

MISURA DELLA SEZIONE D'URTO INCLUSIVA DI W E Z

Indice

1	Motivazione fisica	2
1.1	Produzione e decadimento di W/Z	2
1.2	Misura di $\Gamma(W)$	3
1.3	La strategia della misura	4
2	L'apparato sperimentale	6
2.1	Il detector CDF II	6
2.2	I tracciatori	8
2.3	I calorimetri	8
2.4	I rivelatori di muoni	9
2.5	I Cherenkov	9
3	Fondi e difficoltà	13
3.1	Background dei jet adronici	13
3.1.1	Jet adronici in $W \rightarrow \ell\nu$	13
3.1.2	Jet adronici in $Z \rightarrow \ell\ell$	13
3.2	Eventi da processi elettrodeboli	14
3.2.1	Decadimento $W \rightarrow \ell\nu$	14
3.2.2	Decadimento $Z \rightarrow \ell\ell$	14
3.3	Raggi cosmici	14
4	Selezione degli eventi	15
5	Risultati	16

1 Motivazione fisica

Questa misura e' stata effettuata al collisionatore $p\bar{p}$ al Tevatron (Fermilab) a un'energia del centro di massa pari a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV basandosi sui dati raccolti negli anni 2003-2004.

Queste misure forniscono

- test dello Standard Model per le predizioni di σ_W e σ_Z (sezioni d'urto di produzione dei bosoni deboli)
- misura indiretta di $\Gamma(W)$ (larghezza totale di decadimento di W), di $Br(W \rightarrow \ell\nu)$ e dell'elemento V_{cs} della matrice CKM
- verifica dell'universalita' dell'accoppiamento di W a e e μ .

Le grandezze misurate sono

- $\sigma_W \cdot Br(W \rightarrow \ell\nu)$
- $\sigma_Z \cdot Br(Z \rightarrow \ell\ell)$

e il loro rapporto

$$R = \frac{\sigma_W \cdot Br(W \rightarrow \ell\nu)}{\sigma_Z \cdot Br(Z \rightarrow \ell\ell)}. \quad (1)$$

1.1 Produzione e decadimento di W/Z

I bosoni W e Z insieme col fotone, sono i campi bosonici della teoria elettrodebole unificata di Weinberg-Salam-Glashow.

W e Z sono stati scoperti per la prima volta nel 1983 nei detector UA1 e UA2, che erano stati costruiti proprio per questo scopo.

Il calcolo della loro sezione d'urto di produzione dal punto di vista teorico comprende

- sezione d'urto partonica e funzione di densita' partonica,
- effetti di ordine superiore in QCD,
- fattori per l'accoppiamento dei bosoni W e Z ai diversi quark e anti-quark.

I valori che si ottengono con i calcoli teorici sono:

$$\sigma_W \cdot Br(W \rightarrow \ell\nu) = 2.687 \pm 0.054$$

e

$$\sigma_Z \cdot Br(Z \rightarrow \ell\ell) = 251.3 \pm 5.0.$$

Il bosone W puo' decadere in due leptoni

$$W \rightarrow \ell\nu,$$

con $\ell = e, \mu, \tau$, oppure in

$$W \rightarrow q\bar{q}'$$

dove i canali ud , $u\bar{s}$, $c\bar{s}$ e cd hanno branching ratio proporzionali ai loro corrispondenti elementi della matrice CKM.

Per quanto riguarda invece la larghezza totale di W rispetto ai suoi canali di decadimento in due fermioni, questa e' data dalla formula

$$\Gamma(W \rightarrow f\bar{f}') = |V_{ff'}|^2 N_C G_F^2 M_W^3 / (6\sqrt{2}\pi), \quad (2)$$

dove $V_{ff'}$ e' il corrispondente elemento della matrice CKM per la coppia di quark o di leptoni, M_W e' la massa del bosone W , G_F e' la costante di Fermi e N_C e' il fattore di colore ¹.

Altre correzioni di ordine superiore (scambio di gluoni, correzioni elettrodeboli, vertici e correzioni di bremsstrahlung che dipendono dal top o dal bosone di Higgs) portano un contributo a $\Gamma(W)$ per cui la misura non e' molto sensibile e si possono trascurare.

1.2 Misura di $\Gamma(W)$

La larghezza totale di decadimento di W si puo' ricavare dall'equazione (1) facendo le seguenti sostituzioni

$$Br(W \rightarrow \ell\nu) = \frac{\Gamma(W \rightarrow \ell\nu)}{\Gamma(W)},$$

$$Br(Z \rightarrow \ell\ell) = \frac{\Gamma(Z \rightarrow \ell\ell)}{\Gamma(Z)}.$$

In questo modo si ottiene l'equazione per R

$$R = \frac{\sigma_W \Gamma(W \rightarrow \ell\nu) \Gamma(Z)}{\sigma_Z \Gamma(Z \rightarrow \ell\ell) \Gamma(W)}, \quad (3)$$

¹Il fattore di colore vale $N_C(\text{quarks}) = 3$ e $N_C(\text{leptons}) = 1$

dove le grandezze $\Gamma(Z)$ e $\Gamma(Z \rightarrow \ell\ell)$ sono state misurate con grande precisione a LEP, le sezioni d'urto σ_W e σ_Z vengono calcolate dagli accoppiamenti dei bosoni e in base alla conoscenza della struttura del protone, e R e' la grandezza che si misura sperimentalmente.

