

# Misura preliminare della massa del quark top nel RunII dell'esperimento CDF

Martina Bucciantonio

16 settembre 2003

# Indice

<b>1</b>	<b>La misura di CDF della massa del quark top nel RUN I</b>	<b>7</b>
1.1	Selezione del campione semileptonico pre-tagged . . . . .	7
1.2	B-tagging, efficienza e fondo . . . . .	9
1.3	Fit dei dati e determinazione della massa . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Il nuovo CDF e le prospettive del RUN II</b>	<b>15</b>
2.1	Il nuovo collisionatore Tevatron . . . . .	15
2.2	Il rivelatore CDF II . . . . .	17
2.2.1	COT . . . . .	18
2.2.2	L00 . . . . .	19
2.2.3	SVX . . . . .	20
2.2.4	ISL . . . . .	21
2.2.5	Calorimetro . . . . .	21
2.2.6	Camere per i muoni . . . . .	22
2.3	La misura prevista di $M_{top}$ nel Run II . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Studio degli eventi “single lepton” selezionati cinematicamente</b>	<b>25</b>
3.1	Tagli cinematici e $\chi^2$ cinematico del campione pretagged . . . . .	26
3.2	Gli eventi a 4 getti “puliti” del RUN I . . . . .	28
3.2.1	Ricostruzione dei getti . . . . .	29
3.2.2	Selezione degli eventi puliti . . . . .	29
3.2.3	Determinazione di $M_{top}$ nel campione degli eventi puliti nel Run I . . . . .	30
<b>4</b>	<b><math>M_{top}</math> dal canale l+jets pre-tagged nel RunII</b>	<b>33</b>
4.1	Campione di dati . . . . .	33
4.2	Selezione degli eventi . . . . .	34
4.3	Ricostruzione dell’evento . . . . .	34
4.4	Correzioni applicate ai getti . . . . .	36
4.4.1	Consistenza del metodo . . . . .	37

<i>Indice</i>	2
4.5 Incertezze sistematiche . . . . .	38
4.5.1 Scala di energia dei getti . . . . .	38
4.5.2 Generatori $t\bar{t}$ . . . . .	39
4.5.3 Errore sistematico di $M_{top}$ . . . . .	42
4.6 Risultato della misura . . . . .	43
<b>5 Primo sguardo agli eventi con SecVtx b-tag</b>	<b>44</b>
5.1 Selezione del campione e ricostruzione della massa negli eventi con b-tag . . . . .	44
5.2 Incertezza sistematica sulla scala di energia dei getti . . . . .	46
<b>6 Conclusioni</b>	<b>49</b>

# Introduzione

Quello che si presume sia l'ultimo dei quark esistenti in natura, il quark top, è stato scoperto nel 1994-1995 dagli esperimenti CDF (Collider Detector a Fermilab) e D0 operanti al Tevatron Collider di Fermilab (Batavia, Il, USA). Non essendo la massa dei quark predetta dal Modello Standard delle interazioni fondamentali non sarebbe stato giustificato aspettarsi a priori che essa dovesse avere un particolare valore. Tuttavia, l'osservazione di una massa del top  $M_{top} \simeq 175 GeV/c^2$ , a fronte di una massa del quark b, il suo partner inferiore nel terzo doppietto dei quark, di  $M_b \simeq 4,5 GeV/c^2$ , suscitò sorpresa e grande interesse. È ben vero che l'esame di un campione di parametri elettrodeboli, interpretati nel quadro del Modello Standard, aveva suggerito che  $M_{top}$  potesse proprio essere così enorme. Tuttavia nacque il sospetto che effetti fisici non previsti nel Modello Standard influenzassero la massa e le altre proprietà del quark top. Si sospettò che il top quark potesse essere "una finestra sulla nuova fisica". Studiare in dettaglio le proprietà del nuovo quark divenne di estremo interesse. Nel Modello Standard numerose osservabili elettrodeboli sono modificate rispetto al loro valore "nudo" a causa di emissione e riassorbimento ("loops") di particelle elementari virtuali portatrici delle stesse interazioni. Il contributo dei loops di scambio di una particolare particella (per esempio loops di scambio del quark top) dipende dalla sua massa, ed è calcolabile in funzione di essa. Esempi notevoli di tali osservabili sono il seno dell'angolo di Weiberg, la massa dei bosoni W e Z, la distribuzione angolare delle coppie di quark b generate nella annichilazione di un elettrone e di un positrone, etc. È pertanto possibile ottenere un'informazione indiretta sulla massa del top in base ai suoi effetti di loop su altre osservabili. Un celebre confronto fra osservabili mette in relazione la massa  $M_W$  del bosone W con  $M_{top}$  che sono entrambe modificate da loop di scambio del bosone di Higgs. Questo confronto come risulta dai dati attualmente disponibili è mostrato in figura [1]. Le masse del W e del top sono modificate da loops di scambio del bosone di Higgs, l'ultimo mattone fondamentale del Modello Standard non ancora osservato. Le bande trasversali illustrano la correlazione attesa fra  $M_W$  e  $M_t$  la quale è lievemente diversa a seconda del

valore della massa  $M_H$  del bosone di Higgs. Nei limiti delle attuali precisioni di misura si deve osservare che la correlazione fra gli attuali valori di  $M_W$  e  $M_{top}$  è perfettamente consistente con il Modello Standard. Assumendo che esso sia valido, le misure favoriscono per  $M_H$  un valore di poche centinaia di  $GeV/c^2$ . Questo grafico può essere utilizzato per illustrare l'importanza di

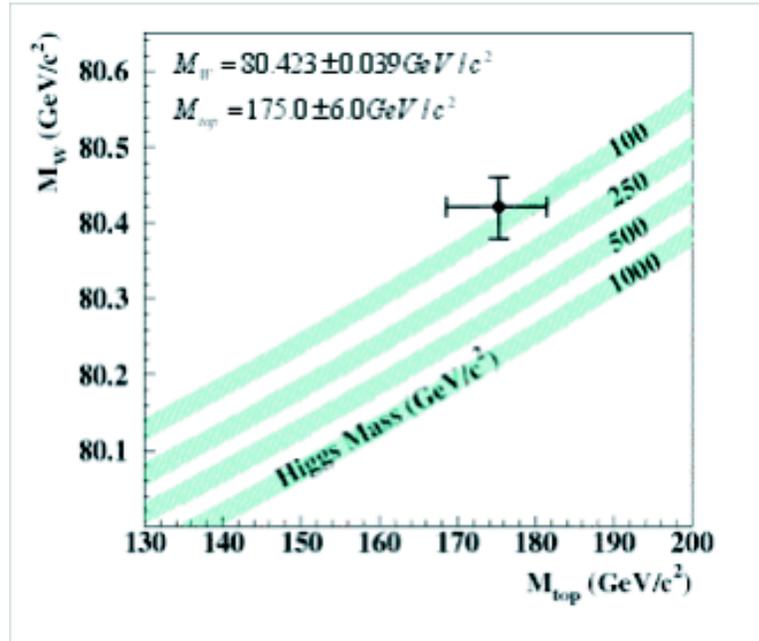


Figura 1: Correlazione attesa nel Modello Standard fra  $M_{top}$  e  $M_W$  in funzione della massa del bosone di Higgs (bande ombreggiate). Il punto con le bande di errore indica le misure attualmente disponibili (primavera 2003) della massa del top e del W.

una misura di maggior precisione della massa del top. Le bande di correlazione sono state calcolate assumendo che tutte le correzioni di loop influenzino  $M_W$  come previsto dal Modello Standard. Se una nuova misura di  $M_{top}$  (e una nuova misura di  $M_W$ ) confermasse con maggior precisione il valore attuale, essa renderebbe più incisiva la informazione indiretta su  $m_H$  ottenuta all'interno del Modello Standard. Viceversa, se fossero influenti fenomeni al di là del Modello Standard, una misura più precisa di  $M_{top}$  potrebbe fornire un valore sensibilmente diverso da quello attuale e potrebbe diventare difficile spiegare la correlazione misurata fra  $M_W$  e  $M_{top}$  qualunque valore si ipotizzasse per  $M_H$ . In figura [2] si è ipotizzato che le future misure confermino i valori odierni di  $M_{top}$  e  $M_W$  con miglior precisione. Si sono ipotizzati, dopo una luminosità di  $10fb^{-1}$  (cerchio rosso) errori standard di  $25MeV/c^2$

su  $M_W$  e di  $2 \text{ GeV}/c^2$  su  $M_{top}$ , quali si stima possano essere ottenuti alla fine dell'attuale RunII del Tevatron Collider. Se poi il nuovo valore risultasse non consistente con il Modello Standard ne deriverebbe un ancor maggiore impulso teorico/sperimentale per studiare in ogni dettaglio le proprietà di produzione e di decadimento del top in modo da poter capire l'origine della discrepanza.

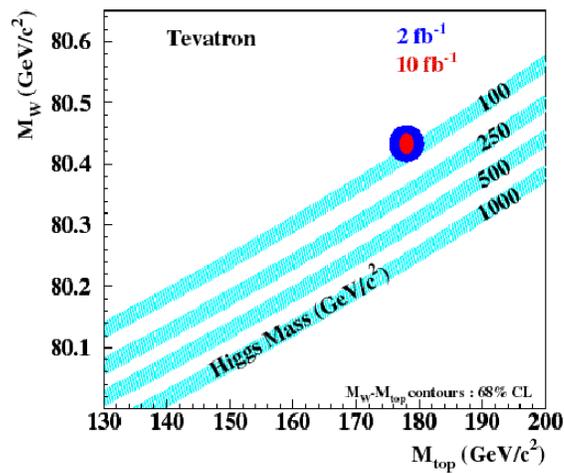


Figura 2: Precisione attesa delle misure al Tevatron dopo  $2 \text{ fb}^{-1}$  nel RunII (zona blu) e dopo  $10 \text{ fb}^{-1}$  (zona rossa). La localizzazione delle misure nel piano  $M_W$  vs.  $M_{top}$  è arbitraria.

Nel marzo 2001 è iniziato al Tevatron Collider di Fermilab un periodo di presa dati che presumibilmente proseguirà fino alla fine del decennio, a seguito degli sforzi fatti negli anni 1996-2000 per migliorare la luminosità del collisionatore e le prestazioni degli esperimenti CDF e D0.

Il presente lavoro di tesi è stato intrapreso usufruendo di una borsa di studio del Laboratorio Fermilab per i mesi di agosto e settembre 2002. L'elaborato

è stato prodotto a seguito di una collaborazione con il gruppo di analisi dati del quark top di CDF, impegnato nella definizione di una nuova misura di  $M_{top}$  ottenuta dai primi dati del RunII. Nel successivo semestre il lavoro è stato approfondito ed esteso sotto la supervisione del prof. Bellettini. Si è concluso dopo un'ultima fase di ricerca, della durata di tre settimane (primavera 2003), presso il Fermilab.

La partecipazione all'esperimento CDF mi ha consentito di ampliare le conoscenze in fisica delle particelle e di programmazione informatica e di acquisire una serie di nuove competenze: tecniche di selezione cinematica degli eventi; pseudoesperimenti volti allo studio dell'incertezza sistematica dell'energia dei getti; nozioni di Herwig e Pythia a livello di generazione; produzione di standard n-tuple di dati per lo studio delle incertezze sistematiche.

# Capitolo 1

## La misura di CDF della massa del quark top nel RUN I

### 1.1 Selezione del campione semileptonico pre-tagged

In questo capitolo ricordiamo brevemente il metodo di analisi dati e la misura della massa del top del RunI[1],[2]. Questo lavoro viene ora ripreso nel RunII con la prospettiva di migliorare sensibilmente il risultato.

Nelle collisioni  $p\bar{p}$  alla energia  $\sqrt{s} = 1.8TeV$  il meccanismo dominante di produzione del top quark è la produzione di coppie  $t\bar{t}$  attraverso la annichilazione di coppie  $q\bar{q}$ . Nel Modello Standard [3] ciascun quark top decade immediatamente ( $\tau \sim 10^{-24}sec$ ) in un bosone W ed in un quark b con circa il 99% di branching ratio. La topologia degli eventi  $t\bar{t}$  è dunque dominata dal modo in cui decadono i due bosoni W. Gli eventi sono classificati in base al numero di W che decadono leptonicamente:

- Circa nel 5% dei casi entrambi i W decadono in  $e \nu$  oppure  $\mu \nu$ . Si produce uno stato finale con due leptoni carichi isolati di alto impulso trasverso, due getti di quark b, ed energia trasversa mancante ( $E_T^{miss}$ ) causata dai due neutrini energetici non rivelabili. Questo canale, detto *canale dileptonico*, è estremamente pulito, ma ha una bassa frequenza. Inoltre, dato che dalla  $E_T^{miss}$  non è possibile distinguere i due neutrini, la cinematica dell'evento non può essere completamente ricostruita dalle osservabili.
- Nel 30% dei decadimenti  $t\bar{t}$  un W decade in leptoni  $e, \mu$  e l'altro in quarks (lo stato finale è detto *lepton+jets* [7]). Questi eventi contengono un singolo leptone isolato di alto  $P_T$ , grande  $E_T^{miss}$  e, a livello albero,

quattro quark di grande energia. Il fondo in questo canale, detto anche canale *single lepton*, può essere reso accettabile attraverso tecniche di riconoscimento dei getti provenienti dall'adronizzazione dei quark beauty (*b-tagging*) e/o mediante tagli cinematici. Il branching ratio per questo stato finale è relativamente grande e se i quattro getti sono identificati la cinematica dell'evento può essere ricostruita. Ciò comporta che questo sia il canale preferito per lo studio della massa del quark top al Tevatron.

