

Observation of the Top Quark at CDF in the Dilepton Channel with Electrons, Muons and Taus

Michele Gallinaro
University of Roma "Tor Vergata"

February 1996

Abstract

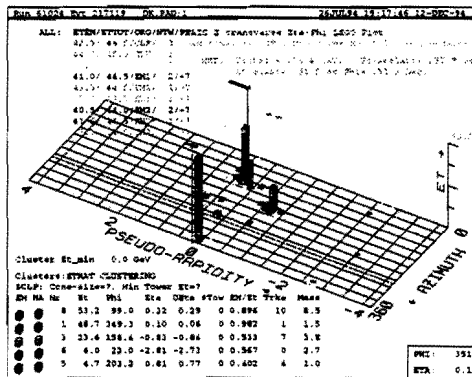
At the Tevatron Collider top quarks are expected to be produced primarily in pair, $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$. In the framework of the Standard Model each top quark decays into a W and a b quark. The final state of a $t\bar{t}$ decay therefore has two W bosons and two b quarks. Direct evidence of the existence of the top quark was presented by CDF in early 1994. Later, in 1995, both the CDF Collaboration and the D0 Collaboration announced conclusive discovery of the top quark. CDF has also identified top quark production events from other kinematic studies. The CDF data presented here was collected during 4 years of data taking, from 1992 to 1995, and corresponds to a larger data sample (110 pb^{-1}). A characteristic signature of the top quark is the presence of jets initiated by b quarks. CDF uses b tagging information, especially secondary decay vertices in jets, as a powerful tool to identify the presence of b quarks in the candidate events. b -tagging information is used to certify the top nature of kinematically top-like events. In this paper we study events where both W bosons decay leptonically ("dilepton channel"). Particular attention is given to top dilepton events with hadronic tau decays. For the first time we present a search for top dilepton events with hadronic τ decays.

*From so often traveling in a region
not charted in books
I grew accustomed to stubborn lands
where nobody ever asked me
whether I like lettuces
or if I prefer mint
like the elephant devour.
And from offering no answers,
I have a yellow heart.*

Pablo Neruda

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA "TOR VERGATA"
 FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
 Dottorato di Ricerca in Fisica – VIII Ciclo

**OSSERVAZIONE DEL QUARK TOP A CDF
 NEL CANALE A DUE LEPTONI CON
 ELETTRONI, MUONI E TAU**



Tesi di Dottorato
 di
 Michele Gallinaro

Febbraio 1996

Il progresso della scienza e delle idee non potrebbe mai andare avanti se non ci fosse chi lo spinge.

– Anonimo –

Tutori:

Prof. Dario Bisello

Dott.ssa Anna Di Ciaccio

Coordinatore:

Prof. Pierluigi Picozza

Indice del contenuto

Introduzione	9
Ringraziamenti	11
1 Modello Teorico	13
1.1 Il Modello Standard	13
1.2 La scoperta del quark top	16
1.3 Produzione del quark top	16
2 Apparato sperimentale	21
2.1 Il Tevatron Collider	21
2.2 Il rivelatore CDF	23
2.2.1 Il sistema tracciante	25
2.2.2 I calorimetri	29
2.2.3 I rivelatori di muoni	32
2.2.4 Il trigger e l'acquisizione dati	33
3 Strategia dell'analisi	35
3.1 Il canale con due leptoni ad alto P_T nello stato finale	35
3.2 La variabile di isolamento	36
3.3 Controlli con un campione di Monte Carlo	37
3.3.1 Richiesta di due getti	37
3.3.2 La richiesta di neutrini di alto E_T	39

3.4	I canali ee e $\mu\mu$	39
3.5	Il canale $e\mu$	41
3.6	I canali $e\tau$ e $\mu\tau$	41
4	Identificazione del leptone tau	45
4.1	La “palestra” $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$: selezione dei dati	45
4.2	Studio del fondo al segnale $Z^0 \rightarrow \tau\tau$	48
4.3	Risultati	50
4.4	Conclusione	53
5	Selezione dei dati per la ricerca degli eventi di top nel canale dileptonico	57
5.1	Introduzione	57
5.2	Elaborazione e ricostruzione degli eventi	58
5.3	Il leptone primario	58
5.3.1	Elettroni Inclusivi	59
5.3.2	Muoni Inclusivi	62
5.4	La traccia isolata, ovvero il secondo leptone	63
5.4.1	Efficienza di riconoscimento di una traccia isolata ad alto P_T	68
5.4.2	Elettroni	69
5.4.3	Muoni	70
5.4.4	Tau	72
5.5	Ricostruzione dei getti	74
5.6	Energia mancante trasversa (\cancel{E}_T)	77
5.7	Accettanza	78
5.8	Risultati	79
6	Studio del fondo	81
6.1	Probabilità di osservare un cluster nel calorimetro associato ad una traccia isolata	82

6.1.1	Probabilità di falsi tau e falsi elettroni	85
6.2	Probabilità di falsi muoni	87
6.3	Produzione di coppie di leptoni da Drell-Yan	90
6.4	$Z^0 \rightarrow \tau\tau$	91
6.5	Fondo da coppie WW e WZ	95
6.6	Fondo da coppie $b\bar{b}$	97
7	Discussione dei risultati	99
7.1	Ricerca di getti da beauty negli eventi candidati	99
7.2	Caratteristiche cinematiche degli eventi candidati	101
7.3	La variabile H_T	103
7.4	Discussione di alcuni eventi	108
7.4.1	Alcuni degli eventi candidati $e\mu$	108
7.4.2	I candidati dileptoni $e\tau$ e $\mu\tau$	113
7.5	Interpretazione del risultato	113
7.6	b-tag	118
7.7	τ -tag	120
7.8	Sezione d'urto	121
7.9	Curiosità di alcuni eventi	122
	Conclusioni	131
	A Eventi con leptoni di carica uguale	133
	B Evento 41540/127085	137

Introduzione

Il Modello Standard si è dimostrato di grande validità e successo in fisica delle particelle elementari negli ultimi due decenni. Tramite questo modello teorico è stato possibile interpretare e concatenare molti fenomeni fisici fino a prima separati e disgiunti. Uno dei suoi costituenti fondamentali, il top quark, era però sfuggito alla osservazione sperimentale diretta. La teoria non predice il valore della massa del quark top e solo limiti sperimentali erano stati posti su di essa.

Al Tevatron Collider i protoni e gli antiprotoni vengono fatti collidere ad una energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. In questo processo ci si aspetta che il quark top venga prodotto in coppie, principalmente nella annichilazione $q\bar{q}$. Il Modello Standard prevede che il top quark decada quasi esclusivamente in un bosone W ed un quark b . Una prima evidenza sperimentale della sua produzione diretta è stata riportata nell'Aprile 1994 dalla collaborazione CDF, durante la prima fase della presa dati.

Questa tesi presenta uno studio esteso a tutto il campione di dati ora a disposizione e corrispondente ad una luminosità integrata di circa 110 pb^{-1} . In particolare abbiamo studiato la produzione diretta delle coppie $t\bar{t}$ tramite il processo $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ ed il suo successivo decadimento $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$. La ricerca del quark top è stata eseguita nel canale "dileptonico", ovvero nel caso in cui entrambi i W decadano leptonicamente, estendendola per la prima volta anche al caso in cui uno dei due leptoni fosse un tau.

Il lavoro descritto in questa tesi è riassunto in sette capitoli e due appendici. Nel Capitolo 1 vengono riassunte le idee essenziali sulla produzione del quark top e della sua collocazione nell'ambito sperimentale. Molti libri e numerosi articoli sono comunque

reperibili su questo argomento. Il lettore più attento non si deve quindi sentire abbandonato se non trova concentrate in queste pagine il succo di tutta la teoria. Nel Capitolo 2 viene descritto il rivelatore CDF, adoperato in questa analisi come microscopio per le interazioni $p\bar{p}$. Una descrizione più dettagliata può essere trovata nelle referenze citate. Il Capitolo 3 ha lo scopo di introdurre il lettore al canale di decadimento studiato in questa tesi. Questo Capitolo ha come unico scopo quello di introdurre i concetti fondamentali di questa analisi e di rendere familiare il lettore con le problematiche ad essa associate. Nel Capitolo 4 viene descritto l'approccio di identificazione usato per il leptone tau nel processo $Z^0 \rightarrow \tau\tau$, qui adoperato come "palestra". Nel Capitolo 5 e nel Capitolo 6 vengono infine discussi rispettivamente la selezione dei dati e lo studio del fondo per lo studio del decadimento del quark top nel canale dileptonico. Nel Capitolo 7 vengono quindi descritte le caratteristiche cinematiche degli eventi selezionati ed analizzate alcune caratteristiche peculiari degli eventi trovati. Nello stesso Capitolo 7 viene infine misurata la sezione d'urto del processo osservato. Ho anche scritto due appendici che servono ad includere argomenti rilevanti allo studio descritto in questa tesi ma non facilmente collocabili all'interno di uno dei capitoli precedenti. Nell'Appendice A e nell'Appendice B vengono descritti tre eventi che, per motivi diversi, non passano la selezione adoperata.

Ringraziamenti

In questa pagina vorrei avere l'opportunità di ringraziare tutti coloro che hanno partecipato alla stesura di questa tesi. In alcuni casi essi ne sono consapevoli mentre in altri ne sono del tutto all'oscuro.

In questo mio scrivere mi sento completamente svincolato da ogni norma e regola. Le mie parole macchiano di inchiostro nero la pagina bianca qua e lá, senza però modificarne il tessuto.

Ricordo con piacere gli anni trascorsi nei quali ho cercato di migliorare le mie conoscenze. Questo è stato possibile anche grazie ad altre persone. È a loro che vorrei dedicare qualche riga, qui di seguito.

Dario Bisello è stato il mio relatore spirituale. Davvero un uomo saggio. Mi ha permesso di andare avanti per tutti gli anni che mi ha conosciuto. I più maligni potrebbero dire che è riuscito a sopportarmi per tutti questi anni. Anche io forse sono uno di questi. Non è stato facile, bisogna riconoscerlo. Giorgio Bellettini, con il quale tante volte ho discusso di scienza ed altro ed Hans Grassmann per la sua sorprendente capacità di porre anche i problemi più complicati in modo facilmente comprensibile; Brig Williams con il suo sorriso enigmatico ed Henry Frisch con i suoi capelli sempre all'aria, per i loro consigli e le numerose discussioni. Non posso evitare di ricordare Weiming Yao che è stato l'artefice di tanti piccoli dettagli che non possono essere facilmente descritti e Brendan Bevensee per il suo infaticabile lavoro. Mark Kruse per la sua tranquillità, uno dei pochi forse. Marcus Hohlmann per i numerosi scambi di idee su due fronti opposti della stessa fazione. Il nemico era avvolto nella nebbia.