Utilizzando queste informazioni dalla (3) si trova $Br(W \rightarrow \ell\nu)$.

Inoltre dalle predizioni dello SM si puo' calcolare $\Gamma(W \rightarrow \ell\nu)$ e quindi estrarre $\Gamma(W)$.

Per quanto riguarda infine il test dell'universalita' degli accoppiamenti leptonici dei bosoni deboli si trova che

$$U = \frac{\sigma_W \cdot Br(W \rightarrow \mu\nu)}{\sigma_W \cdot Br(W \rightarrow e\nu)} = \frac{\Gamma(W \rightarrow \mu\nu)}{\Gamma(W \rightarrow e\nu)} = \frac{g_\mu^2}{g_e^2}. \quad (4)$$

1.3 La strategia della misura

Ripartiamo dalla definizione di R data dalla (1). Le grandezze che compaiono a numeratore e denominatore sperimentalmente si calcolano in questo modo:

$$\sigma_W \cdot Br(W \rightarrow \ell\nu) = \frac{N_W^{\text{obs}} - N_W^{\text{bck}}}{A_W \cdot \epsilon_W \cdot \int \mathcal{L} dt} \quad (5)$$

$$\sigma_Z \cdot Br(Z \rightarrow \ell\ell) = \frac{N_Z^{\text{obs}} - N_Z^{\text{bck}}}{A_Z \cdot \epsilon_Z \cdot \int \mathcal{L} dt}, \quad (6)$$

dove N_W^{obs} e N_Z^{obs} sono rispettivamente il numero di eventi del processo $W \rightarrow \ell\nu$ e $Z \rightarrow \ell\ell$ osservati nei dati sperimentali, N_W^{bck} e N_Z^{bck} sono il numero di eventi di background aspettati, A_W e A_Z sono le accettanze dei decadimenti del W e dello Z ², ϵ_W e ϵ_Z sono le efficienze combinate per identificare i decadimenti del W e dello Z (che dipendono dal trigger, dalla selezione degli eventi e dalla ricostruzione degli eventi) e $\int \mathcal{L} dt$ e' la luminosita' integrata del campione.

La strategia della misura consiste nel selezionare quei decadimenti dei bosoni W e Z in cui i leptoni cadono nella regione centrale e meglio strumentata del detector.

La misura di R e' sensibile a cambiamenti in σ_W , σ_Z , $Br(W \rightarrow \ell\nu)$ e in $\Gamma(W)$:

- cambiamenti in $Br(W \rightarrow \ell\nu) \implies$ nuovi decadimenti di W che non si accoppiano similmente a Z

²L'accettanza e' la frazione dei decadimenti che soddisfa le limitazioni geometriche e cinematiche dei criteri di selezione applicati.

- cambiamenti in $\sigma_W, \sigma_Z \implies$ nuove risonanze di massa maggiore (es. stato $t\bar{t}$) che poi decadono in Z e W
- cambiamenti in $\Gamma(W) \implies$ processi che non appartengono allo SM.

2 L'apparato sperimentale

I dati sono stati raccolti con il Collider Detector al collisionatore $p\bar{p}$ del Fermilab.

Rispetto al RUN I il detector e' stato potenziato con

- aumento della luminosita' (da $1.6 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ a $8.6 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) ottenuto aggiungendo un nuovo anello che ha aumentato il rate di produzione dei \bar{p} (e quindi il numero di \bar{p} disponibili per il processo)
- piccolo aumento dell'energia del centro di massa da $\sqrt{s} = 1.80 \text{ TeV}$ a $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$, ottenuto ottimizzando la posizione dei magneti e che ha portato a un grande aumento delle sezioni d'urto di produzione per oggetti a grande massa come i bosoni W e Z ($\sim 9\%$) e la coppia $t\bar{t}$ ($\sim 30\%$);
- aumento del numero di bunch di p e \bar{p} (da 6 a 36) e riduzione del tempo tra uno e l'altro (da 3564 ns a 396 ns).

2.1 Il detector CDF II

Il detector ha una struttura cilindrica centrata sulla linea del fascio.

Lo schema del detector e' riportato in figura 1.

Le sue parti principali sono:

1. tracciatori (si trovano direttamente intorno al punto d'interazione);
2. calorimetri;
3. rivelatori di muoni (drift chamber);
4. Cherenkov.

Definiamo asse z quello lungo la direzione dei protoni incidenti. La traiettoria di una particella sara' quindi descritta da due angoli θ (angolo polare) e ϕ (angolo azimutale).

Le grandezze cinematiche interessanti sono

- impulso trasverso $p_T = p \sin \theta$;
- energia trasversa $E_T = E \sin \theta$;
- missing energy trasversa $\cancel{E}_T = - | \sum_i E_T^i \hat{n}_i |$, dove gli \hat{n}_i sono i versori nel piano azimutale che puntano dal vertice dell'evento all' i -esima torre dei calorimetri.