- Nel 44% dei casi entrambi i bosoni W decadono in  $q\bar{q}'$  (*canale adronico*). Questo stato finale ha sei getti, inclusi due getti di quark b, e non contiene leptoni energetici o neutrini. Pertanto la  $E_T^{miss}$  attesa è piccola. La ricostruzione delle coppie  $t\bar{t}$  può essere fatta come nel canale *single lepton*, ma l'estrazione del segnale è difficile a causa del formidabile fondo di produzione multipla di getti in processi di QCD. Essa è stata possibile dopo lunghi studi grazie alla combinazione di b-tagging e tagli cinematici.
- Approssimativamente con il 21% di probabilità le coppie  $t\bar{t}$  decadono in stati finali contenenti leptoni  $\tau$ . Il fondo in questi canali è difficile da discriminare. Essi non sono stati sfruttati nel RunI per isolare eventi di produzione del quark top.

Gli eventi del canale *single lepton* sono stati estratti da canali di trigger di Livello 1 e 2 i quali selezionano eventi con un leptone isolato di grande momento trasverso e grande energia trasversa mancante. Nella analisi successiva si richiede che gli eventi contengano un singolo elettrone (muone) isolato con  $E_T(P_T) > 20\text{GeV}(\text{GeV}/c)$  nella regione centrale del detector ( $|\eta| < 1$ ) ed energia trasversa mancante,  $E_T^{miss} > 20\text{GeV}$ , la quale è attesa per la presenza di un neutrino di decadimento del W. Al fine della misura della massa sono richiesti almeno quattro getti, i quali devono avere  $E_t > 15\text{GeV}$  e  $|\eta| < 2$ . Ciò definisce il così detto *campione di massa pre-tagged* nel canale *single lepton*. Esso contiene 152 eventi. Ci sono dodici maniere distinte per assegnare i quattro getti più energetici ai quattro partoni  $b, \bar{b}, q, \bar{q}$ . In aggiunta non è determinato il segno della componente longitudinale dell'impulso del neutrino poichè il fit ne determina solo il quadrato. Questo conduce a ventiquattro diverse configurazioni per la ricostruzione di eventi, tutte in accordo con le ipotesi per  $t\bar{t}$ . Anche in un campione puro di eventi  $t\bar{t}$  queste ambiguità generano un fondo combinatorio che tende ad oscurare il segnale (cioè un picco alla massa del top). CDF è stato capace di raffinare la selezione degli eventi  $t\bar{t}$  e di ridurre il fondo combinatorio mediante la segnalazione ("tagging") sui getti di sapore b. Se nel campione di eventi candidati  $t\bar{t}$  almeno un getto è

ricostruito come dovuto ad un quark  $b$ , esso si definisce "campione di eventi taggati una volta", con una minore contaminazione degli eventi che non sono di top. Nella ricostruzione come stati  $t\bar{t}$ , i getti  $b$ -tagged di questo campione sono assegnati ai quark  $b$ , riducendo quindi in linea di principio del 50% gli assegnamenti errati dei getti ai quark primari. Naturalmente, il metodo di ricostruzione degli eventi e determinazione della massa può essere ugualmente applicato come nel caso degli eventi pre-tagged. Quest'ultimo è stato il campione studiato nella prima fase di analisi dei dati del RunII, come riportato in questa tesi. Gli algoritmi di tagging di getti di  $b$  appropriati per il detector del RunII sono stati messi a punto solo molto recentemente (marzo 2003). I primi risultati della loro applicazione sono menzionati nella parte finale della tesi.

## 1.2 B-tagging, efficienza e fondo

CDF impiega due tecniche di  $b$ -tagging per ridurre il fondo di getti da quark leggeri e da gluoni.

La prima tecnica identifica getti di quark  $b$  attraverso la ricerca di un leptone proveniente dal decadimento diretto  $b \rightarrow l\nu X$  o sequenziale  $b \rightarrow c \rightarrow l\nu X$ . Tali leptoni hanno un impulso trasverso più piccolo dei leptoni provenienti dal decadimento del  $W$ . Per tale ragione questa tecnica è nota come *soft lepton tag* o SLT.

La seconda tecnica ricerca il vertice di decadimento secondario del quark  $b$ . La vita media relativamente lunga del quark  $b$  e la sua dilatazione relativistica fanno in modo che il  $b$  decada tipicamente a distanze di alcune centinaia di  $\mu\text{m}$  dai punti di produzione dell'evento nel piano trasverso ai fasci. La identificazione di questi vertici è resa possibile grazie alla eccellente risoluzione ( $\sim 3\text{mum}$ ) in parametro di impatto del rivelatore di vertice con elettrodi miniaturizzati a strisce stampate su strati di silicio, SVX; questa tecnica è detta *SVX tag* ed è risultata molto più potente di SLT.

Nell'algoritmo SLT gli elettroni sono riconosciuti attraverso l'accoppiamento delle tracce nella camera centrale *CTC* con gli sciami elettromagnetici nel calorimetro, i muoni accoppiando le tracce nella *CTC* ai segmenti di traccia nelle camere esterne al calorimetro. La soglia in impulso trasverso è fissata ad un valore basso,  $2\text{GeV}$ , al fine di conservare l'accettanza per i leptoni provenienti dai decadimenti sia diretti sia sequenziali, dato che dalle simulazioni di Monte Carlo si nota che gran parte di elettroni e muoni superano tale livello di soglia. La regione di fiducia per i leptoni riconosciuti con SLT è limitata a pseudorapidità  $|\eta| < 1$ . Le simulazioni assieme agli studi sui getti da quark  $b$  e da quark leggeri o da gluoni permettono di calcolare che l'efficienza per il

riconoscimento degli eventi  $t\bar{t}$  con SLT è il 20% +/- 2% e la tipica percentuale di eventi falsi (*fake rate*) per getto è di circa il 2%.

L'algoritmo SVX per prima cosa procede nella ricerca dei vertici secondari contenenti tre o più tracce che soddisfino blandi requisiti di qualità; tali richieste non restrittive sulle tracce sono applicabili poichè la probabilità che tre tracce si intersechino accidentalmente nello stesso punto dello spazio distinto dal vertice primario è comunque trascurabile. Se non viene trovato nessuno di questi vertici, il passo successivo consiste nella ricerca di vertici di due tracce dopo che siano stati effettuati tagli qualitativi più stringenti sulle stesse. Un getto viene definito come *taggato* se contiene un vertice secondario la cui dislocazione trasversale (rispetto al vertice primario) divisa per la sua incertezza è maggiore di tre. Si può calcolare l'incertezza sulla misura del parametro di impatto di ciascuna traccia tramite la dipendenza dello scattering multiplo delle particelle in funzione dell'impulso che è misurato nella CTC. Conoscendo il numero di punti di misura e il materiale attraversato dalle particelle è possibile costruire la matrice di incertezza sul parametro di impatto del vertice secondario. L'efficienza per il riconoscimento degli eventi  $t\bar{t}$  con SVX è calcolata per eventi simulati con Monte Carlo basandosi sulla efficienza di tagging di getti di b che è misurata nei dati. Essa risulta  $41\% \pm 4\%$ , circa il doppio dell'efficienza dell'algoritmo SLT, mentre il fake rate è appena lo 0.5% per getto. La più grande sorgente di inefficienza è causata dal fatto che SVX copre solo circa il 65% della sorgente del Tevatron. I fondi di SVX sono dominati dalla produzione diretta di bosoni W accompagnanti da sapori pesanti reali, come  $Wb\bar{b}$ ,  $Wc\bar{c}$ ,  $Wc$ , mentre i fondi di SLT sono dominati da errori di riconoscimento di adroni. Basandosi sul rapporto teorico di produzione di processi W+getti di vario sapore, calcoli Monte Carlo sono effettuati al fine di determinare la frazione di eventi di W+getti contenenti un quark pesante. L'efficienza di tagging osservata in getti certificati b individuati in altri campioni è usata per derivare il numero atteso di tags da questi processi nel campione di eventi candidati  $t\bar{t}$ . La misura della frequenza di errori (*fake rate*) è effettuata sui dati dei getti inclusivi, utilizzando la coda di vertici secondari che appaiono provenire dalla regione posteriore al vertice primario relativamente all'impulso dei getti (che sono pertanto errori certi). Si assume che la frequenza di errori sia la stessa per le distanze positive dove viene compiuto il tagging<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Si noti che i dati dei getti inclusivi contengono un piccolo campione di eventi di coppie di top. A causa di ciò la probabilità di fakes è ottenuta dai fakes osservati con un processo iterativo che tiene conto del presunto contenuto di  $t\bar{t}$  nel campione inclusivo con molti getti.

### 1.3 Fit dei dati e determinazione della massa

Il primo passo per la misura della massa del quark top consiste nel fit di ogni evento secondo le ipotesi di produzione di  $t\bar{t}$  seguita dal loro decadimento nel canale *lepton+jets*:

$$\begin{aligned}
 p\bar{p} &\longrightarrow t\bar{t} + X \\
 t &\longrightarrow W^+ b \longrightarrow l^+ \nu b \text{ o } q\bar{q}' b \\
 \bar{t} &\longrightarrow W^- \bar{b} \longrightarrow q\bar{q}' \bar{b} \text{ o } l^- \bar{\nu} \bar{b}
 \end{aligned}$$

Le quantità di moto del leptone e dei quarks  $b, \bar{b}, q, \bar{q}'$  sono fornite dal leptone osservato e dai quattro getti principali (di maggior impulso trasverso) osservati nell'evento avendo applicato le correzioni per risalire dalla energia del getto all'impulso del quark primario, usando fattori di conversione costruiti simulando il processo di frammentazione. La massa del quark beauty è fissata a  $5\text{GeV}/c^2$ ; la massa di  $q, \bar{q}'$  è fissata a  $0.5\text{GeV}/c^2$ . La massa del neutrino è assunta essere nulla. Il suo impulso non è misurato, e questo comporta la comparsa di tre incognite. Le due componenti dell'impulso trasverso di  $X$  sono misurate dalla somma di tutti i vettori osservati nell'evento, tranne quelli attribuiti alle coppie  $t\bar{t}$ , e sommate a queste permettono di determinare le componenti trasverse dell'impulso del neutrino.

Nel canale *lepton+jets* si possono schematizzare le equazioni sopra esposte come una catena di processi vincolati cinematicamente:

Vertex	Process
1	$p\bar{p} \longrightarrow t_1 + t_2 + X$
2	$t_1 \longrightarrow W_1 + b_1$
3	$t_2 \longrightarrow W_2 + b_2$
4	$W_1 \longrightarrow l + \nu$
5	$W_2 \longrightarrow j_1 + j_2$

Nel sistema a cinque vertici vengono misurati: momento del leptone carico  $l$ , momenti dei quattro getti  $b_1, b_2, j_1, j_2$ , e le due componenti del momento trasverso di  $X$ . Inoltre sono applicati le seguenti condizioni:

- le due componenti dell'impulso trasverso dell'intero sistema  $t\bar{t} + X$  devono essere nulle;
- le masse invarianti delle coppie leptone-neutrino e  $q\bar{q}'$  devono essere entrambe uguali alla massa del bosone  $W$ ;
- la massa del quark top deve essere uguale a quella dell'antitop (questo elimina una incognita nel sistema dei due quadrivettori  $t$  e  $\bar{t}$ ).

Le seguenti quantità sono incognite:

Energia e impulso longitudinale di $X$	2
Quadrivettori di $t$ e $\bar{t}$ con la condizione della eguaglianza delle masse	7
I vettori impulso dei bosoni $W$	6
Il vettore impulso del neutrino	3
Numero totale di incognite:	18

Per ciascuno dei cinque vertici si possono scrivere quattro equazioni di conservazione energia-impulso, per un totale di venti equazioni. Ne consegue che si hanno due vincoli ( $2=20-18$ ). Il problema è risolto attraverso una tecnica standard di minimizzazione di  $\chi^2$ . Dal fit degli eventi consegue una ricostruzione della massa del top  $M_{rec}$  ed un valore del  $\chi^2$  che quantifica quanto bene l'evento sia descritto dalla ipotesi  $t\bar{t}$ . Nel fit si utilizzano l'energia degli elettroni ed l'impulso dei muoni che sono rispettivamente misurate da calorimetri e da camere traccianti. Le energie dei getti sono corrette per tener conto delle perdite nelle zone morte del rivelatore, dei contributi delle interazioni multiple e della componente dell'evento che accompagna la coppia  $t\bar{t}$  entro il cono in cui viene integrata l'energia dei getti, e per le perdite di frammenti del getto al di fuori del cono. Queste correzioni sono determinate in base ad una combinazione di simulazioni Monte Carlo e di dati. Tra le diverse assegnazioni dei getti in ogni evento viene scelta quella con il minimo  $\chi^2$  e la massa del top corrispondente entra nella distribuzione di massa risultante dalla ricostruzione degli eventi.

Il metodo di massima verosomiglianza è usato infine per estrarre da questa distribuzione una misura della massa del top. La distribuzione misurata viene paragonata alla distribuzione attesa in un campione di eventi  $t\bar{t}$  simulati sovrapposta alla distribuzione del fondo. Per procedere nel fit è necessario conoscere la densità di probabilità  $f_b$  di ricostruire una massa  $M_{top}(bgd)$  quando gli eventi di fondo sono interpretati come eventi di  $t\bar{t}$ , e la densità di probabilità  $f_s(m_t)$  per ricostruire una massa  $M_{rec}$  di eventi di top generati alla massa  $m_t$ . La distribuzione di fondo  $f_b$  è stata ottenuta generando eventi del fondo dominante di  $W + 3partoni$  con il generatore VECBOS. Si osserva che, una volta filtrati con un programma Monte Carlo (HERWIG) per simulare la fase di frammentazione nella quale il numero di getti può variare rispetto al numero di partoni primari, la simulazione riproduce molto bene i dati sperimentali del campione inclusivo  $W + multigetiti$ . I dati così simulati nel canale  $W + 4getti$  vengono ricostruiti nella ipotesi  $t\bar{t}$ . La distribuzione del segnale  $f_s$  è ottenuta grazie a simulazioni con HERWIG di produzione e riconoscimento di eventi  $t\bar{t}$  per un certo numero di presunte masse del top.