Ho trascorso davvero tanto tempo in questi uffici dai quali vi sto scrivendo oggi che non posso dimenticare le facce degli abitanti, gli odori strabilianti della cucina...soprattutto quello dei pop-corn. I nomi sono tanti, le facce ancora di più, lo spazio, invece, poco.

Vorrei anche ringraziare tutti coloro che invece non sono scienziati della scienza, ma lo sono dell'animo umano. Luciana Crovato che è riuscita a sopportarmi sempre, anche e soprattutto nei momenti più difficili, quando nessuno avrebbe potuto capirmi, quando sarebbe stato più spontaneo congratularsi per il vestito colore verde pisello che la suocera aveva indossato in occasione della prima comunione di un amico di un figlio del cugino. In altre parole è molto difficile fare una cosa del genere.

Le cose cambiano, la storia si modifica, il mondo continua a girare intorno a se stesso ignaro di quello che succede sulla sua superficie, il tempo evolve. I fotogrammi si sovrappongono nella mia mente uno dopo l'altro, veloci e diversi, pieni di colori e di immagini rapide. Anche quel ragazzo nella piazza di Chichicastenango.

Ci sono poi i simboli. Uno tra tutti è lo gnocco fritto, arrivato in sostituzione del ciambellone al limone che ha smesso di crescere.

La più grande preoccupazione per il futuro è il timore che la tecnologia possa schiacciare l'uomo nella sua tranquilla passeggiata sulle coste sabbiose di un'isola sconosciuta. Il sole splende anche lassù.

La più grande speranza per il futuro è che l'uomo possa continuare ad essere libero di fronte a se stesso e non debba nascondersi dietro ad una coda che non ha più.

— Michele Gallinaro —

Capitolo 1

Modello Teorico

1.1 Il Modello Standard

Il quadro attuale dei costituenti fondamentali della natura e delle loro interazioni (lasciando da parte la gravità) è fornito dal Modello Standard. Questo consiste di due parti: la Cromodinamica Quantistica (QCD) [1], basata su un gruppo di simmetria non-abeliano $SU(3)$ che descrive le interazioni forti, e il modello delle interazioni elettrodeboli di Glashow–Weinberg–Salam (GSW) [2], che è basato su un gruppo di simmetria non-abeliano $SU(2)\times U(1)$ e descrive in modo unificato le interazioni deboli e le interazioni elettromagnetiche. Queste ultime sono mediate dal bosone γ (il fotone) privo di massa, la quantità conservata collegata alla simmetria $U(1)$ essendo la carica elettrica, e dai tre bosoni pesanti Z^0 e W^\pm che sono invece i mediatori delle interazioni deboli. Le cariche conservate associate alla simmetria elettrodebole $SU(2)\times U(1)$ sono lo spin isotopico debole e la ipercarica. La rottura spontanea della simmetria fa sí che i bosoni vettori Z^0 e W^\pm abbiano massa. La loro scoperta, avvenuta al collisionatore $p\bar{p}$ del CERN nel 1983, ha fornito una importante verifica del Modello Standard [3]. In seguito, il collisionatore e^+e^- LEP del CERN ha fornito la possibilità di compiere misure di precisione sullo Z^0 e numerosi controlli delle previsioni della teoria [4].

Le interazioni forti sono mediate da otto gluoni, bosoni di *gauge* neutri e privi di massa, accoppiati ad una carica conservata di colore. L'ampiezza di un processo di interazione

forte può essere parametrizzata in termini di una costante di accoppiamento $\bar{\alpha}_s(Q^2)$, che dipende al primo ordine dal quadrato del quadrimpulso trasferito della reazione (Q^2) nel seguente modo:

$$\bar{\alpha}_s(Q^2) = \frac{1}{b_o \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

dove $b_o = \frac{33-2n_f}{12\pi}$ ed n_f è il numero di sapori (“*flavor*”) dei quarks. La scala di momento Λ viene chiamata “parametro di scala della QCD” ed è il solo parametro aggiustabile della teoria, fatta eccezione per le masse dei quarks. Esso viene determinato paragonando le predizioni della QCD con i dati sperimentali. Dalla equazione sopra riportata si osserva che il valore di $\bar{\alpha}_s(Q^2)$ tende a zero al crescere di Q^2 (proprietà di “libertà asintotica”). Grazie a ciò risulta possibile applicare la teoria delle perturbazioni per processi a grande quadrimpulso trasferito (Q).

Alcune proprietà dei bosoni di gauge sono presentate nella Tabella 1.1.

Bosone	Spin	Carica	Colore	Massa (GeV/c^2)
γ	1	0	no	0
Z^0	1	0	no	91.187 ± 0.007 [5]
W^\pm	1	± 1	no	80.22 ± 0.26 [5]
g_i ($i = 1, \dots, 8$)	1	0	sì	0

Tabella 1.1: Proprietà dei bosoni di gauge. Gli otto gluoni corrispondono all’ottetto associato alle tre cariche di colore del gruppo SU(3) della QCD.

Tutta la materia in natura è composta da quarks e leptoni, che sono particelle puntiformi di spin 1/2, presunte prive di struttura. I quarks prendono parte a tutti i tipi di interazione mentre i leptoni intervengono solo in quelle elettromagnetiche e deboli. Queste particelle fondamentali sono raggruppate in tre generazioni di doppietti di isospin debole. La larghezza del picco di risonanza della Z^0 misurato a LEP è in accordo con l’ipotesi di solo tre generazioni di neutrini leggeri.

Il quadro delle interazioni fondamentali viene completato introducendo l’esistenza del bosone di Higgs. Il campo di Higgs è il responsabile, attraverso il processo di rottura spontanea della simmetria, della massa non nulla dei bosoni W^\pm e Z^0 , e di tutte le masse

non nulle dei fermioni fondamentali [6]. Presentiamo in Tabella 1.2 lo schema delle particelle fondamentali del Modello Standard e dei loro numeri quantici. I fermioni carichi con terza componente di isospin debole nulla, non osservati in natura, sono indicati con l'indice R (fermioni destrorsi).

Generazione:	1	2	3	I_3	Y	Q
Fermioni di tipo leptonico (<i>spin</i> 1/2)	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	-1	0
	e_R	μ_R	τ_R	-1/2	-1	-1
				0	-2	-1
Fermioni di tipo quark (<i>spin</i> 1/2)	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	1/3	2/3
	u_R	c_R	t_R	-1/2	1/3	-1/3
	d_R	s_R	b_R	0	4/3	2/3
				0	-2/3	-1/3
Bosoni di Higgs (<i>spin</i> 0)	$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			1/2	1	1
				-1/2	1	0

Tabella 1.2: Particelle nel modello GSW. Sono riportati i numeri quantici: terza componente dell'isospin debole I_3 , ipercarica debole Y e carica elettrica Q ($Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$).

La scoperta del quark bottom nel 1977 a Fermilab, e le successive misure delle sue proprietà, lo hanno identificato come la componente inferiore di un doppietto di isospin debole. Questo è stato in particolare dedotto dalla misura del rapporto di decadimento semileptonico del quark b , dalla asimmetria avanti-indietro nella produzione di coppie di quarks b in collisioni e^+e^- , e nel decadimento dello Z^0 in coppie di b . Il quark top era necessario per completare questo doppietto e quindi per completare la terza generazione

dei fermioni.

Vi erano anche altre argomentazioni teoriche all'interno del Modello Standard a favore dell'esistenza del quark top. Una teoria priva di anomalie richiede che la somma delle cariche all'interno di una generazione sia zero. Se prendiamo in esame la prima generazione dei fermioni, questa somma equivale a $Q=Q_\nu+Q_e+3Q_u+3Q_d=0$, dove il fattore tre tiene conto dei tre stati di colore di ciascun quark. Lo stesso dovrebbe avvenire per tutte e tre le generazioni, inclusa la terza che dovrebbe dunque includere il quark top.

1.2 La scoperta del quark top

Una prima evidenza della esistenza del quark top è stata trovata dalla collaborazione CDF [7] nell'analisi relativa ai dati raccolti negli anni 1992–1993, corrispondenti ad una luminosità integrata di 19.3 pb^{-1} .

Questa tesi presenta una ricerca del quark top su dati relativi ad una luminosità integrata di 110 pb^{-1} , includendo quindi anche i dati che sono stati raccolti dal rivelatore CDF a partire dal 1994 e fino al termine dell'estate 1995. Nel corso di questa successiva presa dati CDF ha annunciato la scoperta del quark top nel Marzo 1995 confermando i precedenti risultati [8]. Nel Marzo 1995 anche la collaborazione di D0 ha annunciato l'osservazione del quark top [9].

1.3 Produzione del quark top

All'energia del Tevatron ($\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$) il top è principalmente prodotto attraverso il meccanismo di produzione di coppie $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X$. La ricerca di CDF è stata pertanto rivolta a segnalare eventi di produzione di coppie di quarks top.

Secondo il Modello Standard, il quark top decade in un bosone W ed un quark b . Una coppia $t\bar{t}$ decade quindi in due W reali ed in una coppia di quarks $b\bar{b}$. I possibili stati finali sono diversi a seconda di come decadono i due W .

La Figura 1.1 mostra i possibili stati finali tramite un diagramma di Feynman ed in

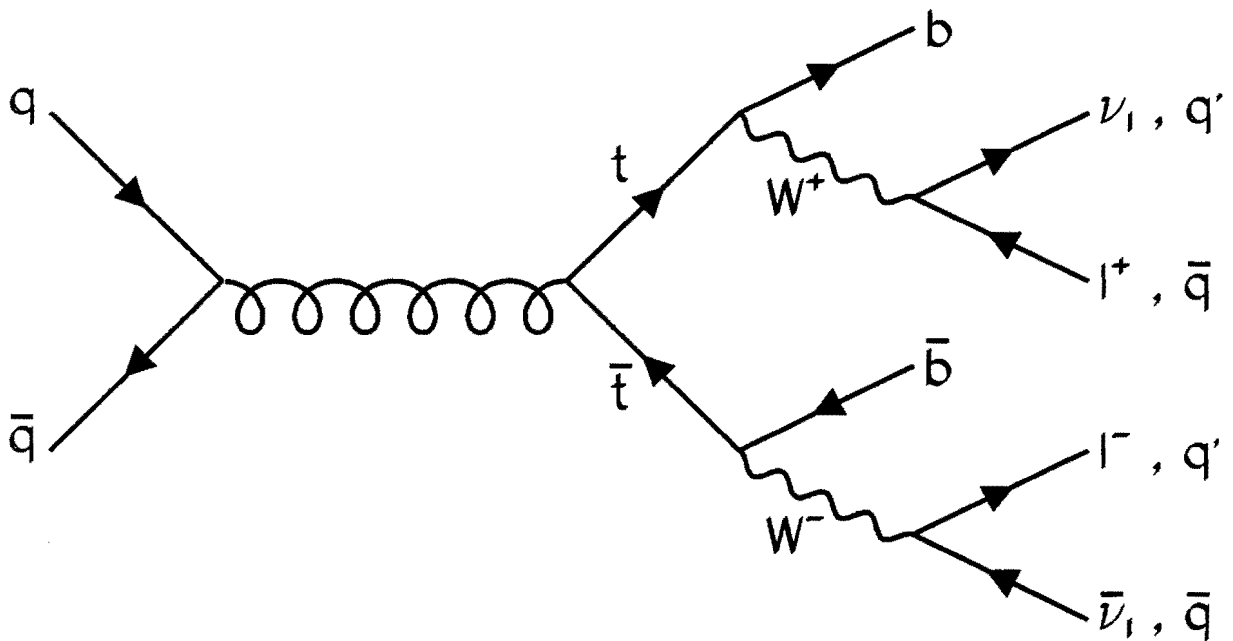


Figura 1.1: Un diagramma di Feynman all'ordine più basso per la produzione ed il decadimento di coppie $t\bar{t}$.