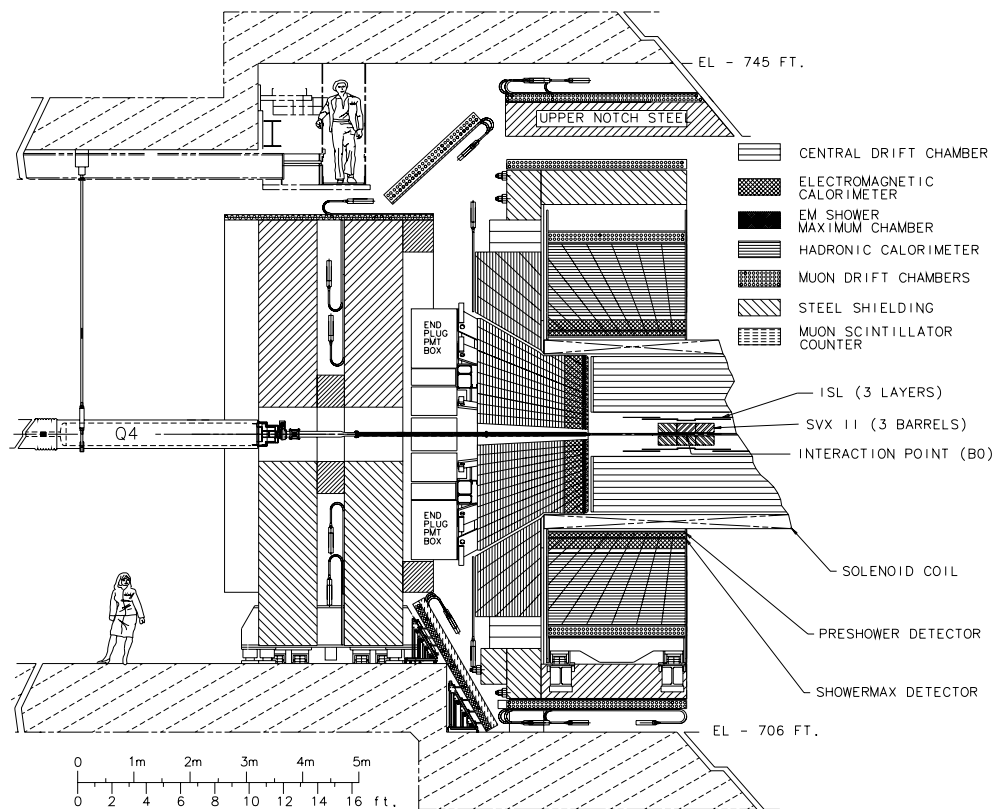


Figura 1: Vista longitudinale del detector CDF Run II

2.2 I tracciatori

Il piu' interno sistema di tracciatori e' costituito da sei strati di tracciatori di silicio che vengono utilizzati solo per scartare gli eventi dovuti ai cosmici dal campione di muoni.

Subito dopo c'e' il COT (Central Outer Tracker) che e' una camera a drift che ha le seguenti caratteristiche

- e' riempita con una miscela Argon-Etano 50-50 che assicura una velocita' di drift elevata ($\sim 100\mu\text{m/s}$) compatibile con i brevi intervalli di tempo tra le collisioni dei bunch (la massima distanza di drift e' 0.88 cm che corrisponde ad un tempo di drift di 100 ns)
- e' costituita da 8 superstrati ciascuno dei quali contiene 12 strati di fili di senso alternati a strati di fili di potenziale: 4 superstrati (strati assiali) sono paralleli all'asse z e permettono di ricostruire la traccia nel piano trasverso; 4 superstrati (strati stereo) formano un angolo di ± 2 gradi con l'asse z per permettere il tracciamento lungo la direzione z (i superstrati dei due tipi, assiale e stereo, sono disposti in maniera alternata a partire da uno strato stereo dall'interno);
- la risoluzione sulla singola misura (che corrisponde all'accensione di un filo) e' di $180\mu\text{m}$.

Il momento trasverso si determina con la formula

$$p_T = Bqr$$

dove $B = 1.4T$ e' l'intensita' del campo magnetico, q e' la carica della particella e r e' il raggio di curvatura della traccia.

La risoluzione sull'impulso e' data da $\sigma_{p_T}/p_T^2 \simeq 1.7 \cdot 10^{-3} \text{ c/GeV}^3$.

2.3 I calorimetri

I calorimetri vengono usati per misurare l'energia delle particelle cariche e neutre.

Essi sono:

- un calorimetro elettromagnetico piu' interno (costituito da fogli di piombo frammisti a scintillatori);
- un calorimetro adronico piu' esterno (scintillatori tra fogli di acciaio).

³La risoluzione del COT diminuisce all'aumentare di p_T perche' le particelle a grande impulso trasverso vengono curvate di meno dal campo magnetico

La misura dell'energia avviene nel seguente modo:

la particella che attraversa il calorimetro interagisce con il materiale e produce uno "shower" di particelle secondarie. Queste producono fotoni negli scintillatori. Il numero di fotoni raccolti e' proporzionale all'energia della particella iniziale.

A causa della natura delle loro interazioni con il materiale del calorimetro, elettroni e fotoni producono lo shower su piccole distanze depositando la maggior parte della loro energia nel calorimetro elettromagnetico, mentre gli adroni (es. pioni) producono lo shower su grandi distanze depositando una frazione significativa della loro energia nel calorimetro adronico.

La risoluzione in energia dei calorimetri e':

- per il calorimetro elettromagnetico $\sim 15\%/\sqrt{E_T}$;
- per il calorimetro adronico $\sim 80\%/\sqrt{E}$.