Il criterio di massima verosomiglianza viene usato per fare un fit della distribuzione di  $M_{rec}$  come una sovrapposizione lineare di  $f_b$  e  $f_s(m_t)$ . Come valore per la massa del quark top viene presa quella per la quale si ottiene il valore ottimale di questa sovrapposizione. La variazione della verosimiglianza attorno al proprio valore massimo fornisce l'errore statistico. In figura[1.1] è presentato il risultato finale di CDF nel RunI.[4]

La stima dell'errore sistematico è stata ottenuta da uno studio numerico dei cambiamenti della massa misurata del top causati da variazioni dei parametri del modello usato per interpretare i dati all'interno delle loro incertezze. A questo scopo sono stati compiuti un certo numero di pseudo-esperimenti con la stessa precisione statistica dei dati ma con i parametri del modello variati della loro incertezza stimata. Il risultato finale è stato  $M_{top} = 175.9 \pm 4.8(stat) \pm 4.9(syst)GeV/c^2$ .

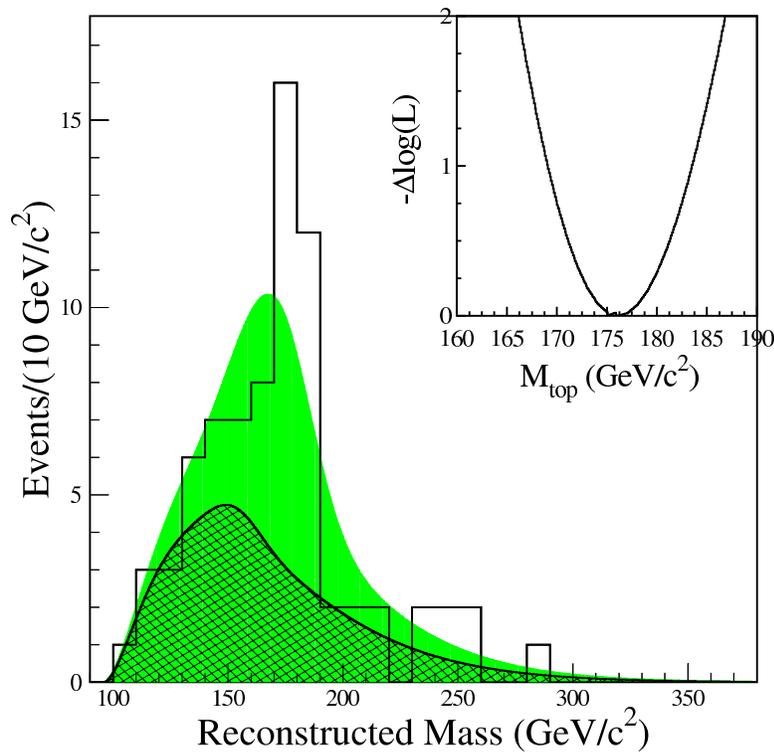


Figura 1.1: Eventi del campione *single lepton* come getti taggati b ricostruiti nell'ipotesi  $t\bar{t}$ . Area verde tratteggiata: contributo del fondo. Area verde oscurata: distribuzione attesa per segnale+fondo alla massa scelta dal fit. Istogramma: dati sperimentali. L'inserto mostra l'andamento del  $\chi^2$  del fit in funzione di  $M_{top}$ .

CDF è stato capace, sebbene con con errori maggiori, di misurare la massa del quark top anche da studi dei canali adronico e dileptonico. Nel canale adronico gli eventi sono stati selezionati richiedendo la presenza di sei getti che nel caso di decadimento della coppia  $t\bar{t}$  sarebbero due provenienti dai getti di quark b e quattro dovuti a quark leggeri provenienti dai due bosoni W. L'utilità di questo canale è fortemente limitata dall'enorme fondo di multigettti di QCD. Limitando lo studio ad eventi con due getti riconosciuti b [5], la percentuale di fondo viene ridotta come anche il fondo combinatorio quando gli eventi vengono ricostruiti nelle ipotesi di  $t\bar{t}$ . La ricostruzione degli eventi e l'analisi della massima verosimiglianza sono state effettuate in modo simile al caso di eventi di *single lepton*; il risultato finale è stato  $M_{top} = 186.0 \pm 11.5 GeV/c^2$ .

Gli eventi dileptonici non possono essere ricostruiti direttamente secondo le ipotesi di  $t\bar{t}$  a causa dei due neutrini non rivelabili, per i quali la sola informazione è l'energia trasversa globalmente mancante. Comunque, se si assume noto il vettore quantità di moto di un neutrino, l'evento può essere ricostruito con due vincoli come per il canale *single lepton*. Esaminando l'intero spazio delle fasi per la suddetta quantità di moto di uno dei neutrini, si possono considerare tutte le possibilità e scegliere quella più probabile. Il metodo del minimo  $\chi^2$  è stato usato anche in questo caso per trovare la massa favorita del quark top. Il risultato di CDF è stato  $M_{top} = 167.4 \pm 11.4 GeV/c^2$ . La massa del top può inoltre essere ottenuta dalla misura di varie funzioni cinematiche che ad essa sono sensibili [6].

Combinando tutte le misure di CDF con quelle di D0 e dopo aver combinato gli errori statistici e gli errori sistematici non comuni ai due esperimenti il miglior risultato alla fine del RunI al Tevatron è stato  $M_{top} = 174.3 \pm 5.1 GeV/c^2$ . Come mostrato in figura 1 1, questa massa del quark top tende a favorire un valore relativamente basso per la massa del bosone di Higgs.

# Capitolo 2

## Il nuovo CDF e le prospettive del RUN II

Alla fine del 1995 è terminato il Run I ed è iniziata una lunga fase di lavori sul Tevatron e su CDF allo scopo di migliorare la luminosità della macchina e le prestazioni dell'esperimento. Nel Marzo 2001 è iniziato un nuovo periodo di presa dati che si presume continuerà per molti anni, probabilmente fino verso la fine della prima decade del secolo quando gli esperimenti ad LHC saranno in grado di superare quelli del Tevatron.

### 2.1 Il nuovo collisionatore Tevatron

Nel nuovo Tevatron i pacchetti di protoni ed antiprotoni vengono fatti interagire in due punti della circonferenza ad un'energia nel centro di massa di  $\sqrt{s} = 1.96 TeV$ . Nel Run II l'energia del Collider è circa il 10% più alta rispetto all'energia del Run I (1.96 TeV rispetto a 1.80 TeV). La luminosità<sup>1</sup> massima raggiunta nel Run I è stata oltre  $2 \times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$ . Attualmente (primavera 2003) la luminosità del Tevatron è di circa  $4 \times 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$ , e si progetta di portarla gradualmente a circa  $2 \times 10^{32} cm^{-2} sec^{-1}$  nell'arco di alcuni anni.

L'aumento dell'energia del Tevatron, per quanto modesta, facilita considerevolmente gli studi sul quark top, poichè la sezione d'urto di produzione di  $t\bar{t}$  è di circa il 25% maggiore rispetto al Run I. Peraltro, esso influisce di poco sulle prestazioni del rivelatore. Sono piuttosto la luminosità, il numero

---

<sup>1</sup>La luminosità  $L(t)$  esprime, in funzione del tempo, il fattore di ragguaglio tra la sezione d'urto  $\sigma$  delle particelle interagenti ed il numero  $\frac{dN}{dt}$  di interazioni prodotte:  $\frac{dN}{dt}(t) = L(t)\sigma$ . La luminosità integrata  $\int \mathcal{L}(t)dt$  durante un turno di presa dati esprime l'intensità totale fornita dalla macchina

di pacchetti circolanti e di conseguenza il tempo che intercorre tra le loro sovrapposizioni che determinano alcune caratteristiche importanti richieste al rivelatore. Mentre non sono state necessarie modifiche per far fronte all'aumento di energia, esso ha dovuto essere sostanzialmente modificato per far fronte all'aumento della luminosità e all'aumento della frequenza delle interazioni pacchetto-pacchetto.

Il tempo tra successivi attraversamenti dei pacchetti del fascio definisce il tempo utilizzabile per l'integrazione dei segnali nel rivelatore e per la generazione di un primo livello di trigger che non causi tempo morto. Nel Run II l'intervallo temporale tra due successivi attraversamenti dei pacchetti dei fasci è di 396 nsec, con 36 pacchetti in ogni fascio. Il numero di protoni e antiprotoni nei singoli pacchetti determina la probabilità di avere una o più interazioni in un singolo incrocio. Nella ottica prevista per il Run II si ha:

$$- \mathcal{L} = 1 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}, \text{ pacchetti ogni } 396 \text{ nsec}, \bar{N} \sim 3.$$

$\bar{N}$  segue una distribuzione di Poisson, in accordo col la quale si stima

$$- \mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}, \bar{N} \sim 6.$$

Un numero medio così alto di interazioni pacchetto-pacchetto complicherebbe sensibilmente lo studio degli eventi interessanti. Per questo si prevede di utilizzare un metodo di iniezione nel Tevatron, detto "luminosity leveling", nel quale si inietterà all'inizio un numero di antiprotoni inferiore al massimo disponibile limitando la luminosità a non più di  $\sim 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ . Periodicamente, con successive iniezioni, si cercherà di conservare durante il run una luminosità simile a quella iniziale, in modo da evitare il naturale decremento della luminosità con il tempo ed ottenere comunque la massima luminosità integrata. Per il Run II è stato costruito un nuovo preacceleratore da 120 GeV (*Main Injector*) in un tunnel separato da quello del Tevatron. Il fascio estratto da questo sincrotrone viene usato nella configurazione di targhetta fissa per produrre gli antiprotoni. Inoltre esso è l'ultimo preacceleratore, che riceve i fasci di 8 GeV da un sincrotrone "booster" e li inietta a 120 GeV nel Tevatron. Un anello di accumulazione di antiprotoni è posizionato nello stesso tunnel del main injector. Questo anello, chiamato *recycler*, non è ancora operativo. Si prevede che esso fungerà da secondo accumulatore, aumentando l'accettazione degli antiprotoni accumulati. Lo schema dei preacceleratori, del Tevatron Collider e della sorgente di antiprotoni è mostrato in figura [2.1].

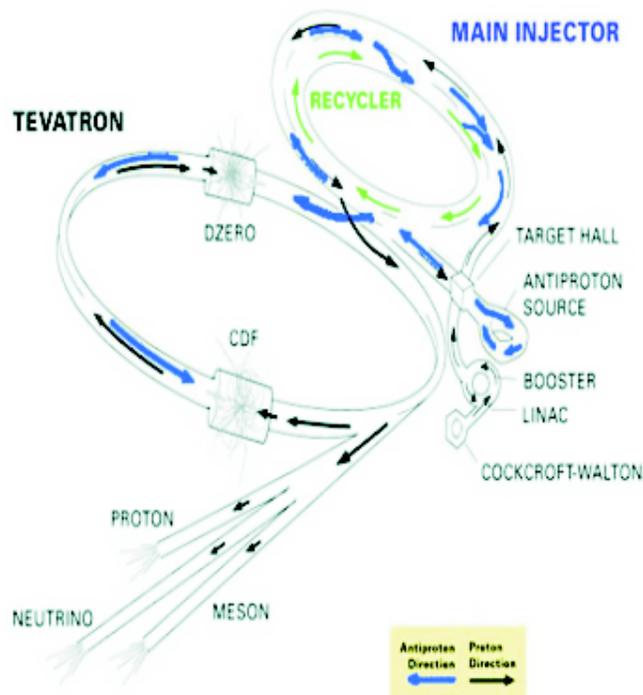


Figura 2.1: Schema del collisionatore Tevatron e dei preacceleratori booster e del main injector, e della sorgente di antiprotoni includente il recycler.

## 2.2 Il rivelatore CDF II

Il rivelatore CDF è stato migliorato sensibilmente rispetto a quello del Run I [8], [9]. La figura [2.2] mostra il nuovo rivelatore, evidenziando i principali cambiamenti dalla configurazione del RunI. Il calorimetro al di sotto di  $30^\circ$  è stato rifatto usando la stessa tecnologia di quella dei grandi angoli, ovvero con convertitori di piombo nella parte elettromagnetica e ferro nella parte adronica in sandwich con scintillatori plastici. L'intero calorimetro è più compatto e si estende a piccoli angoli fino a circa  $3^\circ$  attorno al tubo dei fasci. La copertura dei rivelatori di muoni a grandi angoli - sandwiches di scintillatore plastico e camere a deriva - è stata completata con un incremento di circa il 12%. In questo modo è stata aumentata nella stessa misura la accettazione per gli eventi  $t\bar{t}$  nel canale di singolo muone. Come in CDF I, il calorimetro ed il rivelatore di muoni circondano il solenoide superconduttore, di raggio 1.5m e lunghezza 4.8m, che genera un campo magnetico di 1.4T parallelo all'asse dei fasci. Tuttavia il sistema di tracciatura all'interno del solenoide è stato completamente rifatto. Il tracciatore al silicio *SVX* è lungo

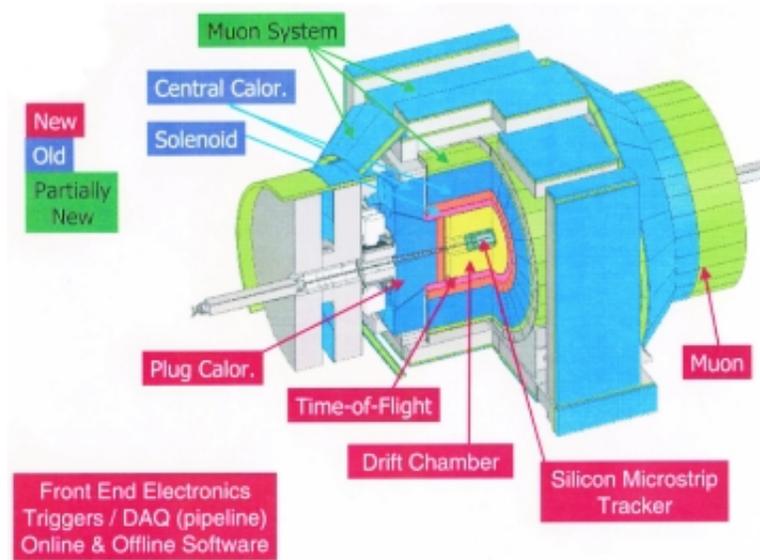


Figura 2.2: Presentazione del rivelatore CDF2

quasi il doppio del precedente ( $96\text{cm}$  anzichè  $52\text{cm}$ ) e copre la sorgente luminosa con il 95% di efficienza (la lunghezza della sorgente luminosa è circa  $50\text{cm}$ ). Di conseguenza l'efficienza di singolo b-tagging degli eventi  $t\bar{t}$  aumenta dal  $\sim 42\%$  al  $\sim 65\%$  e la efficienza di b-tagging doppio da  $\sim 8\%$  a  $\sim 20\%$ . La copertura del tracciatore all'interno del campo solenoidale è stata estesa a piccoli angoli, da  $40^\circ$  a  $25^\circ$ , mediante l'inserimento di un nuovo tracciatore al silicio (Intermediate Silicon Layer), ISL, con un conseguente aumento dell'accettanza per i muoni ed elettroni. Il trigger del terzo livello consente la ricostruzione completa degli eventi on-line ed il loro immagazzinamento fino a oltre  $50\text{Hz}$  con un tempo morto inferiore al 10%.