Tabella 1.3 sono indicate le probabilità per ciascuno degli stati finali permessi.

Il canale di decadimento più probabile è quello in cui entrambi i W decadono in modo adronico. Lo stato finale è identificato dalla presenza di sei getti adronici. Il fondo per questo tipo di decadimento è dovuto in prevalenza a produzione di molti getti in interazioni di QCD, che coinvolgono solamente gluoni o quarks leggeri. La presenza di questo fondo rende molto difficile la identificazione di un segnale.

Un pò meno probabile, ma vantaggioso dal punto di vista del rapporto segnale/fondo, è il caso in cui uno dei due bosoni W decade in modo leptonic e l'altro in modo adronico. Questo canale sarà chiamato nel seguito di "leptone singolo". In esso, la componente principale del fondo è dovuta alla produzione diretta di un solo W con getti associati, ossia ad eventi del tipo W +getti. Il fondo può essere però notevolmente ridotto richiedendo la presenza di un quark b nell'evento. Questo può essere fatto, sia osservando la presenza

Canale di decadimento	Rapporto di decadimento
$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q}bq\bar{q}b$	36/81
$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q}be\nu\bar{b}$	12/81
$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q}b\mu\nu\bar{b}$	12/81
$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q}b\tau\nu\bar{b}$	12/81
$t\bar{t} \rightarrow e\nu b\mu\nu\bar{b}$	2/81
$t\bar{t} \rightarrow e\nu b\tau\nu\bar{b}$	2/81
$t\bar{t} \rightarrow \mu\nu b\tau\nu\bar{b}$	2/81
$t\bar{t} \rightarrow e\nu be\nu\bar{b}$	1/81
$t\bar{t} \rightarrow \mu\nu b\mu\nu\bar{b}$	1/81
$t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b\tau\nu\bar{b}$	1/81

Tabella 1.3: Canali di decadimento delle coppie $t\bar{t}$ e i rispettivi rapporti di decadimento. Il simbolo $q\bar{q}$ indica una coppia di quarks leggeri: $u\bar{d}$ oppure $c\bar{s}$.

di un decadimento semileptonico del quark b , o anche individuando la presenza di vertici secondari distinti da quello primario, come è possibile visto che il cammino di decadimento di un quark b prodotto in questo processo è dell'ordine di 1/2 millimetro.

Il canale a due leptoni, ovvero il caso in cui entrambi i W decadono in modo leptonic ("canale dileptonico"), ha un rapporto di decadimento relativamente sfavorevole. D'altro canto questo è il canale con il fondo più basso. I segnali identificativi di questo decadimento vanno ricercati nella presenza di due leptoni, due neutrini e due quarks b .

L'analisi presentata in questa tesi descrive lo studio effettuato ed i risultati ottenuti nella individuazione del processo di decadimento della coppia $t\bar{t}$ nel canale dileptonico.

Fin dall'inizio della ricerca del quark top questo canale è stato sfruttato per quanto riguarda i decadimenti in elettroni e muoni. La strategia utilizzata in questa analisi permette di estendere lo studio agli stati finali in cui è presente anche il leptone τ . Lo studio del decadimento adronico del leptone τ è reso difficile dal decadimento a molti corpi del leptone τ stesso, fra i quali un neutrino.

Poiché il bosone W ha una massa di circa 80 GeV, i suoi prodotti di decadimento sono caratterizzati da un impulso trasverso dell'ordine delle decine di GeV/c. Il rivelatore CDF è in grado di identificare facilmente elettroni e muoni di questa energia. I due quarks b

appaiono come getti adronici. I neutrini non vengono osservati direttamente, ma vengono identificati dallo sbilanciamento delle componenti trasverse degli impulsi nell'evento.

In questa analisi cercheremo eventi con due leptoni ad alto impulso trasverso, due getti adronici, possibilmente provenienti dal decadimento dei quarks b , ed un grande sbilanciamento di energia trasversa, come attesa nel caso della presenza di neutrini.

Capitolo 2

Apparato sperimentale

2.1 Il Tevatron Collider

Il Collisionatore Tevatron, costruito al Fermilab di Batavia (Illinois), permette le collisioni di protoni e antiprotoni ad una energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Uno schema del Tevatron è mostrato in Figura 2.1.

I protoni nel Tevatron sono accelerati fino a 900 GeV attraverso diverse fasi: inizialmente un acceleratore elettrostatico (*Cockcroft-Walton*) e un acceleratore lineare (*Linac*) portano i protoni ad una energia di 200 MeV. Questi vengono quindi focalizzati e fatti entrare in un acceleratore circolare (*Booster*) dove raggiungono un'energia di 8 GeV. Essi vengono quindi raggruppati in pacchetti che sono iniettati nel *Main Ring*, il quale si trova nello stesso tunnel del Tevatron. Qui vengono accelerati fino alla energia di 150 GeV, dopo di che sono trasferiti al Tevatron, che usa magneti superconduttori e, con un campo magnetico di circa 5.7 Tesla, può continuare ad accelerare i protoni fino ad una energia di 900 GeV.

Il *Main Ring* fornisce anche protoni da 120 GeV per la produzione di antiprotoni. I protoni vengono fatti collidere su un bersaglio di tungsteno e gli antiprotoni prodotti in una zona angolare in avanti sono raccolti in un doppio anello dove sono successivamente focalizzati, raffreddati attraverso un processo di raffreddamento stocastico, in modo da ridurre le differenze in impulso, e quindi accumulati in un sottile intenso fascio continuo.

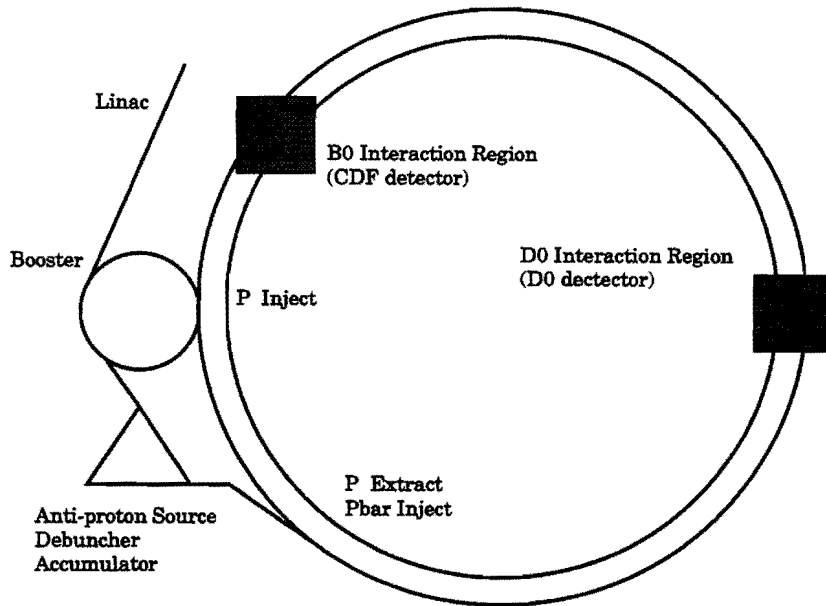


Figura 2.1: Schema del Tevatron Collider a Fermilab.

Quando l'accumulazione è completa, parte del fascio accumulato viene riassembleto in 6 pacchetti che sono trasferiti al *Main Ring* dove sono accelerati fino a 150 GeV ed infine al Tevatron, dove sono accelerati fino a 900 GeV. Una operazione simile viene effettuata sui protoni che provengono direttamente dal *booster* e dal *Main Ring*. Questi vengono fatti ruotare in direzione opposta nel Tevatron. I protoni percorrono il Tevatron in verso orario, gli antiprotoni in verso antiorario. In corrispondenza a due punti di interazione sono situati i rivelatori CDF e D0.

Oltre all'energia disponibile nel centro di massa, un altro parametro che definisce la qualità di un collisionatore è la luminosità istantanea \mathcal{L} , definita dalla relazione:

$$N = \sigma \mathcal{L}$$

dove N è la frequenza di produzione per un dato processo e σ è la sezione d'urto corrispondente ad esso. La luminosità istantanea è determinata dalle proprietà dei fasci:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}} P f_0}{4\pi s^2}$$

dove N_p e $N_{\bar{p}}$ sono rispettivamente il numero di protoni e di antiprotoni in ogni pacchetto, f_0 è la frequenza di rivoluzione ($\approx 50 \text{ kHz}$), P è il numero di pacchetti presenti ed s

la dimensione trasversa dei pacchetti. Durante il funzionamento nel periodo 1994–1995 la luminosità media ha raggiunto valori intorno a $1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$, con una luminosità istantanea record di $2.8 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$.

2.2 Il rivelatore CDF

Il rivelatore CDF (“*Collider Detector at Fermilab*”) è un apparato sperimentale a copertura angolare quasi completa e ad approssimata simmetria cilindrica intorno all’asse dei fasci. Esso ha caratteristiche che permettono di esplorare una ampia gamma di processi fisici. Le funzioni principali del rivelatore sono:

- rivelare particelle cariche e misurarne l’impulso;
- misurare la posizione e l’energia di sciame elettromagnetici ed adronici;
- identificare gli elettroni ed i mesoni μ ;
- osservare indirettamente la presenza di particelle non interagenti mediante la misura dell’energia trasversa mancante.

Per ottenere ciò, la regione di interazione è circondata da strati di diversi rivelatori. Le particelle incontrano, in sequenza, rivelatori traccianti, calorimetri a campionamento e rivelatori per muoni. Un sistema di trigger con tre livelli di filtro a cascata analizza gli eventi in tempo reale, fino ad una ricostruzione completa prima della registrazione dei dati su nastro magnetico. Il flusso massimo di registrazione è di circa 5 Hz.