Il calorimetro ha una lunghezza di radiazione di $5 - 6X_0$ e una lunghezza d'interazione di $19 - 21\lambda$.

2.4 I rivelatori di muoni

Poiché i muoni sono MIP (minimum ionizing particle), essi passano attraverso i calorimetri perdendo solo una piccola frazione della loro energia.

Quindi il rivelatore di muoni si trova all'esterno dei calorimetri ed e' costituito da 4 sistemi di detector indipendenti. Tutti questi sistemi sono costituiti da camere a drift a singolo filo disposte in strati. Poiché il tempo massimo di drift e' maggiore della spaziatura temporale tra un bunch e l'altro l'ambiguita' che ne deriva circa l'appartenenza ad un determinato bunch viene risolta dal trigger e dalla ricostruzione offline.

2.5 I Cherenkov

I Cherenkov sono usati per la misura della luminosita' integrata del campione.

La luminosita' integrata e' data dal rapporto tra il numero di reazioni per unita' di tempo che si osservano (che si misura con i Cherenkov) e la sezione d'urto (che e' data da $\sigma_{tot}(p\bar{p}) = 50 - 60\mu\text{b}$ a un'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$).

I Cherenkov occupano una regione conica con il beampipe al centro, come si puo' vedere dal grafico 2, che si estende fino ad un angolo polare $\theta = 3$.

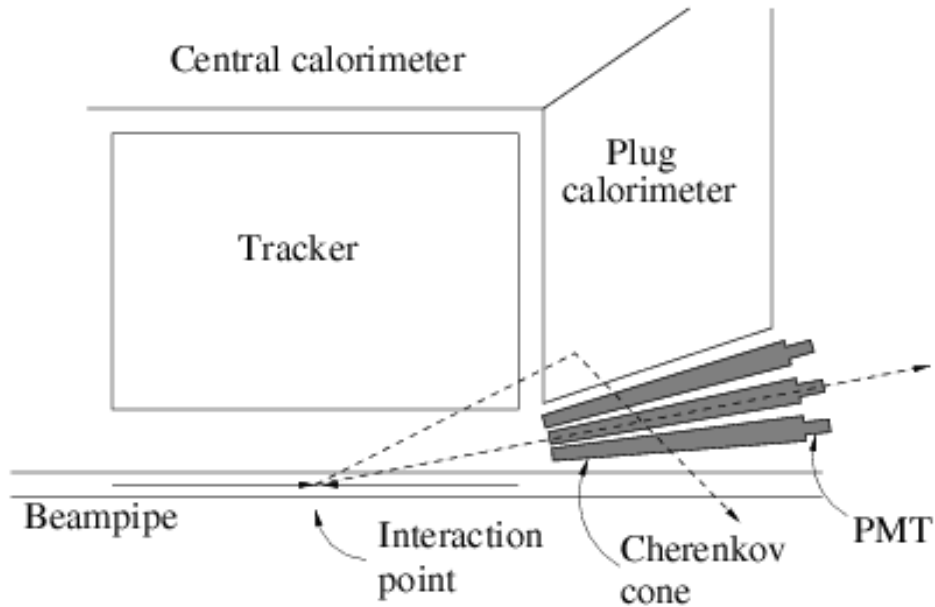


Figura 2: Schema dei Cherenkov

Sono costituiti da 48 contatori per lato disposti su tre strati. Ciascun contatore consiste in un cono troncato di 2m di lunghezza e qualche cm di diametro e riempito con l'isobutano. I coni sono orientati con la faccia piu' piccola rivolta verso il punto d'interazione. La luce Cherenkov prodotta dal passaggio di particelle cariche viene raccolta dai fotomoltiplicatori che si trovano all'estremita' piu' larga del cono.

L'angolo di emissione della luce Cherenkov e' dato da:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta},$$

dove n e' l'indice di rifrazione del gas e β e' la velocita' della particella.

Il numero di fotoelettroni prodotti da una particella carica ($N_{p.e.}$) e'

$$N_{p.e.} = N_0 \cdot L \cdot \sin^2 \theta_C,$$

dove N_0 e' un parametro dello specifico contatore e dipende dalla sua efficienza.

Come gas e' stato scelto l'isobutano perche' ha una buona trasparenza e un grande indice di rifrazione alle normali pressioni.

Vantaggi dell'usare i Cherenkov per misurare la luminosita':

- le particelle primarie prodotte nelle interazioni $p\bar{p}$ viaggiano lungo l'asse del cono e producono un grande segnale;
- le particelle secondarie prodotte nel beampipe e nei calorimetri viaggiano con angoli differenti rispetto all'asse del cono evengono riflesse molte volte prima di raggiungere il fotomoltiplicatore , con conseguente perdita di energia e danno un segnale minore;
- i Cherenkov non sono sensibili a particelle con basso impulso perche' hanno una soglia (es. 2.2 GeV/c per i pioni).

La risposta dei Cherenkov e' stata studiata usando il pacchetto CDFSIM (che simula le interazioni elettromagnetiche e nucleari nei materiali del detector) ed e' illustrata nel grafico 3.

