del parametro d'impatto.



Figura 2.12: A sinistra disegno shematico del sistema a silicio; a destra disegno del rivelatore ISL

SVXII

Il Silicon Vertex Detector è un rivelatore di micro-vertice basato su diversi strati di rivelatori al silicio a microstrip. Il SVXII è formato da 3 cilindri che hanno lunghezza complessiva pari a 96 cm; ogni cilindro è costituito da 12 settori , in ognuno dei quali ci sono 5 strati di rivelatori a microstrip a doppia faccia (copertura totale $|\eta| < 2, 0$). Di questi strati 3 fanno misure r- ϕ su un lato e misure stereo (angolo stereo di 90°) sull'altro; i rimanenti due strati fanno anch'essi misure r- ϕ su un lato e misure stereo sull'altro, ma gli angoli stereo sono di $\pm 1,2^{\circ}$. Un sistema di acquisizione dati legge le informazioni dell'intero rivelatore in circa 10 μ s; ogni chip di lettura contiene 128 canali di elaborazione analogica; la velocità della lettura permette di utilizzare le informazioni del SVXII per la misura del parametro d'impatto nel Level-2 trigger (Paragrafo 2.2.5).

\mathbf{ISL}

L' Intermediate Silicon Layer (Figura 2.12) è costituito da 3 strati di silicio posti a 20 cm, 22 cm e 28 cm dal fascio delle particelle (Figura 2.10) con angolo stereo pari a $\pm 1,2^{\circ}$; uno dei tre strati copre la zona centrale, gli altri coprono la regione forward (copertura totale $1, 0 < |\eta| < 2, 0$). Gli strati di silicio sono formati da microstrip a doppia faccia ed il sistema di

Capitolo 2. L'esperimento

lettura è simile a quello usato nel *Silicon Vertex Detector*. Combinando le informazioni del SVXII con quelle del ISL, o, nella zona non coperta dal ISL, utilizzando solo le informazioni del SVXII, si può ricostruire la traccia delle particelle senza far uso della COT (*stand-alone tracking*).

La risoluzione del momento trasverso del sistema di tracciamento è pari a: $\sigma_{P_T}/P_T^2 \sim 6 \cdot 10^{-3} GeV^{-1}$.

2.2.2 Il TOF

Il rilvelatore *Time Of Flight*, posto immediatamente al di fuori del sistema di tracciamento, è un rivelatore utilizzato per l'identificazione delle particelle; è costituito da barre di scintillatori lunghe circa 3 m e di sezione pari a circa $4 \times 4 \ cm^2$ e da una serie di fotomoltiplicatori. Questo rivelatore è particolarmente importante nella fisica del B perché, a basso impulso trasverso, ovvero nell'intervallo tra i 600 MeV ed i 1600 MeV, permette di distinguere tra protoni, kaoni e pioni.

2.2.3 Il sistema calorimetrico

Il sistema calorimetrico, utilizzato per la misura delle energie di particelle cariche e neutre (ovvero di elettroni, fotoni, pioni ed adroni) provenienti dalle interazioni protoni-antiprotoni, è posto al di fuori del solenoide e copre la regione con $|\eta| \leq 3, 6$; la parte che copre la zona con $|\eta| < 1$ è detta *Central* mentre quella che copre la zona restante è detta *Plug* (Figura 2.13). In entrambe le zone di copertura il sistema è costituito da una parte elettromagnetica -EM- e da una parte adronica -HA- (Figura 2.10); in entrambe la misura è fatta utilizzando scintillatori e leggendo i segnali tramite fibre incastonate negli scintillatori stessi.

Le caratteritiche dei vari calorimetri sono illustrate nella Tabella 2.1.

Il calorimetro centrale

Il calorimetro centrale è costituito di diversi dispositivi; procedendo radialmente verso l'esterno vi sono: un rivelatore *pre-shower* (CPR), per avere



Figura 2.13: Disegno della parte Plug del sistema calorimetrico

Calorimetro Elettromagnetico				
	Central	Plug		
Thickness	$19 X_0, 1\lambda$	$21 X_0, 1 \lambda$		
- per sample(abs.)	$0.6 X_0$	$0.8 X_0$		
- per sample(scint.)	$5 \mathrm{mm}$	4.5 mm		
Risoluzione Sampling	$14 \% / \sqrt{E[GeV]}$	16 %/ $\sqrt{E[GeV]}$		
Numero Strati Scintillatori	31	12		
Numero Strati Piombo	30	11		
Calorimetro Adronico				
	Central	Plug		
Thickness	4.5λ	7λ		
– per sample(abs.)	1 in (central)	2 in		
	2 in (end wall)			
– per sample(scint.)	6 mm	$6 \mathrm{mm}$		
Risoluzione	75% / $\sqrt{E[GeV]} \oplus 3\%$	$80\% / \sqrt{E[GeV]} \oplus 5\%$		
Numero Strati Scintillatori	24	12		
Numero Strati Ferro	23	11		

Tabella 2.1: Le caratteristiche del sistema calorimetrico

Capitolo 2. L'esperimento

informazioni spaziali su eventuali cascate iniziate nel solenoide, il calorimetro elettromagnetico (CEM *Central ElectroMagnetic*) dotato di un rivelatore shower maximum (CES), ed infine il calorimetro adronico (CHA e WHA). Il rivelatore CES (*Central Electromagnetic Strip detector*) ed il rivelatore CPR (*Central Pre-Shower detector*) sono 2 camere proporzionali: il primo, tramite strisce catodiche(*strip*) e fili anodici(*wires*), misura la coordinata lungo la x e lungo la z in corrispondenza della massima larghezza della cascata elettromagnetica (a circa 6 X_0 dalla base del calorimetro), il secondo è utile per distinguere i pioni dai muoni.

Il calorimetro centrale CEM è diviso a $\eta = 0$ in due metà, ognuna composta da 24 sezioni; ognuna di queste sezioni (dette *wedge*) è poi suddivisa in 10 torri (da 0 a 9), che si estendono per 0.11 in η e per 15° in ϕ , che puntano verso il centro del rivelatore. Il CEM è un calorimetro a sampling fatto da fogli di piombo a cui sono intervallati degli scintillatori; al di là di questo calorimetro, come detto, sono posti il calorimetro *Central Hadronic* ed il calorimetro *End Wall Hadronic*, quest'ultimo viene utilizzato per misurare i segnali che arrivano nella gap tra la zona adronica central e plug. I calorimetri adronici sono fatti di ferro e scintillatori. Le segmentazioni di questi due calorimetri sono fatte in modo da combaciare con la geometria della CEM.

Il calorimetro plug

Il calorimetro plug è simile in struttura al calorimetro centrale; è formato da una parte elettromagnetica costruita con scintillatori e piombo e da una parte adronica costituita da scintillatori e ferro. Le torri (da 10 a 21) hanno dimensioni differenti a seconda della posizione in cui si trovano; la segmentazione è stata scelta in modo da ottimizzare l'identificazione degli elettroni e dei positroni nei b-jet.

Il funzionamento del calorimetro

Le particelle, passando attraverso il calorimetro, interagiscono con la materia e danno vita a delle cascate; mentre gli elettroni e i fotoni darranno vita a cascata formate da fotoni, elettroni e positroni quasi immediatamente, e quindi praticamente l'intera cascata sarà contenuta all'interno del calorimetro elettromagnetico; gli adroni,invece, rilasceranno parte della loro energia anche nel calorimetro adronico. I fotoni prodotti per scintillazione durante questo processo all'interno del materiale attivo del calorimetro, sono canalizzati da guide di luce fino ai fotomoltiplicatori che hanno il compito di trasformare il segnale luminoso, legato all'energia rilasciata dalla cascata elettromagnetica o adronica, in un segnale elettrico adatto per essere analizzato dall'elettronica di acquisizione.

2.2.4 Il sistema muonico

I muoni, avendo un grosso potere di penetrazione della materia, riescono ad attraversare i calorimetri ed arrivare fino al rivelatore muonico; questo è costituito da quattro parti in cui si trovano scintillatori e camere proporzionali che permettono l'identificazione di muoni nella zona con $|\eta| < 2$. Le quattro parti in cui si divide il sistema muonico sono: la CMU (*Central Muon Detector*), la CMP (*Central Muon Upgrade detector*), la CMX (Central Muon Extension) e la BMU (*Barrel Muon detector*).

2.2.5 Il sistema di trigger e l'acquisizione dati

Il sistema di trigger è fondamentale negli esperimenti di collisione adronica perché la frequenza di collisione, che è proporzionale alla sezione d'urto inclusiva $p\bar{p}$, genera un flusso di dati ben più alto di quello che può essere scritto su nastro. Il ruolo del sistema di trigger è quindi quello di discriminare tra gli eventi a cui si è interessati ed il resto dei dati.

A CDF la frequenza di collisione è di 7,6 MHz, mentre la massima velocità di scrittura su nastro è 70 eventi per secondo.

Il sistema di trigger a CDF è articolato su 3 livelli ognuno dei quali esegue una riduzione tale dei dati da permettere al livello successivo di operare con il minimo tempo morto.

Il sistema di acquisizione dati (DAQ), che funziona in sincronismo con il sistema di trigger, è costituito da un insieme di dispositivi che ha il compito di gestire le informazioni provenienti dal rivelatore fino ad arrivare alla fase di scrittura su memoria permanente. L'acquisizione inizia con la codifica dei



Figura 2.14: A sinistra schema del flusso dei dati (un singolo canale), a destra il diagramma a blocchi del sistema di trigger

segnali analogici, forniti dai singoli rivelatori, in dati digitali. Questi ultimi vengono raccolti, elaborati in tempo reale ed, infine, registrati su nastro magnetico dove sono disponibili per la così detta analisi *offline*.

In Figura 2.14 si mostra il diagramma a blocchi ed il flusso dei dati del sistema.

Level-1

I dati provenienti dai calorimetri, dalla COT e dai rivelatori muonici sono mandati al Level-1 del sistema di trigger; il mantenere o meno i dati è una decisione basata fondamentalmente sul numero e sulle energie dei candidati ad essere elettroni, jet e muoni.

Uno degli elementi innovativi e centrali dell'hardware del Level-1 è il eXtremely Fast Tracker (XFT), sistema di tracciamento 2-d, che analizza i segnali provenienti dalla COT. Da questi segnali l'XFT ricava l'impulso trasverso (p_T) ed il ϕ_0 , combinandoli con le informazioni delle torri dei calorimetri e delle camere muoniche, riesce ad assicurare una migliore identificazione degli elettroni e dei muoni.

La massima frequenza accettata dal Level-1 è di 50 KHz, mentre quella tipica è di circa 12 KHz.

Level-2

Gli eventi accettati dal Level-1 vengono passati al Level-2 per una ulteriore scrematura. Se un evento viene accettato dal primo livello di trigger viene scritto su 1 dei 4 buffer (4 per ogni singolo canale) del secondo livello di trigger; quando il Level-2 analizza uno degli eventi il buffer sul quale esso si trova non può più essere utilizzato dal Level-1 per immagazzinare dati. Se tutti i 4 buffer sono occupati, quindi, il sistema avrà un tempo morto. Al Level-2 arrivano informazioni calorimetriche più precise di quelle utilizzate nel Level-1, perchè si utilizzano più dati e di più alto livello, cioè già in parte elaborati. Per aumentare il potere decisionale del Level-2, a questo arrivano informazioni sul parametro d'impatto dal SVT (Silicon Vertex Tracker); questo è un sistema che permette di triggerare, per la prima volta in un esperimento di collisione adronica, su particelle con lunga vita media. La frequenza accettata dal Level-2 è compresa tra i 100 ed i 300 Hz, in base alla luminosità.

Level-3

Il Level-3 del sistema di trigger, al contrario degli algoritmi del Level-1 e del Level-2 che usano solo alcune informazioni dei dati, deve assemblare, analizzare e ricostruire l'intero evento in questione, in modo da poter decidere quale debba essere registrato permanentemente su nastro. Alla fine viene anche definito un *trigger path* facendo delle particolari combinazioni delle richieste di Level-1 Level-2 e Level-3, solo i dati che passano tutti i 3 livelli di trigger sono registrati su nastro.

Capitolo 3

Strategia d'analisi, Dati e MonteCarlo utilizzati

In questo capitolo esporremo le linee generali secondo cui realizzeremo la misura delle sezioni d'urto inclusive $\sigma_{p\bar{p}\to W^{\pm}}Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu)$ e $\sigma_{p\bar{p}\to Z^{0}+\geq 0jet}Bf(Z^{0}\to e^{+}e^{-})$, il rapporto delle precedenti $(R_{\geq 0})$ e il rapporto delle analoghe sezioni d'urto con produzione associata di uno o più jet adronici $(R_{\geq 1})$. Inoltre descriveremo il tipo di Dati e di Monte Carli utilizzati.

3.1 Strategia di Analisi

La misura delle sezioni d'urto $p\bar{p} \rightarrow W^{\pm}/Z^0$ è realizzata sfruttando i canali di decadimento leptonici, rispettivamente $e\nu$ ed e^+e^- . Questi canali sono stati scelti per la facilità di identificazione e per la bassa contaminazione a cui sono soggetti.

Ricordiamo che una sezione d'urto è data da $\sigma = \frac{N}{L}$, ove N è il numero di eventi di segnale ed L la luminosità integrata. Conoscere direttamente N è ovviamente impossibile, così ci limitiamo ad osservare un sottoinsieme di eventi di N, a valle di una serie di *tagli di identificazione*. Per poter risalire agli eventi originari dobbiamo avere un estimatore della probabilità che un evento di segnale passi i nostri tagli. Tale estimatore viene chiamato *efficienza di identificazione* e solitamente la si indica con ε . La formula per il calcolo della sezione d'urto risulta ora: $\sigma = \frac{N_{sel}}{L \cdot \varepsilon}$. Chiaramente, data la sua definizione, ε può darci il numero di eventi iniziali esclusivamente se siamo certi che gli eventi selezionati siano di segnale. Siccome nella pratica non si realizza mai questa situazione, procediamo alla stima degli eventi di fondo per poi sottrarli al campione di eventi selezionati. In formule: $\sigma = \frac{N_{sel} - N_{bkg}}{L \cdot \varepsilon}$.

Partendo dalle espressioni sperimentali delle sezioni d'urto:

 $\sigma_{p\bar{p}\to W^{\pm}+\geq njet} \quad Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu) = \frac{N^W_{selected} - N^W_{background}}{\varepsilon_{Zvertex}\varepsilon^W_{geo+kin}\varepsilon_{tight}\varepsilon_{trigger}\varepsilon_{Zveto}L}$

$$\begin{split} \sigma_{p\bar{p}\to Z^0+\geq njet} & Bf(Z^0\to e^+e^-) = \\ &= \frac{I_2}{I_1} \frac{N^Z_{selected} - N^Z_{background}}{\varepsilon_{Zvertex}\varepsilon^Z_{geo+kin}\varepsilon_{tight}(2\varepsilon_{loose} - \varepsilon_{tight})\varepsilon_{trigger}(2-\varepsilon_{trigger})L} \end{split}$$

ed effettuando il loro rapporto si ha:

$$R_{\geq n} = \frac{N_{selected}^W - N_{background}^W}{N_{selected}^Z - N_{background}^Z} \cdot \frac{\varepsilon_{geo+kin}^Z (2\varepsilon_{loose} - \varepsilon_{tight})(2 - \varepsilon_{trigger})}{\varepsilon_{geo+kin}^W \varepsilon_{Zveto}} \cdot \frac{1}{I_2/I_1}$$

con ovvio significato dei simboli e dove si è omesso l'indice n per quelle quantità dipendenti dal numero di jet. Per la comprensione di tutti i termini nelle formule si rimanda ai capitoli successivi.

Per poter realizzare il nostro scopo, cioè produrre una sostanziale cancellazione dell'errore sistematico, saremo molto scrupolosi nell'usare tagli di identificazione comuni tra W^{\pm} e Z^0 . Nell'espressione del rapporto si ha ovviamente la cancellazione della luminosità, che da sola contribuisce ad un errore sistematico pari a circa il 6%, di due termine di efficienza $\varepsilon_{Zvertex}$ e $\varepsilon_{trigger}$ dato che i dati usati per W e Z sono gli stessi e, nel caso in cui l'identificazione dell'elettrone del W sia uguale a quella di uno dei due elettroni dello Z^0 , di un altro termine di efficienza, ε_{tight} . Anche se non espressamente esplicitato nelle formule precedenti, uno dei vari contributi del fondo a questa misura, chiamato Promotion, fattorizza; inoltre è con ottima approssimazione indipendente dal tipo di processo in esame. Per questi motivi si semplifica nel calcolo del rapporto.

Il lavoro verrà così organizzato:

• prima discuteremo dell'identificazione del segnale, parlando quindi di come CDF vede alcuni tipi di oggetti di interesse per la nostra misura (elettroni, neutrini, jet adronici) e subito dopo daremo il numero di eventi selezionati ($N^W_{selected}, N^Z_{selected}$);

- successivamente analizzaremo i fondi ai nostri segnali, prima per il W^{\pm} e poi per lo Z^0 ($N^W_{background}$, $N^Z_{background}$);
- il passo successivo sarà quello di stimare tutte le efficienze del caso, ponendo particolare attenzione alla loro fattorizzazione per poter poi effettuare qualche semplificazione nel calcolo del rapporto (ε_{Zvertex}, ε^W_{geo+kin}, ε^Z_{geo+kin}, ε_{tight}, ε_{trigger}, ε_{Zveto}, ε_{loose});
- la strategia sarà poi quella di riprodurre i risultati delle sezioni d'urto inclusive per essere consistenti con le precedenti misure e con la predizione teorica. Questa operazione sarà un test ragionevole sulla consistenta della strategia usata, riguardante la parte elettrodebole. Analogamente faremo per il rapporto R≥0;
- infine, forti dei risultati precedenti, riporteremo la misura del rapporto $R_{\geq 1}$ e confronteremo il risultato ottenuto con le predizioni teoriche. Mostreremo l'effettiva cancellazione dell'errore sistematico e analizzeremo se e come si dovrà procedere in futuro con questo tipo di analisi.

3.2 Misure precedenti e Predizioni teoriche

Non si conoscono misure dirette di $R_{\geq 1}$. Si potrebbe estrapolare questo valore dalle misure si sezioni d'urto di $W \in Z$ con produzione associata di jet adronici, ma le differenze nella strategia e nella luminosità integrata annullerebbero la cancellazione dell'errore sistematico, dando un valore inutile ai fini pratici.

La misura più recente di $R_{\geq 0}$ è stata fatta durante il Run II di CDF ([35]). La tecnica usata è pressoché identica a quella adottata in questa analisi; le uniche differenze si riscontrano nella strategia della stima del fondo del We nella maggiore statistica a nostra disposizione ($328pb^{-1}$ contro $72pb^{-1}$).

Il valore misurato è pari a:

 $R_{>0} = 10.82 \pm 0.18(stat) \pm 0.16(syst)$

Nel nostro lavoro, dato che sfrutteremo una luminosità integrata 4 volte maggiore, ci aspettiamo che l'errore diventi circa 2 volte inferiore. Purtroppo non può essere fatto un confronto diretto data la diversa classificazione degli errori statistici e sistematici. Per quanto riguarda l'errore sistematico invece ci si aspettano miglioramenti dal nuovo metodo per stima del fondo al segnale di W; non si aspettano invece miglioramenti dal contributo dovuto alla conoscenza che abbiamo delle PDF usate per descrivere i Monte Carli, essendo questi ultimi sostanzialmente gli stessi.

L'uso della nuova strategia per la stima del fondo del W ci sarà utile anche nel calcolo del rapporto, perché difatti è il contributo dominante nelle misure di sezioni d'urto con un jet, e, di conseguenza, di $R_{\geq 1}$ non essendo un contributo eliminabile nel rapporto.