Il sistema di coordinate polari di CDF ha l’origine nel centro del rivelatore. L’asse z è lungo la linea dei fasci e punta nel verso dei protoni mentre l’angolo azimutale ϕ è definito a partire dal piano del Tevatron. L’angolo polare θ è misurato rispetto all’asse dei fasci ed è definito con $\theta = 0$ lungo l’asse $+z$. La produzione di particelle in interazioni adroniche risulta a densità approssimativamente costante se espressa in funzione della pseudorapidità η ($\eta = -\ln \tan(\theta/2)$) e dell’angolo azimutale ϕ . Per questo motivo è stata

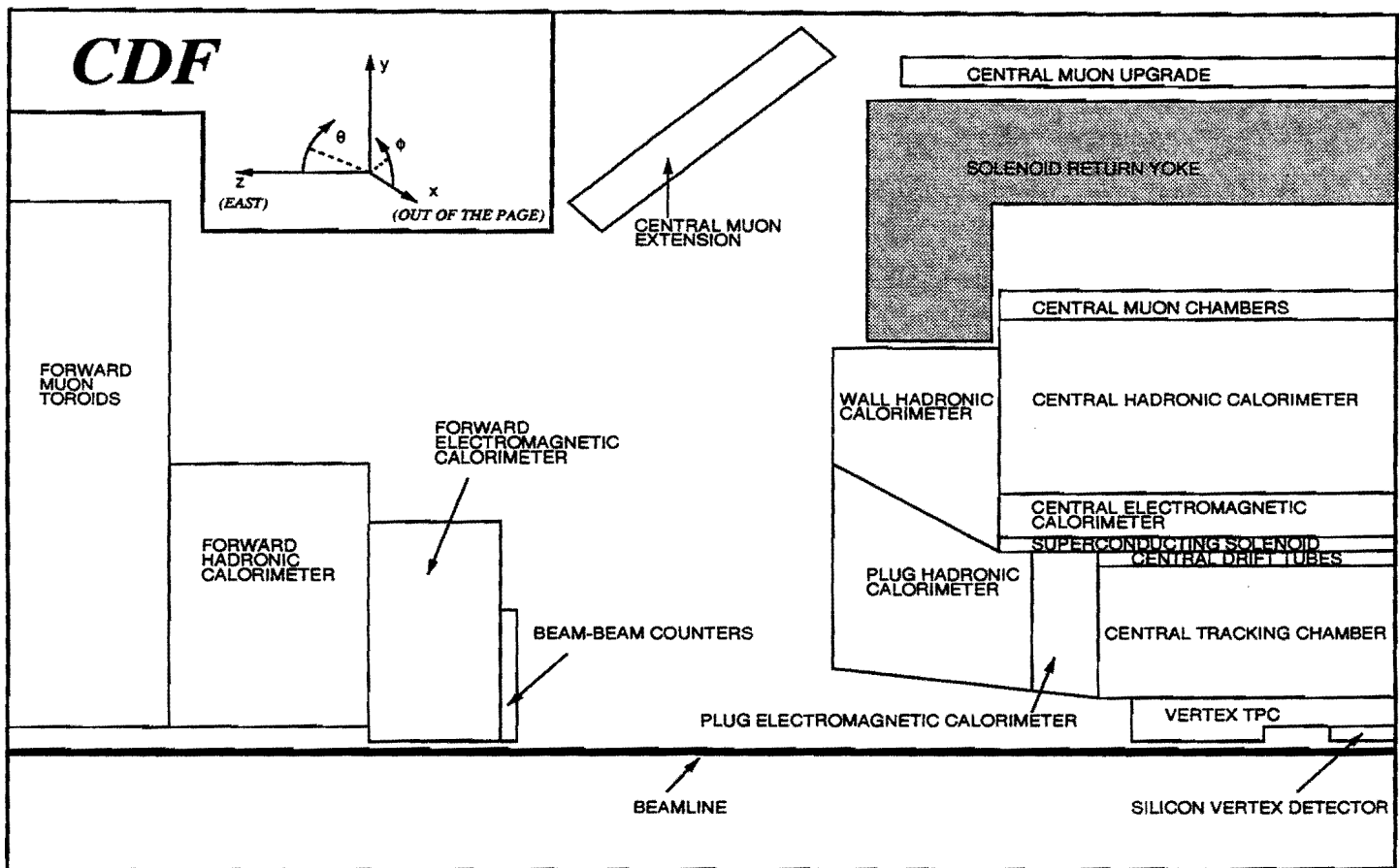


Figura 2.2: Visione laterale schematica di un quarto del rivelatore CDF.

scelta una configurazione del rivelatore a simmetria approssimativamente cilindrica, con una segmentazione delle celle calorimetriche quasi uniforme in η e ϕ .

Per l'analisi descritta in questa tesi abbiamo usato principalmente dati raccolti con la parte centrale ($|\eta| < 1.2$) del rivelatore, per cui concentreremo l'attenzione su questa. Uno schema di CDF è mostrato in Figura 2.2. Una descrizione più accurata di tutte le componenti del rivelatore CDF si può trovare in Referenza [10].

2.2.1 Il sistema tracciante

Una buona ricostruzione delle tracce delle particelle cariche e l'identificazione di eventuali vertici secondari nel singolo evento sono un punto di fondamentale importanza nella ricerca degli eventi di produzione di coppie $t\bar{t}$ nei dati di CDF.

Il sistema tracciante centrale si trova all'interno di un solenoide superconduttore che fornisce un campo magnetico uniforme di circa 1.4 Tesla, parallelo all'asse del fascio. Il campo magnetico permette di misurare carica ed impulso trasverso di ogni particella misurando la deflessione delle traiettorie nel piano trasverso ai fasci.

Il rivelatore di vertice SVX

Il primo rivelatore all'esterno del tubo a vuoto dell'acceleratore è il rivelatore di vertice al silicio (SVX) [11]. Il SVX è disposto lungo la linea del fascio ed è costituito da due moduli indipendenti ed eguali posti uno a destra ed uno a sinistra del punto di interazione nominale. In Figura 2.3 è mostrato lo schema di uno dei due moduli. A forma approssimativamente cilindrica, il SVX ha un raggio interno di 3 cm ed uno esterno di 7.9 cm. In totale esso è lungo 51 cm e la sua accettazione copre circa il 60% della regione di interazione (il vertice di interazione è distribuito lungo la direzione del fascio come una gaussiana di $\sigma \sim 30$ cm). Il SVX consiste di 4 strati di rivelatori con elettrodi a strisce (*strip*) parallele al fascio, depositati su silicio semiconduttore e posti a diversa distanza radiale dai fasci. La struttura periodica in ϕ contiene 12 settori, ciascuno dei quali occupa un angolo di apertura in $\Delta\phi=30^\circ$. Il numero totale di canali di lettura è 46080.

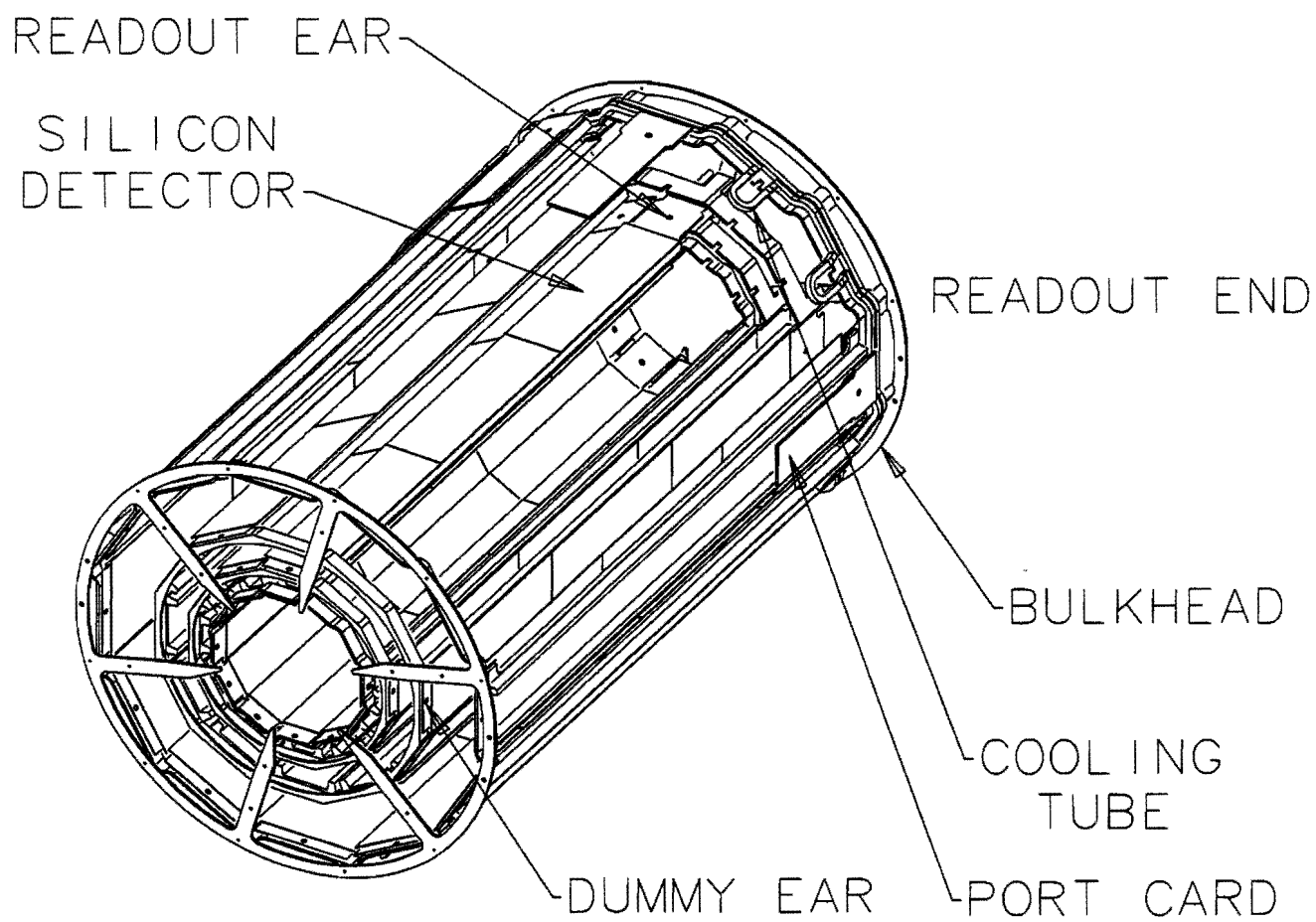


Figura 2.3: Schema in prospettiva di uno dei due moduli del SVX.