### 2.2.1 COT

A grandi angoli, nella regione  $|\eta| \leq 1.0$ <sup>2</sup>, è posizionata una nuova camera a deriva, COT (*Central Outer Tracker*), delle stesse dimensioni della CTC del Run I. La camera si estende in raggio da  $44\text{cm}$  e  $132\text{cm}$ , con otto superstrati di camere a deriva cilindriche con celle aperte. Le celle sono più piccole di quelle della CTC, e viene usato un gas veloce per limitare il tempo di deriva a non più di  $100\text{nsec}$ . I superstrati contengono 12 camere in cui i fili di sense,

<sup>2</sup>Le coordinate usate per la descrizione del sistema sono l'angolo polare  $\theta$ , misurato a partire dalla direzione dei protoni, l'angolo azimuthale  $\phi$ , misurato dal piano del Tevatron. Frequentemente, in sostituzione dell'angolo polare, si usa la pseudo-rapidità definita come  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ .

alternati da fili di campo, definiscono celle con spazio di deriva massimo di 3.8cm. Quattro superstrati assiali e quattro superstrati con fili stereo a tre gradi forniscono 96 misure di posizione radiale con un totale di 2,520 celle e 30,240 canali di lettura.

All'interno della COT è situato il tracciatore a silicio, costituito da tre rivelatori. Nell'ordine, per raggi crescenti:

- uno strato di rivelatori al silicio, L00, a lettura su singola faccia, che fascia strettamente il tubo della macchina;
- subito dopo in distanza radiale, un rivelatore di microvertice SVX, con cinque strati di silici a doppia faccia;
- infine, due strati di silicio, ISL, che a  $|\eta| \leq 1.0$  raccordano la tracciatura esterna nella COT a quella interna di SVX ed estendono la tracciatura fino a  $|\eta| \leq 2.0$ .

### 2.2.2 L00

Il rivelatore L00 (figura [2.3]) è alloggiato tra il tubo dei fasci ed SVXII. L00 è stato inserito per diversi motivi. Per prima cosa, il fatto che l'elettronica ed il suo sistema di raffreddamento si trovino in SVX all'interno del volume tracciante comporta per tracce di impulso inferiore al GeV un rilevante scattering multiplo con conseguente diminuzione della risoluzione in parametro di impatto. La risoluzione viene recuperata mediante una misura in L00 antecedente al passaggio delle particelle in SVX. Secondariamente, sfruttando i miglioramenti tecnologici ottenuti nella preparazione dei rivelatori a silicio per LHC, si sono utilizzati per questo strato rivelatori più resistenti alla radiazione di quelli di SVX.

L00 ha le minime dimensioni necessarie per circondare il tubo della macchina ( $r= 1.25\text{cm}$ ) ed è contenuto completamente all'interno di SVX (raggio interno  $r= 2.1\text{cm}$ ). Il rivelatore è uno strato di sensori a singola faccia tracciati con tecnologia a  $0.25\mu\text{m}$ , montati su una struttura a fibre di carbonio con raffreddamento integrato. Con uno spessore di silicio di  $250\mu\text{m}$  il materiale è ridotto al minimo in modo da ottenere un'importante miglioramento in risoluzione nel tracciamento e nella ricostruzione dei vertici secondari. La miglior risoluzione in parametro di impatto è tale da consentire di separare statisticamente i decadimenti leptonici primari del b da quelli secondari tramite il quark charm.

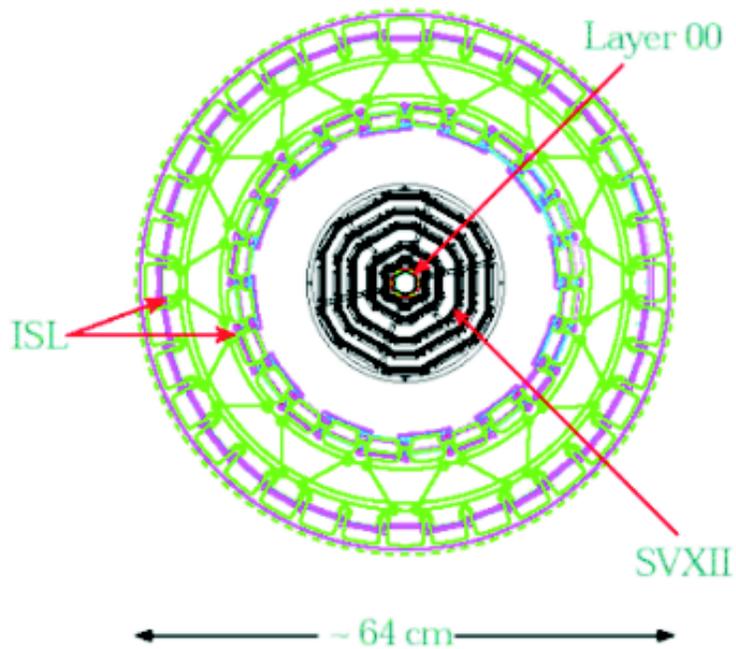


Figura 2.3: Sezione centrale del tracciatore a silicio di CDF2

### 2.2.3 SVX

Il rivelatore SVX (figura 2.4) è composto da tre cilindri (*barrels*) di lunghezza totale di 96cm, che coprono gran parte della regione luminosa che ha una distribuzione longitudinale gaussiana con una larghezza standard di  $\sim 30$ cm.

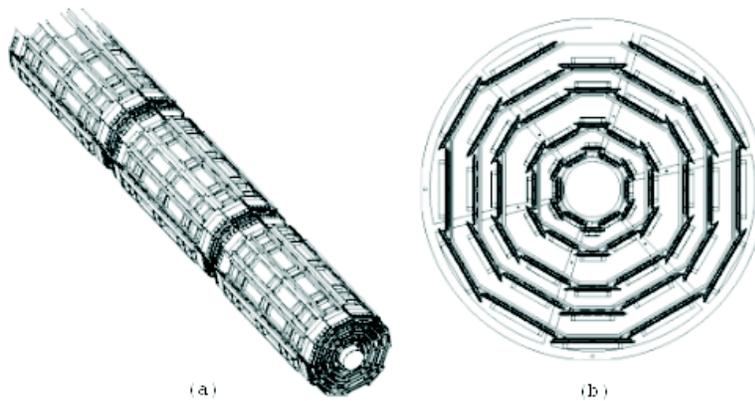


Figura 2.4: Il rivelatore SVXII. a) Vista prospettica, b) sezione.

I raggi minimo e massimo dei barrels sono 2.4cm e 10.7cm. Nella seconda faccia dei sensori, in tre strati la misura della coordinata longitudinale è fatta da elettrodi orientati a  $90^\circ$  rispetto al fascio. Nei rimanenti due strati la misura è fatta con elettrodi stereo a  $1.2^\circ$ . I cristalli di silicio sono alloggiati su sottili piastrelle di sostegno e collegati longitudinalmente (per la lettura in  $r\varphi$ ) in due serie di tre sensori ciascuno, costituendo le così dette *ladders*. Vi sono dodici ladders in uno strato e 60 ladders in ogni barrel. I barrels sono sostenuti ai due estremi da due dischi traforati di berillio che alloggiavano anche i canali di raffreddamento e i canali di ingresso delle alimentazioni.

### 2.2.4 ISL

All'interno della COT il rivelatore intermedio al silicio ISL possiede due strati alle distanze radiali di 20cm e 28cm, a pseudorapidità  $1.0 \leq |\eta| \leq 2.0$ . Nella zona a  $|\eta| \leq 1.0$  ISL contiene un singolo strato.

I cristalli di silicio sono montati in modo simile a SVX. La elettronica di lettura dei segnali è identica a quella di SVX. La segmentazione di lettura azimuthale è la stessa di SVX. I preamplificatori sono montati alle due estremità delle barrels ed i segnali sono portati alle estremità del rivelatore tramite fibre ottiche. L00, SVX, ISL costituiscono nel loro insieme un sistema di tracciatura indipendente che in linea di principio è in grado di ricostruire da sé le tracce e di rivelare i vertici di decadimento dei quarks b nell'intera regione  $|\eta| \leq 2.0$ .

### 2.2.5 Calorimetro

Il calorimetro misura la energia di elettroni e fotoni, la energia dei getti ed il flusso di energia trasversa. Posizionato al di fuori del solenoide, esso copre la regione  $|\eta| \leq 3$ . Radialmente esso è composto da un settore elettromagnetico (EM) seguito da un settore adronico. In entrambe le sezioni gli elementi attivi sono piastrelle di scintillatore plastico a cui sono accoppiati elementi plastici di raccolta e spostamento in frequenza della luce (WLS). Questi sono collegati verso l'esterno a elementi trasparenti che trasportano la luce fino ai fotomoltiplicatori (PMT).

Nel settore elettromagnetico lastre di piombo di spessore 4.5mm si alternano a lastre di scintillatore plastico di spessore 4mm. Con 23 strati il settore elettromagnetico raggiunge uno spessore di 21 lunghezze di radiazione ( $X_0$ ) (per incidenza normale). Le lastre sono divise in piastrelle che si susseguono radialmente variando in dimensione in modo da costruire torri proiettive con vertice nel punto di interazione. Alla profondità di circa  $6X_0$  è inserito

un rivelatore di posizione (camera proporzionale CES) con una risoluzione dell'ordine del mm in  $r-\phi$  e dell'ordine del cm in  $z$  sul centroide delle cascate elettromagnetiche. Questo strato di rivelatori è costituito da camere proporzionali nel calorimetro centrale e da matrici di sbarrette di scintillatore plastico nei calorimetri in avanti.

Nel settore centrale adronico i 23 strati del convertitore di ferro sono spessi 5cm mentre quelli di scintillatore sono spessi 6mm. Nei calorimetri in avanti (a forma di tappo) la geometria è lievemente diversa ma le prestazioni in termini di funzionamento sono sostanzialmente simili. In particolare, sia nel comparto EM che in quello HAD la lettura del flusso energetico è fatto in torri proiettive. La risoluzione in energia  $E$  di elettroni o fotoni è  $\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{15}{\sqrt{E}}$ . La risoluzione in energia dei getti adronici è  $\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{80}{\sqrt{E}}$ .

### 2.2.6 Camere per i muoni

Per rivelare i muoni nella regione  $|\eta| \leq 2.0$  sono impiegati quattro sistemi di scintillatori e camere proporzionali localizzati dietro i calorimetri che funzionano da filtro degli adroni (figura 2.5).

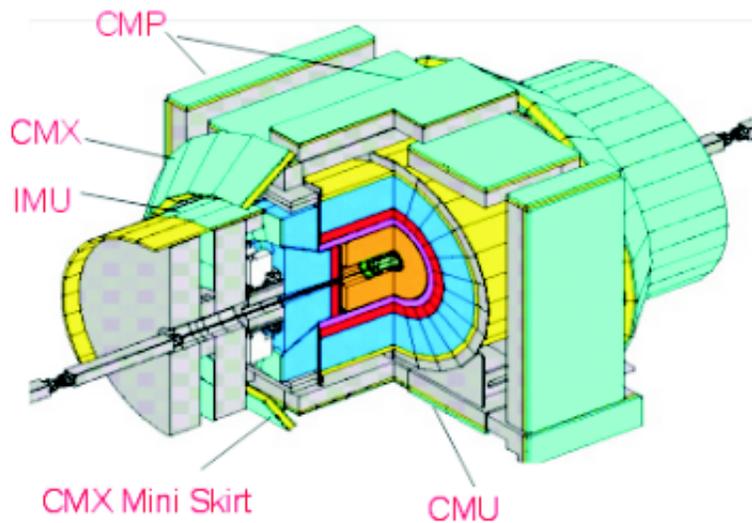


Figura 2.5: Disposizione dei rivelatori esterni di muoni

Il rivelatore centrale, CMU, composto da quattro strati di camere a deriva e da uno strato di scintillatori plastici posti immediatamente dietro al calorimetro, copre  $|\eta| \leq 0.6$  e viene raggiunto da muoni con impulso trasverso

maggiore di 1.4 GeV/c. Il rivelatore CMP, analogamente strutturato, segue una parte di CMU dopo una piastra di ferro spessa 60cm che funziona da ulteriore assorbitore. Quattro archi di forma tronco-conica (CMX) estendono la copertura per i muoni a  $0.6 \leq |\eta| \leq 1.0$ . Ovunque a  $|\eta| \leq 1.0$  l'impulso trasverso dei muoni è misurato dalle camere centrali entro il solenoide. Le pareti di ferro di filtraggio dei muoni ad angolo inferiore a  $30^\circ$  sono circondate da altri rivelatori di muoni che coprono l'angolo solido fino a  $|\eta| \leq 2.0$ .