La predizione teorica secondo lo SM è invece ([38]):

$$R_{\geq 0} = 10.69 \pm 0.08$$

ed anche in questo caso il calcolo è dominato dalla conoscenza delle PDF.

3.3 Dati

I Dati usati sono quelli registrati dal rivelatore CDF dal 4 Febbraio 2002 al 13 Febbraio 2005, corrispondenti ai Run dal 138425 al 186598.

Per una lista di tutti i Run con relativa descrizione si consulti [28].

3.3.1 Trigger Path

Tra i Dati di CDF si sono presi in considerazione solo gli eventi che hanno passato l' *HIGH P_t ELECTRON CENTRAL 18*, cioè una serie di richieste divise sui tre livelli di trigger. Un insieme di richieste di questo tipo a livello di trigger è chiamato *Trigger Path*.

Qui di seguito riportiamo le richieste del trigger path HIGH P_t ELEC-TRON CENTRAL 18 per ogni livello di trigger:¹

¹Per una comprensione di questa descrizione si devono conoscere i significati di alcune variabili e il funzionamento dell'algoritmo di ricostruzione degli elettroni. Si rimanda quindi al Capitolo 4.

- Livello-1: una traccia COT deve essere individuata dall'eXtremely Fast Tracker (XFT) con impulso trasverso superiore a 8 GeV; questa traccia, inoltre, deve poter essere associata ad una torre del calorimetro centrale con energia trasversa magggiore di 8 GeV ed un valore della variabile Had/Em minore di 0.125 (quest'ultimo solo nel caso in cui $E_t \leq 14$ GeV).
- Livello-2: Se le torri spalla hanno in totale una $E_t \ge 7.5$ GeV allora la loro energia si somma a quella della torre seme. Dopodiché si richiede nuovamente che una traccia combaci con la torre seme del cluster appena formato, richiedendo inoltre che tale cluster abbia una energia superiore a 16 GeV e Had/Em minore di 0.125.
- Livello-3: A questo livello l'energia totale del cluster è ottenuta sommando tutte le torri spalla alla torre seme senza porre alcuna soglia come al livello precedente. Le richieste riguardano come al solito l'energia trasversa del cluster che deve risultare maggiore di 18 GeV (da qui il nome di questo trigger path) e Had/Em che deve essere minore di 0.125. Anche a questo livello si richiede che una traccia combaci con la torre seme del cluster, ove però la traccia stavolta è ricostruita in maniera più accurata (COT-only) e richiedendo che abbia P_t ≥ 9 GeV.

3.3.2 I "Good Run"

Su nastro vengono registrati spesso degli eventi di cui non si hanno le informazioni di tutte le parti del rivelatore oppure tali informazioni non sono affidabili. Questa situazione è dovuta a guasti, temporaneo spegnimento di una parte del rivelatore per aggiornamenti o riparazioni e così via.

Vengono così a crearsi delle liste di "Run Buoni" (Good Runs) ognuna con delle richieste differenti. In questa tesi si richiede che tutte le parti del rivelatore fossero funzionanti in ciascun run, tranne le parti che compongono il sistema di tracciamento al silicio, le cui informazioni, come vedremo, non sono utilizzate per identificare il segnale. In particolare viene usata la lista goodrun_em_mu_nosi.txt, versione 7.0 che si trova in [23].²

 $^{^2\}mathrm{Si}$ noti che, anche se apparentemente la richiesta della funzionalità delle camere per i

3.3.3 La Luminosità

La luminosità del campione di dati utilizzato, cioè quella a valle della lista dei *GoodRun*, viene presa dall'utility associata alla lista dei GoodRun usati: [23].

In realtà per la misura in esame non abbiamo bisogno della luminosità. Come già detto però vogliamo riprodurre le sezioni d'urto inclusive di W^{\pm} e Z^0 , pertanto per queste misure si ha bisogno chiaramente della luminosità del nostro campione.

Si ha:

$$L = (328 \pm 20)pb^{-1}$$

Per una panoramica sugli aspetti della misurazione della luminosità a CDF si consulti [24].

3.4 Monte Carlo

Oltre naturalmente ai Dati registrati da CDF, per la realizzazione di questa misura si è reso necessario l'uso di simulazioni di alcuni processi fisici con conseguente simulazione del rivelatore CDF. Simulazioni di questo tipo vengono chiamate simulazioni MonteCarlo. In tabella 3.1 trovate un elenco dei MonteCarlo usati, per quale scopo e qualche loro caratteristica fondamentale.

Per una panoramica sui generatori MonteCarlo usati in questa tesi si consulti [25], [26] e [27].

muoni, e la relativa elettronica di acquisizione, sembra inutile, in realtà sfruttiamo le lore informazioni per correggere l'energia trasversa mancante.

Processo	Utilizzo	Generatore	Eventi simulati
$W \rightarrow e \nu$	$\varepsilon^{W+\geq 0jet}_{qeo+kin}$	Pythia	2.0 M
$W \rightarrow e\nu + 1 \ parton$	$arepsilon_{geo+kin}^{W+\geq 1jet}$	Alpgen+Herwig	$0.2 \mathrm{M}$
$tar{t}$	W top background	Pythia	1.2 M
$W \rightarrow \tau \nu$	W tau background $\geq 0jet$	Pythia	2.0 M
$W \rightarrow \tau \nu + 1 \ parton$	W tau background $\geq 1 jet$	Alpgen+Herwig	$0.2 \ \mathrm{M}$
$Z \rightarrow ee$	W Zee background $\geq 0jet$	Pythia	1.0 M
$Z \rightarrow ee + 1 \ 1 parton$	W Zee background $\geq 1 jet$	Alpgen+Herwig	$0.5 { m M}$
$Z \rightarrow ee$	$arepsilon^{Z+\geq 0jet}_{aeo+kin}$	Pythia	1.0 M
$Z \rightarrow ee + 1 \ parton$	$arepsilon_{geo+kin}^{Z+\geq 1jet}$	Alpgen+Herwig	$0.5 \ \mathrm{M}$
$Z \to \tau \tau$	Z tau background	Pythia	2.0 M
ZZ	Z double-boson background	Pythia	0.4 M
WW	Z double-boson background	Pythia	0.4 M
WZ	Z double-boson background	Pythia	0.4 M

Tabella 3.1: Elenco dei campioni MonteCarlo usati in questa analisi.

Capitolo 4

Selezione degli eventi

In questa analisi, come già detto, la ricerca dei bosoni $W^{\pm} \in Z^0$ è fatta, rispettivamente, attraverso i canali di decadimento $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$ e $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Pertanto in questo capitolo descriveremo come avviene l'identificazione di un elettrone e di un neutrino. Successivamente descriveremo come avviene l'identificazione dei jet adronici. Daremo poi infine i risultati sulla selezione degli eventi di segnale.

4.1 Identificazione degli elettroni

Un elettrone lascia un segnale piuttosto pulito all'interno del rivelatore ed è per questo che l'identificazione dei bosoni elettrodeboli è fatta attraverso i canali di decadimento leptonici.

Premettiamo che ci concetreremo sugli elettroni "centrali", cioè rivelati dalla parte centrale del calorimetro essendo quella meglio instrumentata. Gli elettroni creano una cascata elettromagnetica nel momento che entrano in contatto con del materiale, in questo caso con il calorimetro elettromagnetico. Questa cascata è praticamente tutta contenuta all'interno di una torre calorimetrica e differisce sostanzialmente, come è noto, da quella di un adrone. La cascata inoltre tende ad esaurirsi all'interno del calorimetro elettromagnetico stesso, lasciando quindi una piccola percentuale della sua energia in quello adronico. L'elettrone poi è un oggetto piuttosto isolato, cioè con poca attività nelle immediate vicinanze (contrariamente ad un jet adronico). Infine essendo un oggetto carico tende a lasciare una traccia nel passaggio nella camera a fili.

Possiamo dividere il processo di identificazione di un elettrone in quattro grandi passaggi:

- 1. creazione di un "cluster elettromagnetico" (CdfEmObj);
- 2. creazione di oggetti associati al cluster elettromagnetico (traccia, ecc...);
- 3. correzioni (calorimetriche, ecc...);
- 4. discriminazione tra cluster dovuti ad elettroni e cluster da contaminazione del fondo, grazie ad una particolare sequenza di tagli.

4.1.1 I cluster elettromagnetici (CdfEmObj)

La costruzione di un CdfEmObj è realizzata esclusivamente con le informazioni calorimetriche (Vedi [16] come riferimento per l'algoritmo di ricostruzione degli elettroni).

Per ogni evento vengono identificate le torri del calorimetro che hanno registrato più di 3GeV¹ di energia trasversa (*torri seme*) e vengono poi ordinate dalla più energetica alla meno energetica.

Il passo successivo è l'aggregazione, ove possibile, di altre torri attorno a ciascuna torre seme. Le torri adiacenti prendono il nome di torri spalla e l'intero gruppo di torri, cluster elettromagnetico. Tale operazione viene effettuata semplicemente andando a cercare adiacentemente alla torre seme (partendo dalla più energetica) altre torri di energia superiore a 100MeV e facendo in modo che l'intero cluster non sia più grande di 3 torri in η e una (15°, cioè una torre) in ϕ e che sia tutto contenuto in una wedge del calorimetro². Di volta in volta che questa operazione viene completata per

¹Nonostante 3GeV possa sembrare elevato come valore, avendo il nostro calorimetro una risoluzione migliore in energia, non dobbiamo preoccuparci. Difatti la nostra analisi richiede elettroni di alta energia, ben superiore a 3GeV.

²L'asimmetria nella realizzazione del cluster sembrerebbe, a prima vista, errata. Infatti l'irraggiamento di fotoni dovuti all'accelerazione degli elettroni durante il passaggio nel rivelatore, produrrebbe un allungamento lungo ϕ e non lungo η . Questa asimmetria è però trascurabile per elettroni di questa energia! Prevale invece l'errore dovuto al punto di interazione che genera infatti una asimmetria lungo η .

ciascuna *torre seme*, le torri che sono andate a formare un *cluster* vengono tolte dalla lista di quelle disponibili per motivi di doppio conteggio.

Formata la lista dei *cluster* richiediamo che questi ultimi abbiamo almeno 5GeV di energia e che il rapporto tra l'energia adronica delle torri usate per formare il *cluster* e quella elettromagnetica sia minore di 1/8. Quest'ultima richiesta viene applicata solo se l'energia del *cluster* in esame è minore di 100GeV.

La lista dei *cluster*, a valle di quanto detto finora, è la lista dei CdfEmObj, che possono essere sia fotoni che elettroni che altre particelle.

Sempre per ogni evento, dopo la formazione della lista dei cluster elettromagnetici si cerca di attribuire ad ognuno di essi altri "oggetti", quali la *traccia*, lo *shower-max cluster* e il *pre-radiator cluster* ognuno di essi con le proprie caratteristiche, le quali andranno a formare una serie di variabili che illustreremo in seguito.

Illustriamo brevemente come vengono formati questi ulteriori oggetti.

Partiamo dalla traccia.

Tutte le tracce di un evento ricostruite con un numero sufficiente di punti (vedi tagli successivi), vengono estrapolate, assumendo che siano di forma elicoidale, all'interno del piano della CES. Si associa poi una traccia ad un cluster se la proiezione della traccia nel piano della CES si trova entro la torre seme in $x \ (\pm 25 cm \ dal \ centro)$ ed entro un massimo di 5 cm fuori la torre seme in $z \ (\pm 38 cm \ dal \ centro)^3$. Nel caso ci siano più tracce che puntino nella stessa regione viene scelta non quella che più si avvicina al centro della torre seme, bensì quella con impulso trasverso maggiore (misurato con la COT) e questo perché la cascata elettromagnetica è contenuta praticamente tutta in una torre e quindi non possiamo avere una buona risoluzione spaziale.

Ed ora lo shower-max cluster.

Nella CES (*Central Electromagnetic Strip chamber*), secondo un algoritmo molto simile a quello usato per la creazione dei CdfEmObj, si costruisce una serie di cluster. Come filo (o strip) seme viene preso quello più vicino all'estrapolazione della traccia nella CES⁴. I cluster formati con la CES

³L'asimmetria è dovuta all'errore sulla posizione del vertice primario.

 $^{^{4}}$ Esiste anche un secondo modo di scegliere i fili (o strip) seme per formare i cluster della CES e prende il nome di *unbiased* ma non è usato in questa analisi. Quello usato in

prendono il nome di shower-max cluster.

Infine il pre-radiator cluster.

In maniera analoga alla creazione di uno shower-max cluster vengono creati i pre-radiator cluster. Le informazioni di quest'ultimi servono a discriminare principalmente fotoni (γ) da pioni neutri (π^0). Per questa ragione non vengono utilizzati nella presente analisi.

4.1.2 Correzioni per gli elettroni

Prima di discutere la lista delle variabili associate ad un CdfEmObj vogliamo illustrare le correzioni cui tali variabili sono soggette. Si può trovare una discussione più approfondita in [3]. Tali correzioni vengono applicate dal codice di processamento dei dati e sono applicate ai segnali del detector e non agli oggetti fisici. Per esempio le correzioni all'energia del CEM vengono applicate alle singole torri e non al CdfEmObj. Le correzioni calorimetriche prendono il nome di *LER* (Linear Energy Response) e *SCL* (SCaLe).

Le LER sono correzioni relative tra le torri (in pratica correzione alla singola risposta del fotomoltiplicatore associato a quella torre) mentre le SCL riguardano dei fattori di scala globali per ogni singolo apparato del calorimetro (per esempio un fattore globale per la CEM, uno per la PEM e così via). Si dividono in *online* e *offline* a seconda che vengano applicate durante la presa dati o a posteriori.

Correzione di vertice

Normalmente il calcolo dell'energia trasversa dell'elettrone è fatto usando come direzione quella rispetto al centro del detector (z=0). In realtà l'elettrone non è detto che abbia z=0 quindi successivamente si usa lo $Z_0 \in \theta$ della traccia. ([4], [5]).

Correzione dell'energia CEM

• Correzione relative tra le torri

Si correggono le variazioni dei guadagni tra una torre e l'altra. ([5] section 1, [6] e [7]). (LER)

questa analisi è invece chiamato track-based

• Risposta variabile nel tempo

Si correggono le variazioni di guadagno nel tempo. ([5], [8] e [7]). (SCL)

• Risposta variabile tra le coordinate locali e attenuazione della luce negli scintillatori

Si corregge per la variazione della risposta che si ha cambiando il punto di interazione all'interno di una torre. Inoltre si corregge per l'attenuazione della luce negli scintillatori. ([9]). (LER)

• Correzione assoluta per il picco di massa dello Z

Si correggono i guadagni dei fotomoltiplicatori con un fattore globale per far sì che la massa dello Z^0 cada a 91.2*GeV*. ([5], [8] e [7]). (SCL)

Correzione per il tracciamento COT

Beam constrained

La risoluzione su E/P è dominata dalla risoluzione su P che, come è noto, è misurato tramite la COT. Per migliorare questa risoluzione si fa in modo che le tracce ricostruite siano "beam constrained" cioè che passino entro una certa regione, pari a $30\mu m$ (la larghezza del fascio), accanto al punto di collisione (beam). ⁵

Altre correzioni

Conseguentemente alle correzioni fin qui esposte si devono ricalcolare alcune quantità associate all'elettrone (per il significato si rimanda al paragrafo successivo.)

- Correzioni al χ^2 . Vedi [11].
- Correzioni al ΔZ e ΔX . Vedi [11].
- Correzioni all' Isolamento e al Lateral Shower. Vedi [12] e [13].

 $^{{}^{5}}$ L'importanza di migliorare la risoluzione di E/P sta nel fatto che questa variabile è alla base di tutte le correzioni esposte finora. Vedi [10]

4.1.3 Le variabili dell'elettrone

Ed ora, come preannunciato, la lista delle variabili elettroniche modellate sulla descrizione di elettrone data all'inizio di questo capitolo.

η

eta è calcolata, come abbiamo visto nel capitolo 2, a partire da θ , ove θ si riferisce alla traccia dell'elettrone misurata con la COT

$$\eta = -\log\left[tg\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \;;$$

• E_t

 $E_t = E \cdot \sin(\theta)$ dove θ è relativo alla traccia della COT ed E corrisponde all'energia del cluster.

• P_t^{trk}

 P_t^{trk} è l'impulso trasverso misurato a partire dalla traccia della COT.

• Fiduciality

Questa variabile è costruita a partire dalla geometria del rivelatore e assicura che l'elettrone in questione sia capitato in una regione ben instrumentata del rivelatore. Per fare questo si estrapola la posizione dell'elettrone nella CEM e da qui si impone che:

- $-|X_{ces}| < 21 cm$ affinché la cascata elettromagnetica sia praticamente tutta contenuta all'interno di una torre (X_{ces} è espresso in coordinate locali);
- $-9cm < |Z_{ces}| < 230cm$. Maggiore di 9 cm per far sì che non cada vicino a dove si incontrano le due metà del calorimetro centrale e minore di 230 cm per far sì che non vada oltre la metà della torre 9, oltre la quale le perdite di energia elettromagnetica nel calorimetro adronico non sono trascurabili;
- l'elettrone non deve aver attraversato la regione all'interno della quale passano i tubi di raffreddamento del magnete (detta zona "chimney"). Tale regione non è instrumentata. Corrisponde a: 0.77 < η < 1, 75° < φ < 90°, Z_{ces} > 193cm.

Viene inoltre esclusa la regione $1.05 < \eta < 1.1$ per insufficiente spessore del calorimetro (Vedi figura 2.10.).

Se la posizione dell'elettrone nella CEM soddisfa tutte le precedenti proprietà si ha come risultato 1, se si è estrapolata la posizione dell'elettrone nella CEM grazie alle informazioni della CES, oppure 4 nel caso in cui si è estrapolata la posizione in base alla traccia misurata dalla COT.

• E_{Had}/E_{Em}

 E_{Had}/E_{Em} è il rapporto tra la parte di energia del cluster misurata dal calorimetro adronico e la parte misurata dal calorimetro elettromagnetico.

• Isolamento

L'isolamento è definito come

$$Isol = \frac{E_{0.4} - E_{cluster}}{E_{cluster}}$$

ove $E_{0.4}$ è l'energia contenuta in un cono di raggio angolare 0.4 in R e asse centrato nel centro del cluster.

• Tagli di qualità sulla traccia della COT

Per assicurarci che la traccia sia bene ricostruita si preferisce avere un gran numero di punti all'interno della COT. In particolare questi valori rappresentano il numero di segmenti assiali e stereo della COT che hanno registrato il passaggio di un oggetto carico, tramite il segnale di almeno 7 fili ciascuno.

• Z₀

è la coordinata z della traccia dell'elettrone ottenuta estrapolando la traccia in questione.

• L_{shr}

La *Lateral Shower* è una variabile il cui intento è poter riconoscere quegli adroni che simulano elettroni o fotoni all'interno del calorimetro elettromagnetico. Per poter stimare se una cascata del calorimetro elettromagnetico sia realmente quella di un elettrone o di un fotone si fa un confronto con informazioni sulle cascate elettromagnetiche accumulate durante dei test in cui venivano utilizzati solamente elettroni. La L_{shr} è così definita:

$$L_{shr} = 0.14 \sum_{i} \frac{E_i^{adjacent} - E_i^{expected}}{\sqrt{(0.14\sqrt{E_i^{adjacent}})^2 + (\Delta E_i^{expected})^2}}$$

ove la somma è estesa solo alle torri del cluster e dove:

- $E_i^{adjacent}$ è l'energia misurata nelle due torri adiacenti alla torre seme;
- $\begin{array}{l} \ E_i^{expected} \ \grave{\rm e} \ l'energia \ {\rm aspettata} \ {\rm in \ base \ ai} \ test \ beam; \\ \ 0.14 \sqrt{E_i^{adjacent}} \ \grave{\rm e} \ l'errore \ {\rm su} \ E_i^{adjacent}; \\ \ \Delta E_i^{expected} \ \grave{\rm e} \ l'errore \ {\rm su} \ E_i^{expected} \end{array}$
- χ^2_{strip}

 χ^2_{strip} è il risultato di un test del χ^2 tra la forma della cascata elettromagnetica dell'elettrone misurata in base alle 11 strip presenti nella CES e la forma della stessa ottenuta nei test beam.