La linea solida corrisponde a tutte le particelle, l'istogramma quadrettato corrisponde alle particelle primarie, l'istogramma giallo a quelle secondarie e quello rosso corrisponde alle particelle secondarie del calorimetro.

Il picco a 100 p.e. corrisponde alle particelle che provengono dal punto d'interazione e attraversano l'intera lunghezza del contatore.

Quindi, per selezionare la particelle primarie in maniera efficiente e' necessario richiedere una grande ampiezza.

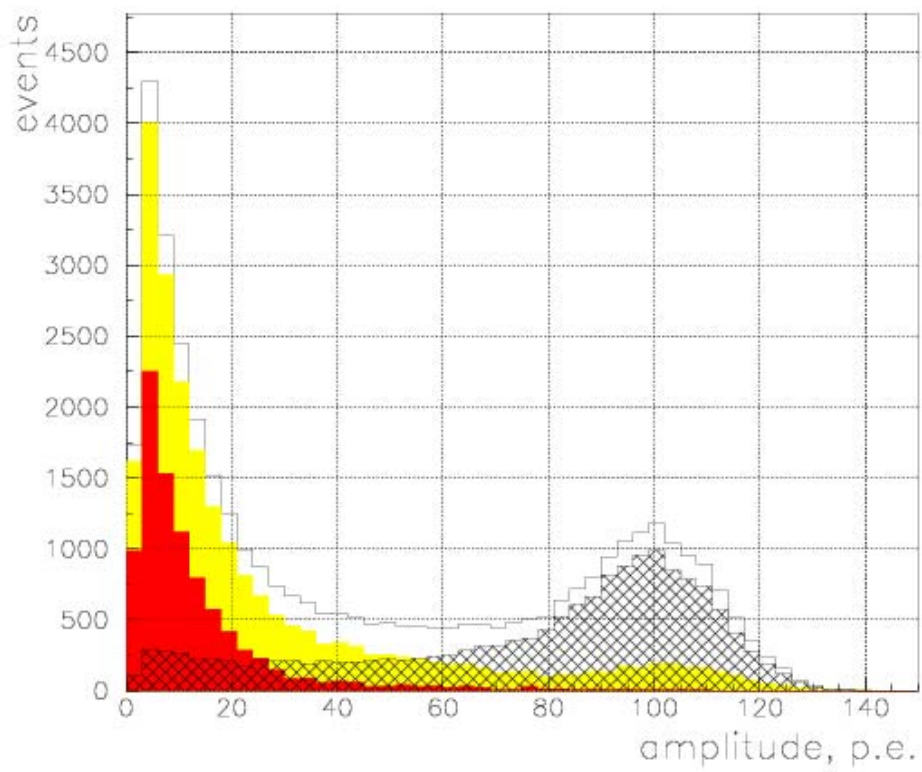


Figura 3: Distribuzione dell'ampiezza simulata dei Cherenkov.

3 Fondi e difficoltà

I fondi sono processi fisici diversi che possono avere la segnatura dei processi

$$W \rightarrow \ell\nu \quad \text{e} \quad Z \rightarrow \ell\ell.$$

Alcuni di questi processi hanno la stessa topologia di stato finale del campione, altri invece hanno uno stato finale che ha una topologia falsamente simile in quanto un oggetto non leptonic viene identificato per errore come un elettrone o un muone (fake event).

Le sorgenti di background possono essere divise in tre categorie:

1. eventi in cui i jet adronici simulano la presenza di un leptone;
2. eventi da processi elettrodeboli;
3. raggi cosmici.

3.1 Background dei jet adronici

3.1.1 Jet adronici in $W \rightarrow \ell\nu$

In questo caso si possono avere leptoni nello stato finale per due motivi:

- decadimenti semileptonici degli adroni;
- fotoni che provengono dal decadimento di un adrone che danno pair production per scattering con il materiale di cui è fatto il detector.

Oppure possiamo avere altri oggetti provenienti dai jet adronici che erroneamente vengono identificati come leptoni (fake lepton). Eventi di questo tipo non vengono generalmente accettati perché richiediamo un grande valore di \cancel{E}_T come criterio di selezione. Una piccola frazione di essi però ha il giusto valore di \cancel{E}_T e a causa della grande sezione d'urto per i getti adronici anche se la frazione è piccola il numero di eventi è comunque grande.

3.1.2 Jet adronici in $Z \rightarrow \ell\ell$

Anche in questo caso fanno parte del background eventi in cui uno o entrambi i leptoni sono leptoni reali o fake lepton provenienti dai getti adronici.

In questo caso il problema si risolve sulla base dell'assunzione che in questo tipo di eventi non ci sia correlazione di carica per cui il numero di coppie di

leptoni che hanno segno opposto o uguale e' pressoché lo stesso (in questo modo usando il numero di coppie leptoniche con carica uguale si puo' dare un limite superiore per quelli di segno opposto.).

Per quanto riguarda il canale $Z \rightarrow \mu\mu$ la probabilita' di avere un fake muon da un jet adronico e' molto piu' bassa che per un elettrone perche' l'energia rilasciata nel calorimetro dal μ deve essere consistente con l'ipotesi di MIP.

3.2 Eventi da processi elettrodeboli

3.2.1 Decadimento $W \rightarrow \ell\nu$

In questo caso il campione puo' essere contaminato da processi elettrodeboli del tipo $Z \rightarrow \ell\ell$ dove uno dei due leptoni passi attraverso una regione non strumentata del detector creando uno sbilanciamento nell' E_T dell'evento osservato.