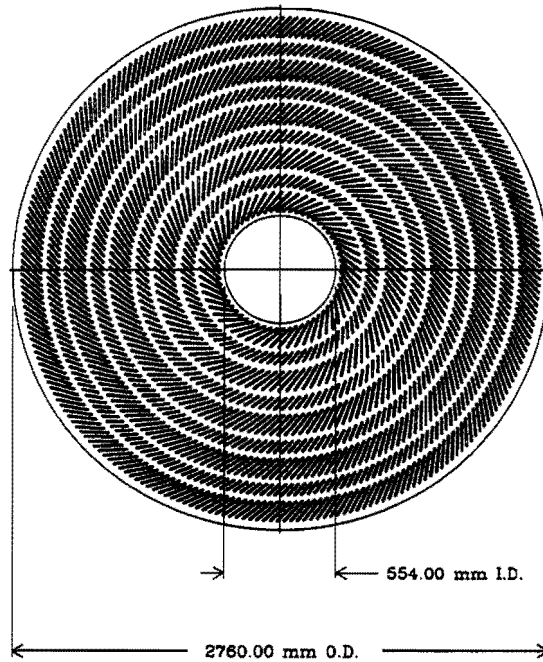


Figura 2.4: Schema delle slitte ricavate nelle piastre frontali della CTC, che alloggiavano i fili della camera. Si notano i 9 superstrati e l'angolo di 45° di rotazione delle celle.

che la velocità di deriva degli elettroni nelle celle sia perpendicolare alla direzione radiale.

La geometria delle celle della CTC si comprende osservando la distribuzione in una delle piastre laterali delle feritoie che alloggiavano le estremità dei fili. Questa è illustrata in Figura 2.4.

Il codice di ricostruzione permette di ricostruire le tracce nei piani $r-\phi$ ed $r-z$, a partire dai segnali rilasciati nella CTC. Se una particella ha impulso trasverso minore di circa 350 MeV non esce dalla camera centrale perché la deflessione subita da parte del campo magnetico le fa percorrere una circonferenza di diametro minore di 1.3 m.

La risoluzione nella misura di $r-\phi$ da parte di ciascun filo è circa $200 \mu\text{m}$, che si riflette in una risoluzione nella misura dell'impulso, per una traccia completamente contenuta nella accettazione della camera, pari a $\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} \sim 0.002 \times P_T$. Richiedendo che la traccia provenga dalla linea del fascio, questa risoluzione migliora a $\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} \sim 0.001 \times P_T$.

Il SVX fornisce informazione nel piano $R-\phi$, con una risoluzione spaziale di circa $9 \mu\text{m}$ in ogni strato. Questo permette una misura del parametro di impatto con una risoluzione $\sigma_d = 19 + 41/P_T(\text{GeV}/c) \mu\text{m}$ [53].

La vita media del quark b è dell'ordine di $\tau \approx 1\text{psec}$, ovvero $c\tau \approx 300\mu\text{m}$. Questo rivelatore è in grado di individuare almeno un vertice secondario di b in un evento $t\bar{t}$ con una efficienza di circa il 40% [12].

La VTX

Immediatamente all'esterno del SVX, e fino ad un raggio esterno di 22 cm, si trova la VTX (*Vertex Time Projection Chamber*) [13], un rivelatore costituito da 8 camere adiacenti distribuite lungo z che tracciano le particelle emesse a $\theta > 3.5^\circ$. Esso pertanto copre circa 7 unità in pseudorapidità ($|\eta| < 3.5$). La VTX ha capacità di ricostruzione nel piano $r-z$ e dà informazioni sulla coordinata z dell'evento (o sui vertici, in caso di eventi con più di una interazione) con una precisione di circa 1 mm.

La camera centrale CTC

Al di fuori della VTX si trova la camera tracciante centrale (CTC), una grande camera a deriva cilindrica. La CTC è lunga 3.2 m ed ha un raggio interno di 0.3 m, un raggio esterno di 1.3 m e copre la regione in pseudorapidità $|\eta| < 1.0$ [14]. Essa contiene 84 strati cilindrici di fili anodici, raggruppati in 9 cosiddetti "superstrati". Cinque superstrati contengono fili paralleli al fascio che danno informazione solo nel piano $r-\phi$ (perpendicolare al fascio). Alternati ai 5 superstrati assiali, vi sono 4 strati-stereo i cui fili sono inclinati in modo alternato di $\pm 3^\circ$ rispetto all'asse dei fasci. Questi strati forniscono anche l'informazione sul piano $r-z$.

All'interno di un superstrato, dei fasci di fili catodici definiscono le celle di deriva che si allargano progressivamente dall'interno verso l'esterno, lungo una direzione radiale inclinata di 45° rispetto alla direzione dei fasci. Questa geometria è stata scelta per compensare l'angolo di Lorentz degli elettroni che derivano nel campo magnetico e far sì

I tubi CDT

All'esterno della CTC e immediatamente all'interno della bobina del magnete sono alloggiati tre strati di tubi a deriva detti CDT (*Central Drift Tubes*) [15]. Il ruolo di questo rivelatore, peraltro non sfruttato in questa analisi, è di fornire una informazione sulla posizione in z alla uscita della CTC nella regione di pseudorapidità con $|\eta| < 1.0$.

2.2.2 I calorimetri

La misura dell'energia dello stato finale è realizzata a CDF con una struttura di calorimetri. Vi sono tre regioni distinte di calorimetri: la parte centrale (Central), quella in avanti (Plug) e quella a piccoli angoli (Forward). I calorimetri sono a campionamento, cioè con strati di materiale assorbitore (piombo per la parte elettromagnetica e ferro per la parte adronica), intervallati con strati di materiale attivo (scintillatore plastico nella parte centrale e camere proporzionali a gas nelle regioni in avanti).

Radialmente oltre il solenoide si trova il calorimetro elettromagnetico (CEM) [16] e successivamente quello adronico (CHA) [17]. Entrambi sono divisi in torri proiettive orientate verso il punto di interazione nominale.

CEM e CHA sono divisi in due parti dal piano $z = 0$. Ciascuna di queste è suddivisa azimutalmente in 24 moduli a forma di spicchio (detti "*wedges*"). Ogni modulo è composto di 10 torri proiettive a diversi angoli polari θ . Ciascuna torre copre circa 0.1 unità in η e 15° in ϕ .

All'interno del CEM, a una profondità pari a 6 lunghezze di radiazione, si trova un piano di camere proporzionali (CES, *Central Strip Chambers*) che servono a determinare la posizione di elettroni e fotoni nel punto di massimo sviluppo dello sciame ed a misurare la forma dello sciame per separare fotoni singoli da $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La separazione γ/π^0 è stata recentemente migliorata nella regione $|\eta| < 0.7$ aggiungendo un secondo strato di camere proporzionali a fili (dette CPR, *Central PreRadiator*) [18], subito fuori dalla bobina del magnete, davanti al CEM. Il CEM si estende radialmente tra 1.7 e 2.1 m dall'asse dei fasci, per un totale di ~ 18 lunghezze di radiazione e copre la regione di pseudorapidità

$|\eta| < 1.1$. La risoluzione in energia ¹ per elettroni o fotoni singoli è:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.14}{\sqrt{E_T}} \oplus 0.02.$$

Il termine costante è sommato in quadratura al primo termine (termine di campionamento) e tiene conto della imprecisione nella calibrazione relativa delle risposte delle singole torri.

Il calorimetro centrale adronico (CHA/WHA) circonda quello elettromagnetico e si estende radialmente tra 2.1 e 3.5 m dall'asse dei fasci, per un totale di ~ 4.5 lunghezze di assorbimento. La risoluzione in energia per la singola particella adronica ¹ è:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.75}{\sqrt{E_T}} \oplus 0.03.$$

La raccolta del segnale è analoga per i due sistemi: un accoppiamento con plastico drogato “*wave-length shifter*” raccoglie, assorbe e riemette isotropicamente e su una diversa lunghezza d'onda la luce che, con guide di luce, viene trasportata fuori dal calorimetro fino a raggiungere i fotomoltiplicatori (si veda la Figura 2.5).

La tabella 2.1 riassume la copertura in η , lo spessore e la risoluzione in energia delle differenti sezioni calorimetriche.

Sezione	Copertura	Segmentazione $\delta\eta \times \delta\phi$	Spessore	Risoluzione in energia
CEM	$ \eta < 1.1$	$0.1 \times 15^\circ$	$18 X_o, 0.3\Lambda$	$0.14/\sqrt{E}$
CHA/WHA	$ \eta < 1.3$	$0.1 \times 15^\circ$	4.5Λ	$0.75/\sqrt{E}$
PEM	$1.1 < \eta < 2.4$	$0.1 \times 5^\circ$	$19 X_o, 1.0\Lambda$	$0.28/\sqrt{E}$
PHA	$1.3 < \eta < 2.4$	$0.1 \times 5^\circ$	5.7Λ	$1.30/\sqrt{E}$
FEM	$2.2 < \eta < 4.2$	$0.1 \times 5^\circ$	$25 X_o, 0.8\Lambda$	$0.25/\sqrt{E}$
FHA	$2.3 < \eta < 4.2$	$0.1 \times 5^\circ$	7.7Λ	$1.41/\sqrt{E}$

Tabella 2.1: Alcuni parametri dei calorimetri a CDF.

¹Tali valori sono stati ottenuti in misure di *test beam*.