• E/P

E/P è il rapporto tra l'energia associata al cluster, quindi misurata con il calorimetro, e l'impulso misurato in base alla traccia della COT. Chiaramente gli effetti di bremsstrahlung fanno sì che P^{trk} sia sempre sottostimato di modo che la distribuzione di E/P abbia una lunga coda al di sopra del valore 1 (il valore ideale).

• Charge

La carica di un elettrone viene misurata in base alle curvatura della sua traccia.

• $\Delta X \ e \ \Delta Z$

 ΔX è la differenza tra la X della traccia estrapolata nella CES e la X della CES stessa. Analogo per ΔZ . Inoltre ΔX va sempre moltiplicato per la carica. Infatti la distribuzione di ΔX è, per sua natura, asimmetrica a causa del campo magnetico e della conseguente radiazione di fotoni. La radiazione tende a spostare la distribuzione in un verso per gli elettroni, mentre dall'altra per i positroni. Per poter dare un taglio comune alle due distribuzioni le si moltiplica per il valore della carica in modo tale da renderle indipendenti dalla stessa.

• Conversion

Conversion è il risultato di un algoritmo che ci dice se l'elettrone è venuto da una *conversione* di un fotone in una coppia di elettroni. Cioè ci dice se un fotone ha fatto *produzione di coppie*.

Nelle figure 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4 mostriamo come le variabili sopra esposte aiutino a definire cosa sia un elettrone e quindi a discriminarlo da altro segnali. Gli istogrammi blu, cioè i "candidati elettrone" sono i CdfEmObj, del nostro campione di dati, che soddisfano tutti i tagli *tight* (vedi paragrafo successivo) tranne quello graficato; gli istogrammi rossi, cioè i "non-elettroni", sono come i precedenti ma, anziché sui dati, vengono ricostruiti su eventi *di-jet* simulati; di conseguenza questi ultimi molto raramente saranno elettroni.



Figura 4.1: La variabile χ^2_{strip} per *CdfEmObj* e per *non-elettroni*.

4.1.4 Gli elettroni "tight" e "loose"

Quanto visto finora, la creazione dei cluster elettromagnetici, le tracce a loro associate ecc., come la produzione di tutte le variabili in questione viene fatta



Figura 4.2: La variabile Isolamento per CdfEmObj e per non-elettroni.



Figura 4.3: La variabile Had/Em per CdfEmObj e per non-elettroni. Il taglio non è mostrato essendo un taglio variabile.

nel processamento dei dati.

Dalla lista dei cluster elettromagnetici, a ciascuno dei quali, lo ricordiamo, possono essere associati altri oggetti come la traccia ecc., andiamo ad applicare i tagli in tabella 4.1, identificando e classificando quindi tre diversi tipi di CdfEmObj: probe, loose e tight.

Questi tre tipi di cluster elettromagnetici hanno, in ordine, una proba-


Figura 4.4: La variabile E/P per CdfEmObj e per non-elettroni.

cut	probe	loose	tight		
η	≤ 1.1	≤ 1.1	≤ 1.1		
Fiducial	1 or 4	1	1		
E_t	$\geq 20 GeV$	$\geq 20 GeV$	$\geq 20 GeV$		
P_t^{trk}	$\geq 10 GeV/c$	$\geq 10 GeV/c$	$\geq 10 GeV/c$		
$ Z_0 $	$\leq 60cm$	$\leq 60cm$	$\leq 60cm$		
COT ax seg		≥ 3	≥ 3		
COT st seg		≥ 2	≥ 2		
Conversion		$\neq 1$	$\neq 1$		
Had/Em		$\le 0.055 + 0.00045E$	$\leq 0.055 + 0.00045 E$		
Isolation		≤ 0.1	≤ 0.1		
Lat shr			≤ 0.2		
E/P			$\leq 2.0 ~if~ P_t^{trk} \leq 50 GeV/c$		
$ \Delta z $			$\leq 3.0cm$		
$Q\Delta x$			$\in [-3.0, +1.5]cm$		
χ^2			≤ 10.0		

Tabella 4.1: Defizione dei set di tagli che vanno a definire CdfEmObj di tipo probe, loose e tight.

bilità sempre maggiore di essere elettroni. Dalla definizione si evince poi chiaramente che la richiesta di alcuni tagli comporta la presenza di un oggetto traccia e di un oggetto max-shower cluster associato al CdfEmObj in questione. Non interviene invece il pre-radiator cluster.⁶

4.2 I jet adronici

Nonostante manchi ancora la descrizione dell'identificazione del neutrino, vogliamo subito passare ai jet adronici. Il motivo sarà chiaro fra breve.

4.2.1 Gli algoritmi di clusterizzazione

I jet adronici vengono ricostruiti grazie ad un algoritmo che sfrutta esclusivamente le informazioni calorimetriche. Esistono due tipi di algoritmi di clusterizzazione: di *cono* e K_t . In questa analisi è stato utilizzato un particolare *algoritmo di cono* denominato *jetClu*. Per una panoramica sugli algoritmi di ricostruzione e in particolare su jetClu si consulti [14].

Spiegheremo ora come agisce jetClu.

Analogamente a quanto si fa per individuare i cluster elettromagnetici, si parte facendo una lista ordinata di torri calorimetriche con energia superiore a 1 GeV⁷, le *torri seme*. Dopodiché, partendo dalla torre seme più energetica si vanno a formare i *precluster*, cioè insiemi di torri seme contigue, non superando però la dimensione di 7 torri in ϕ e 7 torri in η ($\Delta R \sim 1.9$). Vengono poi calcolati il centro del precluster pesando le varie torri con la loro energia trasversa.

Ora, per ogni centro di ogni precluster si fa una lista delle torri ad esso circostanti entro un raggio R, da noi scelto pari 0.4, e con una energia minima di 100MeV. Questi nuovi gruppi sono chiamati *cluster* e di essi viene calcolato il centro come prima era stato fatto per i precluster.

A partire da questi nuovi centri si ripete l'operazione precedente andando a creare nuovi cluster (cioè nuove liste di torri) da sostituire ai precedenti.

⁶Si noti che per far in modo che un jet non possa essere un elettrone si fa un taglio in isolamento e poi si stima il QCD background. Mentre per fare in modo che un elettrone non sia un jet si tolgono le torri calorimetriche dell'elettrone prima di creare i jet come vedremo in seguito.

⁷Il fatto di prendere un'energia così bassa, rispetto a quella degli elettroni, è dovuta al fatto che l'energia di un jet si distribuisce su un numero di torri maggiore rispetto ad un cluster elettromagnetico.

L'operazione continua finché non si stabilizza la posizione di tutti i centri e quindi le liste delle torri assegnate ad ogni cluster.

Alla fine di questo processo si potranno avere alcuni cluster con torri in comune, cioè contate due o più volte. In questo caso si hanno diverse possibilità. Se un cluster è completamente contenuto in un altro il meno energetico viene rimosso. Altrimenti se si hanno solo alcune torri in comune, si calcola l'energia trasversa totale delle suddette torri e se questa risulta essere maggiore del 75% dell'energia trasversa del cluster meno energetico, allora i due cluster vengono combinati in uno solo; viceversa se è minore del 75% allora i due cluster rimangono separati e le torri in comune assegnate opportunamente ad uno o all'altro cluster.

Dopo questa rimozione di torri in comune si ricalcolano i centri dei cluster e si procede nuovamente alla costruzione di nuovi. Quando finalmente i centri dei cluster saranno stabili e non si avranno più sovrapposizioni di torri, i cluster rimanenti saranno i nostri jet.

Un'ultima cosa da notare è che questo modo di procedere, così come descritto finora, farebbe in modo che gli elettroni facciano praticamente sempre parte della lista dei jet. Per questo motivo, durante il processamento dei dati, quando viene il momento di ricostruire i jet, si richiama l'algoritmo di clusterizzazione dandogli come input, non tutte le torri del calorimetro, bensì tutte meno quelle utilizzate per ricostruire l'elettrone tight.

4.2.2 Le correzioni dei jet

L'algoritmo di clusterizzazione sfrutta esclusivamente le informazioni calorimetriche *non corrette*. Per questo motivo l'energia di ogni jet necessita di essere corretta proprio come viene fatto con gli elettroni. La differenza è che gli elettroni sono identificati dopo che l'energia è stata corretta mentre i jet prima. Per di più, oltre che per problemi intrinseci del calorimetro, si ha una discrepanza tra l'energia del jet e quella del partone che l'ha generato dovuta all'algoritmo usato. Per una panoramica approfondita sulle correzioni dei jet consultate [15].

Vediamo in dettaglio:

• Problemi del calorimetro

- risposta non lineare al passaggio di particelle di energia inferiore a 10 GeV;
- particelle di impulso trasverso inferiore a 400 MeV non riescono ad uscire dalla COT e quindi a raggiungere il calorimetro;
- presenza di zone del calorimetro mal instrumentate;
- Problemi dell'algoritmo di ricostruzione
 - l'algoritmo non riesce ad escludere particelle venute da interazioni soffici tra quark spettatori della stessa interazione $p - \bar{p}$ (eventi underlying);
 - -l'algoritmo non riesce ad escludere particelle venute da interazioni $p \bar{p}$ diverse da quella principale;
 - l'algoritmo tende a congoblare due jet in uno, quando si presenta della radiazione soffice tra due jet;
 - i jet non hanno chiaramente una apertura angolare per forza inferiore a 0.4 in R. Pertanto tutta l'energia che si trova fuori di 0.4 rispetto al centro del cluster viene perduta (energia *out of cone*);
 - i muoni lasciano solamente poca della loro energia (la MIP, minimum ionizing particle) nel calorimetro;
 - i neutrini passano attraverso il calorimetro senza lasciare alcuna informazione diretta;

4.2.3 Il pacchetto ufficiale per le correzioni: jetCorr

Per poter correggere l'energia di un jet per le correzioni appena elencate abbiamo usato un pacchetto software ufficiale chiamato jetCorr (Vedi [18] e [19]). La versione usata in questa analisi è la 04b. Con questo pacchetto si ha a disposizione una funzione che, per ogni jet, a seconda delle sue caratteristiche (posizione, run, ecc...), restituisce un fattore moltiplicativo da applicare all'energia del jet non corretta.

E' possibile scegliere tra vari livelli di correzione, ciascuno dei quali racchiude in sé alcune correzioni più tutte quelle dei livelli precedenti. Ecco un elenco:

- Level 0: corregge la scala energetica del calorimetro. Correzioni LER e SCL (offline) (guadagni relativi, dipendenza dei guadagni dal tempo, scala assoluta di energia, ...) applicate non solo alla CEM ma anche agli altri calorimetri (PEM, CHA, WHA, PHA). (offline/online calibrations)
- Level 1: corregge la dipendenza della risposta della zona $|\eta| > 0.6$ per la risposta $|\eta| < 0.6$. Si usa la zona interna come punto di riferimento perché è quella che da una risposta più accurata. Il fattore di correzione dipende da η e viene ricavato bilanciando l'impulso trasverso di eventi a due jet, di cui uno nella regione $|\eta| < 0.6$. (relative correction, f_{rel})
- Level 4: corregge l'energia del jet per la presenza di interazioni multiple nello stesso bunch-crossing. (multiple interaction correction, UEM)
- Level 5: corregge l'energia del jet per la non-linearità del materiale scintillante dovuta alla differenza di riposta tra $\pi^0 e \pi^{\pm}$ tenendo anche conto delle proprietà di frammentazione dei jet. Praticamente è il punto in cui si passa dal *jet calorimetrico* al *jet adronico*, cioè dalla E_t del cluster alla $\sum E_t$ degli adroni contenuti nel cono del jet. Questo fattore di correzione è stimato con un Monte Carlo confrontando la somma dell'energia degli adroni che compongono il jet con l'energia del jet calorimetrico. (absolute correction, f_{abs})
- Level 6: corregge l'energia del jet per la presenza di interazioni tra quark spettatori nella stessa collisione $p \bar{p}$. (underlying event correction, UE)
- Level 7: corregge l'energia del jet per quelle particelle, associate al partone inziale, che a valle della adronizzazione si trovano al di fuori del cono di clusterizzazione. Quest'ultima correzione ci porta dal *jet adronico* al *partone* da cui il jet si è originato, cioè dalla $\sum E_t$ degli adroni nel cono 0.4 alla E_{parton} . Questo fattore è ottenuto con una simulazione Monte Carlo, confrontando l'energia del partone inziale con l'energia di tutte le particelle da esso prodotte; dipende ovviamente

dal raggio del cono di clusterizzazione ed inoltre dall'impulso trasverso del jet. (out-of-cone correction, OOC)

Il problema del conteggio errato dei jet, dovuto a possibile radiazione soffice tra due jet oppure a due partoni irradiati a distanza angolare piccola fra loro, non possono essere risolti e sono un problema intrinseco degli algoritmi di cono.



Figura 4.5: Rappresentazione schematica dei tre livelli di jet: partonico, adronico, calorimetrico.

4.2.4 L'identificazione dei jet

I jet vengono identificati secondo le caratteristiche indicate in tabella 4.2.

Si è scelto di correggere l'energia dei jet al livello 5 perché abbiamo voluto rendere la misura indipendente dal rivelatore (ricordiamo cha al livello 5 si passa dal jet calorimetrico, cioè dipendente da CDF, a quello adronico), ma senza gravarla del peso della nostra scarsa conoscenza della QCD. Infatti passare dal jet adronico a quello partonico richiede, come già accennato, simulazioni Monte Carlo, quindi di conseguenza una buona descrizione del



Figura 4.6: Distribuzioni delle variabili $\eta \in \phi$ per i jet adronici. I jet usati sono tutti quelli ricostruiti nei dati dopo la selezione del processo $W(e\nu) + \geq 1$ jet.



Figura 4.7: A sinistra: fattore di correzione dell'energia dei jet in funzione dell'energia trasversa corretta del jet. A destra: errore sistematico totale in percentuale in funzione dell'energia trasversa corretta del jet. In entrambi i plot vengono mostrati sia il livello di correzione 5 che il 7. I valori rappresentati sono la media, bin per bin, di tutti i valori caduti nello stesso bin.

processo in esame, l'adronizzazione. Oltretutto, proprio per la nostra scarsa conoscenza di questo tipo di processi, passare al jet partonico significa introdurre un grande errore sistematico. Infine, siccome non vogliamo dare misure di sezioni d'urto con jet ma solamente rapporti di sezioni d'urto e siccome non c'è ragione di credere che le correzioni abbiano un effetto differente tra $W \in Z$, correggere al livello calorimetrico o a livello partonico non

Algoritmo	jetClu		
Raggio del cono (in R)	0.4		
Livello di correzione	5		
E_t^{raw}	$\geq 8 GeV$		
E_t^{corr}	$\geq 15 GeV$		
$ \eta $	≤ 2.4		

Tabella 4.2: Richieste per la ricostruzione e l'identificazione di un jet adronico

cambia il nostro risultato.

4.2.5 L'errore sistematico sull'identificazione dei jet

Ogni correzione descritta nel paragrafo precedente ha un errore sistematico associato; i singoli fattori di correzione sono stati variati di +1 e -1 deviazioni standard per stimare poi l'errore sistematico sul numero di jet dovuto a quella singola correzione. L'errore sistematico totale è stato poi ottenuto sommando in quadratura tutti questi singoli contributi.

4.3 I neutrini

I neutrini interagiscono solo debolmente e pertanto sfuggono dal nostro rivelatore senza lasciare alcun segno del loro passaggio. Una maniera per capire se ci sono stati uno o più neutrini però c'è. Chiaramente i partoni all'interno dei protoni e antiprotoni possono avere notevoli differenze in impulso, ma solo parallelamente al fascio! L'impulso perpendicolare al fascio invece può essere praticamente trascurato. Questo fa sì che lo stato iniziale della collisione abbia impulso trasverso nullo. Dalla conservazione dell'impulso si ha quindi che la somma di tutte le componenti perpendicolari alla direzione del fascio debba risultare nulla anche dopo la collisione.

Grazie a questa importante osservazione possiamo chiaramente ricavare quanta *energia trasversa mancante* è presente in un evento. Una grande quantità di questa *Missing* E_t (anche scritta come E_t) è considerata la prova della presenza di uno o più neutrini.

Spiegheremo ora come si costruisce in pratica questa quantità. (Per maggiori informazioni si veda [20] e [21]).

4.3.1 Definizione di Missing E_t

A partire dai quadrivettori associati ad ogni torre si definisce:

$$(\not\!\!E_t^{\ raw})_x = -\sum_{i=1}^{N_{torri}} (E_i)_x, \qquad (\not\!\!E_t^{\ raw})_y = -\sum_{i=1}^{N_{torri}} (E_i)_y$$

ove la sommatoria è estesa a tutte le torri che abbiano registrato una energia superiore ad una certa soglia (variabile da torre a torre). Si ricordi inoltre che le $(E_i)_x$ e $(E_i)_y$ possono essere sia negative che positive, siccome sono ottenute dal prodotto di E_i per il seno (coseno) di ϕ .

Dalle precedenti relazioni si definisce quindi:

 $\operatorname{con}\, 0 \le \varphi_{E_t^{raw}} < 2\pi.$

Si è apposto l'apice raw perché in questa definizione trovano posto solamente le informazioni provenienti dal calorimetro, che non misura in maniera adeguata alcuni oggetti, quali muoni e jet adronici e non tiene conto della vera posizione del punto di interazione per il calcolo di θ .

4.3.2 Correzioni alla Missing E_t

Mostreremo ora come correggere la $Missing E_t$ per questi effetti.

Prima di tutto si correggono le energie trasverse andando ad usare come θ quello ricalcolato a partire non da centro geometrico del rivelatore ma dal vero punto di interazione.

Poi si corregge la *Missing* E_t per l'energia dei muoni misurata grazie alle tracce che questi hanno lasciato nella COT.

$$(\not\!\!E_t \stackrel{\text{muon corr}}{=})_x = (\not\!\!E_t \stackrel{raw}{=})_x - \sum_{i=1}^{N_{muoni}} (P_{t_i}^{muon})_x$$

Capitolo 4. Selezione degli eventi

$$(\not\!\!E_t \stackrel{\text{muon corr}}{=})_y = (\not\!\!E_t \stackrel{raw}{=})_y - \sum_{i=1}^{N_{muoni}} (P_{t_i}^{muon})_y$$

Infine si corregge per i jet; avendo corretto la loro energia non a livello di torri, ma successivamente, dobbiamo andare a ricalcolare la $\not\!\!E_t$. A seconda del livello di correzione dei jet si hanno, di conseguenza, corrispondenti livelli di correzione della $\not\!\!E_t$. Il fattore di correzione per l'*out of cone* però è già compreso nella misura della $\not\!\!E_t$ per definizione.

$$(\not\!\!E_t \operatorname{muon+jet \ corr})_x = (\not\!\!E_t \operatorname{muon \ corr})_x - \sum_{i=1}^{N_{jet}} (E_{t_i}^{jet \ corr})_x - (E_{t_i}^{jet \ raw})_x (\not\!\!E_t \operatorname{muon+jet \ corr})_y = (\not\!\!E_t \operatorname{muon \ corr})_y - \sum_{i=1}^{N_{jet}} (E_{t_i}^{jet \ corr})_y - (E_{t_i}^{jet \ raw})_y$$

Nonostante abbiamo corretto l'energia dei jet al livello 5 abbiamo deciso di correggere la E_t solo fino al livello muonico. Il motivo di questa scelta risiede nel fatto che gli eventi selezionati dovranno essere riscalati per le efficienze di identificazione, che quindi varieranno di conseguenza, dandoci alla fine sempre lo stesso numero di eventi stimati.