Un altro processo che puo' contribuire e' $W \rightarrow \tau\nu$ nel quale il τ decade in un elettrone o un muone.

Entrambi questi contributi sono stati stimati con una simulazione utilizzando il generatore di eventi PYTHIA.

3.2.2 Decadimento $Z \rightarrow \ell\ell$

Il background elettrodebole qui e' costituito da processi $Z \rightarrow \tau\tau$ dove entrambi i τ decadono in $\tau \rightarrow \ell\bar{\nu}\nu$ (dove il 18% della volte il τ decade in elettroni e il 18% in muoni).

Anche in questo caso si fa una stima con il generatore di eventi PYTHIA. Un'altro processo di background elettrodebole e' $W \rightarrow e\nu$ associato a un jet adronico che fornisce il secondo elettrone.

3.3 Raggi cosmici

I raggi cosmici forniscono muoni energetici che in alcuni casi possono simulare i processi $W \rightarrow \mu\nu$ e $Z \rightarrow \mu\mu$.

Per eliminare questi eventi dal campione si sfrutta una caratteristica dei cosmici: essi si presentano come eventi con due tracce muoniche una delle quali viaggia dall'esterno del COT verso il tubo del fascio.

Per riconoscere i cosmici viene utilizzato un algoritmo che utilizza un fit multiparametrico e se una delle due tracce e' entrante rispetto al detector viene

classificato come evento dovuto ai cosmici.

4 Selezione degli eventi

Poiché le collisioni interessanti contengono un numero di eventi maggiore di quelli che si possono scrivere su disco (la velocità di scrittura è di ~ 80 Hz con 100 kbyte/evento), il sistema di trigger provvede a selezionare un sottinsieme di eventi da raccogliere per analisi future.

Gli eventi interessanti sono quelli che possiedono le seguenti caratteristiche:

- nel canale $W \rightarrow \ell\nu$ dobbiamo avere un leptone carico molto energetico e un neutrino che viene identificato da una grande \cancel{E}_T .
- nel canale $Z \rightarrow \ell\ell$ dobbiamo avere due leptoni energetici isolati originati da un singolo vertice di decadimento dello Z (i due leptoni devono avere cariche opposte, e massa invariante consistente con la massa dello Z , ovvero all'interno dell'intervallo $91.2 \pm 15\text{GeV}$).

Oltre a ciò vengono applicati dei criteri di selezione sulla qualità delle tracce ricostruite con le drift chamber del COT (che devono avere un numero minimo di fili accesi all'interno di ciascun superstrato), inoltre si richiede che gli elettroni siano nella regione del calorimetro ben strumentata e che i muoni non risentano degli effetti di bordo delle camere a muoni.

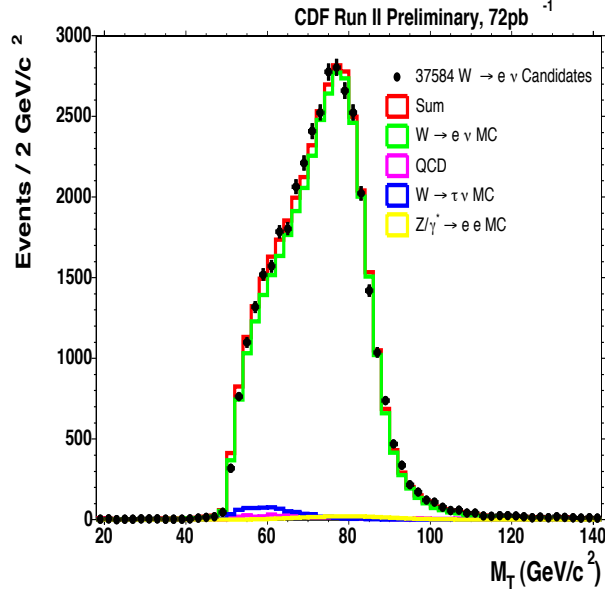


Figura 4: Distribuzione di M_T per il decadimento $W \rightarrow \ell\nu$.

5 Risultati

I grafici seguenti mostrano la distribuzione dei dati sperimentali.

Nei grafici 4 e 5 sono riportate le distribuzioni della massa trasversa M_T e di \cancel{E}_T per gli eventi del tipo $W \rightarrow \ell\nu$,

Invece nei grafici 6 e 7 sono riportate le distribuzioni della massa invariante nei processi $Z \rightarrow ee$ e $Z \rightarrow \mu\mu$.

Utilizzando l'equazione (5) sono stati ottenuti i seguenti valori per i canali di decadimento elettronico e muonico del W

$$\sigma_W \cdot Br(W \rightarrow e\nu) = 2.780 \pm 0.014(stat) \pm_{0.057}^{0.062}(syst)$$

$$\sigma_Z \cdot Br(W \rightarrow \mu\nu) = 2.768 \pm 0.016(stat) \pm_{0.061}^{0.067}(syst).$$

Il valore ottenuto da calcoli recenti e' 2.687 ± 0.054 ed e' in accordo con i risultati sperimentali di entrambi i canali.