Canale	Acc. $A_{IB}$ (Run Ib)	Acc. $A_{II}$ (Run II)	Run I Results	Run II( $2fb^{-2}$ ) ( $W/A_{II}$ )
$t\bar{t}$ prodotti	-	-	525	13.6k
$e/\mu + \geq 3j$	9.2%	11.2%	324	1520
$e/\mu + \geq 3j, 1 b$ tag	3.7%	7.3%	34	990
$e/\mu$ isolato + 4j, 1 b SVX tag	3.0%	5.8%	20	790
$e/\mu$ isolato + 4j, 2 b SVX tags	0.52%	1.8%	5	240
$e, \mu$ dileptonici	0.78%	1.1%	10	155
Tau dileptonici	0.12%	0.14%	4	19

Tabella 2.1: Eventi  $t\bar{t}$  attesi nel Run II dopo  $2fb^{-2}$ . I risultati del Run I sono mostrati per confronto

### 2.3 La misura prevista di $M_{top}$ nel Run II

I miglioramenti al Tevatron e a CDF fanno prevedere un importante progresso nella fisica del quark top nel Run II ed in particolare nella misura della sua massa. La tabella 2.1 mostra l'aumento del numero di eventi previsto nei vari canali di decadimento per una luminosità integrata di  $2fb^{-2}$ . Queste stime sono state ottenute assumendo la sezione d'urto teorica a 2TeV, che è circa il 25% maggiore di quella a 1.8TeV, e gli stessi tagli di analisi del Run I. Valori e risultati del Run I sono mostrati per confronto. Si può stimare che questa luminosità sarà accumulata dopo circa cinque anni di presa dati nel RunII.

# Capitolo 3

## Studio degli eventi “single lepton” selezionati cinematicamente

Per ottenere la miglior precisione nella misura della massa del quark top è necessario sfruttare tutti i parametri che distinguono gli eventi  $t\bar{t}$  dal fondo di QCD. Questi parametri possono essere divisi in due categorie:

- caratteristiche cinematiche dell'evento
- sapore dei getti che accompagnano il W.

Nel Run I la segnalazione del sapore b di alcuni getti nel campione di eventi candidati è stata di estrema importanza sia nella individuazione del segnale sia nella misura della massa. Gli algoritmi di b tagging sviluppati nel Run I sono stati soltanto molto recentemente (primavera 2003) migliorati ed adattati per i dati del Run II. Non è stato pertanto possibile utilizzare pienamente questi algoritmi per questa tesi. D'altra parte le proprietà cinematiche che distinguono un evento  $t\bar{t}$  dal fondo sono anch'esse uno strumento importante che può essere utilizzato in una prima analisi, i cui risultati sono riportati nel seguito. Molto recentemente (aprile 2003) è stato possibile compiere una rapida prima analisi degli eventi “tagged”.

Anche nel Run I sono state compiute diverse misure di selezione di eventi  $t\bar{t}$  basandosi su criteri puramente cinematici [10]. Questi si sono serviti sia della distribuzione in energia dei getti più energetici nell'evento, sia dell'energia trasversa totale presente nell'evento stesso. Tuttavia le analisi non sono state estese fino a permettere una misura della massa a causa delle lunghe simulazioni che sarebbero state necessarie per prevedere l'aspetto del segnale di top dopo i tagli applicati. Una variante di questo metodo viene attualmente

utilizzata nel lavoro che presentiamo di seguito.

Come nel Run I il campione di eventi single lepton selezionati soltanto in base al numero ed alla energia dei getti oltre che del leptone singolo e dell'energia trasversa mancante, è stato denominato *pretag*. Per raffinare gli studi di questo campione in attesa di poter utilizzare la tecnica del b-tagging dei getti si possono sfruttare le caratteristiche topologiche dell'evento. In particolare le correlazioni fra i getti possono essere sfruttate per discriminare la radiazione gluonica dura, che anche negli eventi  $t\bar{t}$  può generare getti spuri. A questo scopo nel Run I, in una analisi sviluppata da Stefano Bettelli per la sua tesi [11] è stato definito un campione a quattro getti "puri" secondo un metodo illustrato in questo capitolo al fine di far comprendere le potenzialità di un approccio cinematico. Negli eventi puri si pone la condizione che, ricercando i primi quattro getti più energetici all'interno di un cono di raggio  $R=0.7$  si ottengano gli stessi getti che si trovano usando un raggio  $R=0.4$ . Con questo criterio vengono in gran parte eliminati gli eventi  $t\bar{t}$  in cui un gluone energetico si spezza in due getti nel laboratorio. Nell'analisi eseguita fino ad ora sui dati del RunII, illustrata nel capitolo 4, la selezione cinematica applicata non è stata così raffinata. La selezione e lo studio degli "eventi puri" rimane un obiettivo da raggiungere nel prossimo futuro.

### 3.1 Tagli cinematici e $\chi^2$ cinematico del campione pretagged

I tagli cinematici usati per definire il campione pretag sono stati gli stessi usati nel Run I. I tagli applicati sono i seguenti:

- - Richiesta di un elettrone (positrone) isolato e ad alto  $P_T$ .
- Si definisce candidato elettrone/fotone un deposito, o *cluster*<sup>1</sup>, calorimetrico quasi totalmente elettromagnetico. Un candidato elettrone deve inoltre possedere una traccia diretta verso quel cluster. L'elettrone deve possedere impulso trasverso  $P_T > 20 GeV/c$ . Il rilascio calorimetrico adronico deve essere molto minore di quello elettromagnetico ( $E_{HAD}/E_{EM} < 0.06$ ) e il profilo trasverso misurato nella camera CES deve essere compatibile con il profilo misurato per gli elettroni nel fascio di prova. È inoltre richiesto che l'elettrone passi un taglio di isolamento: la somma delle anergie delle torri calorimetriche al cluster elettromagnetico e contenute in un cono di raggio  $R=0.4$  nello spazio  $\eta$ - $\phi$  non

---

<sup>1</sup>per la definizione di cluster nell'algoritmo di ricostruzione dei getti vedere la sezione 3.2.1

deve superare il 10% dell'energia dell'elettrone. Infine, un elettrone che passi tutti questi tagli non deve essere riconosciuto come un elettrone di conversione.

- - Riconoscimento ed eliminazione delle conversioni dei fotoni grazie ad un particolare codice sviluppato per riconoscerle che individua, con una efficienza di  $\sim 85\%$ , il secondo elettrone della coppia. Un candidato elettrone viene ritenuto un elettrone di conversione se viene trovata una traccia di segno opposto che dista dal suo punto di origine meno di 0.3 cm nel piano  $r-\phi$ .
- - Selezione del campione di muoni ad alto  $P_T$ .
  - Un candidato muone è contrassegnato da un segmento di traccia nelle camere esterne e da una traccia nella camera COT che punta ad esso. Il muone deve avere impulso trasverso  $P_T > 20 GeV/c$  e deve rilasciare nella torre calorimetrica dei calorimetri centrali che esso attraversa una energia  $E_{EM} < 2 GeV$  e  $E_{HAD} < 6 GeV$ , consistente con una particella al minimo di ionizzazione.
- - Eliminazione degli eventi  $Z^0 +$  getti.
  - Per evitare che il leptone isolato sia in realtà uno dei due prodotti del decadimento di uno  $Z^0$  si esamina l'evento per osservare se esiste una traccia di segno opposto che formi con il candidato leptone una massa invariante simile a quella dello  $Z^0$ .  
Se questa esiste si scarta l'evento se la massa della coppia è compresa nell'intervallo  $75 GeV/c^2 < M_{ll} < 105 GeV/c^2$ .
- - Tagli finali del campione pretag.
  - Gli eventi che hanno passato i tagli precedenti devono infine passare il taglio di energia trasversa mancante,  $E_T^{miss} > 20 GeV$ . L'energia trasversa è definita come il modulo della somma vettoriale di tutte le torri calorimetriche con  $|\eta| < 3.6$ .
  - Se sono rinvenuti due leptoni che soddisfano le condizioni precedenti l'evento viene escluso dal campione single lepton e trasmesso al campione dileptonico. Il campione pretag finale viene ottenuto richiedendo che esistano almeno tre getti con  $E_T > 15 GeV$  e  $|\eta| \leq 2.0$ , ed almeno un quarto getto con  $E_T > 8 GeV$  e  $|\eta| \leq 2.4$ . Nella selezione degli eventi pretag "duri" si richiedono per il quarto getto le stesse condizioni dei primi tre.

Come illustrato precedentemente (sezione 1.3) l'evento viene a questo punto interpretato come un evento  $t\bar{t}$  per ciascuna delle possibili associazioni dei getti ai partoni primari. Per ciascuna di queste combinazioni il fit fornisce un valore del  $\chi^2$  (detto  $\chi^2$  cinematico). Il  $\chi^2$  cinematico viene ottenuto mediante un algoritmo che associa i quattro getti principali ai quattro partoni  $b\bar{b}q\bar{q}$  e restituisce il valore della massa del top. Il procedimento è il seguente:

- Calcolo dell'energia non clusterizzata nell'evento. Chiaramente, questa quantità comprende i getti con  $\eta$  qualsiasi, eccetto i quattro getti del campione pretag, e i contenuti di tutte le torri calorimetriche che non sono associati a questi getti nonché al leptone ad alto  $P_T$ .
- Individuazione dei quattro getti del campione pretag di maggiore energia (getti "leading").
- Calcolo del valore iniziale della componente trasversa dell'impulso del neutrino (si sottraggono impulso del leptone, somma degli impulsi dei getti leading, impulso trasverso dell'energia non clusterizzata che si suppone centrata longitudinalmente attorno allo zero).
- Fit globale dell'evento, in cui viene minimizzata la funzione  $\chi^2$  cinematico che impone, all'interno della risoluzione, la eguaglianza delle masse dei due sistemi attribuiti al top e all'antitop e la eguaglianza alla massa del W delle coppie dei vettori che ad essi devono corrispondere.

La minimizzazione viene effettuata per ogni configurazione dei quattro getti principali e partendo da ambedue le soluzioni iniziali per  $p_z$  del neutrino. Il minimo tra i minimi determina quale combinazione viene considerata corretta, ed è detta  $\chi^2$  dell'evento. Se il  $\chi^2$  dell'evento è superiore a 10 l'evento viene scartato poiché non esiste alcuna combinazione dei getti che fornisca un ragionevole fit alle ipotesi  $t\bar{t}$ .

## 3.2 Gli eventi a 4 getti "puliti" del RUN I

Per quanto non sia stato possibile raccogliere una statistica sufficiente per affrontare le stesse analisi sui dati del RunII, ricordiamo qui le analisi degli eventi puliti del RunI che diventerà un importante filone di ricerca nel prossimo futuro.

Nel RunI gli eventi "puliti" sono stati selezionati applicando tagli più selettivi suggeriti dalle simulazioni Monte Carlo per eliminare meglio il fondo. Nella selezione degli eventi  $t\bar{t}$  l'energia del getto è misurata entro un cono di

clusterizzazione di raggio  $R=0.4^2$ . Tale scelta riduce la porzione dello spazio  $\eta$ - $\phi$  assegnata ai getti ed ha il proposito di limitare gli errori nel loro conteggio. Tuttavia, ove un singolo partone primario frammentasse in più di un getto, la scelta di un raggio  $R=0.7$  potrebbe essere vantaggiosa in quanto permetterebbe di integrare meglio l'energia completa del partone primario. Se i getti degli eventi sono così ben separati l'uno dall'altro che il loro numero e le loro direzioni non mutano sensibilmente adottando sia 0.7 sia 0.4 come raggio di clusterizzazione i getti presumibilmente sono stati integrati correttamente e gli eventi sono quindi definiti *puliti*.

Lo studio di questi casi fornisce in linea di principio (si noti che questa richiesta riduce la statistica a disposizione) la possibilità di ottenere una migliore misura della massa del quark top.

### 3.2.1 Ricostruzione dei getti

Vale la pena di precisare la nozione di *cluster*, ovvero degli agglomerati di depositi calorimetrici che si suppongono originare da un getto di particelle. Nell'analisi "off-line" i segnali delle torri dei calorimetri vengono assegnate ai clusters nel modo seguente:

- vengono considerate "semi" di possibili clusters tutte le torri con  $E_T > 1\text{GeV}$ . Semi adiacenti l'uno all'altro definiscono i *preclusters*.
- I clusters vengono costruiti includendo nel getto tutte le torri con almeno  $0.1\text{GeV}$  che distano meno di  $R$  dal centroide dei preclusters.
- Due clusters vengono unificati se l'energia contenuta nella zona di sovrapposizione è più del 75% dell'energia del cluster meno energetico. Negli altri casi l'energia nella zona di sovrapposizione viene assegnata al cluster più vicino.

### 3.2.2 Selezione degli eventi puliti

Come detto, il taglio che definisce gli eventi puliti ha lo scopo di ridurre gli errori causati dalle perdite di radiazione gluonica dura. Esso dovrebbe in primo luogo aumentare il rapporto segnale/fondo ed in secondo luogo eliminare gli eventi  $t\bar{t}$  in cui si è verificata radiazione gluonica dura a grande angolo che causerebbero errori nel conteggio dei getti primari e anche, eventualmente, nella individuazione dei getti corrispondenti ai partoni primari. Trascurando il problema della ridotta statistica, ci si deve aspettare di ottenere un picco

---

<sup>2</sup>La distanza  $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  nello spazio  $\eta$ - $\phi$  viene indicata con  $R$ .

più netto alla massa del top e pertanto una minore incertezza nel valore della massa ottenuto nel fit a due componenti della distribuzione top+fondo. Specificamente, i tagli usati nel Run I per selezionare all'interno del campione pretag gli eventi puliti sono stati i seguenti:

- Nel caso degli eventi elettrone + getti, l'elettrone appare come un getto (nel campione muone+getti il problema non esiste).
- Nel campione si costruisce in primo luogo un getto detto "elettronico", ovvero un getto a cui è associata la traccia di un possibile elettrone ad alto  $p_t$ , sia nella clusterizzazione 0.4 sia in quella 0.7.
- I getti rimanenti si studiano clusterizzando l'evento inizialmente in getti entro coni di  $R= 0.4$ . Questi vengono associati ad un getto ritrovato con la clusterizzazione con  $R= 0.7$  se la distanza tra i due è minore di 1.0 in  $R$ .
- Un evento è "pulito" quando esiste corrispondenza biunivoca tra i quattro getti della clusterizzazione 0.4 con quelli della clusterizzazione 0.7.