4.4 Identificazione di eventi $W \rightarrow e\nu$

Il W è identificato come descritto nella tabella 4.3.

Cosmic	no cosmic
Trigger	ELECTRON_CENTRAL_18
Electron	at least a tight
Neutrino	$E_t > 30 GeV$
Z veto	applied

Tabella 4.3: Richieste per l'identificazione del $W \to e \nu$

Dopodiché gli eventi selezionati vengono divisi secondo il numero inclusivo di jet adronici presenti nell'evento.

Lo Z veto è una variabile binaria che assicura che in un evento non sia presente uno Z^0 . Si basa sulla presenza di due elettroni di cui uno tight e uno probe formanti una massa invariante compresa tra 76GeV e 106GeV. Viene usata per rigettare quegli eventi soddisfacenti le richieste dell'identificazione del W ma in cui sia presente anche un altro elettrone tight, diminuendo così la probabilità di scambiare un evento Z^0 per un evento W.

jets	Events	stat err	syst err up	syst err down
≥ 0	149501	± 387	+0	-0
≥ 1	25793	± 163	+908 (+3.5%)	-723(-2.8%)

In tabella 4.4 trovate gli eventi selezionati.

Tabella 4.4: Selezione degli eventi $W \to e\nu$.

Gli eventi selezionati sono consistenti con le misure precedenti opportunamente scalate per la luminosità, seppur un confronto diretto non sia possibile per diversità nei tagli di identificazione. Si nota inoltre il tipico fattore, pari circa a 5, che lega il numero di eventi inclusivi con quelli con almeno un jet, dovuto alla costante α_s che in questo regime di energie, cioè durante la cascata partonica, è pari circa a 0.2. Nel nostro caso si ha comunque un numero più grande di 5 dovuto al fattore di correzione dei jet che ci fa selezionare meno eventi ad un jet rispetto alla correzione a livello partonico.

4.4.1 L'errore statistico e sistematico

L'errore statistico sul numero di eventi selezionati viene calcolato assumendo la distribuzione poissoniana. Fare questo è lecito data l'enorme numero di eventi iniziali e la bassa probabilità di ottenere un'interazione (altrimenti saremmo stati obbligati ad usare la distribuzione binomiale).

L'errore sistematico prende in considerazione solamante il contributo dato dalle correzioni all'energia dei jet. Per stimarlo infatti non si fa altro che ricalcolare il numero di eventi selezionati variando, all'interno del pacchetto di correzione dei jet, il fattore di correzione. Tale variazione è fatta attribuendo al fattore di correzione il suo valore centrale più il suo errore sistematico (a turno up e poi down). L'errore sistematico totale è calcolato sommando in quadratura gli errori sistematici dei singoli livelli di correzione. I numeri riportati sono la differenza tra gli eventi selezionati con questa variazione e quelli selezionati senza variazione.

4.5 Identificazione di eventi $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

Lo Z^0 è identificato come descritto nella tabella 4.5.

Cosmic	no cosmic	
Trigger	ELECTRON_CENTRAL_18	
Electrons	at least a tight and a loose	
	opposite charge	
	$\Delta R_{ee} \ge 0.4$	
	$76 GeV \leq Inv.Mass.(ee) \leq 106 GeV$	
Neutrino	$E_t < 30 GeV$ (no high energy neutrino)	

Tabella 4.5: Richieste per l'identificazione dello $Z^0 \to e^+ e^-$

Dopodiché gli eventi selezionati vengono divisi secondo il numero inclusivo di jet adronici presenti nell'evento.

In tabella 4.6 trovate gli eventi selezionati.

jets	Events	stat err	syst err up	syst err down
≥ 0	7549	± 87	+0	-0
≥ 1	1368	± 38	+48 (+3.5%)	-41 (-3.0%)

Tabella 4.6: Selezione degli eventi $Z \to e^+ e^-.$

Valgono le stesse osservazioni qualitative fatte per gli eventi di W.

4.5.1 L'errore statistico e sistematico

La stima dell'errore statistico e sistematico è identica al caso del W.

L'errore dovuto alla probabilità di misurare male la carica è trascurabile (probabilità ~ 10^{-4}).

Capitolo 5

Fondo al segnale $W^{\pm} \to e^{\pm} \nu$

L'identificazione dei bosoni W decaduti in un elettrone e un neutrino è fatta, come abbiamo visto nei capitoli precedenti, tramite una serie di *tagli di identificazione*. La scelta di quei tagli è studiata in maniera da massimizzare il rapporto tra gli eventi di segnale e gli eventi di fondo, ove per eventi di segnale si intendono gli eventi che si desidera selezionare, nel nostro caso $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$, e per eventi di fondo (*background*) si intendono tutti quegli eventi che sono stati selezionati ma che non sono eventi di segnale.

In questo capitolo ci proponiamo di illustrare tutti i processi fisici che possono simulare il nostro evento di segnale $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$ e quanto ognuno di essi contamina la nostra selezione, dando alla fine del capitolo la stima totale degli eventi di fondo.

Il fondo del W può essere diviso in tre categorie:

- processi che generano nello stato finale la stessa configurazione fisica del nostro bosone W: Top, $W^{\pm} \rightarrow \tau^{\pm} \nu$, $Z \rightarrow e^+ e^-$;
- processi che non riproducono la configurazione fisica del nostro segnale ma che vengono considerati tali a causa dell'errata identificazione di qualche oggetto fisico: fondo QCD;
- processi che non interferiscono con l'identificazione del bosone W ma contribuiscono ad un conteggio errato del numero di jet adronici presenti in un evento: Promotion.

5.1 Fondo da Top

Un fenomeno fisico di fondo per la nostra analisi è il cosiddetto fondo di top. Il quark top a CDF viene prodotto prevalentemente in coppie $t\bar{t}$. Ciascun $t(\bar{t})$ decade praticamente sempre in $t \to b + W^+$ ($\bar{t} \to \bar{b} + W^-$). I due quark b generalmente producono un jet ciascuno, mentre il W ha differenti modi per decadere: 1. entrambi adronici (45.6%), 2. uno adronico e uno leptonico (43.9%), 3. entrambi leptonici (10.5%).

Per stimare tale background applichiamo i tagli di selezione al Monte-Carlo di $t\bar{t}$. Il numero ottenuto (N_{top_sel}) rappresenta gli eventi di fondo di top al segnale $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$ per una luminosità pari a quella del MonteCarlo, che è data da $L_{t\bar{t}} = N_{top_gen}/\sigma_{t\bar{t}}$. Ora non ci resta che scalare gli eventi di fondo precedentemente selezionati alla luminosità del nostro campione di dati.

$$N_{top}^{bkg} = N_{top_sel} \frac{L_{data}}{L_{t\bar{t}}}$$

In tabella 5.1 avete una lista di sezioni d'urto di produzione di $t\bar{t}$ calcolate teoricamente. Le sezioni d'urto sono prese da [22]. In tabella 5.2 avete invece le informazioni riguardanti il Monte Carlo usato.

$\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}(m_{top} = 175 GeV/c^2, PDF = best)$	=	6.70 pb
$\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}(m_{top} = 180 GeV/c^2, PDF = syst_up)$	=	5.00pb
$\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}(m_{top} = 170 GeV/c^2, PDF = syst_down)$	=	8.69pb

Tabella 5.1: Sezioni d'urto per la produzione di eventi top-antitop a CDF.

Generatore	Pythia
Eventi Generati	1149610
Luminosità	$171583.58 pb^{-1}$

Tabella 5.2: Luminosità del Monte Carlo usato per il fondo di top.

Infine in tabella 5.3 trovate i risultati del fondo che si sta calcolando.

jet	selected events	background \pm stat error \pm syst error
≥ 0 jet	62846	$120 \pm 1^{+36}_{-31}(m_{top} + PDF)^{+0}_{-0}(jet)$
≥ 1 jet	62814	$120 \pm 1^{+36}_{-31} (m_{top} + PDF)^{+14}_{-12} (jet)$

Tabella 5.3: Risultati per il calcolo del fondo di top al segnale $W \to e\nu$ diviso secondo la molteplicità dei jet adronici.

5.1.1 L'errore statistico e sistematico

L'errore statistico è calcolato come poissoniano su N_{top_sel} mentre tutti gli altri sono considerati nulli.

L'errore sistematico viene stimato propagando l'errore sulla sezione d'urto di produzione $t\bar{t}$. Le sezioni d'urto usate sono date da un calcolo teorico il cui parametro più rilevante è la massa del quark top. L'errore sulla massa del top è quindi anche quello che ha il maggior contributo nell'errore del calcolo teorico della sezione d'urto. Per questo motivo riportiamo le sezioni d'urto per il valore centrale della massa del top (ed anche delle PDF) e per i valori della massa aumentati e diminuiti del corrispondente errore.

Ora ricalcolando gli eventi di fondo di top usando questi valori "variati" si avranno i valori della sistematica superiore e inferiore del fondo in esame.

Infine per il campione con uno o più jet si stima anche l'errore dovuto alla correzione dell'energia dei jet. La maniera usata è la stessa della selezione degli eventi.

5.2 Fondo da singolo bosone

 misurato). Questi due contributi vanno sotto il nome comune di "Fondo da singolo bosone".

La stima di questi due fondi non può essere fatta banalmente applicando la nostra selezione ai rispettivi Monte Carli e andando poi a scalare gli eventi per il rapporto delle luminosità. Il motivo risiede nel fatto che non conosciamo le sezioni d'urto di $p\bar{p} \rightarrow W^{\pm} + \geq n \text{ jets}$ e $p\bar{p} \rightarrow Z^0 + \geq n \text{ jets}$ o, anche se le conoscessimo, sono quelle che stiamo misurando quindi non dovrebbero essere usate.

Per queste ragioni riportiamo il seguente esempio, valido per il W^{\pm} ma assolutamente analogo per lo Z^0 .

Supponiamo che in un certo numero di eventi si siano generati 1000 $W \to e\nu$. Dato che la $Bf(W \to e\nu) = Bf(W \to \tau\nu)$ si saranno prodotti anche 1000 $W \to \tau\nu$. Di questi il 17% sarà andato in $e\nu\nu\nu$. Quindi avremo 170 eventi fatti da un elettrone e E_t . Chiaramente buona parte di questi 170 eventi finirà come fondo per il nostro segnale.

Però bisogna notare che l'efficienza di identificazione degli elettroni provenienti dal τ è molto più bassa di quelli venuti direttamente dal decadimento del W, e questo è dovuto principalmente al fatto che hanno energia mediamente più bassa dovuta alla cinematica del decadimento del τ ; vedi figura 5.1.

Quindi se su 1000 $W \rightarrow e\nu$ ne identifichiamo 200, dato che l'efficienza totale è, supponiamo, il 20%, il numero totale di eventi che misureremo sarà dato da 200 + $\varepsilon_{\tau} \cdot 170$.

Quindi per conoscere il fondo in questione dobbiamo misurare l'efficienza di identificazione di un evento di segnale a partire da un campione puro di $W \to \tau \nu$. Cosa che si fa facilmente utilizzando un MonteCarlo.

Un discorso assolutamente analogo si fa per gli eventi in cui sia presente uno $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ ove stavolta chiaramente dati 1000 eventi $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu$ il numero di $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ sarà dato da 1000 moltiplicato per il rapporto delle sezioni d'urto di questi processi e dove l'efficienza sarà diversa perché rappresenterà la probabilità di non misurare uno dei due elettroni.

Scriviamo in formule quanto detto finora:



Figura 5.1: Spettro della E_t per elettroni provenienti da $W \to e\nu$ (blu) e per elettroni da $W \to \tau\nu$, $\tau \to e\nu\nu$ (rosso). Gli spettri sono graficati in base a simulazioni Monte Carlo e sono normalizzati, in ordine, nel rapporto 100:17.84, cioè il rapporto delle loro *branching fractio*.

 $\cos \varepsilon_{W\tau\nu \ as \ We\nu}$ pari al rapporto tra il numero di eventi $We\nu$ selezionati nel Monte Carlo $W\tau\nu$ e il numero di eventi generati in quest'ultimo. Analogo per $\varepsilon_{Zee \ as \ We\nu}$.¹²

In tabella 5.4 trovate le efficienze richieste per il precedente sistema di

¹È noto che non dobbiamo contare i jet che in realtà sono elettroni. A numeratore, dato che stiamo richiedendo un elettrone tight il problema non si pone ma a denominatore sì! Per ovviare a questo problema si procede così: quando il τ decade in elettrone si controlla se tale elettrone della banca hepg sia caduto all'interno del jet, nel qual caso non si incrementa il numero di jet in quell'evento. Viceversa se il τ non è decaduto in elettrone semplicemente si contano tutti i jet ricostruiti.

 $^{^{2}}$ Si noti che gli eventi che noi chiamiamo *real*, cioè veri, si riferiscono alla "veridicità" del W. Infatti questi eventi dovranno essere nuovamente corretti per il fondo *Promotion* che riguarda, appunto, non il W bensì il conteggio dei jet adronici, dandoci infine gli eventi di *segnale* da noi cercati.

equazioni, mentre in tabella 5.5 le sezioni d'urto usate. Le efficienze non saranno utilizzate direttamente nel calcolo del fondo come vedremo fra breve, ma vengono comunque riportate per comprendere gli ordini di grandezza delle quantità in gioco. Nella tabella successiva invece, troverete esclusivamente le sezioni d'urto inclusive; questo perché si suppone, ragionevolmente, che il loro rapporto rimanga costante all'aumentare dei jet.

jet	$\varepsilon_{W\tau\nu} as We\nu$	$arepsilon_{Zee} \ as \ We u$		
≥ 0 jet	0.00256 ± 0.00011	0.00420 ± 0.00006		
≥ 1 jet	0.00208 ± 0.00012	0.00671 ± 0.00017		

Tabella 5.4: Efficienze di identificazione di un evento $W \to \tau \nu$ come $W \to e\nu$ e di un evento $Z \to ee$ come $W \to e\nu$.

jet	$\sigma_{(p\bar{p}\to W+\ge n \text{ jets})}Bf(W\to e\nu)$	$\sigma_{(p\bar{p}\to Z+\geq n \ jets)}Bf(Z\to ee)$
≥ 0 jet	$(2687 \pm 54)pb^{-1}$	$(251.3\pm5.0)pb^{-1}$

Tabella 5.5: Sezioni d'urto usate per lo scalamento degli eventi $Z \to ee$ agli eventi $W \to e\nu$.

Ora se conoscessimo una maniera diretta di misurare il fondo QCD potremmo risolvere il precedente sistema di equazioni, essendo un sistema di tre equazioni in tre incognite. Una maniera per fare ciò esiste e va sotto il nome di "metodo dell'Isolamento versus la E_t "; è però soggetta ad un errore sistematico molto grande. Per ovviare a questo problema è stato elaborato un nuovo metodo, detto "metodo dell'antielettrone". Questo metodo però implica il coinvolgimento di tutti gli altri background per poter essere calcolato, quindi non daremo qua la stima degli eventi di fondo di singolo bosone, ma nell'ultimo paragrafo.

5.3 Fondo QCD

Sotto la dicitura "fondo QCD" vanno a finire tutti quei casi in cui un qualsiasi oggetto (principalmente jet adronici) viene scambiato per un elettrone. Come esempio possiamo considerare gli eventi *di-jet*, cioè eventi con produzione di due jet adronici, in cui uno dei due viene scambiato per un elettrone e l'altro non viene misurato, contribuendo quindi a simulare un neutrino.

Per stimare tale fondo si è usato un metodo chiamato "metodo dell'antielettrone" (vedi [29]). Esso stima il fondo QCD costruendo la distribuzione della $\not\!\!E_t$ per un campione di "finti elettroni" intergrandola poi, dopo averla opportunamente normalizzata, sull'intervallo di valori presi in considerazione dalla nostra selezione. L'assunzione che si fa per poter usare questo metodo è quella di considerare gli eventi dove compaiono antielettroni, come tipici eventi di fondo QCD ed inoltre che non ci siano altri contributi al fondo se non quelli appena discussi. Per costruire questo campione di antielettroni si usa lo stesso campione di dati usato per la selezione degli eventi. Il motivo di tale scelta risiede nel fatto che esistono una infinità di processi che possono concorrere al fondo QCD e pertanto è impossibile realizzare un Monte Carlo che li simuli correttamente tutti.

Entriamo in dettaglio. Prima di tutto definiamo un antielettrone. Abbiamo bisogno che esso risponda ad alcune richieste basilari (tagli cinematici) per far sì che l'evento in questione sia un canditato di segnale dal punto di vista elettronico. Dopodiché affinché la frazione di elettroni sul totale di eventi selezionati sia la più alta possibile si usa solitamente fare altre richieste (tagli di identificazione). Per definire un antielettrone agiremo proprio su questo ultimo insieme di tagli. Un antielettrone è definito come un oggetto soddisfacente tutti i tagli cinematici e che abbia fallito due qualsiasi tagli tra quelli di identificazione. Vedi tabella 5.6.

cinematiche	E_t	P_t	η	fiducial	Z_0	E/P	Isolation
identificazione	Had/Em	χ^2_{strip}	L_{shr}	ΔX_{CES}	ΔZ_{CES}		

Tabella 5.6: Variabili usate per i tagli cinematici e di identificazione. Qua trovate solo l'elenco delle variabili. I tagli sono gli stessi usati per la selezione.

Una volta costruita la distribuzione della E_t per questo campione di antielettroni non resta che trovare il modo di normalizzarla in maniera opportuna per poterne poi integrare una parte che sarà la stima del nostro fondo.

Ponendo $N^{real} = K_W N^{sel}_{MC_-We\nu}$, introducendo un'altra costante di normalizzazione per il campione di antielettroni K_Q e usando quanto imparato dai paragrafi precedenti si ha:

$$N^{selected} = K_W N^{sel}_{MC_We\nu} + K_W a N^{W\tau\nu} + K_W b N^{Zee} + K_Q N^{QCD} + N^{top}$$

ove

•
$$a = \frac{N_{MC-We\nu}^{gen}}{N_{MC-W\tau\nu}^{gen}};$$

•
$$b = \frac{N_{MC-W\tau\nu}^{gen}}{N_{MC-W\tau\nu}^{gen}} \frac{\sigma_{(p\bar{p}\to Z)}Bf(Z\to ee)}{\sigma_{(p\bar{p}\to W)}Bf(W\to e\nu)}$$

La stessa relazione rimarrà valida se la scriviamo in funzione della E_t , cioè dal punto di vista delle distribuzioni.

Supponendo di poter usare le simulazioni MonteCarlo, si ottengono da esse le seguenti distibuzioni in E_t :

- fondo di *top* scalato per il rapporto delle luminosità;
- fondo QCD dal campione di antielettroni;
- fondo $Z^0 \to e^+e^-$ scalato per il coefficiente b;
- fondo $W^{\pm} \to \tau^{\pm} \nu$ scalato per il coefficiente *a*;
- eventi di segnale $W^{\pm} \to e^{\pm}\nu;$

mentre si ottiene dai dati la distribuzione della E_t degli eventi selezionati.

Infine non resta che fittare le precedenti distribuzioni per ottenere i parametri K_W e K_Q .

5.3.1 L'errore statistico e sistematico

L'errore statistico è dato dal numero di eventi nella regione con $\not\!\!E_t \ge 30 GeV$ (errore poissoniano) e dall'errore del fit associato a K_W e K_Q . Per il fondo da top chiaramente si ha solamente la componente poissoniana.