Utilizzando l'equazione (6) si ottiene per lo Z

$$\sigma_Z \cdot Br(Z \rightarrow ee) = 255.8 \pm 3.9(stat) \pm_{5.4}^{5.6}(syst) \pm 15$$

$$\sigma_Z \cdot Br(Z \rightarrow \mu\mu) = 248.0 \pm 5.9(stat) \pm_{7.2}^{8.0}(syst) \pm 14.$$

Il valore ottenuto dai calcoli e' 251.3 ± 5.0 ed e' anche in questo caso in accordo coi dati sperimentali. In entrambi i casi le incertezze maggiori per

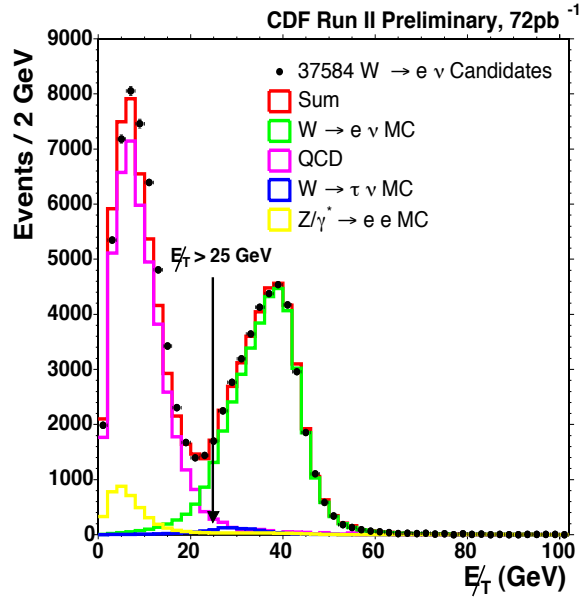


Figura 5: Distribuzione di E_T per il decadimento $W \rightarrow \ell\nu$.

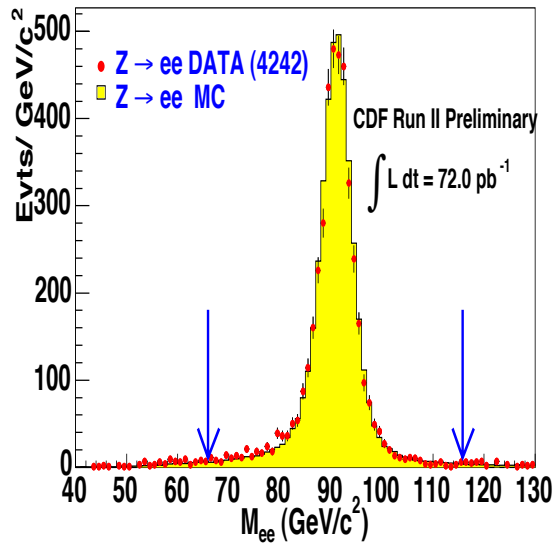


Figura 6: Distribuzione della massa invariante nel decadimento $Z \rightarrow ee$.

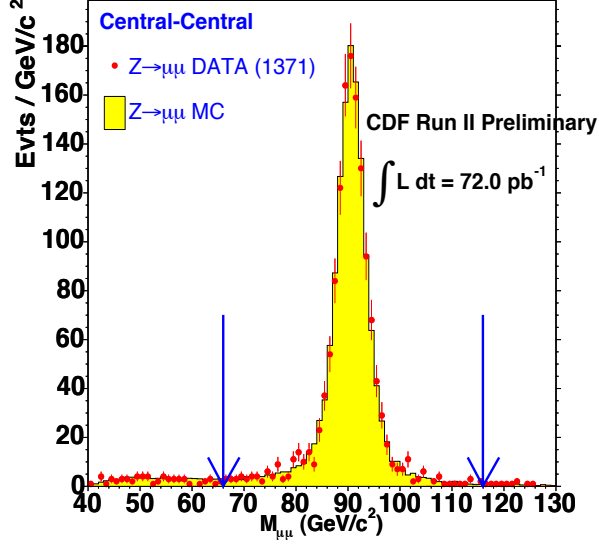


Figura 7: Distribuzione della massa invariante nel decadimento $Z \rightarrow \mu\mu$.

quanto riguarda i valori calcolati sono dovuti all'incertezza sulla funzione di densità partonica.

A questo punto si può calcolarne il rapporto che è dato da

$$R = \frac{N_W^{\text{obs}} - N_W^{\text{bck}}}{N_Z^{\text{obs}} - N_Z^{\text{bck}}} \cdot \frac{A_Z}{A_W} \cdot \frac{\epsilon_Z}{\epsilon_W}. \quad (7)$$

I valori sperimentali relativi ai due canali sono

$$R_e = 10.82 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst}),$$

$$R_\mu = 11.12 \pm 0.27(\text{stat}) \pm 0.18(\text{syst}),$$

dove il valore atteso è 10.69.

Usando il metodo BLUE (Best Linear Unbiased Estimation) per combinare le misure relative ai canali elettronico e muonico si trovano i seguenti risultati:

$$\sigma_W \cdot Br(W \rightarrow \ell\nu) = 2.775 \pm 0.010(\text{stat}) \pm 0.053(\text{syst}) \quad (8)$$

$$\sigma_Z \cdot Br(Z \rightarrow \ell\ell) = 254.9 \pm 3.3(\text{stat}) \pm 4.6(\text{syst}). \quad (9)$$

Nel grafico 8 queste misure sono confrontate con quelle effettuate in altri esperimenti.