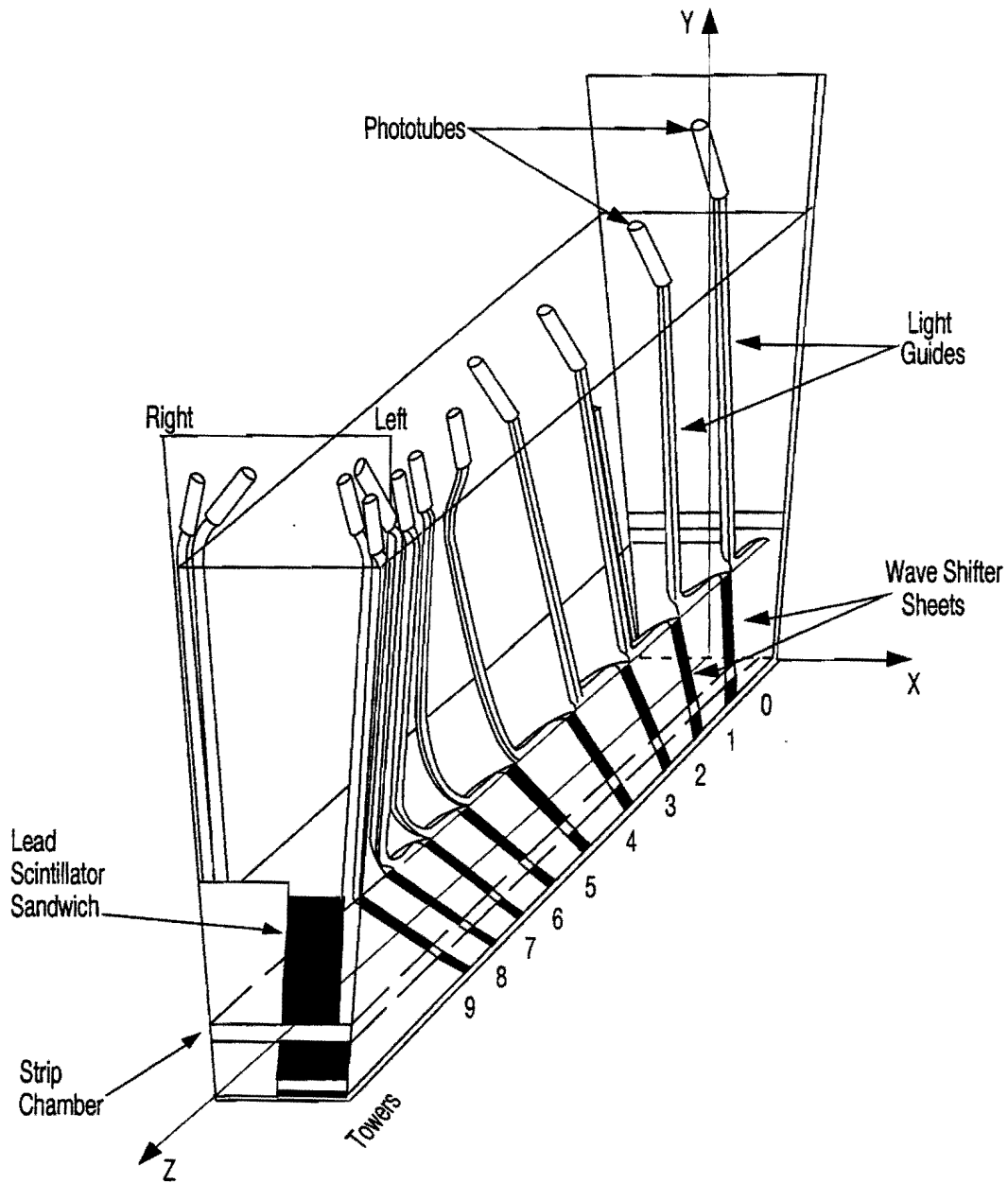


Figura 2.5: Schema prospettico di un modulo del calorimetro elettromagnetico (CEM).
 Le piastre di plastica *wave-length shifter* raccolgono la luce dagli strati di scintillatore.
 La loro forma indica la struttura proiettiva delle celle.

2.2.3 I rivelatori di muoni

I muoni con energia superiore a 2 GeV attraversano l'intero rivelatore. Nella identificazione dei muoni la principale sorgente di fondo è dovuta agli sciami adronici i quali, pur essendo di regola contenuti nei calorimetri, talvolta producono particelle secondarie che attraversano tutta la struttura. Tuttavia le tracce penetranti degli sciami adronici sono molto più sparpagliate in posizione e angolo rispetto ai muoni provenienti dalla regione d'interazione, i quali sono deviati soltanto dalla diffusione multipla. Questo fornisce un primo criterio di identificazione.

I rivelatori centrali per i muoni (CMU) sono situati all'esterno del calorimetro adronico CHA. Essi si trovano ad una distanza radiale di circa 3.5 m dall'asse dei fasci. Le prime camere a deriva, a $|\eta| < 0.6$, fanno meccanicamente parte integrante del calorimetro e ne costituiscono il retro. Il calorimetro agisce da assorbitore per gli adroni.

Il rivelatore CMU consiste in quattro strati di camere a deriva [19]. Dietro alle camere CMU è stato aggiunto nel 1991 uno strato di 60 cm di acciaio e, alle spalle di questo, un sistema di altri quattro strati di camere a deriva, detto CMP [20]. In questo modo nel run in corso (1992–1996) è stato ridotto, in questa limitata zona angolare, il fondo dovuto ad adroni che riescono ad attraversare il calorimetro senza essere assorbiti.

La copertura angolare di CMU e CMP combinati si estende fino a $|\eta| < 0.6$. Entro l'angolo solido fino a $|\eta| < 0.6$, il 53% è coperto da CMU e CMP insieme, il 31% solo dal CMU, il 10% solo dal CMP ed il 6% non è coperto. Questa complessa situazione è dovuta al montaggio meccanico che è stato possibile realizzare in pratica. In particolare vi è una zona non coperta dalle CMU attorno a 90° dove i moduli calorimetrici si accostano gli uni agli altri.

Nella zona in pseudorapidità $0.6 < |\eta| < 1.0$ vi sono delle altre camere a deriva a quattro strati (*Central Muon Extension*, ovvero CMX) [21] e due strati di scintillatori utilizzati per il trigger (CSX) per estendere la copertura per muoni fino a $|\eta| = 1.0$. A causa di vari ingombri meccanici, le camere CMX coprono il 71% dell'angolo solido nella

regione tra $0.6 < |\eta| < 1.0$.

2.2.4 Il trigger e l'acquisizione dati

Nel Tevatron sei pacchetti di protoni e sei di antiprotoni sono in moto gli uni contro gli altri. Uno specifico pacchetto di protoni ed uno di antiprotoni si incontrano circa ogni $3.5 \mu\text{sec}$. La frequenza dei loro incontri è dunque di circa 280 kHz. Poiché gli eventi possono essere scritti su nastro con una frequenza di soli pochi Hz, il trigger deve fornire il fattore di riduzione opportuno. Questo è accettabile poiché la frequenza degli eventi più importanti costituisce solo una minima frazione del numero totale di interazioni. Il trigger deve essere quindi capace, in un tempo molto breve, di scartare la maggior parte degli eventi e conservare quelli interessanti. Inoltre, esso deve essere sufficientemente versatile in modo da poter essere modificato durante la presa dati, qualora i risultati dell'esperimento indichino l'opportunità di variare la composizione del tipo di eventi da raccogliere.

Il sistema di trigger di CDF è organizzato su tre livelli [22]. Ogni livello è un OR logico di un certo numero di trigger progettati per selezionare eventi con elettroni, muoni, getti o altri parametri fisicamente interessanti.

Il livello più basso del trigger usa la informazione veloce dalle CMU per il trigger di muoni e quella dai calorimetri per i trigger di elettroni e getti adronici. Nella parte centrale una torre logica di trigger corrisponde a due torri adiacenti del calorimetro, generando pertanto una granularità di trigger di 0.2 in η e 15° in ϕ , sia per la parte elettromagnetica che per quella adronica. Per gli elettroni centrali è richiesta la presenza di un deposito di energia nel CEM con $E_T > 6 \text{ GeV}$. Per i muoni è richiesto un segmento di traccia con $P_T > 6 \text{ GeV}/c$ nel CMU, o $P_T > 10 \text{ GeV}/c$ [23] nel CMX in coincidenza con segnali negli strati di scintillatore corrispondente. Il livello 1 di trigger procura un fattore di reiezione di circa 100, riducendo gli eventi ad una frequenza di circa 2 kHz.

Il secondo livello utilizza ancora informazioni dai calorimetri e quelle della CTC, ma in maniera più sofisticata. Per il trigger relativo alle quantità calorimetriche vengono ricostruiti i depositi concentrati di energia (*clusters*) attorno alle torri di trigger con seg-

nale al di sopra di una determinata soglia. Per ogni *cluster* viene determinata l'energia trasversa E_T e la posizione in ϕ e in η . Questa informazione viene poi combinata con una lista di tracce bidimensionali (nel piano $r - \phi$) fornite da un processore veloce delle tracce nella CTC, detto CFT ("*Central Fast Tracker*") [24]. Il CFT permette di segnalare tracce con $P_T > 2.5$ GeV/c. Le tracce identificate dal CFT vengono confrontate con le posizioni dei segmenti rivelati nelle camere per i muoni per individuare candidati muoni, e con i *clusters* nel calorimetro elettromagnetico per individuare i candidati elettroni. Per gli elettroni si richiede la presenza di un *cluster* nel CEM con un basso rapporto tra l'energia depositata nel compartimento adronico ed in quello elettromagnetico. Per i muoni si richiede che ci sia corrispondenza in ϕ tra una traccia misurata dal CFT e un segmento ricostruito nelle camere dei muoni. Tramite il livello 2 di trigger il numero di eventi interessanti si riduce di un ulteriore fattore 100, fino ad una frequenza di circa 20 Hz.

Una volta che il livello 2 del trigger accetta un evento, le informazioni relative alle diverse componenti del rivelatore vengono lette ed esaminate dal terzo livello del trigger. Esso è costituito da un insieme di processori e permette la ricostruzione degli eventi, con particolare attenzione alla tracciatura tridimensionale nella CTC. Il terzo livello del trigger è in grado di eseguire gli stessi algoritmi di ricostruzione che sono usati per l'analisi dei dati *offline*. Questi algoritmi sono mirati alla selezione di eventi di particolare rilevanza per lo studio dei differenti processi di fisica e che includono la produzione del quark top e dei bosoni W e Z^0 . Il terzo livello di trigger finalmente riduce a circa 5 Hz la frequenza dei dati registrati su disco.

I parametri di interesse fisico vengono ricostruiti usando le appropriate costanti di calibrazione del rivelatore e quindi scritti su nastro. Campioni di dati altamente selezionati e di dimensioni ridotte sono conservati su disco magnetico per permetterne un rapido accesso. Uno di questi è il campione usato per l'analisi relativa allo studio del quark top in due leptoni. Per lo studio del fondo abbiamo usato anche dati raccolti con trigger inclusivi per getti adronici, come verrà discusso in seguito.

Capitolo 3

Strategia dell'analisi

In questo capitolo descriviamo in modo sintetico i criteri più generali sui quali si basa la strategia della analisi, per darne una visione preliminare d'insieme. I vari punti saranno ripresi e discussi in dettaglio nei capitoli successivi.

3.1 Il canale con due leptoni ad alto P_T nello stato finale

Gli eventi che derivano dal processo $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$, in cui entrambi i W decadono leptonicamente, sono caratterizzati da due leptoni carichi ad alto impulso trasverso, due neutrini e due getti derivanti dalla adronizzazione dei quark b .

Il fondo a questo segnale deriva dalla produzione diretta di $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, WW , WZ , Drell-Yan e $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ con getti adronici associati. Una scelta opportuna dei criteri di selezione degli eventi permette di ridurre il fondo mantenendo una buona efficienza per gli eventi $t\bar{t}$.

La richiesta di due leptoni ad alto impulso trasverso nello stato finale riduce il fondo da produzione di coppie di quark $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ in cui i leptoni prodotti hanno in media impulsi più bassi. Una ulteriore distinzione dai processi di decadimento di coppie di quark più leggeri del top è fornita dal grado di isolamento della traccia del leptone.