L'errore sistematico è principalmente dovuto a quanto bene la distribuziuone in $\not\!\!E_t$ del nostro campione di antielettroni riproduce la distribuzione in $\not\!\!E_t$ degli eventi di fondo. Per far questo sono stati variati (20%) i valori dei tagli sulle variabili che definiscono il campione degli antielettroni. Le differenze tra i valori degli eventi di fondo ricalcolati in questi maniera con i valori ottenuti in precedenza, rappresentano gli errori sistematici. Questo errore è attribuito chiaramento alla stima del fondo QCD.

Altre sorgenti di sistematica derivano dalla bontà dei nostri Monte Carli. Questa incertezza si rifletterà soprattutto nella stima dei fondi elettrodeboli $(W^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu \ e \ Z^0 \rightarrow e^+e^-)$. Risulta però ragionevole trascurare questi errori. Infatti il coefficiente moltiplicativo K_W che estrapoliamo dal fit è un fattore globale di tutto ciò che viene stimato usando i Monte Carli. Ora, assumendo che il grado di accuretezza dei Monte Carli sia simile (soprattutto tra simulazione del segnale e simulazione del fondo elettrodebole), l'errore sistematico diventa sicuramente trascurabile rispetto a quello del fondo QCD.

5.4 Promotion

Come anticipato nell'introduzione esiste un tipo di fondo che non interessa l'identificazione del bosone W bensì il conteggio dei jet adronici in un evento. Questo errore nel contare i jet va solitamente sempre nello stesso verso cioè si tende a misurare sempre più jet di quanti ce ne siano in realtà; per questo motivo va sotto il nome di *Jet Multiplicity Promotion* o più semplicemente *Promotion*.

Le cause sono da ricercarsi principalmente in questi contributi fisici:

- interazioni extra : nel caso in cui si abbiano interazioni tra quark spettatori nella stessa collisione $p\bar{p}$ (underlying event) oppure interazioni $p\bar{p}$ ulteriori a quella in cui è stato generato il bosone da noi cercato(multiple interactions) si potrebbero avere dei jet provenienti dalle suddette interazioni.³
- eventi $W\gamma$: in questa configurazione fisica, si potrebbe verificare il caso in cui il fotone venga ricostruito come un jet adronico.

³Anche se apparentemente sembra che i jet siano stati già corretti per questi processi in realtà non è così. Difatti le correzioni fatte sui jet riguardano l'energia del singolo jet, cioè si scala di una certa percentuale media l'energia del jet in esame con considerazioni generali sul numero di vertici presenti nell'evento, ma non si va a guardare se un jet sia venuto dall'interazione a cui eravamo interessati o meno.

Si assume inoltre, confortati dal tipo di fenomeni fisici che contribuiscono alla *Promotion*, che il conteggio erroneo dei jet è assolutamente indipendente dal fenomeno fisico analizzato. In poche parole sia che andassimo ad identificare il W che lo Z, la probabilità di "promuovere", per esempio, un evento con due jet ad uno con tre è identica. Questa assunzione ci permette di non stimare questo fondo nella presente analisi. Assumendo infatti che i contributi siano identico nel caso del W e dello Z, si ha la loro cancellazione nell'espressione del rapporto.

Per completezza accenniamo alla strategia che si usa per stimare questo fondo. La stima della *Promotion* si riduce in pratica a trovare dei fattori moltiplicativi per ciascuna delle molteplicità dei jet (P_n) . P_n rappresenta la stima della probabilità che un evento abbia esattamente n jet provenienti da interazioni extra.

Questa definizione tiene conto solo del primo dei fenomeni fisici elencati. Il contributo dato dal fotone viene stimato come un fattore additivo di correzione a P_1 .

Il numero di eventi di segnale verrà poi dato, nel nostro caso, dalla inversione del seguente sistema lineare:

$$\begin{pmatrix} W_{a}^{sel-bkg} \\ W_{a}^{sel-bkg} \\ w_{aljet}^{sel-bkg} \\ W_{a}^{sel-bkg} \\ P_{4} \\ P_{3} \\ P_{4} \\ P_{3} \\ P_{2} \\ P_{1} \\ P_{1} \\ P_{2} \\ P_{1} \\ P_{$$

ove per eventi signal si intendono gli eventi di segnale da noi cercati e con eventi sel - bkg gli eventi selezionati a cui siano stati sottratti tutti i background tranne questo in esame (quelli che avevamo chiamato eventi real). Inoltre sono state considerate nulle le P_n con n superiore a 4.

La comprensione del perché di questo sistema è banale, per capirlo è sufficiente ricordare la definizione di P_n ed esplicitare una qualsiasi delle cinque equazioni che sintetizza.

Da quanto visto possiamo dare una prova dell'effettiva cancellazione di questo contributo nel calcolo del rapporto, confrontando la distribuzione dei vertici primari negli eventi W con quella negli eventi Z. Il confronto è riportato in figura 5.2.



Figura 5.2: Confronto tra le distribuzioni del numero di vertici tra gli eventi W (verde) e quelli Z (blu) con presenza di uno o più jet adronici.

5.5 Sommario del fondo al segnale $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu$

Riportiamo in tabella 5.7 quanto finora visto riguardo al fondo del segnale in esame.

	≥ 0 jet			≥ 1 jet		
Тор	120	± 1	$^{+36}_{-31}(PDF)$	120	± 1	$^{+36}_{-31}(PDF)^{+14}_{-12}(jet)$
QCD	1496	± 84	$\pm 30 (AntiEle)$	663	± 46	$\pm 86(AntiEle)$
$W \rightarrow \tau \nu$	2178	± 82		417	± 24	
$Z \rightarrow ee$	352	± 10		151	± 3	
N^{bkg}	4146	± 118	± 47	1351	± 53	± 94

Tabella 5.7: Sommario dei contributi al fondo del segnale $W \to e \nu.$

Infine nelle figure 5.3, 5.4, 5.5 e 5.6 abbiamo realizzato un confronto fra dati e MonteCarlo. Il segnale estratto dal MonteCarlo con la consueta tecnica di selezione degli eventi è stato successivamente normalizzato a N^{true} (eventi selezionati meno tutti i fondi tranne la promotion). Agli istogrammi così riscalati si sono andati a sommare gli istogrammi (ovviamente della stessa variabile) relativi ai segnali di fondo. L'istogramma risultante è stato poi sovrapposto a quello ottenuto semplicemente dalla selezione degli eventi sui dati. I due istogrammi dovrebbero coincidere entro gli errori di misura. Se ciò accade abbiamo una ragionevole conferma di avere usato le strategie giuste per stimare il fondo e in più abbiamo una altrettanto ragionevole confidenzialità nell'usare, nel prosieguo di questa analisi, le simulazioni MonteCarlo del nostro segnale, cosa utilissima come vedremo nel capitolo delle efficienze.



Figura 5.3: Confronto dati-MonteCarlo per la variabile E_t dell'elettrone del W in eventi di segnale con uno o più jet adronici.



Figura 5.4: Confronto dati-Monte Carlo per la E_t in eventi di segnali con uno o più jet adronici.

Capitolo 5. Fondo al segnale $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu$



Figura 5.5: Confronto dati-Monte
Carlo per la Massa trasversa del W in eventi di segnali con uno o più jet adronici.



Figura 5.6: Confronto dati-MonteCarlo per la variabile E_t del jet adronico più energetico in eventi di segnali con uno o più jet adronici.

Capitolo 6

Fondo al segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

L'identificazione dei bosoni Z^0 decaduti in un elettrone di carica negativa e uno di carica positiva è fatta, come abbiamo visto nei capitoli precedenti, tramite una serie di *tagli di identificazione*. La scelta di quei tagli è studiata in maniera tale da massimizzare il rapporto tra gli eventi di segnale e gli eventi di fondo, ove per eventi di segnale si intendono gli eventi che si desidera selezionare, nel nostro caso $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, e per eventi di fondo (*background*) si intendono tutti quegli eventi che sono stati selezionati ma che non sono in realtà eventi di segnale.

In questo capitolo ci proponiamo di illustrare tutti i processi fisici che possono simulare il nostro evento di segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ e quanto ognuno di essi contamina la nostra selezione, dando alla fine del capitolo la stima totale degli eventi di fondo.

Il fondo dello Z^0 può essere diviso in tre categorie:

- processi che generano nello stato finale la stessa configurazione fisica del nostro bosone Z: $Z^0 \to \tau^+ \tau^-$;
- processi che non riproducono la configurazione fisica del nostro segnale ma che vengono considerati tali a causa dell'errata identificazione di qualche oggetto fisico: fondo QCD;
- processi che non interferiscono con l'identificazione del bosone Z⁰ ma contribuiscono ad un conteggio errato del numero di jet adronici presenti in un evento: Promotion.

6.1 Fondo QCD

Sotto la dicitura "fondo QCD" vanno a finire tutti quei casi in cui un qualsiasi oggetto (principalmente jet adronici) viene scambiato per un elettrone. Tra i contributi fisici tipici che concorrono a questo fondo ricordiamo gli eventi *di-jet*, cioè eventi con produzione di due jet adronici.

Così come per il W stimare questo fondo dal MonteCarlo è praticamente impossibile non potendo simulare correttamente la grande quantità di processi che intervengono. Per poterlo stimare dai dati si fa il seguente ragionamento: la probabilità di scambiare erroneamente due oggetti per elettroni non dipende dal segno della carica di tali oggetti. Cioè la probabilità di scambiare, per esempio, due jet per due elettroni di carica uguale è identica, in linea di principio, alla probabilità di scambiarli per due elettroni di carica opposta (quindi simulando il nostro segnale).

Da questa osservazione si capisce che il fondo QCD dello Z^0 può essere stimato andando a selezionare eventi con la stessa tecnica usate per il segnale ma di carica concorde.

Potrebbe però verificarsi il caso in cui un elettrone veramente proveniente dal decadimento di uno Z^0 irradi un fotone di alta energia che a sua volta faccia produzione di coppie. In questa situazione potremmo selezionare due elettroni di carica uguale incrementando quindi il fondo QCD nonostante l'evento in origine fosse un evento di segnale. Questo tipo di eventi vengono detti *eventi tridente* per ovvie ragioni topologiche. Si pone quindi il problema di come distinguere tra gli eventi di segno concorde, gli eventi tridente (vedi figura 6.1).

Per fare questo si vanno a selezionare gli eventi di segno concorde nel MonteCarlo $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Di conseguenza, dopo averli scalati opportunamente, si avrà il numero da noi cercato, da sottrarre poi agli eventi di segno concorde selezionati nei dati. L'operazione di riscalamento non è fatta tramite il rapporto delle luminosità, sempre per il solito discorso per cui non conosciamo ancora la sezione d'urto del MonteCarlo dato che è quella che stiamo misurando. Pertanto il riscalamento è effettuato tramite il rapporto degli eventi selezionati tra dati e MonteCarlo.



Figura 6.1: Disegno schematico di un possibile evento tridente.

$$N_{QCD}^{bkg} = SS_{data} - \left(SS_{mc} \cdot \frac{OS_{data}}{OS_{mc}}\right)$$

In tabella 6.1 trovate i valori usati per stimare il fondo QCD e in tabella 6.2 i risultati ottenuti.

	SS _{data}	SS_{mc}	OS_{data}	OS_{mc}
≥ 0 jet	27	108	7549	69248
≥ 1 jet	9	26	1368	18513

Tabella 6.1: Quantità usate per stimare il fondo QCD del segnale $Z^0 \to e^+ e^-.$

	N_{QCD}^{bkg}				
≥ 0 jet	15	± 6			
≥ 1 jet	7	± 3	$\pm 1(jet)$		

Tabella 6.2: Risultati per il fondo QCD del segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

Capitolo 6. Fondo al segnale $Z^0 \to e^+e^-$

6.1.1 Errore statistico e sistematico

L'errore statistico è calcolato come poissoniano sulle quantità SS_{data} , SS_{mc} , OS_{data} , OS_{mc} e poi propagato statisticamente su N_{QCD}^{bkg} .

L'unica sorgente di sistematica considerata è la correzione dell'energia dei jet adronici.

6.2 Fondo $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$

Un altro fondo al nostro segnale è dato da $Z^0 \to \tau^+ \tau^-$, ove il decadimento $\tau \to e\nu\nu$ produce la configurazione finale tipica del nostro segnale. Con discorsi analoghi a quelli fatti per il fondo da *Singolo Bosone* al *W*, possiamo scrivere:

$$N^{bkg}_{Z \rightarrow \tau\tau} = N^{real}_{Z \rightarrow ee} \frac{\varepsilon_{Z\tau\tau \ as \ Zee}}{\varepsilon_{Zee}}$$

La probabilità di selezionare un evento $Z^0 \to \tau^+ \tau^-$ come evento $Z^0 \to e^+ e^-$ è ridotta notevolmente dalla differenza di spettro in E_t dell'elettrone venuto dal τ rispetto a quello venuto direttamente dallo Z^0 e dal taglio in massa invariante. Vedi figure 6.2.



Figura 6.2: Massa invariante di coppie elettrone-positrone per eventi $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (rosso) e $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ (blu).

Per poter stimare il contributo di questo fondo dobbiamo risolvere un semplice sistema di equazioni, una per il fondo da τ e altre due per il fondo Di-Bosonico.

In tabella 6.3 trovate le efficienze relative al fondo in questione.

	≥ 0 jet	≥ 1 jet		
$\varepsilon_{Z\tau\tau} as Zee$	0.00004 ± 0.00001	0.00001 ± 0.00002		
ε_{Zee}	0.090 ± 0.002	0.094 ± 0.002		

Tabella 6.3: Efficienze utili per il calcolo del fondo $Z^0 \to \tau^+ \tau^-$. Per il valore di ε_{Zee} vedi il capitolo successivo.

6.2.1 L'errore statistico e sistematico

Per la trattazione degli errori ci si riferisca al paragrafo analogo per il fondo Di-Bosonico.

6.3 Fondo Di-Bosonico

Per fondo Di-Bosonico si intende il segnale di fondo al canale $Z^0 \rightarrow e^+e^$ dato da $p\bar{p}$ in WW, WZ, ZZ. Questi ultimi infatti, decadendo, possono generare uno stato finale tipico del nostro segnale, cioè due elettroni isolati con produzione associata di jet adronici. Il taglio in massa invariante e in \not{E}_t riducono questo fondo (vedi figura 6.3), specialmente quello da WW che è risultato trascurabile.

Chiaramente si ha che il numero degli eventi di fondo Di-Bosonico è dato da:

$$N_{Di-Boson}^{bkg} = N_{WZ}^{bkg} + N_{ZZ}^{bkg} = N_{Z \to ee}^{real} \cdot \frac{\sigma_{WZ}}{\sigma_{Z \to ee}} \cdot \frac{\varepsilon_{WZ \ as \ Zee}}{\varepsilon_{Zee}} + N_{Z \to ee}^{real} \cdot \frac{\sigma_{ZZ}}{\sigma_{Z \to ee}} \cdot \frac{\varepsilon_{ZZ \ as \ Zee}}{\varepsilon_{Zee}}$$

Mettendo la predente equazione a sistema con:

$$N_{Z \to \tau\tau}^{bkg} = N_{Z \to ee}^{real} \frac{\varepsilon_{Z\tau\tau} \text{ as } Zee}{\varepsilon_{Zee}}$$

e con:

$$N_{Z \to ee}^{real} = N_{Z \to ee}^{sel} - N_{QCD}^{bkg} - N_{Z \to \tau\tau}^{bkg} - N_{Di-Boson}^{bkg}$$

91

Capitolo 6. Fondo al segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$



Figura 6.3: $\not\!\!E_t$ per eventi $Z \to ee$ (blu) ed eventi WZ (rosso).

e risolvendo il sistema si ha:

$$N_{Z \to ee}^{real} = \frac{N_{Z \to ee}^{sel} - N_{QCD}^{bkg}}{1 + \frac{\varepsilon_{Z\tau\tau \ as \ Zee}}{\varepsilon_{Zee}} + \frac{\sigma_{WZ}}{\sigma_{Z \to ee}} \cdot \frac{\varepsilon_{WZ \ as \ Zee}}{\varepsilon_{Zee}} + \frac{\sigma_{ZZ}}{\sigma_{Z \to ee}} \cdot \frac{\varepsilon_{ZZ \ as \ Zee}}{\varepsilon_{Zee}}}{\varepsilon_{Zee}}$$

Riportiamo in tabella 6.4 le quantità utilizzate per il fondo Di-Bosonico.

	≥ 0 jet	≥ 1 jet			
$\sigma_{Z \to ee}$	$(251.3 \pm 5.0) pb^{-1}$				
σ_{WZ}	$(3.65 \pm 0.2$	$6)pb^{-1}$			
σ_{ZZ}	$(1.39 \pm 0.10) pb^{-1}$				
ε_{Zee}	0.090 ± 0.002	0.094 ± 0.002			
$\varepsilon_{WZ} as Zee$	0.0070 ± 0.0002	0 ± 0			
ε_{ZZ} as Zee	0.00151 ± 0.00004	0 ± 0			

Tabella 6.4: Quantità utili per il calcolo del fondo Di-Bosonico. Per il valore di ε_{Zee} vedi il capitolo successivo. I valori di σ_{WZ} e σ_{ZZ} sono predizioni dello SM e sono prese da [37].

I risultati per il fondo Di-Bosonico così come per il fondo da $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^$ sono riportati in tabella 6.5.

6.3.1 L'errore statistico e sistematico

L'errore statistico sulla stima di $N_{Z \to \tau \tau}^{bkg}$ e $N_{Di-Boson}^{bkg}$ è ottenuto propagando statisticamente l'errore dei singoli elementi da cui dipendono.

L'errore sistematico sui processi $N^{bkg}_{Z\to\tau\tau}$ e $N^{bkg}_{Di-Boson}$ non viene stimato essendo questi contributi trascurabili.

6.4 Processo di Drell-Yan

Quanto visto finora per lo Z^0 è da intendersi in realtà per Z^0/γ^* cioè in ogni vertice $q\bar{q}$ è possibile sia la produzione di Z^0 che di γ^* , sia l'interferenza tra di loro (processo di Drell-Yan). Quindi la sezione d'urto che scaturirà da quanto fatto finora sarebbe da riferirsi al segnale $p\bar{p} \rightarrow Z^0/\gamma^* + \ge n$ jets. Per portare questo numero ad essere quello per il segnale $p\bar{p} \rightarrow Z^0 + \ge n$ jets bisogna moltiplicare la sezione d'urto per:

$$\frac{I_2}{I_1} = 1.004 \pm 0.001$$

Il valore di questo fattore di correzione è preso da [38].

6.5 Promotion

Come anticipato nell'introduzione esiste un tipo di fondo che non interessa l'identificazione del bosone Z^0 bensì il conteggio dei jet adronici in un evento. Questo errore nel contare i jet va solitamente sempre nello stesso verso cioè si tende a misurare sempre più jet di quanti ce ne siano in realtà; per questo motivo va sotto il nome di *Jet Multiplicity Promotion* o più semplicemente *Promotion*.

Questo fondo, come detto nel capitolo precedente, viene stimato una sola volta, indipendentemente dal processo in esame. L'unica differenza rispetto al caso del W^{\pm} è che ora la correzione a P_1 è data dal processo $Z\gamma$. Ricordiamo infine che nella misura del rapporto questo contributo al fondo si semplifica.

6.6 Sommario del fondo al segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

Riportiamo in tabella 6.5 quanto finora visto riguardo al fondo del segnale in esame.