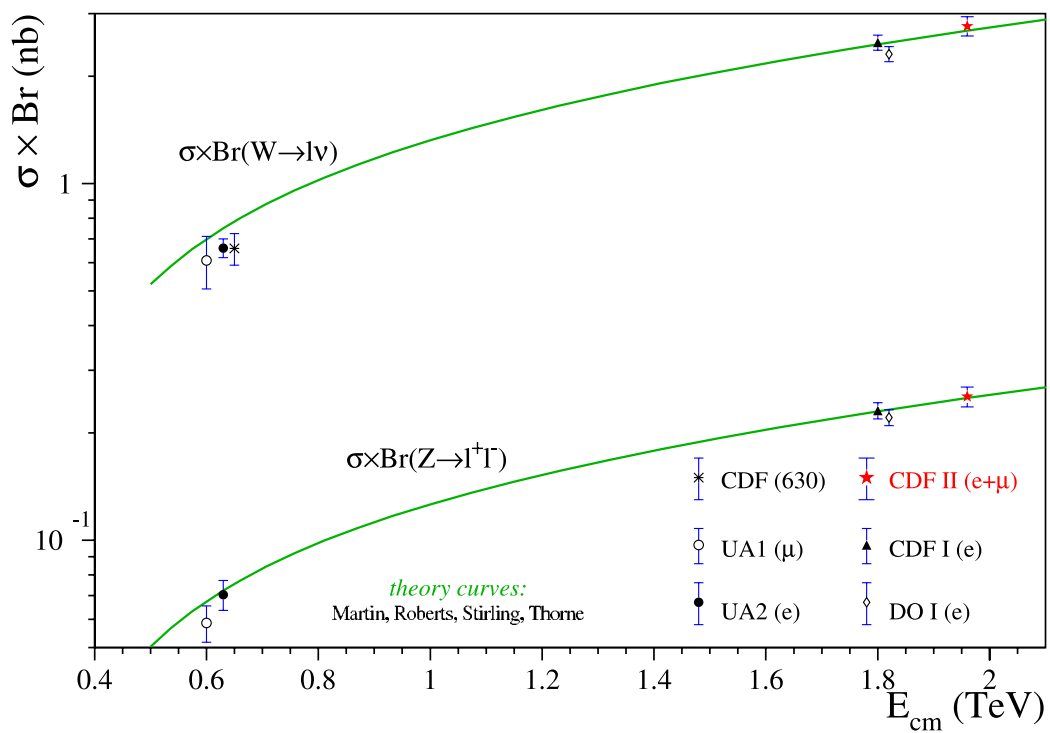


Figura 8: Misura delle sezioni d'urto $W \rightarrow l\nu$ e $Z \rightarrow ll$ in funzione dell'energia del centro di massa.

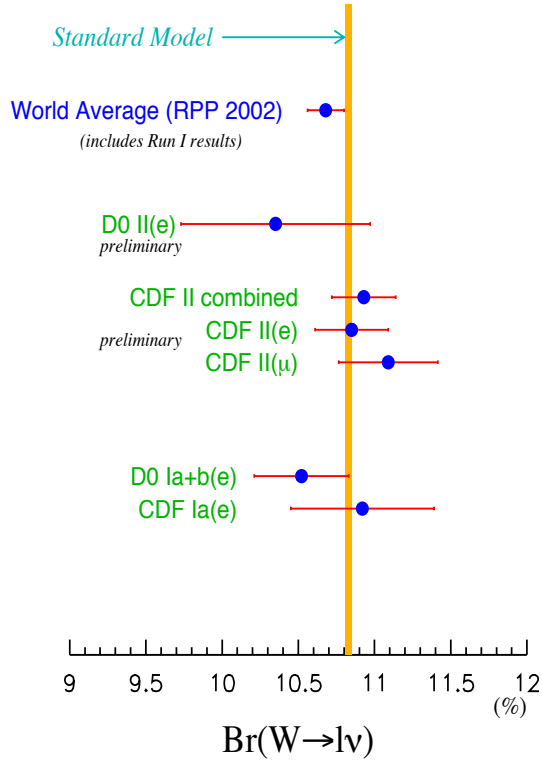


Figura 9: Confronto del valore misurato di $Br(W \rightarrow \ell\nu)$ con quello del Run I e con il valore di aspettazione dello SM.

Per quanto riguarda R si trova

$$R = 10.92 \pm 0.15(stat) \pm 0.14(syst).$$

Mettendo i risultati (8) e (9) nella (4) si trova che

$$\frac{g_\mu}{g_e} = 0.998 \pm 0.012,$$

dove si sfrutta il fatto che le incertezze associate alle sezioni d'urto individuali si cancellano quando se ne fa il rapporto (le incertezze rimanenti sono essenzialmente di natura statistica e possono essere ridotte con campioni di dati piu' grandi).

Le altre grandezze che, come e' stato detto nella sezione 1, possono essere estratte da questa misura, $\Gamma(W)$ e $Br(W \rightarrow \ell\nu)$, mostrano valori in accordo con lo SM.

Per $Br(W \rightarrow \ell\nu)$ questo risultato e' evidenziato nel grafico 9.