### 3.2.3 Determinazione di $M_{top}$ nel campione degli eventi puliti nel Run I

Una maniera di verificare l'efficacia del taglio di selezione degli eventi puliti è di controllare la distribuzione in massa della coppia di getti che la ricostruzione dell'evento assegna al W che decade adronicamente. La massa ricostruita a partire dalle energie dei getti e dalle loro direzioni è mostrata in figura [3.1] (dati del RunI). Il picco di massa di W negli eventi puliti è più chiaro di quello ricostruito nei generici eventi pre-tag. Si può notare infatti la riduzione della  $\sigma$  da 21 a 15, ottenuta nella componente gaussiana. Inoltre, a parte il nucleo gaussiano si nota che nella distribuzione in figura (a) non è presente una coda a basse masse che invece è presente in figura (b). È ragionevole pensare che la coda sia dovuta ai casi in cui sono stati utilizzati getti che hanno perso energia per emissione di radiazione gluonica dura fuori dal cono di integrazione.

Effettuando il fit per determinare la massa del quark top sul campione pulito dei dati si ricava  $M_{top} = 177.30 + 4.26/ - 4.01 GeV/c^2$ . La figura [3.2] mostra il risultato. Malgrado il minor numero di eventi, l'errore statistico restituito dal fit è molto piccolo anche come conseguenza della trascurabile componente di fondo che viene individuata dal fit. Questo risultato ottenuto nel Run I è stato assai migliore di quanto ci si aspettasse dalle simulazioni basate

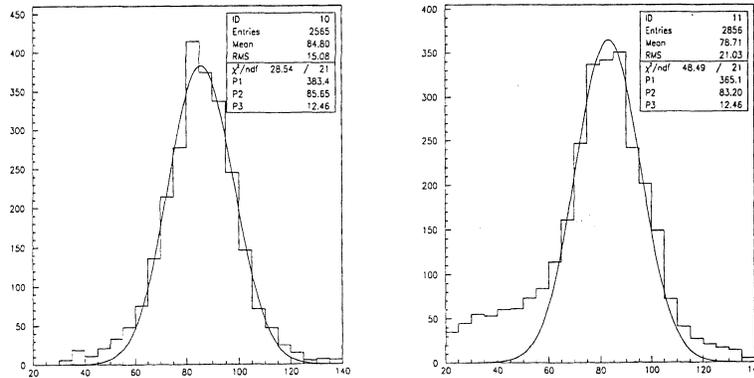


Figura 3.1: Massa delle coppie dei getti attribuiti al decadimento del W nel campione single-lepton pre-tag del RunI. a)Eventi puliti, b)intero campione.

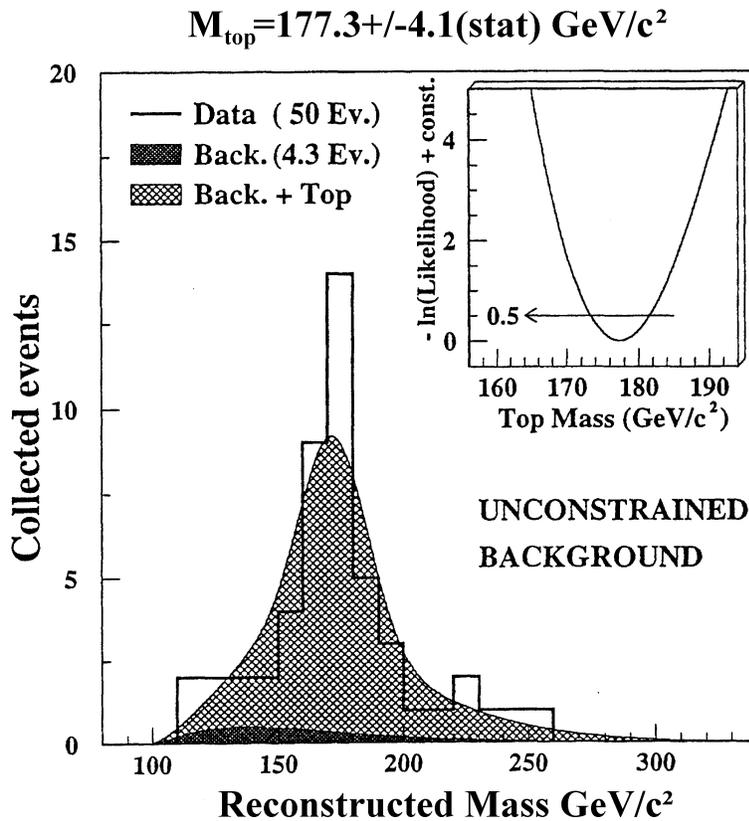


Figura 3.2: Massa del top ottenuta dal fit degli eventi puliti nel RunI.

sui programmi Monte Carlo disponibili. Le simulazioni infatti facevano prevedere un fondo molto più importante di quello osservato, presumibilmente

perchè la radiazione dura dei partoni non era correttamente simulata. Questo ha costretto la Collaborazione ad arrestare temporaneamente questa analisi nell'attesa che più accurate simulazioni fossero disponibili. Attualmente alcuni fisici di Dubna/Pisa che sono stati coinvolti nell'analisi del RunI stanno riprendendo questo studio sui dati del Run II servendosi dei rinnovati simulatori Monte Carlo.

# Capitolo 4

## $M_{top}$ dal canale $l+jets$ pre-tagged nel RunII

In questo capitolo è presentata una prima ricostruzione di massa del quark top nel canale semileptonico pre-tagged. La statistica utilizzata è stata raccolta da Aprile 2002 a Marzo 2003. Come precedentemente accennato, è stata compiuta una più semplice selezione cinematica degli eventi come primo passo verso la futura analisi degli eventi puliti.

### 4.1 Campione di dati

Sono stati considerati gli eventi candidati  $t\bar{t}$  nel canale leptone+getti pre-tagged. Il campione è stato selezionato richiedendo almeno quattro getti al di sopra della stessa soglia in  $E_T$ . Nell'ultima analisi del RunI per ricavare la massa del top dal campione single lepton, dopo aver analizzato a parte gli eventi taggati è stato analizzato anche il campione senza tag ma con quattro getti con  $E_T > 15GeV$ . La simulazione e lo studio di questo campione hanno mostrato un contributo di top di circa il 31%, ossia assai considerevole. Tenuto conto che nella presente analisi gli eventi eventualmente taggati sono inclusi nel campione, ci si deve aspettare una componente ancora maggiore. Il campione su cui compiere l'analisi appartiene alla lista ufficiale dei "good runs" di leptone + getti. La statistica corrisponde ad una luminosità integrata di  $72pb^{-1}$ . Per i muoni CMX è stata usata solo una parte di dati corrispondente a  $55.4pb^{-1}$  di luminosità integrata.

## 4.2 Selezione degli eventi

Il campione viene selezionato richiedendo quattro getti con  $E_T \geq 15\text{GeV}$  e  $|\eta| \leq 2.0$  (“getti rigidi”). Per questo campione la simulazione indica un rapporto segnale-fondo 1:1. I tagli cinematici applicati per selezionare leptoni carichi isolati centrali e getti rigidi sono presentati in tabella 4.1. Sono inoltre applicati tagli per assicurare alta qualità della traccia leptonica, per rigettare gli elettroni di conversione, per limitare il parametro di impatto dei muoni [12],[13], così come opportune correzioni all’impulso del leptone. Gli eventi di Z e più in generale dileptonici sono rimossi dal set di dati.

La selezione con la applicazione del TopEventModule è il metodo standard usato a CDF dai gruppi di analisi Top ed ElectroWeaK per selezionare il campione di eventi e per la loro classificazione in elettroni, muoni, getti ed energia mancante trasversa<sup>1</sup>. TopEventModule è una applicazione AC++ che opera sugli oggetti AC++ del RunII[[14]]. Ciascun evento analizzato che passa i tagli di selezione viene incluso in una categoria di eventi (TopSummary). Esistono due tipi di selezione, *dura* (tight) e *soffice* (loose) non sovrapposte tra loro: un evento è soffice se ha passato i tagli più laschi ma ha fallito i tagli duri. Si parla di getto duro se ha  $E_T \geq 15.0$  GeV in  $|\eta| \leq 2.0$  mentre si parla di getto soffice se ha  $E_T \geq 8.0$  GeV in  $|\eta| \leq 2.4$ . Gli eseguibili usati sono:

- TopFind che ha come output gli eventi candidati ad essere usati per la ricostruzione della massa;
- TopFit che costruisce il campione TopMassFitSummary contenente gli eventi per i quali esiste, tra le 24 possibili combinazioni consistenti con la ipotesi  $t\bar{t} \rightarrow l + E_t^{miss} + 4getti$ , almeno un fit con un  $\chi^2$  inferiore al minimo richiesto.

## 4.3 Ricostruzione dell’evento

Gli eventi sono ricostruiti come  $t\bar{t}$  con l’impiego di MINUIT [15]. Esso si basa su un metodo di fit cinematico che tiene conto degli effetti sistematici noti nella ricostruzione delle masse invarianti e che, quando si fa uso del b-tag, fa uso dell’informazione degli algoritmi di b-tagging per ridurre la molteplicità delle combinazioni. MINUIT è usato per minimizzare un  $\chi^2$  dove la massa

---

<sup>1</sup>Il campione è selezionato e classificato con l’opzione LeptonIdCuts=2 del RunII.

Elettroni centrali	Tagli
$E_T$	$\geq 20.0$ GeV
$P_T$	$\geq 10.0$ GeV/c
Had/EM Energy	$\leq 0.05$
Lshr	$\leq 0.2$
$E/P$	$\leq 2.0$
$ z_0 $	$\leq 60.0$ cm
$ \Delta z $	$\leq 3.0$ cm
$\chi^2_{strip}$	$\leq 10.0$
$Q \cdot \Delta x$	$\geq -3.0, \leq 1.5$ cm
Matched CES cluster	Yes
Isolation	$\leq 0.1$
Muoni Centrali	Tagli
$P_T$	$\geq 20.0$ GeV/c
$E_{had}$	<i>leq</i> 6.0 GeV
$E_{em}$	<i>leq</i> 2.0 GeV
$ z_0 $	$\leq 60.0$ cm
$CMU \Delta x$	$\leq 3.0$ cm
$CMP \Delta x$	$\leq 5.0$ cm
$CMX \Delta x$	$\leq 6.0$ cm
Isolation	<i>leq</i> 0.1
Jets	Tagli
$E_T$	$\geq 15.0$ GeV
Detector $\eta$	$\leq 2.0$
Recluster Jets	Yes
Remove electrons	Yes
Jet Cone Radius	0.4

Tabella 4.1: Tagli cinematici per la selezione del campione degli “eventi rigidi” del campione single lepton, pretagged.

del top è un parametro libero. Per ciascun evento il fit è ripetuto 24 volte, corrispondenti a 12 modi di assegnare i quattro getti principali ai 4 partoni nel decadimento  $t\bar{t}$ , e alle 2 soluzioni per l'impulso longitudinale del neutrino. La combinazione con il  $\chi^2$  più piccolo viene selezionata per ogni evento e viene accettata se soddisfa la condizione  $\chi^2 < 10$ .

La massa del top scelta è quindi quella corrispondente a questa combinazione. La espressione del  $\chi^2$  è la seguente:

$$\chi^2 = \sum_{i=l,jets} \frac{(P_T^i - \widetilde{P}_T^i)^2}{\sigma_{P_T}^2} + \sum_{i=x,y} \frac{(UE_j - \widetilde{UE}_j)^2}{\sigma_{UE_j}^2} + \frac{(M_{l\nu} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(M_{q\bar{q}'} - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(M_{bl\nu} - m_t)^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(M_{q\bar{q}'b} - m_t)^2}{\Gamma_t^2}$$

dove la prima sommatoria è riferita al leptone primario ed a tutti i getti con  $E_T \geq 8\text{GeV}$  e  $|\eta| \leq 2.4$ , e la seconda sommatoria alle componenti trasverse dell'energia non clusterizzata. Le variabili  $\widetilde{P}_T^i$  e  $\widetilde{UE}_j$  si riferiscono all'output delle procedure di minimizzazione, mentre  $P_T^i$  e  $UE_j$  rappresentano i valori misurati.  $m_t$ , massa del top, è il parametro del fit.

## 4.4 Correzioni applicate ai getti

Importanti correzioni devono essere applicate alla energia misurata dei getti per poterla trasformare nell'energia del partone genitore. Sono state usate le correzioni sui getti inclusivi disponibili alla data del 4 Febbraio 2003. Per determinare l'errore nella misura della massa è necessario stimare l'errore commesso nel correggere l'energia del getto. Studi di simulazione con il MC Herwig in cui è conosciuta la associazione del getto al partone hanno consentito di stimare le incertezze sistematiche sulla scala di energia. Per mettere a punto la simulazione si procede nel Monte Carlo nel modo seguente:

- ricostruzione dei getti in un cono di raggio  $R=0.4$  e valutazione della loro energia usando le calibrazioni del calorimetro;
- selezione dei getti con  $E_T \geq 8\text{ GeV}$  e ricerca di una corrispondenza tra partone e asse del getto entro una distanza  $R=0.4$  attorno alla direzione del partone. Se il numero di getti ricostruito è superiore a 4 vengono considerati solo i quattro getti più energetici in  $P_T$ .

- costruire la distribuzione  $\Delta = \frac{P_T^{partone} - P_T^j}{P_T^j}$  vs  $P_T^j$  per due tipi di getti, getti di quark leggeri (getti di W) e getti di quark b.
- fittare la distribuzione di sopra con una opportuna funzione analitica<sup>2</sup> per ottenere funzioni di correlazione di facile uso.