	≥ 0 jet			≥ 1 jet		
QCD	15	± 6	_	7	± 3	$\pm 1(jet)$
$ Z^0 \to \tau^+ \tau^- $	3	± 2	_	1	± 2	—
Di-Boson	1	± 2	—	-	_	_
N^{bkg}	19	± 7	_	8	± 4	$\pm 1(jet)$

Tabella 6.5: Sommario dei contributi al fondo del segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

Infine nelle figure 6.4, 6.5, 6.6 e 6.7 abbiamo realizzato un confronto fra dati e MonteCarlo. Il segnale estratto dal MonteCarlo con la consueta tecnica di selezione degli eventi è stato successivamente normalizzato a N^{real} (eventi selezionati meno tutti i fondi tranne la promotion). Infine agli istogrammi così riscalati si sono andati a sommare gli istogrammi (ovviamente della stessa variabile) relativi ai segnali di fondo. L'istogramma così ottenuto è stato poi sovrapposto a quello ottenuto semplicemente dalla selezione degli eventi sui dati. I due istogrammi dovrebbero coincidere entro gli errori di misura. Se ciò accade abbiamo una ragionevole conferma di avere usato le strategie giuste per stimare il fondo e in più abbiamo una altrettanto ragionevole confidenzialità nell'usare, nel prosieguo di questa analisi, le simulazioni MonteCarlo del nostro segnale, cosa utilissima come vedremo nel capitolo delle efficienze.



Figura 6.4: Confronto dati-MonteCarlo per la variabile E_t dell'elettrone tight dello Z in eventi di segnale con uno o più jet adronici.



Figura 6.5: Confronto dati-Monte Carlo per la E_t in eventi di segnale con uno o più jet adronici.

Capitolo 6. Fondo al segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$



Figura 6.6: Confronto dati-MonteCarlo per la Massa Invariante dello Z^0 in eventi di segnali con uno o più jet adronici.



Figura 6.7: Confronto dati-MonteCarlo per la variabile E_t del jet adronico più energetico in eventi di segnale con uno o più jet adronici.
Capitolo 7

Efficienze

In questa analisi richiediamo che le caratteristiche del nostro segnale soddisfino, come detto in precedenza, svariate richieste, questo per poter essere sicuri di guardare al fenomeno che ci interessa minimizzando la presenza di eventi di fondo. Questo fa sì che molti eventi, comunque "buoni", vengano scartati. Per risalire agli eventi originari si introduce, come abbiamo già accennato, il concetto di efficienza¹.

Rimane il problema di come stimare tale efficienza. Prima di tutto cercheremo di dividere le efficienze della misura del W e dello Z in tanti fattori, in modo da poter essere semplificate nel rapporto finale. Alcuni di questi fattori possono essere misurati a partire dal campione di dati, ma questo accade molto raramente. Per i restanti ci verranno in aiuto le simulazioni MonteCarlo del processo in esame. Difatti grazie ad una simulazione di tutto l'esperimento, dove però si impone che l'unico processo sia quello in esame, possiamo stimare l'efficienza cercata dato che conosciamo gli eventi di partenza oltre che quelli selezionati.

Dopo questa breve introduzione, passeremo in rassegna la stima di tutti i contributi in cui abbiamo ritenuto opportuno fattorizzare le nostre efficienze. Diamo qui come anticipazione l'elenco e lo scopo di tali efficienze.

¹Spesso alcuni tipi di efficienze vengono chiamate accettanze. Il termine per noi è fuorviante e privo di utilità, essendo concettualmente la stessa cosa. (Un esempio: quella che chiameremo efficienza di Z_{vertex} è una accettanza mentre l'efficienza di trigger è una vera e propria efficienza)

$$\varepsilon_{tot}^{W} = \varepsilon_{Z_{vertex}} \varepsilon_{trigger} \varepsilon_{geo+kin}^{W} \varepsilon_{quality}^{W} \varepsilon_{Z_{veto}}$$
(7.1)

$$\varepsilon_{tot}^Z = \varepsilon_{Z_{vertex}} \varepsilon_{trigger} \varepsilon_{geo+kin}^Z \varepsilon_{quality}^Z \tag{7.2}$$

efficienza	recupera il taglio			
$\varepsilon_{Z_{vertex}}$	ele Z_0			
$\varepsilon_{trigger}$	trigger ELECTRON_CENTRAL_18			
$\varepsilon_{geo+kin}$	$_{in}$ ele Region, ele Fiducial, ele E_t, P_t, M_t			
	(Inv Mass, opp charge, ΔR_{ee})			
$\varepsilon_{quality}$	quality cuts for electron			
$\varepsilon_{Z_{veto}}$	Z_{veto} (only for W)			

Tabella 7.1: Fattori che compongono l'efficienza totale di W (o Z) e relativa loro funzione.

Come avrete potuto notare non c'è alcuna efficienza che recupera i tagli di identificazione per i jet, proprio perché un jet adronico è, per definizione, un oggetto che soddisfa quei requisiti.

7.1 Efficienza dello Z_{vertex} : $\varepsilon_{Z_{vertex}}$

L'efficienza dello Z_{vertex} ci dice quante interazioni $p\bar{p}$ hanno avuto luogo entro 60cm in z dal centro geometrico del detector (z=0) rispetto al totale.

Questo taglio recupera il taglio da noi fatto sullo Z_0 dell'elettrone. Da notare che questa operazione è lecita assumendo lo Z_0 dell'elettrone come la coordinata z del vertice primario.

Tale efficienza viene presa da [1] ed il suo valore è pari a:

 $\varepsilon_{Z_{vertex}} = 0.950 \pm 0.001 \pm 0.003$

7.2 Efficienza di trigger: $\varepsilon_{trigger}$

L'efficienza di trigger ci dice la probabilità che un elettrone, che abbia i requisiti per passare il trigger CENTRAL_ELECTRON_18, passi effettiva-

mente quel trigger. Il trigger non è simulato all'interno dei montecarli in esame, altrimenti non avremmo avuto bisogno di questa efficienza.

Prendiamo il valore di questa efficienza da [2].

Per elettroni di energia trasversa superiore a 20 GeV come nella presente analisi, tale efficienza è indipendente dal set di tagli effettuati, purché ovviamente siano più stringenti almeno di quelli del trigger stesso.

Si ha:

$$\varepsilon_{trigger} = 0.961 \pm 0.005$$

ove l'errore racchiude in sé sia l'errore statistico sia quello sistematico.

Tenendo in considerazione che un W comporta la presenza di un elettrone di alta energia mentre lo Z di due, si ottiene:

$$\varepsilon_{trigger}^W = \varepsilon_{trigger} = 0.961 \pm 0.005 \tag{7.3}$$

$$\varepsilon_{trigger}^Z = \varepsilon_{trigger}^2 + 2\varepsilon_{trigger}(1 - \varepsilon_{trigger}) =$$
(7.4)

$$= \varepsilon_{trigger} \cdot (2 - \varepsilon_{trigger}) = 0.99848 \pm 0.00039 \tag{7.5}$$

ove l'errore è stato ottenuto propagando statisticamente l'errore iniziale. Si è supposto inoltre che la probabilità che un elettrone dello Z^0 accenda il trigger non influenza la probabilità dell'altro elettrone, cioè si suppone che i due eventi siano indipendenti.

Vogliamo descrivere brevemente come viene misurata questa efficienza. Innanzitutto, come abbiamo visto nei capitoli precedenti, il trigger è organizzato in 3 livelli. Ognuno di questi tre livelli ha alcune richieste sulla traccia ed altre richieste sulle informazioni calorimetriche. Si stimano pertanto separatamente le efficienze, livello per livello, relative alle tracce e poi quelle relative alle richieste calorimetriche. Il prodotto di tutti questi contributi è l'efficienza totale. Le efficienze relative alle richieste calorimetriche sono, a tutti i livelli di trigger, pari praticamente al 100%. Dipende tutto quindi dalle efficienze di trigger per le tracce. Per stimarle si parte da un campione di dati triggerato con un *trigger path* chiamato W_NOTRACK, le cui richieste sono come quelle del trigger ELECTRON_CENTRAL_18 ma senza quelle relative alle tracce. Da questo campione iniziale si selezionano poi eventi $W \rightarrow e\nu$ con altri tagli esclusivamente calorimetrici e richiedendo inoltre, dato l'utilizzo che ne vogliamo fare, la funzionalità della COT. Questi eventi sono eventi in cui si è praticamente certi della presenza di un elettrone. Pertanto non rimane che applicare a questi eventi i vari livelli di trigger per le tracce e calcolare le rispettive efficienze. L'unica di queste che risulta essere sostanzialmente diversa dall'unità è quella del *livello 1*, pari a circa 96.7%. Inoltre quest'ultima mostra una dipendenza da η ma non da altre variabili elettroniche o dal numero di jet. Le altre efficienze invece risultano essere indipendententi da tutte le variabili in gioco.

7.3 Efficienze geometriche e cinematiche: $\varepsilon_{qeo+kin}$

L' efficienza geometrica rappresenta la probabilità che l'elettrone più energetico² di un evento in cui sia presente un W cada nella regione centrale (Region) e ben instrumentata (Fiducial) del detector. (Per lo Z i due più energetici.) L'efficienza cinematica invece ci dice quant'è la probabilità che tale elettrone (due per lo Z) passi anche ulteriori tagli cinematici. Vedere tabelle 7.2 e 7.3. Il prodotto di questi due contributi ci dà $\varepsilon_{geo+kin}$.

	W	Z
Denominator	$ Z_{vertex} < 60cm$	$ Z_{vertex} < 60cm$
		$76 GeV/c^2 \leq Z_{inv\ mass}^{gen\ level} \leq 106 GeV/c^2$
Numerator	denominator +	denominator +
	ele Region=0	ele Region=0
	ele Fiducial=4 o 1	ele Fiducial $=4$ o 1

Tabella 7.2: Numeratore e denominatore per la misura dell'efficienza geometrica

²Usare l'elettrone più energetico, non è un vero e proprio taglio perché si usano tutti gli eventi ricostruiti, ma comunque è un modo ragionevole di decidere quale elettrone calorimetrico sia veramente l'elettrone del W (o dello Z) nel caso ci siano ambiguità. Il fatto di non usare semplicemente la stessa tecnica della selezione (cioè applicare i tagli di selezione a tutti gli elettroni) è dovuta al fatto che, è vero che nei dati la selezione può prendere un evento di segnale anche se l'elettrone considerato non è direttamente venuto dal W (o Z) anche se poi un W e/o Z in quell'evento c'erano veramente, ma è anche vero che quei casi in cui questo accade vengono rigettati con la stima del background (principalmente QCD background). Pertanto è giusto far in modo che l'efficienza sia stimata guardando al vero elettrone proveniente dal W (e quindi avere una efficienza leggermente più bassa).

	W	Z
Denominator	geo eff numerator	geo eff numerator
Numerator	denominator +	denominator +
	ele $E_t \geq 20 GeV$	ele $E_t \ge 20 GeV$
	ele $P_t^{trk} \ge 10 GeV$	ele $P_t^{trk} \ge 10 GeV$
	Missing $E_t \ge 30 GeV$	Missing $E_t \leq 30 GeV$
		$76GeV/c^2 \le Z_{inv\ mass} \le 106GeV/c^2$
		opposite sign electrons
		$\Delta R_{ee} \ge 0.4$

Tabella 7.3: Numeratore e denominatore per la misura dell'efficienza cinematica

Potete vedere i risultati nelle tabelle 7.4, 7.5, 7.6, 7.7 e 7.8.

	den_W	≥ 1 CdfEmObjs	+Region	num_W
≥ 0 jet	1252685	1197682	618498	487397
≥ 1 jet	80736	78645	43968	34808

Tabella 7.4: Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze geometriche per il W.

	den_Z	≥ 2 CdfEmObjs	+Region	num_Z
≥ 0 jet	756650	696448	166959	103308
≥ 1 jet	178646	169829	46651	29244

Tabella 7.5: Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze geometriche per lo Z.

	den	$+P_t$	$+E_t$	num
≥ 0 jet	487397	431035	373818	269997
≥ 1 jet	34808	30710	27337	18943

Tabella 7.6: Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze cinematiche del W.

Capitolo 7. Efficienze

	den_Z	$+P_t$	$+E_t$	$+ME_t$	+Inv Mass	+opp charge	num_Z
≥ 0 jet	103308	90300	87187	86806	83605	82432	82432
≥ 1 jet	29244	24410	23239	22516	21900	21602	21602

Tabella 7.7: Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze cinematiche dello Z.

$\varepsilon_{kin}^{W+\geq 0jet}$	=	0.2155	±	0.0004	±	$0.0033(pdf) \pm 0.0015(mat)$
$\varepsilon_{kin}^{W+\geq 1jet}$	=	0.2347	±	0.0015	±	$0.0036(pdf) \pm 0.0044(mat) \pm 0.0020(jet)$
$\varepsilon_{kin}^{Z+\geq 0jet}$	=	0.1090	±	0.0005	±	$0.0010(pdf) \pm 0.0011(mat)$
$\varepsilon_{kin}^{Z+\geq 1jet}$	=	0.1209	±	0.0009	±	$0.0011(pdf) \pm 0.0023(mat) \pm 0.0010(jet)$

Tabella 7.8: Efficienze totali geometriche e cinematiche.

A titolo di esempio riportiamo in figura 7.1 la mappatura degli eventi MC di $W+ \geq 1$ jet prima e dopo la simulazione del rivelatore. Si possono notare, nelle zone con un minor numero di eventi ricostruiti, la zona "chimney" e la zona, poco instrumentata, di collegamento tra il calorimetro centrale e quello Plug.



Figura 7.1: Elettroni nel piano $\eta - \phi$ per eventi $W + \ge 1$ jet, prima (sinistra) e dopo (destra) la simulazione del rivelatore (richiesta di un CdfEmObj).

7.3.1 Errore statistico e sistematico

L'errore statistico è calcolato in maniera binomiale sul numeratore e si considera nullo al denominatore, dopodiché viene propagato nel rapporto.

L'errore sistematico è dovuto ad una serie di contributi: scala dell' E_t , risoluzione dell' E_t , scala del P_t , risoluzione del P_t , PDF, incertezza sul materiale, correzione dell'energia dei jet. Per ogni contributo vengono variati opportunamente i parametri del MonteCarlo e si ricalcolano le efficienze. La differenza sarà il nostro errore sistematico.³

Spiegheremo ora brevemente cosa sono e come intervengono le sorgenti di sistematica sopra elencate. Le prime quattro, cioè la risoluzione e la scala di E_t e ${\cal P}_t$ sono dovute all'errore sul fattore di scala applicato ai Montecarli per meglio riprodurre i dati. Sono trascurate in questa analisi essendo irrilevanti rispetto alle altre sorgenti di sistematica (Vedi [39] e [40]). Un'altra sorgente di sistematica deriva dalla simulazione, nei campioni MonteCarlo, che si fa del rivelatore. Infatti per riprodurre il segnale di quest'ultimo si ha bisogno di introdurre un cilindro fittizio di materiale aggiuntivo tra l'ISL e la COT, il cui spessore è scelto regolando opportunamente il MonteCarlo (usando la distribuzione di E/P, molto sensibile alla radiazione) per riprodurre i dati ottenuti dal vero rivelatore. Per stimare questo contributo si usano due simulazioni MonteCarlo con una quantità di materiale pari al valore centrale rispettivamente aumentato e diminuito del proprio errore sistematico $(4.5\% \pm 1.5\%$ di una lunghezza di radiazione). Abbiamo poi il contributo dovuto all'incertezza sulla conoscenza delle PDF, che descrivono la distribuzione in impulso dei partoni all'interno dei protoni ed antiprotoni. La variazione di queste PDF comporta una differente distribuzione angolare dei prodotti della reazione che quindi contribuisce ad un diverso valore delle efficienze. Per stimare questo contributo si è usato un riscalamento dei parametri del MonteCarlo descritto in [41]. Per finire abbiamo stimato l'incerteza dovuta alla correzione dell'energia dei jet variando il fattore di correzione come già spiegato nel capitolo 4.

³Si noti che l'incertezza sulla correzione dell'energia dei jet non intacca il valore della Missing E_t dato che abbiamo deciso di correggerla solamente per i muoni eventualmente presenti nell'evento.

7.4 Efficienza di qualità: $\varepsilon_{quality}$

Ora tratteremo le cosiddette efficienze dei tagli di qualità, che recuperano, come avrete già capito i tagli tight (o loose) dell'elettrone non ancora recuperati con le efficienze viste finora.

In questa sezione ricavero quindi ε_{tight} e ε_{loose} e di conseguenza le efficienze di qualità per il W e lo Z che si ottengono ovviamente da:

$$\varepsilon_{quality}^{W} = \varepsilon_{tight}$$
$$\varepsilon_{quality}^{Z} = \varepsilon_{tight}^{2} + 2\varepsilon_{tight}(\varepsilon_{loose} - \varepsilon_{tight}) = \varepsilon_{tight} \cdot (2\varepsilon_{loose} - \varepsilon_{tight})$$

Per comodità e completezza riportiamo in tabella 7.9 le definizioni di elettrone tight e loose ed anche la definizione di elettrone probe, in poche parole un elettrone che soddisfi i requisiti di tagli geometrici e cinematici fin qui usati. Il motivo è chiaro, le nostre efficienze tight e loose rappresenteranno quindi la probabilità che un elettrone probe (quelli che compaiono a numeratore delle efficienza cinematica) passi i tagli di qualità, tight e loose ripettivamente.

cut	probe	loose	tight
η	≤ 1.1	≤ 1.1	≤ 1.1
Fiducial	1 or 4	1	1
E_t	$\geq 20 GeV$	$\geq 20 GeV$	$\geq 20 GeV$
P_t^{trk}	$\geq 10 GeV/c$	$\geq 10 GeV/c$	$\geq 10 GeV/c$
$ Z_0 $	$\leq 60cm$	$\leq 60cm$	$\leq 60cm$
COT ax seg		≥ 3	≥ 3
COT st seg		≥ 2	≥ 2
Conversion		$\neq 1$	$\neq 1$
Had/Em		$\leq 0.055 + 0.00045E$	$\leq 0.055 + 0.00045 E$
Isolation		≤ 0.1	≤ 0.1
Lat shr			≤ 0.2
E/P			$\leq 2.0 ~if~ P_t^{trk} \leq 50 GeV/c$
$ \Delta z $			$\leq 3.0 cm$
$Q\Delta x$			$\in [-3.0, +1.5]cm$
χ^2			≤ 10.0

Tabella 7.9: Definizione di elettrone probe, loose e tight.

Contrariamente a quanto visto finora, stimeremo queste efficienze a partire dai dati e non dal montecarlo. Per fare ciò si pone chiaramente il problema di trovare un modo per selezionare nei dati un campione pressoché puro di elettroni, ma allo stesso tempo senza aver effettuato su di essi alcuna richiesta, se non al massimo quelle del nostro denominatore. Potreste obiettare di usare semplicemente il montecarlo. Certo si potrebbe ma così facendo saremmo sempre dipendenti dal tipo di simulazione effettuata e dovremmo essere certi che il nostro montecarlo descriva in maniera impeccabile le variabili dell'elettrone; oltretutto questo modo di procedere è sempre concettualmente sconsigliabile perché presuppone di saper descrivere il processo fisico che in realtà si sta misurando!