Il fondo dovuto alla produzione di coppie di bosoni vettori WW è paragonabile, dal punto di vista della sezione d'urto di produzione, al segnale da $t\bar{t}$ ($\sigma_{t\bar{t}} = 7.6^{+2.4}_{-2.0}$ pb secondo la misura di CDF [43], $\sigma_{WW} = 9.5$ pb [25]); anche questi eventi sono caratterizzati da

due leptoni isolati e da due neutrini. All'ordine più basso però non sono presenti getti adronici. Pertanto, una maniera per ridurre il fondo da produzione di coppie di bosoni vettori WW e WZ è la richiesta di getti nell'evento. Questo taglio riduce fortemente anche il fondo di Drell-Yan che contribuisce principalmente nel canale ee e $\mu\mu$, e quello dovuto a $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ che è invece potenzialmente pericoloso nei canali $e\tau$ e $\mu\tau$. Inoltre esso riduce la contaminazione dovuta a falsi leptoni erroneamente identificati. L'efficienza del taglio dipende dalla energia dei getti osservati.

Tutti questi fondi verranno discussi in maggiore dettaglio e studiati individualmente nel Capitolo 6.

3.2 La variabile di isolamento

La selezione su almeno uno dei due leptoni nello stato finale deve essere molto stretta in modo da eliminare la presenza di una grande parte del fondo. Ne consegue una inevitabile perdita di efficienza. Per limitare la perdita di efficienza dovuta sia alla richiesta di un leptone primario di alta qualità che di due getti, abbiamo utilizzato, per la identificazione dell'altro dei due leptoni, richieste relativamente lasche. Questo ha permesso contestualmente di estendere la ricerca ai canali $e\tau$ e $\mu\tau$. Abbiamo cercato di uniformare il più possibile i criteri di identificazione dei leptoni, fossero essi e , μ , τ . A causa della grande massa del quark top, i prodotti del suo decadimento tendono a distribuirsi su un ampio angolo solido. I leptoni provenienti dal decadimento di un top sono quindi di regola ben separati dal getto del quark b e dai prodotti di decadimento dell'altro top presente nell'evento.

Poiché ci aspettiamo che tutti i leptoni provenienti dal decadimento di W in eventi di top si comportino allo stesso modo dal punto di vista dell'isolamento, abbiamo cominciato con il richiedere una traccia ad alto P_T ed isolata, ossia con poca attività circostante, nella CTC. In seguito tale traccia è stata classificata come elettrone, muone o tau a seconda del corrispondente deposito di energia nel calorimetro (si veda il Capitolo 5). Ovviamente,

una separazione come questa, basata sulla richiesta di isolamento, è di tipo statistico. Un eventuale deposito di energia vicino ai leptoni nel caso di decadimenti di top può derivare anche dall'adronizzazione di gluoni irradiati dai partoni nello stato iniziale o finale, o dai partoni spettatori nell'interazione $p\bar{p}$ (*underlying event*).

3.3 Controlli con un campione di Monte Carlo

Abbiamo studiato alcune distribuzioni per eventi $t\bar{t}$ su un campione di Monte Carlo. Per la simulazione di eventi $t\bar{t}$ abbiamo usato nel seguito il Monte Carlo Pythia [27] ($M_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$). Questo Monte Carlo simula processi forti, elettromagnetici e deboli in interazioni $p\bar{p}$ ed è stato usato nel corso di questa analisi per produrre anche campioni di eventi di processi WW , WZ , Z^0 . Abbiamo usato la versione di Pythia che contiene radiazione di gluoni nello stato iniziale e finale (tranne quando precisato altrimenti). Come risultato del Monte Carlo si ottiene una lista delle particelle prodotte e dei loro quadrimpulsi. A questi è stato applicato un programma di simulazione del rivelatore CDF (denominato "QFL"), che fornisce eventi che possono essere analizzati esattamente come i dati reali dell'esperimento.

3.3.1 Richiesta di due getti

Abbiamo studiato inizialmente le distribuzioni di Monte Carlo in E_T dei getti in eventi di top ¹. In Figura 3.1 mostriamo la distribuzione in E_T dei due getti più energetici, per un top di massa $M_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$. L'efficienza della richiesta di due getti negli eventi entro i tagli da noi adottati, $E_T(\text{jet}) > 10 \text{ GeV}$ sia sul primo che sul secondo getto (come verrà discusso nel Capitolo 5), è oltre l'85% per un top di massa $175 \text{ GeV}/c^2$.

¹Nel seguito abbiamo usato vari programmi e confrontato gli eventi prima e dopo i tagli adottati, con simili conclusioni in tutti i casi.

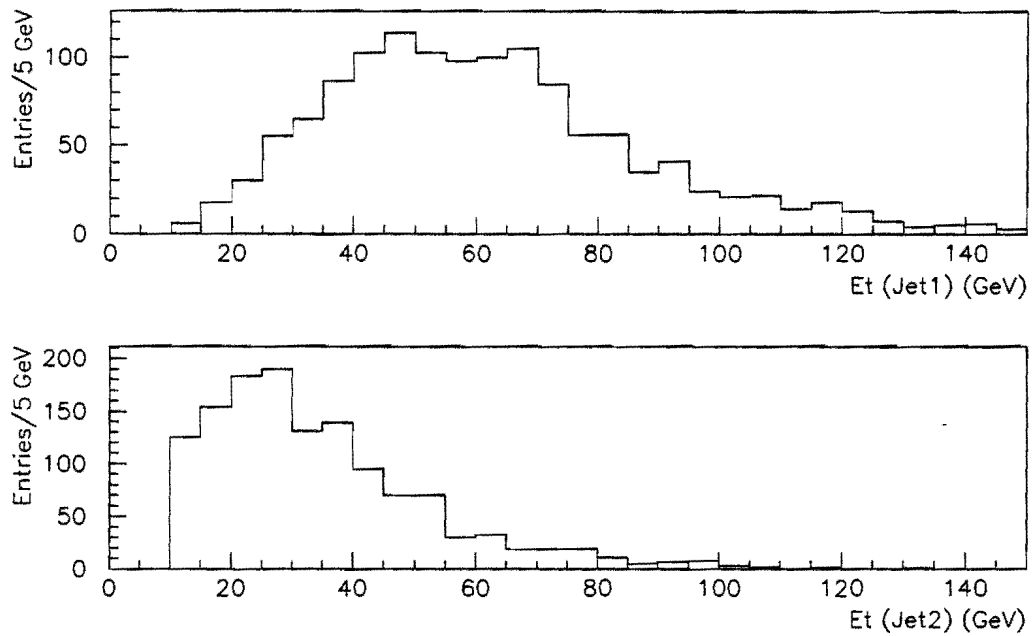


Figura 3.1: Distribuzione in E_T del primo getto (sopra) e del secondo getto di maggiore energia trasversa (sotto) in eventi di top (Monte Carlo) in cui entrambi i W decadono leptonicamente.

3.3.2 La richiesta di neutrini di alto E_T

Richiedendo che nell'evento vi sia una grande energia trasversa mancante, come di regola accade se ci sono nell'evento uno o più neutrini energetici, si riducono vari tipi di fondo:

- fondo dovuto ad adroni che sono stati erroneamente ricostruiti come leptoni;
- produzione di coppie $\tau\tau$, in cui i neutrini sono meno energetici che in $t\bar{t}$;
- produzione di coppie $ee, \mu\mu$ con il meccanismo di Drell–Yan in cui non sono presenti neutrini;
- $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ in cui l'energia mancante è di regola minore che nel caso $t\bar{t}$.

In Figura 3.2 mostriamo la distribuzione dell'energia mancante in eventi di top con due leptoni nello stato finale. L'efficienza di taglio è di circa l'85% se richiediamo una $\cancel{E}_T > 25$ GeV negli eventi con almeno due getti.

3.4 I canali ee e $\mu\mu$

Dal punto di vista del rapporto di decadimento, la somma dei canali ee e $\mu\mu$ è pari al canale $e\mu$. Purtroppo però il meccanismo di Drell–Yan costituisce una notevole sorgente di fondo poiché ha una sezione d'urto molto più grande di quella del top. Nel processo Drell–Yan, una coppia quark–antiquark annichila e dà origine a un fotone o una Z^0 virtuale che decade in una coppia di leptoni. Poiché la sezione d'urto è risonante in corrispondenza della massa dello Z^0 , la maggior parte di questo fondo può essere comunque rimosso tagliando sull'intervallo di massa invariante $75 < M(\ell^+\ell^-) < 105$ GeV/ c^2 dei due leptoni. La richiesta di getti e di energia trasversa mancante diminuisce ulteriormente il fondo in questo canale. La selettività del taglio in \cancel{E}_T , sia per questo che per altri processi di fondo, può però essere ridotta dalla presenza di valori spuri di \cancel{E}_T generati da errori di misura della energia del leptone o dei getti associati. Per difendersi da questo effetto può risultare necessario studiare anche altre caratteristiche degli eventi, quali le correlazioni

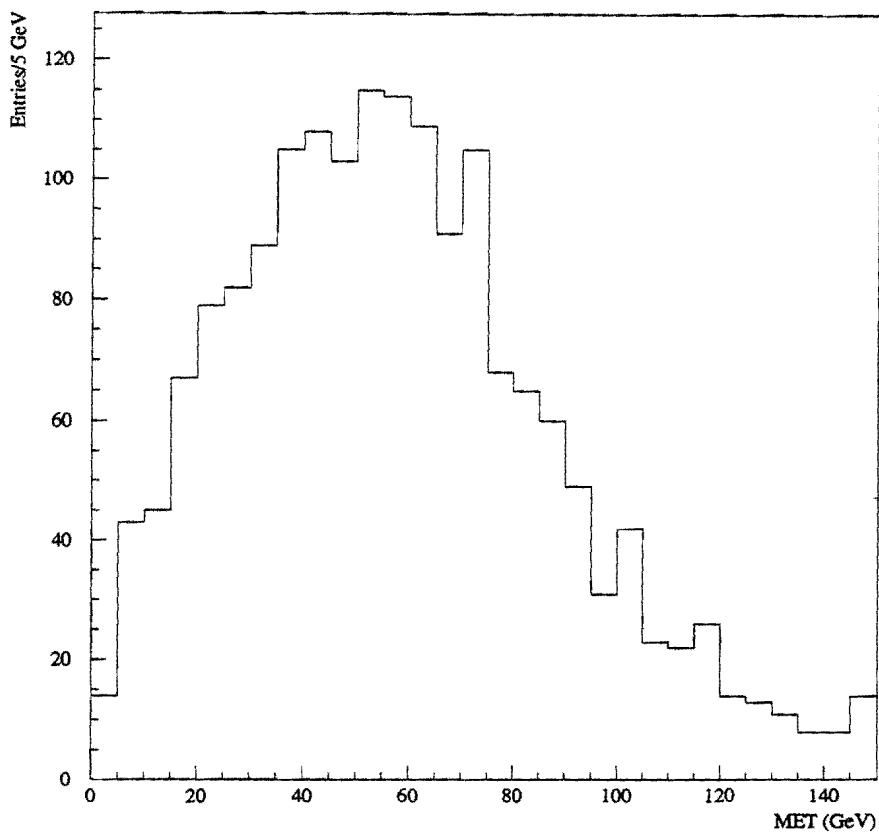


Figura 3.2: Distribuzione dell'energia mancante E_T in eventi di top (Monte Carlo Pythia) in cui entrambi i W decadono leptonicamente.

fra la direzione del vettore E_T dei getti e quella della \cancel{E}_T o le correlazioni angolari tra leptoni o tra leptoni e \cancel{E}_T . Per confermare inoltre una eventuale evidenza di top può risultare necessario identificare i due getti come provenienti da quark b . Questi argomenti verranno ripresi più avanti.