Nel corso di questo procedimento studiando le distribuzioni di massa di W si è osservato che senza applicare le correzioni specifiche al RunII la scala di energia dei getti è sovrastimata almeno del 5%. Applicando tali correzioni non solo si ritorna alla massa del W ma si ha anche un guadagno in risoluzione di massa (circa il 15% per il picco alla massa del top e circa il 18% per il picco alla massa del W). Queste correzioni sono state pertanto applicate nella analisi che viene qui descritta. Tuttavia questo problema è attualmente oggetto di ulteriore studio

#### 4.4.1 Consistenza del metodo

Già nell'analisi sui dati del RunI era stato notato che utilizzando solo il pacchetto delle correzioni per i getti inclusivi l'energia del getto corretto negli eventi di top era sottostimata. La funzione  $\delta = \frac{P_T^{fitter} - P_T^j}{\delta P_T^j}$  risultava infatti spostata a sinistra dello zero indicando un residuo errore sistematico. Il pacchetto delle correzioni inclusive non tiene conto in particolare, per il decadimento semileptonico, dell'energia mancante causata dalla presenza di un neutrino nel getto. La procedura utilizzata per generare il nuovo set di correzioni, come menzionato sopra in 4.4 per i dati del nuovo run, si è dimostrata consistente sia con le misure su getti di b sia per getti provenienti dal decadimento del W, associati cioè a partoni leggeri. In questo modo  $\frac{P_T^{partone} - P_T^{j-corr}}{\delta P_T^{j-corr}}$  risulta centrato a zero e, di conseguenza, se si considerano i getti di W,  $M_W^{partone} - M_W^{j-corr}$  ha un valore principale vicino allo zero. Le modifiche apportate alle correzioni per i getti portano quindi una miglior consistenza interna del fit. L'opportunità di tener conto dell'energia trasversa mancante quando sono presenti neutrini può essere dedotta confrontando la distribuzione di  $\Delta(b \rightarrow e\nu X)$  dopo aver aggiunto  $E_T^{miss}$  con la distribuzione di  $\Delta(b \rightarrow hadron)$ . Ci si deve aspettare che siano sovrapposte, confermando così di aver corretto giustamente il decadimento semileptonico.

---

<sup>2</sup>La funzione usata è stata  $e^{p_1 + p_2 + P_T^j} + p_3$ , dove  $p_1, p_2, p_3$  sono i valori dei parametri fittati per errori e correzioni di  $P_T^j$

## 4.5 Incertezze sistematiche

Le principali fonti di incertezza sistematica su  $M_{top}$  nella nostra analisi sono le seguenti:

- la scala in energia dei getti;
- la forma della distribuzione della massa del top negli eventi di fondo ricostruiti nella ipotesi  $t\bar{t}$  (“template del fondo”);
- le funzioni di distribuzione dei partoni;
- i generatori MC.

In questo lavoro sono state stimate sia le incertezze sistematiche associate alla misura della energia dei getti sia le incertezze causate dalla differenza tra i vari generatori MC. Il procedimento generale per stimare l’incertezza sistematica sulla massa del top per una data sorgente è pressochè lo stesso per ogni sorgente. Le procedure adottate si basano sulla variazione di  $1\sigma$  del valore di ingresso della variabile in questione oppure su un equivalente cambiamento delle ipotesi in ingresso. Si procede poi alla valutazione dell’effetto provocato sulla massa ricostruita. Questo viene valutato simulando 2000 pseudoesperimenti (PE) con un numero di eventi uguale a quello dei dati. La distribuzione di massa uscente da ciascun PE viene fittata con la stessa procedura di massima verosimiglianza usata per i dati, ottenendo così un nuovo valore di massa. L’incertezza sistematica assegnata è la differenza tra i valori principali del fit gaussiano del complesso nominale e di quello con il parametro variato.

### 4.5.1 Scala di energia dei getti

La maggiore fonte di incertezza sistematica proviene dalla misura dell’energia dei getti che viene ottenuta dalle calibrazioni eseguite a suo tempo della risposta delle torri calorimetriche a singoli adroni, convoluta con le funzioni di frammentazione dei partoni in getti simulata con MC. Per l’analisi del RunI tale incertezza era stata stimata tra  $\sim 7\%$  a  $20\text{GeV}/c^2$  e  $\sim 3.5\%$  a  $150\text{GeV}/c^2$ . L’errore sistematico associato era determinato spostando la scala di energia del 5%. Contribuiscono alla incertezza nella scala in energia dei getti le correzioni per:

1. uniformare la risposta ai getti in diverse zone del rivelatore (“correzioni relative”);

2. rimuovere la differenza fra energia osservata ed energia veramente rilasciata nei calorimetri da adroni singoli;
3. la sovrapposizione di interazioni multiple
4. ottenere l'energia totale del getto come ricostruita integrando sulla sua frammentazione in singoli adroni ("scala assoluta di energia del getto")
5. rimuovere il contributo degli eventi sottostanti, ossia prodotti della interazione dei partoni nei proiettili che non partecipano all'interazione dura
6. recuperare la perdita di frammenti dei getti diretti fuori dal cono di interazione

L'incertezza totale sulla scala di energia del getto è data dalla somma in quadratura di tutte queste incertezze. Dagli pseudoesperimenti (PE) risulta che l'effetto combinato di queste incertezze sulla misura della massa del top è di 9.04 GeV.

Le correzioni relative e le loro incertezze sono diverse per gli eventi veri e per quelli generati nelle simulazioni. È dunque necessario compiere PE in cui le correzioni siano appropriate per gli eventi del MC.

Si osserva che se nella simulazione di MC si applicano le stesse correzioni usate per i dati si ha uno spostamento della massa ricostruita del top di  $\sim 1.8$  GeV rispetto alla massa di ingresso.

Tenendo conto degli spostamenti associati alla incertezza delle correzioni questa deviazione si riduce a  $\sim 1.5$  GeV. Nel MC l'incertezza di stabilità delle correzioni genera uno spostamento di 1.5 GeV della massa. In totale si ha dunque 9.3 GeV di incertezza sulle correzioni all'energia del getto. I contributi all'incertezza sistematica sulla scala di energia dei getti sono riportati in tabella 4.2.

Lo stesso tipo di studio è stato recentemente applicato al campione con b-tag (sezione 5.2).

### 4.5.2 Generatori $t\bar{t}$

L'uso di generatori MC diversi non produce gli stessi risultati, in particolare a causa della diversa tecnica di frammentazione. Sono stati posti a confronto HERWIG e PYTHIA come generatori  $t\bar{t}$ , il primo storicamente usato per adroni, il secondo per leptoni. Fissando  $M_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$  la distribuzione di massa fittata con una gaussiana ha il valore principale uguale a

Sorgenti	Pre-T
Corr. relative per i getti	5.5
Corr. scala	6.5
Corr. interazioni multiple	0.2
Corr. eventi underlying	0.2
Corr. fuori dal cono	1.1
Corr. splash-out	2.1
Combinati	9.0
Corr. di stabilità per MC	1.5
Corr. relative per MC	1.8
Totale	9.3

Tabella 4.2: Contributi all'incertezza sistematica sulla scala di energia dei getti nel campione pre-tag.

$$M_{top}^{Herw} = 174.71 GeV/c^2$$

$$M_{top}^{Pyth} = 172.88 GeV/c^2$$

$$\delta M = 1.83 GeV/c^2$$

Questa differenza è stata usata come contributo all'errore sistematico.

A livello di generazione vengono confrontati, per Herwig e Pythia,  $p_t$ ,  $p_z$  e rapidità ( $\eta$ ) per top, W, b-quarks, quark leggeri dal decadimento di W, e distribuzione numerica dei getti osservati.

Come si può notare in figura 4.1 per quanto riguarda questi generatori l'accordo fra i due generatori si può ritenere buono per quanto riguarda i parametri cinematici.

Viceversa, una notevole differenza è che Pythia, per ogni evento, produce un minor numero di getti rispetto a Herwig, ovvero  $N_j^{Herw}/N_j^{Pyth} = 7.13/6.68$ . Si può sospettare che sia questa la causa principale della differenza osservata sul risultato del fit sulla massa del top.

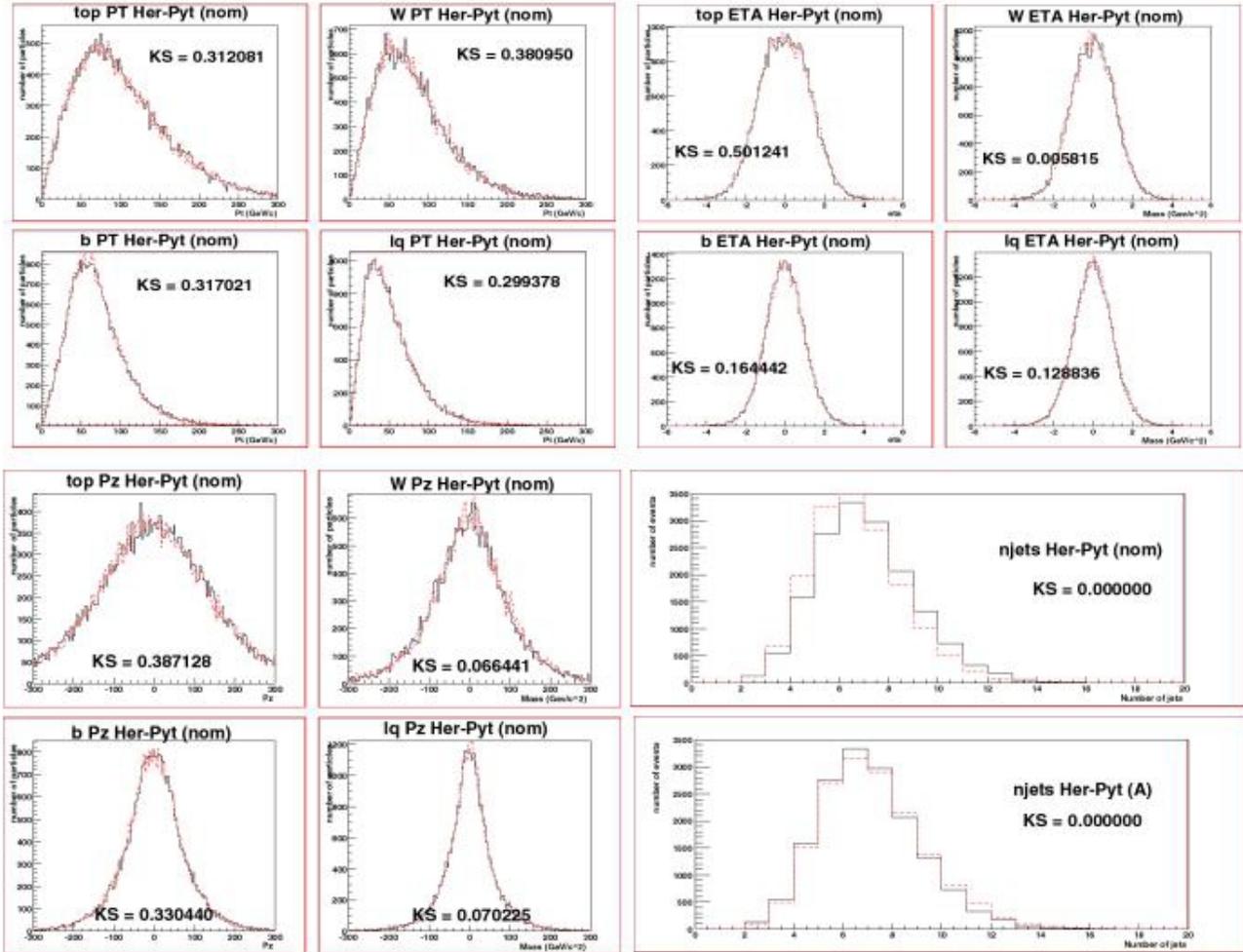


Figura 4.1: Herwig vs Pythia

### 4.5.3 Errore sistematico di $M_{top}$

I contributi delle incertezze sistematiche alla massa del top ricavati dagli Pseudo-Esperimenti sono riportati di seguito (tabella 4.3) assieme, a titolo comparativo, agli errori sistematici del RunI.

Sorgente	Incertezza(RunII)	Incertezza(RunI)
Misura di energia del getto	9.3	4.4
Generatori MC	1.8	0.1
Funzioni di distribuzione dei partoni	1.8	0.3
Radiazione iniziale e finale	2.4	2.6
Forma del fondo	0.3	1.3
Totale	9.9	5.3

Tabella 4.3: Sorgenti di incertezza sistematica

## 4.6 Risultato della misura

La distribuzione di massa del top ottenuta con il metodo precedentemente descritto è presentata in figura 4.2. Il risultato, da considerarsi preliminare, è:

$$M_{top} = 171.2 \pm_{12.5}^{14.4} (stat) \pm 9.9 (syst) GeV/c^2$$

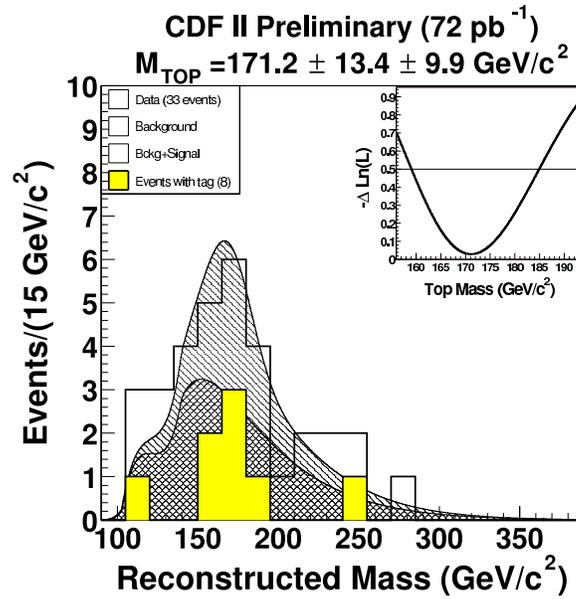


Figura 4.2: Fit a due componenti della distribuzione di massa del top ottenuto dalla analisi degli “eventi duri” (Marzo 2003).