Il modo per poter ottenere questo campione di elettroni senza preselezionarli esiste. Basta selezionare nei dati tutti gli Z tramite la richiesta di un elettrone tight ed uno probe, con conseguenti richieste sulla massa invariante e sul segno dei due elettroni. Insomma proprio come facciamo per selezionare i nostri Z con la sola differenza che il secondo elettrone ci accontentiamo che sia probe anziché loose.⁴

Ora chiamiamo con N_{TP} , N_{TL} , N_{TT} il numero di eventi Z identificati nei dati con un elettrone di tipo tight e con il secondo rispettivamente probe, loose e tight. Facilmente possiamo ricavare le efficienze cercate in termini di queste tre numeri. Partendo dall'insieme iniziale N_{PP} , abbiamo:

$$N_{TP} = N_{TT} + N_{TP \ not \ TT} = (\varepsilon_T^2 + 2\varepsilon_T (1 - \varepsilon_T)) \cdot N_{PP}$$

$$N_{TL} = N_{TT} + N_{TL \ not \ TT} = (\varepsilon_T^2 + 2\varepsilon_T (\varepsilon_L - \varepsilon_T)) \cdot N_{PP}$$

$$N_{TT} = N_{TT} = (\varepsilon_T^2) \cdot N_{PP}$$

da cui mettendo a sistema si ricava:

$$\varepsilon_T = 2 \cdot \frac{(N_{TT}/N_{TP})}{1 + (N_{TT}/N_{TP})}$$
(7.6)

$$\varepsilon_L = \frac{(N_{TT}/N_{TP}) + (N_{TL}/N_{TP})}{1 + (N_{TT}/N_{TP})}$$
(7.7)

Inoltre per essere certi che ciò che stiamo selezionando siano veramente Z e quindi elettroni, sottraiamo anche il fondo QCD per ognuno dei tre numeri

⁴Si noti che così facendo si assume implicitamente che questa tecnica dia campioni di elettroni veramente indipendenti (cosa non per forza vera) ed inoltre si suppone che l'efficienza dei tagli di qualità sugli elettroni provenienti dai nostri bosoni sia assolutamente scorrelata dal processo fisico in esame (anche questa scelta è ragionevole ma non è detto che corrisponda a verità).

N,usando la consueta tecnica vista in questa tesi, risommando anche gli eventi tridente.

In tabella 7.10 trovate gli eventi selezionati:

	N_{TP}	N_{TL}	N_{TT}	N_{TP_qcd}	N_{TL_qcd}	N_{TT_qcd}
≥ 0 jet	8486	7539	5811	92	16	7
≥ 1 jet	1666	1395	1084	33	7	3

Tabella 7.10: Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze tight e loose.

e in tabella 7.11 i risultati ottenuti:

	ε_{loose}	$\varepsilon_{tight} \equiv \varepsilon_{quality}^W$	$\varepsilon^{Z}_{quality}$
≥ 0 jet	0.9387 ± 0.0032	0.8176 ± 0.0035	0.8664 ± 0.0054
≥ 1 jet	0.9097 ± 0.0079	0.7966 ± 0.0085	0.815 ± 0.013

Tabella 7.11: Efficienze tight e loose ed efficienze di qualità per $W \in Z$.

7.4.1 Errore statistico e sistematico

L'errore statistico è calcolato usando la distribuzione multinomiale (vedete [34]) per l'efficienza tight e loose ed è successivamente propagato statisticamente sulla effecienza di qualità dello Z^0 .

L'errore sistematico è dovuto essenzialmente alla incertezza sulla conoscenza del materiale del rivelarote che si riflette sui Monte Carli usati nella stima del fondo QCD al calcolo delle efficienze. Questo contributo però, rispetto all'errore statistico, è trascurabile perché pari a 0.0001 (Vedi [17]). Nel caso del campione con uno o più jet si ha anche il contributo dell'incertezza sulla correzione dell'energia, ma anche in questo caso il contributo è risltato trascurabile.

7.5 Efficienze specifiche

Riportiamo ora altre efficienze particolari per il W e lo Z.

7.5.1 W

L'efficienza dello Z_{veto} ci dice quant'è la probabilità che un evento venga rigettato a causa dello Z_{veto} nonostante sia effettivamente un evento W. Per la definizione data è chiaro che tale efficienza venga calcolata grazie al montecarlo.

In tabella 7.12 trovate la definizione di numeratore e denominatore.

Denominator	Selection cuts (on highest energy electron)
Numerator	Denominator
	$Z_{veto}cut$

Tabella 7.12: Numeratore e denominatore per l'efficienza dello Z_{veto}

Infine nella tabella 7.13 trovate gli eventi selezionati e i risultati ottenuti.

	den	num	$\varepsilon_{Z_{veto}}$
≥ 0 jet	221620	221147	0.9979 ± 0.0001
≥ 1 jet	17523	17420	0.9941 ± 0.0006

Tabella 7.13: Efficienza dello Z_{veto} .

L'errore statistico è calcolato come binomiale sul numeratore e nullo a denominatore e poi propagato banalmente sul rapporto.

7.5.2 Z

Non c'è alcuna efficienza caratteristica dello Z. Vogliamo inoltre sottolineare in questa sede che il taglio in massa invariante sullo Z^0 non viene recuperato da alcuna efficienza. Quindi tutti i risultati si intendono espressi per questa finestra di massa.

7.6 Risultati

Riportiamo in tabella 7.14 l'efficienza totale di identificazione per W e Z.

Capitolo 7. Efficienze

		ε^W_{tot}			ε_{tot}^Z	
≥ 0 jet	0.1605	± 0.0007	± 0.0029	0.0896	± 0.0006	± 0.0013
≥ 1 jet	0.1697	± 0.0018	± 0.0046	0.0935	± 0.0015	± 0.0023

Tabella 7.14: Efficienze totali di identificazione per W e Z

L'errore statistico riportato è un errore che scala come $1/\sqrt{L}$. I contributi statistici dovuti alle simulazioni MonteCarlo sono quindi conteggiati all'interno dell'errore sistematico.

L'errore sistematico è sommato in quadratura supponendo quindi che gli errori sistematici siano tutti indipendenti. Nel caso in cui non si disponga separatamente di errore statistico e sistematico si è tenuto conto di quell'errore solo come contributo sistematico.



Figura 7.2: Grafici di controllo delle variabili dell'elettrone tra dati e montecarlo. In rosso è graficato il montecarlo e in nero i dati. Entrambi sono riportati con il loro errore statistico. Le variabili si riferiscono all'elettrone del W nel campione con almeno un jet. Il montecarlo è normalizzato ai dati.

Capitolo 8

Risultati e Conclusioni

In questo capitolo vengono riportati i risultati ottenuti in questa analisi. In particolare le sezioni d'urto inclusive e successivamente i rapporti tra queste sezioni d'urto $(R_{\geq 0})$ e tra quelle con produzione associata di almeno un jet adronico $(R_{\geq 1})$.

8.1 Le sezioni d'urto inclusive

Prima di tutto vogliamo riportare le sezioni d'urto inclusive dei processi $p\bar{p} \rightarrow W^{\pm}$ e $p\bar{p} \rightarrow Z^{0}$ per poter giustificare e validare la nostra strategia di analisi. Confronteremo i valori di queste sezioni d'urto con quelle ottenute teoricamente e con quelle misurate precedentemente a CDF.

Le formule per il calcolo sono rispettivamente date da:

$$\sigma_{(p\bar{p}\to W^{\pm}+\geq 0jet)} \quad Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu) = \frac{N^{W}_{selected} - N^{W}_{background}}{\varepsilon_{Zvertex}\varepsilon^{W}_{geo+kin}\varepsilon_{tight}\varepsilon_{trigger}\varepsilon_{Zveto}L}$$

$$\begin{split} \sigma_{(p\bar{p}\to Z^0+\geq 0jet)} & Bf(Z^0\to e^+e^-) = \\ &= \frac{I_2}{I_1} \; \frac{N^Z_{selected} - N^Z_{background}}{\varepsilon_{Zvertex}\varepsilon^Z_{geo+kin}\varepsilon_{tight}(2\varepsilon_{loose} - \varepsilon_{tight})\varepsilon_{trigger}(2-\varepsilon_{trigger})L} \end{split}$$

Le quantità usate per il calcolo sono riportate in tabella 8.1.

I risultati che si ottengono sono i seguenti:

 $\begin{aligned} \sigma_{(p\bar{p}\to W^{\pm}+\geq 0jet)}Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu) &= (2761\pm 14(stat)\pm 50(syst)\pm 170(lumy))pb\\ \sigma_{(p\bar{p}\to Z^{0}+\geq 0jet)}Bf(Z^{0}\to e^{+}e^{-}) &= (257.3\pm 3.4(stat)\pm 3.8(syst)\pm 16(lumy))pb \end{aligned}$

	≥ 0 jet	≥ 1 jet
$N^{W}_{selected}$	149501 ± 387	$25793 \pm 163^{+908}_{-723}(jet)$
$N^{W}_{background}$	$4146 \pm 118 \pm 47(bkg)$	$1351\pm53\pm94(bkg)$
$N_{selected}^Z$	7549 ± 87	$1368 \pm 38^{+48}_{-41}(jet)$
$N_{background}^Z$	$19\pm7\pm0(bkg)$	$8 \pm 4 \pm 1(bkg)$
$\varepsilon_{Z_{vertex}}$	0.950 ± 0.001	$\pm 0.003(Z_{vtx})$
$\varepsilon_{trigger}$	0.961 ± 0	.005(trig)
$\varepsilon^{W}_{geo+kin}$	$0.2155 \pm 0.0004 \pm 0.0033(pdf)$	$0.2347 \pm 0.0015 \pm 0.0036(pdf)$
	$\pm 0.0015(mat)$	$\pm 0.0044(mat)$
		$\pm 0.0020(jet)$
$\varepsilon^{Z}_{qeo+kin}$	$0.1090 \pm 0.0005 \pm 0.0010(pdf)$	$0.1209 \pm 0.0009 \pm 0.0011(pdf)$
	$\pm 0.0011(mat)$	$\pm 0.0023(mat)$
		$\pm 0.0010(jet)$
ε_{tight}	0.8176 ± 0.0035	0.7966 ± 0.0085
ε_{loose}	0.9387 ± 0.0032	0.9097 ± 0.0079
$\varepsilon_{Z_{veto}}$	0.9979 ± 0.0001	0.9941 ± 0.0006
I_2/I_1	$1.004 \pm 0.001(dy)$	
L	$328 \pm 20(lumy)$	

Tabella 8.1: Quantità utilizzate per il calcolo delle sezioni d'urto inclusive e per il calcolo di $R_{\geq 0}$ e $R_{\geq 1}$.

Questi valori sono in accordo, entro l'errore di misura, con le più recenti misure di CDF [35], ottenuta con $72pb^{-1}$, che risultano:

$$\sigma_{(p\bar{p}\to W^{\pm}+\geq 0jet)}Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu) = (2780\pm 14(stat)\pm 60(syst)\pm 166(lumy))pb$$

$$\sigma_{(p\bar{p}\to Z^0+\geq 0jet)}Bf(Z^0\to e^+e^-) = (255.8\pm 3.9(stat)\pm 5.5(syst)\pm 15(lumy))pb$$

La strategia della misura, eccetto che per qualche taglio di identificazione e per la procedura del calcolo del fondo al segnale di W, è identica a quella

usata nella presente analisi.

La predizione teorica [38] con lo SM al NNLO risulta essere:

$$\sigma_{(p\bar{p}\to W^{\pm}+\geq 0jet)}Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu) = (2687\pm 54)pb$$

$$\sigma_{(p\bar{p}\to Z^{0}+\geq 0jet)}Bf(Z^{0}\to e^{+}e^{-}) = (251.3\pm 5.0)pb$$

Anche per la predizione teorica si ha un buon accordo entro l'errore di misura.

L'accordo con la misura ufficiale di CDF e con il più recente calcolo teorico ci permettono di concludere che la strategia di analisi adottata è risultata efficace per quanto concerne la parte elettrodebole della misura e che quindi possiamo guardare ai risultati a più alta molteplicità di jet.

Le misure sono dominate dall'errore sistematico la cui componente più rilevante proviene dall'errore sulla conoscenza delle PDF e del materiale del rivelatore, grandezze usate nelle simulazioni MonteCarlo.

8.1.1 L'errore statistico e sistematico

L'errore statistico sulle sezioni d'urto inclusive è calcolato propagando quello sulle singole quantità e sommando in quadratura. L'errore su $\varepsilon_{trigger}$ è dominato da quello sistematico e quindi il suo contributo è stato conteggiato nella propagazione dell'errore sistematico. Analogo discorso per I_2/I_1 . Si noti che per errore statistico si intende quell'errore che in prima approssimazione decresce come $1/\sqrt{L}$, pertanto tutti gli errori statistici derivanti da quantità misurate a partire da simulazioni MonteCarlo sono conteggiati nell'errore sistematico. Questa scelta contrasta però con quella delle precedenti misure che consideravano come errore statistico solamente quello derivante dalla selezione degli eventi.

L'errore sistematico totale è ottenuto aumentando e poi diminuendo ogni singolo contributo (PDF, ecc...) e ricalcolando il valore delle sezioni d'urto per ogni singola variazione. Tutti gli errori sistematici ottenuti sono poi sommati in quadratura per ottenere l'errore sistematico totale.

L'errore provocato dall'incertezza sulla misura di luminosità viene riportato a parte ed è stimato in maniera analoga a quanto visto finora.

8.2 I rapporti $R_{\geq 0}$ e $R_{\geq 1}$

Riportiamo ora la misura di

$$\begin{split} R_{\geq n} &= \frac{\sigma_{p\bar{p}\to W^{\pm}+\geq 0jet}Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu)}{\sigma_{p\bar{p}\to Z^{0}+\geq 0jet}Bf(Z^{\circ}\to e^{+}e^{-})} \\ &= \frac{N_{selected}^{W}-N_{background}^{W}}{N_{selected}^{Z}-N_{background}^{L}} \cdot \frac{\varepsilon_{geo+kin}^{Z}(2\varepsilon_{loose}-\varepsilon_{tight})(2-\varepsilon_{trigger})}{\varepsilon_{geo+kin}^{W}\varepsilon_{Zveto}} \cdot \frac{1}{I_{2}/I_{1}} \end{split}$$

ove n rappresenta il numero di jet. Alle quantità dipendenti dal numero di jet non si è apposto un ulteriore apice per non appesantire la notazione.

I risultati ottenuti sono:

 $R_{\geq 0} = 10.73 \pm 0.16(stat) \pm 0.10(syst)$

 $R_{>1} = 9.86 \pm 0.34(stat) \pm 0.10(syst)$

In [35] si riporta la misura ufficiale del Run II di CDF per $R_{\geq 0}$ con $72pb^{-1}$ di luminosità integrata.

$$R_{>0} = 10.82 \pm 0.18 \pm 0.16$$

Anche in questo caso siamo in buon accordo entro l'errore di misura.¹

A tutt'oggi non esistono misure dirette di $R_{\geq 1}$. Chiaramente possono essere fatte indirettamente prendendo i vari risultati presenti in varie analisi per la misura di sezioni d'urto. Purtroppo però spesso non si usano esattamente gli stessi campioni di dati, gli stessi tagli di identificazione tra $W^{\pm} \in Z^0$ e così via. Tutte cose che vanno ad inficiare la reale cancellazione dell'errore sistematico.

La più recente predizione teorica dello SM per $R_{\geq 0}$, come già anticipato nel Capitolo 1, è:

$$R_{\geq 0} = 10.69 \pm 0.08$$

ed anche in questo caso ritroviamo un buon accordo con le misure sperimentali.

Non conosciamo predizioni di $R_{\geq 1}$ ma in prima approssimazione, dato che la produzione di jet adronici nei processi in esame non è correlata al tipo di bosone, ci aspettiamo che il rapporto rimanga costante al variare del numero di jet. $R_{\geq 0}$ e $R_{\geq 1}$ differiscono, considerando la correlazione degli errori di misura, di 2.3 σ . Facciamo notare inoltre che, aumentando di un fattore ~ 12 la statistica, l'errore totale inizierebbe ad essere dominato dalla sistematica.

Ricordiamo inoltre che questa misura ci permette di ricavare sperimentalmente $\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^{\pm} + \geq n \text{ jets})}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 + \geq n \text{ jets})}$ che è una misura dell'asimmetria delle masse dei quark (specialmente b e t) come discusso nell'introduzione.

¹Dato il nostro diverso modo di considerare gli errori statistici, per poter dare un numero confrontabile con la misura di CDF riportiamo il valore di R_0 con l'errore statistico dato esclusivamente dalla selezione degli eventi. $R_{\geq 0} = 10.73 \pm 0.12(stat) \pm 0.20(syst)$

8.2.1 L'errore statistico e sistematico

L'errore statistico è propagato usando gli errori di ogni singolo termine del rapporto. Ricordiamo inoltre che anche in questo caso gli errori statistici "fittizi", cioè provenienti dai campioni MonteCarlo e che quindi non scalano come $1/\sqrt{L}$, sono conteggiati nell'errore sistematico.

L'errore sistematico è stimato in maniera del tutto analoga a quanto visto per le sezioni d'urto inclusive. Si variano di volta in volta, in alto o in basso, tutte le sistematiche dovute ad una particolare sorgente, per esempio la correzione dell'energia dei jet, e si calcola il rapporto. Si sottrae poi questo valore con quello ottenuto con i parametri non variati e il risultato è il nostro errore sistematico relativo a quella sorgente. Quello totale è poi ottenuto dalla somma in quadratura di tutti questi contributi, che possono essere ritenuti ragionevolmente scorrelati.

Ricordiamo che la cancellazione di buona parte dell'errore sistematico nel calcolo del rapporto avviene proprio perché tutti i termini, affetti da uno stesso tipo di sistematica, vengono variati del loro errore, relativo a quel contributo, nello stesso verso, proprio perché trattandosi della stessa sistematica, queste variazioni saranno correlate al 100%. Per esempio chiamiamo una sorgente di sistematica come X; avremo che l'errore sistematico UP, cioè con le sistematiche variate verso l'alto, sul rapporto R = N/Ddovuto ad X sarà dato da:

$$\delta_{X_up}^R = |R - R_{X_up}| = \frac{N + \delta_{X_up}^N}{D + \delta_{X_up}^D}$$

ove $\delta^N_{X_up}$ e $\delta^D_{X_up}$ sono gli errori sistematici up dovuti alla sistematica X sulle quantità $N \in D$.

Chiaramente le sistematiche si cancellano se hanno la stessa incidenza percentuale a numeratore e denominatore. Come vedremo questo non si verifica nel caso dell'incertezza sulla conoscenza delle PDF, molto più marcata nel segnale del W.

8.3 Le sistematiche

In tabella 8.2 trovate gli errori sistematici per ogni sorgente di sistematica della misura di R.

	$R_{\geq 0}$	$R_{\geq 1}$
$\delta_{jetCorr}$		0.012
δ_{bkg}	0.003	0.034
$\delta_{drell-yan}$	0.011	0.010
δ_{PDF}	0.064	0.063
δ_{mat}	0.034	0.006
$\delta_{trigger}$	0.051	0.050
δ_{MC_stat}	0.029	0.002

Tabella 8.2: Contributi all'errore sistematico delle misure di $R_{\geq 0}$ e $R_{\geq 1}.$



Figura 8.1: L'errore sistematico totale e i suoi singoli contributi divisi per il valore di R. A sinistra trovate il grafico per $R_{\geq 0}$ mentre a destra quello per $R_{\geq 1}$.

In figura 8.1 sono riportati i contributi percentuali di ogni singola sorgente di errore per la nostra misura. Le percentuali sono ottenute dividendo l'errore per il valore di R.

Si può notare una effettiva cancellazione dell'errore sistematico dovuto ai jet nel caso della misura di $R_{\geq 1}$ (0.2%) rispetto alle percentuali dell'errore sistematico sugli eventi selezionati (4%). I contributi più rilevanti sono quelli dovuti alle PDF dei Monte Carli, alla stima dell'efficienza di trigger e alla stima della quantità di materiale nella simulazione del rivelatore. Tutte quantità che infatti non sono così correlate tra numeratore e denominatore e infatti tendono a benificiare meno della cancellazione. Le sorgenti di sistematica appena elencate compaiono sostanzialmente a causa dei Monte Carli usati per la stima delle efficienze geometriche e cinematiche. Il problema dell'uso di Monte Carli che simulano lo stesso processo che si cerca di misurare è ovviamente un problema ricorsivo, da cui in futuro sarà opportuno svincolarsi, cercando di estrapolare dai dati anche le informazioni relative alle efficienze.

8.4 Conclusioni e prospettive future

In questi tesi è stata presentata la prima misura diretta del rapporto tra le sezioni d'urto $\sigma_{(p\bar{p}\to W^{\pm}+\geq 1jet)}Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu)$ e $\sigma_{(p\bar{p}\to Z^{0}+\geq 1jet)}Bf(Z^{0}\to e^{\pm}e^{-})$. Sono state presentate inoltre le sezioni d'urto inclusive

 $\sigma_{(p\bar{p}\to W^{\pm})}Bf(W^{\pm}\to e^{\pm}\nu)$ e $\sigma_{(p\bar{p}\to Z^0)}Bf(Z^0\to e^+e^-)$ e la misura diretta del loro rapporto.

Si sono utilizzati $328pb^{-1}$ di dati, acquisiti dal *Run II* dell'esperimento *CDF* situato al collisione *Tevatron* avente come energia del centro di massa $\sqrt{s} = 1.96TeV$.

Si è mostrato, come previsto, che la misura del rapporto porta ad una cancellazione di importanti contributi dell'errore sistematico. Inoltre, l'accordo con le previsioni teoriche ha mostrato la nostra capacità di descrivere teoricamente, entro il grado di accuratezza della nostra misura, eventi con produzione di jet adronici.

Miglioramenti delle precedenti misure, sia da un punto di vista numerico che concettuale potrebbero realizzarsi grazie ad un nuovo metodo per la stima di tutte quelle quantità che richiedano l'uso di simulazioni MonteCarlo. Si migliorerebbe sicuramente da un punto di vista concettuale e di coerenza dato che usare un MonteCarlo per ottenere una misura fisica praticamente significa supporre che il MonteCarlo già riproduce in maniera esatta il nostro segnale e quindi non ci sarebbe motivo di misurare alcunché. Da un punto di vista numerico perché l'abbandono dell'uso dei campioni Monte-Carlo potrebbe portare ad un errore sistematico minore non essendo affetto da incertezze teoriche o insufficiente abilità nella descrizione del rivelatore.

Ricordiamo inoltre che un ordine di grandezza in più di luminosità porterebbe ad un confronto più stringente tra $R_{\geq 0}$ e $R_{\geq 1}$.

Con questa analisi si sono poste le basi per poter guardare a rapporti con più alta molteplicità di jet adronici ma soprattutto per poter studiare questi rapporti in maniera differenziale, cioè in funzione di altre grandezze rilevanti, per esempio $\frac{dR_{\geq 1}}{dE_t \ leadingjet}$, $\frac{dR_{\geq 1}}{dE_t \ elettrone}$, $\frac{dR_{\geq 1}}{dE_t}$ ecc. Così facendo si potrà ancora beneficiare della cancellazione dell'errore sistematico, anche se si perderanno eventi dal punto di vista statistico data la natura differenziale della misura, ed inoltre si avrà una conoscenza molto più approfondita di questi processi, conoscenza decisiva per effettuare un significativo test di predizione del Modello Standard, migliore di quanto non possa fare una misura inclusiva.

Bibliografia

- [1] W.K. Sakumoto, A. Hocker: Event $|Z_{vtx}| \leq 60 \ cm \ Cut \ Acceptance \ for Run \ II. (CDF note 6660). 4 Settembre 2003.$
- [2] J. Nielsen, L. Tompkins, D. Hoffman, Y.K. Kim, G. Veramendi: Trigger Efficiencies for High E_t Electrons. (CDF note 6234). 7 Febbraio 2004.
- [3] Beate Heinemann: Offline Calibration of the Calorimeter. (CDF note 6406). 29 Aprile 2003.
- [4] M. Brozovic, A.T. Goshaw, W.J. Robertson: Jet Vertex Resolution in a Run I Z Event sample. (CDF note 5698). 6 Agosto 2001.
- [5] M. Coca, E. Halkiadakis, L. Nodulman, J. Proudfoot, P. Tamburello, M. Tanaka, E. Thomson, G. Veramendi: A First look ar Run II High p_T Electrons. (CDF note 5803). 3 Febbraio 2003.
- [6] L. Nodulman: Central Electron Issues for Summer 03. (CDF note 6558). 11 Luglio 2003.
- [7] Larry Nodulman: CEM Gain from 8 GeV Electrons for 02-03 Data. (CDF note 6728). 24 Febbraio 2004.
- [8] L. Nodulman: A MIN-BIAS Calorimeter Ntuple. (CDF note 6364). 3 Dicembre 2003.
- [9] K. Yasuoka ed Altri: Nuclear Instruments and Methods. A267. 315. 1988.
- [10] P. Tamburello: "http://www-cdf.fnal.gov/internal/physics/top/ r2leptons/etf/agenda/10_15_01.html".

- [11] ??? "http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/computing/projects/ reconstruction/electron/how-to/how-to-homepage.html".
- [12] Angela Wyatt, Beate Heinemann: Correction for Leakage Energy and multiple Interactions for electrons and photons in the Central and Plug Calorimeters. (CDF note 6167). 7 Dicembre 2002.
- [13] Peter Wilson: Calorimeter Isolation and Lateral Shower Leakage for Electron and Photons. (CDF note 4170). 23 Gennaio 1998.
- [14] Peter Wilson: A GUIDE TO JETCLU: THE CDF JET ALGORITHM. (CDF note 1814). 21 Agosto 1992.
- [15] J-F. Arguin, A.A. Bhatti, C.A. Currat, R. Erbacher, ed Altri: Generic Jet Energy Corrections for Run II data used for Winter Conferences. (CDF note 6280). 6 Giugno 2003.
- [16] Robert G. Wagner: Electron Identification for Run II: Algorithms. (CDF note 5456). 28 Marzo 2003.
- [17] C. Hill, J. Incandela, C. Mills Electron Identification in Offline Release 5.3 (CDF note 7309) 16 Febbraio 2005.
- [18] Florencia Canelli, Tommaso Dorigo, Kenichi Hatakeyama: "http://www-cdf.fnal.gov/internal/physics/top/jets/corrections.html"
- [19] Florencia Canelli, Tommaso Dorigo, Kenichi Hatakeyama: Generic Jet Scale Corrections for Run II (CDF note 7358). 28 Gennaio 2005.
- [20] Andrew Ivanov, Eva Halkiadakis, Andy Hocker, Paul Tipton: A Study of Missing E_T Resolution in the Z → μ+μ⁻ Sample. (CDF note 6462).
 22 Maggio 2003.
- [21] D. Tsybychev, D. Acosta, J. Konigsberg: A Study of Missing E_T Resolution in Run II minimum bias data. (CDF note 6112). 10 Settembre 2002.
- [22] M. Cacciari, S. Frixione, G. Ridolfi, M. L. Mangano, P. Nason: The tt cross-section at 1.8 and 1.96 TeV: a study of the systematics due to

parton densities and scale dependence. (Journal of High Energy Physics JHEP04(2004)068). 11 Maggio 2004.

- [23] Regis Lefevre, Mario Martinez: http://wwwcdf.fnal.gov/internal/dqm/goodrun/good.html
 4 Febbraio 2005.
- [24] University of Florida: http://www-cdf.fnal.gov/ konigsb/lum_official_page.html 3 Settembre 2004.
- [25] Torbjörn Sjöstrand: http://www.thep.lu.se/ torbjorn/pythiaaux/introduction.html 27 Maggio 2005.
- [26] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau and Antonello Polosa: http://m.home.cern.ch/m/mlm/www/alpgen/ 6 Giugno 2005.
- Marchesini, [27] Pino Bryan Webber, Giovanni Abbiendi, Gen-Stefano Corcella, Ian Knowles, Moretti, Kosuke Odanaro giri, Mike Seymour, Peter Richardson, and Luca Stanco: http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/ 6 Giugno 2005.
- [28] http://www-cdfonline.fnal.gov/cdfdb/servlet/PhysMon
- [29] Ben Cooper, Andrea Messina Nota Qcd Background 10 Ottobre 2005.
- [30] Marriner Run II handbook. http://wwwbd.fnal.gov/lug/runII_handbook/RunII_index.html 21 Settembre 1998.
- [31] S. Eidelman ed altri *Particle Physics Booklet* Luglio 2004.
- [32] F. Mandl, G.Shaw Quantum Field Theory (Revised Edition). Wiley and Sons.
- [33] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber *QCD and Collider Physics* Cambridge University Press.

- [34] Francesco Biccari Summer Student Report: Efficiencies of electron identification in the channel $Z \rightarrow e^+e^-$ 5 Ottobre 2004.
- [35] The CDF Collaboration First Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections from Run II of the Fermilab Tevatron Collider. Phys. Rev. Lett. 94, 091803 (11 Marzo 2005).
- [36] Erin Abouzaid, Henry Frisch The Ratio of W+N jets To Z⁰/gamma*+ N jets Versus N As a Precision Test of the Standard Model. 20 Giugno 2003.
- [37] The CDF Collaboration Search for ZZ and ZW production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 TeV$. (CDF note 7094) 3 Gennaio 2005.
- [38] W. Sakumoto W/Z Cross Section Prediction Errors for $\sqrt{s} = 1.96 TeV$. (CDF note 6899) 27 Febbrauio 2004.
- [39] Annalisa Fabbri Misura delle sezioni d'urto di produzione Z (Z → e⁺e⁻) + getti adronici nelle interazioni protone antiprotone al collisionatore adronico Tevatron di Chicago con il rivelatore CDF. Settembre 2004
- [40] Giulia Manca A Measurement Of The Ratio $R = \frac{\sigma_{W^{\pm}} \cdot Br(W^{\pm} \to e^{\pm}\nu)}{\sigma_{Z^{0}} \cdot Br(Z^{0} \to e^{+}e^{-})}$. St. John's College, Oxford. Trinity Term, 2003.
- [41] Stephen Miller *http://cdfrh0.grid.umich.edu/ miller/pdf/pdf_acceptance.html* 8 Aprile 2004

Elenco delle figure

1.1	Potenziale di Higgs nel caso in cui $\lambda > 0 \ e \ \mu^2 < 0. \ . \ . \ .$	13
1.2	Disegno schematico di una cascata partonica (le linee dritte	
	$rappresentano\ i\ quark,\ mentre\ quelle\ ondulate\ rappresentano$	
	$i \ gluoni).$	15
1.3	Diagrammi di Feynman per la produzione del bosone W^{\pm} .	
	Nella prima riga trovate i diagrammi relativi al contributo	
	virtuale all'ordine zero e due in α_{strong} , nelle altre trovate	
	l'ordine uno. Non sono rappresentati i diagrammi con ra-	
	diazione iniziale (finale) dato che si ottengono semplicemente	
	$aggiungendo\ una\ linea\ gluonica\ alle\ linee\ entranti\ (uscenti).$	20
1.4	$Diagrammi$ di Feynman per la produzione del bosone Z^0 . Nel-	
	la prima riga trovate i diagrammi relativi al contributo vir-	
	tuale alll'ordine zero e due in α_{strong} , nelle altre trovate l'or-	
	dine uno. Non sono rappresentati i diagrammi con radia-	
	$zione \ iniziale \ (finale) \ dato \ che \ si \ ottengono \ semplicemente$	
	aggiungendo una linea gluonica alle linee entranti (uscenti). $% \left($	21
2.1	Foto della catena di acceleratori a Fermilab	23
2.2	Disegno shematico della catena di acceleratori	24
2.3	Sulla destra foto dell'acceleratore Cockcroft-Walton, sulla si-	
	nistra foto del Linac	25
2.4	La produzione di antiprotoni	26
2.5	Cambiamento dello spettro in energia e tempo degli antiproto-	
	ni grazie al Debuncher; dall'alto in basso si ha il cambiamento	
	di spettro di un bunch sotto i campi magnetici del Debuncher.	28

2.6	Luminosità integrata	29
2.7	Il rivelatore CDF	30
2.8	Disegno della sezione longitudinale del CDF	30
2.9	Il sistema di coordinate utilizzato a CDF	31
2.10	Disegno della sezione r-z del rivelatore CDF	32
2.11	In alto disegno di una sezione parziale della COT dove se ne mostra la struttura a 8 strati, più in basso un disegno che rappresenta la struttura delle celle	33
2.12	A sinistra disegno shematico del sistema a silicio; a destra disegno del rivelatore ISL	35
2.13	Disegno della parte Plug del sistema calorimetrico	37
2.14	A sinistra schema del flusso dei dati (un singolo canale), a destra il diagramma a blocchi del sistema di trigger	40
4.1	La variabile χ^2_{strip} per <i>CdfEmObj</i> e per <i>non-elettroni</i>	59
4.2	La variabile Isolamento per CdfEmObj e per non-elettroni. $% \mathcal{A}_{i}$.	60
4.3	La variabile Had/Em per $CdfEmObj$ e per non-elettroni. Il taglio non è mostrato essendo un taglio variabile	60
4.4	La variabile E/P per $CdfEmObj$ e per non-elettroni	61
4.5	Rappresentazione schematica dei tre livelli di jet: partonico, adronico, calorimetrico.	66
4.6	Distribuzioni delle variabili $\eta \in \phi$ per i jet adronici. I jet usati sono tutti quelli ricostruiti nei dati dopo la selezione del processo $W(e\nu) + \geq 1$ jet	67
4.7	A sinistra: fattore di correzione dell'energia dei jet in fun- zione dell'energia trasversa corretta del jet. A destra: errore sistematico totale in percentuale in funzione dell'energia tra- sversa corretta del jet. In entrambi i plot vengono mostrati sia il livello di correzione 5 che il 7. I valori rappresentati sono	
	la media, bin per bin, di tutti i valori caduti nello stesso bin.	67

5.1	Spettro della E_t per elettroni provenienti da $W \to e\nu$ (blu) e per elettroni da $W \to \tau\nu, \ \tau \to e\nu\nu$ (rosso). Gli spettri sono graficati in base a simulazioni Monte Carlo e sono normaliz- zati, in ordine, nel rapporto 100:17.84, cioè il rapporto delle	
5.2	loro <i>branching fractio</i>	77
	eventi W (verde) e quelli Z (blu) con presenza di uno o più	0.9
	jet adronici.	83
5.3	Confronto dati-MonteCarlo per la variabile E_t dell'elettrone	
	del W in eventi di segnale con uno o più jet adronici	85
5.4	Confronto dati-Monte Carlo per la E_t in eventi di segnali con	
	uno o più jet adronici.	85
5.5	Confronto dati-Monte Carlo per la Massa trasversa del ${\cal W}$ in	
	eventi di segnali con uno o più jet adronici. \ldots	86
5.6	Confronto dati-Monte Carlo per la variabile ${\cal E}_t$ del jet adronico	
	più energetico in eventi di segnali con uno o più jet adronici.	86
6.1	Disegno schematico di un possibile evento tridente	89
6.2	Massa invariante di coppie elettrone-positrone per eventi $Z^0 \rightarrow$	
	$\tau^+\tau^-$ (rosso) e $Z^0 \to e^+e^-$ (blu)	90
6.3		92
6.4	Confronto dati-Monte Carlo per la variabile ${\cal E}_t$ dell'elettrone	
	tight dello ${\cal Z}$ in eventi di segnale con uno o più jet adronici	95
6.5	Confronto dati-MonteCarlo per la $\not\!\!E_t$ in eventi di segnale con	
	uno o più jet adronici.	95
6.6	Confronto dati-MonteCarlo per la Massa Invariante dello Z^0	
	in eventi di segnali con uno o più jet adronici	96
6.7	Confronto dati-MonteCarlo per la variabile E_t del jet adronico	
0.1	più energetico in eventi di segnale con uno o più jet adronici.	96
7.1	Elettroni nel piano $n - \phi$ per eventi $W + > 1$ iet, prima (si-	
1.1	nistra) e dopo (destra) la simulazione del rivelatore (richiesta	
	di un CdfEmObj).	102

7.2	Grafici di controllo delle variabili dell'elettrone tra dati e mon-
	tecarlo. In rosso è graficato il montecarlo e in nero i dati. En-
	trambi sono riportati con il loro errore statistico. Le variabili
	si riferiscono all'elettrone del W nel campione con almeno un
	jet. Il montecarlo è normalizzato ai dati
8.1	L'errore sistematico totale e i suoi singoli contributi divisi per
	il valore di R. A sinistra trovate il grafico per $R_{\geq 0}$ mentre a
	destra quello per $R_{>1}$

Elenco delle tabelle

1.1	Le famiglie e le masse fermioniche, come riportate nel Review	0
	of Particle Physics (2004) $[31]$	6
1.2	Masse misurate dei bosoni dello SM, come riporate nel Review	
	of Particle Physics (2004) [31]. Nell'ultima colonna viene	
	riportata la carica elettrica.	7
1.3	Branching ratio misurati del bosone W^{\pm} [31]	18
1.4	Branching ratio misurati del bosone Z^0 [31]	18
2.1	Le caratteristiche del sistema calorimetrico	37
3.1	Elenco dei campioni Monte Carlo usati in questa analisi . $\ .$.	49
4.1	Defizione dei set di tagli che vanno a definire CdfEmObj di	
	tipo probe, loose e tight	61
4.2	Richieste per la ricostruzione e l'identificazione di un jet adro-	
	nico	68
4.3	Richieste per l'identificazione del $W \to e\nu$	70
4.4	Selezione degli eventi $W \to e\nu$	71
4.5	Richieste per l'identificazione dello $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$	72
4.6	Selezione degli eventi $Z \to e^+e^-$	72
5.1	Sezioni d'urto per la produzione di eventi top-antitop a CDF.	74
5.2	Luminosità del Monte Carlo usato per il fondo di top . $\ .$	74
5.3	Risultati per il calcolo del fondo di top al segnale $W \to e \nu$	
	diviso secondo la molteplicità dei jet adronici	75

Elenco delle tabelle

5.4	Efficienze di identificazione di un evento $W \to \tau \nu$ come $W \to e\nu$ e di un evento $Z \to ee$ come $W \to e\nu$	78
5.5	Sezioni d'urto usate per lo scalamento degli eventi $Z \rightarrow ee$	78
5.6	agn eventi $W \rightarrow e\nu$	10
	per la selezione	79
5.7	Sommario dei contributi al fondo del segnale $W \to e\nu$	83
6.1	Quantità usate per stimare il fondo QCD del segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.	89
6.2	Risultati per il fondo QCD del segnale $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	89
6.3	Efficienze utili per il calcolo del fondo $Z^0 \to \tau^+ \tau^-$. Per il valore di z_{τ} vedi il capitolo successivo	01
6.4	Quantità utili per il calcolo del fondo Di-Bosonico. Per il	91
	valore di ε_{Zee} vedi il capitolo successivo. I valori di σ_{WZ} e	0.0
0 F	σ_{ZZ} sono predizioni dello SM e sono prese da [37]	92
0.0	Sommario dei contributi al fondo dei segnale $Z^* \rightarrow e^+e^-$	94
7.1	Fattori che compongono l'efficienza totale di W (o Z) e rela- tiva loro funzione.	98
7.2	Numeratore e denominatore per la misura dell'efficienza geo-	
	metrica	100
7.3	Numeratore e denominatore per la misura dell'efficienza cine-	
	matica	101
7.4	Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze geometriche per il W	101
7.5	Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze geometriche	
	per lo Z	101
7.6	Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze cinematiche del	
	W	101
7.7	Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze cinematiche	
	dello Z	102
7.8	Efficienze totali geometriche e cinematiche	102

7.9	Definizione di elettrone probe, loose e tight
7.10	Eventi selezionati per il calcolo delle efficienze tight e loose. . 106
7.11	Efficienze tight e loose ed efficienze di qualità per W e $Z.$ 106
7.12	Numeratore e denominatore per l'efficienza dello Z_{veto} 107
7.13	Efficienza dello Z_{veto}
7.14	Efficienze totali di identificazione per W e Z $\dots \dots $
0.1	
8.1	Quantita utilizzate per il calcolo delle sezioni d'urto inclusive
	e per il calcolo di $R_{\geq 0}$ e $R_{\geq 1}$
8.2	Contributi all'errore sistematico delle misure di $R_{\geq 0}$ e $R_{\geq 1}$. 116