# Capitolo 5

## Primo sguardo agli eventi con SecVtx b-tag

La misura della massa del top usando un campione pre-tagged che abbiamo illustrato è stata presentata alle Conferenze invernali (La Thuile-Moriond) del 2003. La modesta statistica a quel momento disponibile non ha consentito una analisi separata del campione b-tagged, per quanto l'uso dei b-tag porti ad analisi più precise [16]. Questa analisi è tuttavia stata iniziata perchè essa permette un interessante confronto con i risultati della analisi pre-tag. Riteniamo utile riportare qui brevemente quanto è stato fatto finora.

### 5.1 Selezione del campione e ricostruzione della massa negli eventi con b-tag

I dati raccolti con il così detto *good SVX* rappresentano  $\sim 56pb^{-1}$  di luminosità integrata e si riferiscono ai soli eventi candidati  $t\bar{t}$  nel canale leptone+getti<sup>1</sup> [17]. Gli eventi che soddisfano la richiesta del campione pre-tagged della misura della massa (quattro getti con  $E_T \geq 15GeV$  e  $|\eta| \leq 2.0$ ) sono definiti *eventi a 4-getti rigidi*. Nella analisi con b-tag sono richiesti solo 3 di questi getti e la richiesta sul quarto getto ( $E_T \geq 8GeV$ ) è più lasca. La condizione su  $|\eta|$  rimane invariata. Convenzionalmente questi eventi vengono chiamati “*eventi a 3 getti*”. Gli eventi in cui il quarto getto è tale che  $8GeV \leq E_T^{j4} \leq 15GeV$  sono detti *eventi a 3.5-getti*. La scelta di una richiesta meno stringente sul quarto getto comporta l'aumento del 39% della statistica accessibile. Non è stato invece modificato il taglio in pseudorapidità

---

<sup>1</sup>I run in cui SVX era acceso e ben funzionante sono stati una frazione dei run di presa dati utili ai fini della analisi cinematica

	3-getti	3.5-getti	$\geq 4$ -getti
Eventi	7		8
Fondo	2.9		0.9
Eventi di $M_{top}$ con $\chi^2 \leq 10$	3	4	7
Fondo di $M_{top}$	1.6	1.3	0.8

Tabella 5.1: Schema degli eventi b-tagged

in quanto essa avrebbe incrementato la statistica solo di qualche punto percentuale. L'algoritmo di ricostruzione del vertice secondario riconosce eventi con almeno un getto di b e considera solo getti con  $E_T \geq 15 GeV$ .

Gli eventi b-tagged con quattro getti rigidi costituiscono un sotto-insieme del campione pre-tagged. Tuttavia, gli eventi con quattro getti rigidi trovati sono 35 nel campione destinato al b-tag e 34 nel campione pre-tag; questa è una piccola inconsistenza e l'evento mancante è attualmente oggetto di studio. Dal criterio di selezione con b-tag sono stati trovati:

- otto eventi a 4-getti e quattro eventi a 3.5-getti con almeno un b-tag
- un evento a 4-getti ed uno a 3.5-getti con due b-tag.

La ricostruzione della massa evento per evento avviene nello stesso modo del campione pre-tagged, salvo la assegnazione di un getto b-tagged ad un quark b primario.

Il fondo dominante per gli eventi b-tagged a 3- e 4-getti è dato da  $Wb\bar{b} + getti$ . Per determinare la forma della massa ricostruita negli eventi non  $t\bar{t}$  si usa pertanto il campione di  $Wb\bar{b} + 2$  partoni simulato con MC, dove W decade in muone o elettrone. L'analisi fatta separatamente per determinare la sezione d'urto di produzione di coppie di top,  $\sigma_{t\bar{t}}$ , ha fornito la stima di 2.9 eventi di fondo [18]. Complessivamente la situazione è schematizzata in tabella 5.1. I 2.9 eventi di fondo sono assegnati agli eventi a 3- e 3.5-getti in modo che il fondo  $x_{bkgd}^{(3,5)}$  per questi ultimi sia tale che

$$\frac{x_{bkgd}^{(3,5)}}{4} = \frac{1}{2} \left( \frac{2.9 - x_{bkgd}^{(3,5)}}{3} + \frac{0.9}{8} \right)$$

Si calcola  $x_{bkgd(3,5)} \sim 1.3$ . Quindi  $x_{bkgd(3)} = 2.9 - x_{bkgd(3,5)} = 1.6$ . Il numero di eventi di fondo complessivo che sarà usato per la normalizzazione del template di fondo è dunque

$$N_{bkgd} = x_{bkgd(3,5)} + x_{bkgd(4)} = 2.1 \text{ eventi.}$$

Il template del segnale (7 eventi a 4-getti e 4 eventi a 3.5-getti), che si riferisce a 175 GeV di massa del top, è dunque normalizzato a  $11 \cdot 2.1 = 8.9$  eventi, mentre il template del fondo relativo a  $Wb\bar{b} + \text{getti}$  è normalizzato a 2.1 eventi. La figura 5.1 mostra la distribuzione di massa ricostruita dagli eventi con b-tag rispetto alle distribuzioni attese dal MC per gli eventi di segnale e di fondo.

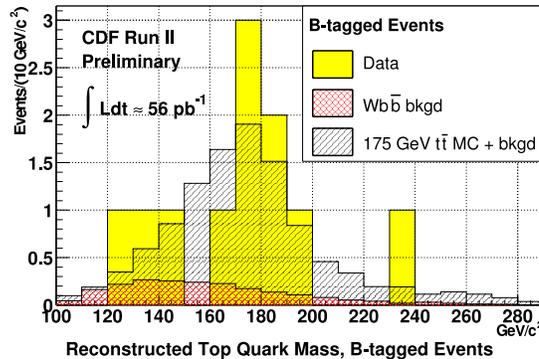


Figura 5.1: Distribuzione di massa da eventi con b-tag

## 5.2 Incertezza sistematica sulla scala di energia dei getti

Per il campione b-tagged è iniziato lo studio mediante pseudo-esperimenti, come nel caso pre-tagged analizzato precedentemente, delle sorgenti che contribuiscono all'incertezza sulla scala di energia dei getti. Si applicano spostamenti di  $-1\sigma$  e  $+1\sigma$  sull'energia dei getti negli eventi  $t\bar{t}$  di segnale e di fondo e si misura l'effetto sulla misura della massa. Ciascun PE ha 2000 eventi MC in ingresso e viene ripetuto 8-9 volte. La ragione della ripetizione degli PE consiste nel verificare la dipendenza del risultato dal generatore casuale di eventi. Le ntuple in uscita dal PE per  $\pm\sigma$  forniscono la distribuzione di massa ed agli errori a destra e sinistra di  $m_{top}$  ( $err_r, err_l$ ). Il fit gaussiano della distribuzione di massa restituisce il valore principale della massa  $m_{top}^{(mean)}$  e la deviazione standard. A  $m_{top}^{(mean)}$  viene sottratto il valore nominale  $m_{top}^{(nom)}$ . Il  $\delta m$  ottenuto da ogni PE è istogrammato nelle figure [5.2] e [5.3]. Sono presentati in figura anche  $pull = \frac{2(m_{top}^{(mean)} - m_{top}^{(nom)})}{err_r - err_l}$  ed il relativo  $\sigma_{pull}$ , entrati fittati con una costante. Dal pull si può notare che il ripetere gli PE non raffina la

misura in modo significativo, ma ci si può rendere conto dalla distribuzione di  $\sigma_{pull}$  che lo spostamento dei dati di una  $\sigma$  è effettivamente riuscito.

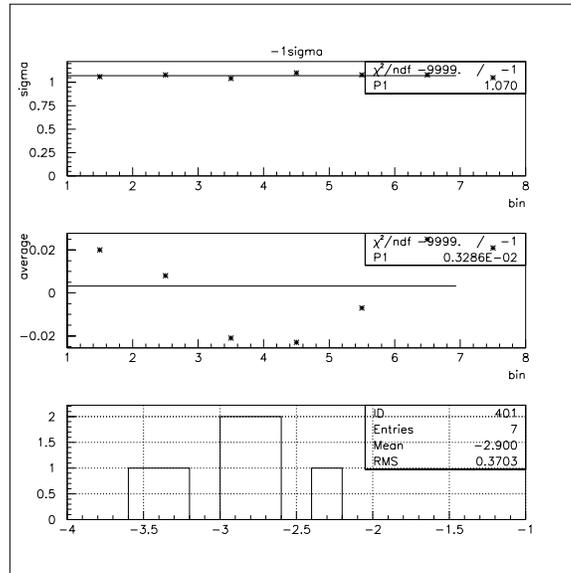


Figura 5.2: PseudoEsperimenti relativi a  $-1\sigma$ :  $\sigma_{pull}(a)$ , pull(b),  $\delta m(c)$

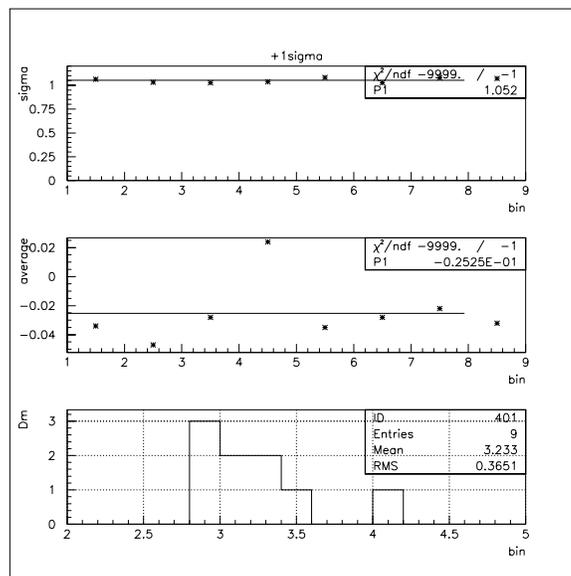


Figura 5.3: PseudoEsperimenti relativi a  $+1\sigma$ :  $\sigma_{pull}(a)$ , pull(b),  $\delta m(c)$

Gli errori sulla massa non sono simmetrici per  $-1\sigma$  e  $+1\sigma$ , per cui ne viene considerata la media. Si ricava che l'errore sulla massa per le correzioni relative nel campione *b*-tagged è  $\sim 3$  GeV. Nella tabella 5.2 sono riportati i valori degli errori sistematici delle varie sorgenti del campione *b*-tagged, paragonati a quelli del campione pre-tagged.

Sorgenti	Pre-T	T
Corr. relative per i getti	5.5	3.0
Corr. scala	6.5	4.4
Corr. interazioni multiple	0.2	0.2
Corr. eventi underlying	0.2	0.3
Corr. fuori dal cono	1.1	1.4
Corr. splash-out	2.1	0.9
Combinati	9.0	6.0
Corr. di stabilità per MC	1.5	0.7
Corr. relative per MC	1.8	1.0
Totale	9.3	6.1

Tabella 5.2: Contributi all'incertezza sistematica sulla scala di energia dei getti nel campione con *b*-tag. Per confronto sono riportati i dati pre-tag.

# Capitolo 6

## Conclusioni

Il risultato presentato in 4.6 per la massa del top dal campione pre-tagged nel RunII è pienamente compatibile con quello ottenuto nell'analisi dei dati del RunI.

$$\begin{aligned} \text{RunII pre-tagged } M_{top} &= 171.2 \pm_{12.5}^{14.4} (stat) \pm 9.9(syst) GeV/c^2 \\ \text{RunI pre-tagged } M_{top} &= 175.9 \pm 4.8(stat) \pm 4.9(syst) GeV/c^2 \end{aligned}$$

Malgrado il grosso errore ad esso associato, dovuto in parte alla statistica limitata ed in parte allo stato preliminare in cui si trova lo studio degli errori sistematici, esso ha permesso di rimettere in funzione il complesso meccanismo di analisi necessario per la misura della massa e di dimostrare che lo sforzo per migliorare il risultato può riprendere su basi corrette.

# Bibliografia

- [1] F.Abe et al. (CDF Collaboration), , Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995);
- [2] S.Abachi et al. (D0 Collaboration), , Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995);
- [3] Gordon Kane, *Modern Elementary Particle Physics*, Update Edition;
- [4] F.Abe et al, *Measurement of the top quark mass*, CDF #4255 (1997);
- [5] A.Bocci, *Ottimizzazione della misura dell'energia dei getti adronici nell'esperimento CDF*, Tesi di laurea, Università di Pisa (A.A. 1997-1998);
- [6] W.Yao, L.Galtieri and J.Lys *Measurement of Top Quark Mass in the Dilepton Channel using Neutrino Weighting Method*, CDF #4394 (1997);
- [7] S.Aota et al., *Measurement of the top quark mass in the lepton+jets channel*, CDF #4199 (1997);
- [8] CDF II Collaboration, *The CDF II Detector Technical Desig Report*, (1996);
- [9] CDF II Collaboration, *The CDF IIb Detector Technical Desig Report*, (2002);
- [10] F.Abe et al., *Identification of top quarks using kinematic variables*, Phys. Rev. D52, 2605 (1995);
- [11] S.Bettelli, *Metodi ottimali per la misura della massa del quark top*, Tesi di laurea, Università di Pisa (A.A. 1995-1996);
- [12] J.Bellinger et al., *A Guide to Muon Reconstruction for Run 2*, CDF #5870 (2002);
- [13] T.Le Compte, *A Tutorial on CDF Muon Identification*, Presentation at B Group Meeting, (2001)

- [14] E.J.Thomson et al., *Top and Electroweak Event Classification Module for CDF Run II*, CDF #5947 (2002);
- [15] B. Harral *Kinematic Fit Method for Top Candidates*, CDF #2200 (1993);
- [16] CDF Collaboration, *Measurement of the top mass quark at the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. D63, 032003 (2001);
- [17] H.Bachacou et al, , CDF #6084 (2003);
- [18] D. Amidei et al., *Measurement of  $p\bar{p} \rightarrow \ell^+ \ell^- t\bar{t}$  Cross Section in the Lepton + Jets SECVTX Tagged Sample*, CDF note #6329 (2003);