3.5 Il canale $e\mu$

Il canale $e\mu$ corrisponde allo stato finale con il fondo più basso. A differenza dei canali in ee o $\mu\mu$, non c'è fondo dalla produzione di eventi Drell-Yan. Il fondo dai processi noti di produzione di coppie di bosoni WW o WZ viene ulteriormente ridotto richiedendo la presenza di getti. Il fondo da produzione di coppie $b\bar{b}$ è caratterizzato da leptoni non isolati e di P_T mediamente più basso di quello dei leptoni prodotti in eventi $t\bar{t}$. Tuttavia, poiché i tagli che abbiamo usato per identificare uno dei due leptoni sono stati relativamente laschi, un contributo non trascurabile al fondo potrebbe derivare da adroni erroneamente identificati come leptoni. Questo studio sarà oggetto del Capitolo 6.

3.6 I canali $e\tau$ e $\mu\tau$

Dal punto di vista del rapporto di decadimento, l'inclusione dei canali con il tau aumenta l'accettazione del canale dileptonico. Se potessimo avere la stessa efficienza di rivelazione per tutti i leptoni, l'efficienza dell'analisi aumenterebbe di un fattore 3 rispetto al solo canale $e\mu$. In realtà tale efficienza è più bassa per il tau poiché, a causa della degradazione del suo impulso per la presenza di un neutrino nei suoi decadimenti che confonde la misura di \cancel{E}_T , non tutti i suoi canali di decadimento sono utilizzabili. Questo si comprende (vedi Figura 3.3) confrontando le distribuzioni in P_T delle tracce identificate in eventi di top (Monte Carlo Pythia, $M_{top}=175 \text{ GeV}/c^2$) come elettroni e muoni (in alto) e come tracce dovute a decadimenti del tau (in basso). La perdita di efficienza dipende dal valore della massa del top. Va notato che anche se il tau non fosse esplicitamente studiato, i canali $e\tau$ e $\mu\tau$ darebbero comunque un piccolo contributo all'efficienza dileptonica in quanto una

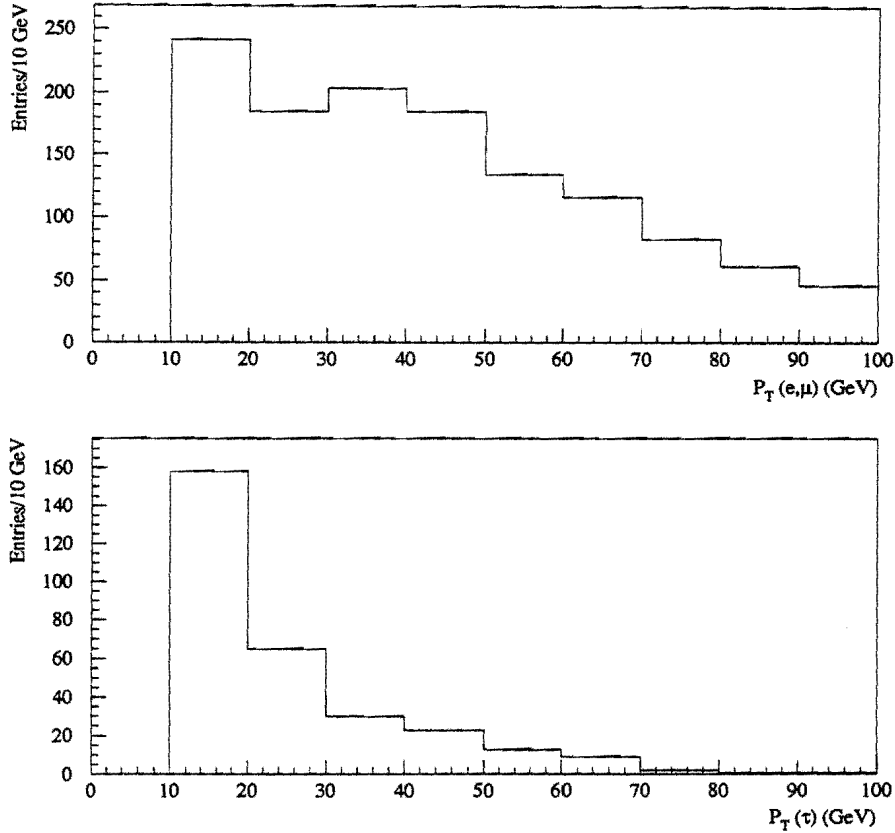


Figura 3.3: Distribuzione in P_T delle tracce per i candidati elettrone o muone (in alto) e tau (in basso), in eventi di top (Monte Carlo Pythia, $M_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$).

frazione di eventi in cui il tau decade in elettrone o muone entrerà nel campione in ee , $e\mu$ o $\mu\mu$. Elettroni e muoni prodotti indirettamente dal decadimento del tau e che superino i tagli di selezione sono infatti, almeno allo stato attuale dell'analisi, indistinguibili da elettroni e muoni prodotti direttamente nei decadimenti $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$.

Per lo studio del canale di decadimento in tau abbiamo utilizzato il solo decadimento adronico del tau in cui:

$$\tau \rightarrow 1 \text{ adrone carico} + \text{particelle neutre.}$$

Nella Tabella 3.1 vengono mostrati i valori sperimentali dei vari rapporti di decadi-

mento del leptone tau [5]. I modi di decadimento adronici in una sola traccia carica equivalgono a circa il 50%.

Decadimento	Percentuale
“Decadimenti Leptonici”	
$\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$18.01\pm 0.18\%$
$\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$17.65\pm 0.24\%$
“Decadimenti ad una traccia carica”	
$\tau \rightarrow \pi^-\nu_\tau$	$11.7\pm 0.4\%$
$\tau \rightarrow K^-\nu_\tau$	$0.67\pm 0.23\%$
$\tau \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$	$25.2\pm 0.4\%$
$\tau \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$	$1.2\pm 0.5\%$
$\tau \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau$	$1.3\pm 0.3\%$
$\tau \rightarrow \pi^-2\pi^0\nu_\tau$	$9.6\pm 0.4\%$
$\tau \rightarrow \pi^-3\pi^0\nu_\tau$	$1.48\pm 0.26\%$
“Decadimenti a tre tracce cariche”	
$\tau \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$8.42\pm 0.31\%$
$\tau \rightarrow \rho^0\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$1.45\pm 0.22\%$
$\tau \rightarrow \rho^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$1.26\pm 0.24\%$
$\tau \rightarrow \rho^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$	$0.34\pm 0.34\%$
$\tau \rightarrow \omega\pi^-\nu_\tau$	$1.6\pm 0.4\%$

Tabella 3.1: Valori medi per i modi di decadimento del leptone tau.

Il tau apparirà quindi come un'unica traccia carica nella camera tracciante (come avviene per elettroni e muoni), corrispondente ad un deposito di energia nel calorimetro (getto). Il getto del leptone tau osservato nel calorimetro è caratterizzato da una collimazione stretta e da una frazione di energia depositata nella sezione adronica relativamente grande. Il riconoscimento di questo tipo di segnale in collisioni adroniche non è semplice. La particella carica osservata è il prodotto di un doppio decadimento in sequenza (quello del W in tau prima, e quello del tau in adroni poi) per cui le caratteristiche del segnale sono assai meno nette che nel decadimento diretto di W in elettrone o muone.

L'inclusione dei leptoni tau nell'analisi, oltre ad aumentarne l'efficienza, permette di verificare le predizioni del Modello Standard poiché una produzione abnorme di tau ad alto P_T potrebbe essere una possibile manifestazione di nuova fisica. Un processo che potrebbe

generare una tale produzione anomala è il decadimento del quark top in bosoni di Higgs carichi, previsti in una estensione minimale del Modello Standard [30]. Se infatti questi bosoni di Higgs esistono ed hanno massa minore della massa del top, il decadimento $t \rightarrow H^+b$ è permesso a scapito del decadimento $t \rightarrow W^+b$. La maniera migliore di identificare la presenza di questo eventuale bosone di Higgs carico sarebbe attraverso il suo decadimento in tau, poiché si prevede che lo H^+ si accoppi prevalentemente ai fermioni più pesanti.

Capitolo 4

Identificazione del leptone tau

Come già menzionato uno dei principali obiettivi di questa tesi è stato quello di includere anche il leptone tau nello studio dei decadimenti della coppia $t\bar{t}$. Per questo motivo è stato necessario sviluppare un criterio di identificazione che potesse essere verificato sperimentalmente su altri canali di controllo.

Il rivelatore CDF ha già dimostrato di essere in grado di identificare i leptoni tau attraverso lo studio del processo $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ in una misura volta a verificare la ipotesi di universalità nel decadimento dei bosoni W [28]. Basta tuttavia paragonare il campione di candidati $W \rightarrow e\nu, \mu\nu$ [29] con il numero di candidati selezionati nel canale $W \rightarrow \tau\nu$ [28] che è circa 10 volte minore, per comprendere come la selezione di quest'ultimo canale sia molto più problematica.

Riteniamo opportuno descrivere qui preliminarmente in una forma succinta il criterio di identificazione del leptone τ che verrà poi applicato al canale di decadimento del quark top. Molte delle quantità e delle definizioni adoperate in questo capitolo verranno descritte in maggior dettaglio nel capitolo successivo.

4.1 La “palestra” $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$: selezione dei dati

Il processo che abbiamo usato come “palestra” per individuare un valido criterio di identificazione del leptone τ è il canale di decadimento $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$. Questo studio è descritto in modo più dettagliato in Referenza [31].

In questa analisi abbiamo cercato eventi nei quali almeno uno dei due τ decada in elettrone o muone e l'altro decada invece in adroni carichi.

Abbiamo cercato un elettrone o muone di buona qualità (vedi Capitolo 5) e poi abbiamo richiesto una ulteriore traccia, isolata nella CTC, con $P_T > 5 \text{ GeV}/c$. Abbiamo studiato l'isolamento nello spazio di pseudorapidità η e angolo azimutale ϕ , in due coni di dimensioni differenti: con un raggio $R=0.4$ ed $R=0.7$. La traccia deve essere associata in direzione ad un getto, con $\Delta R(\text{getto-traccia}) < 0.3$.

È di interesse sottolineare alcune differenze rispetto ai valori dei tagli che verranno adoperati per lo studio del quark top. Il P_T minimo della traccia è più basso del valore che verrà adoperato per lo studio del quark top, in modo da aumentare l'efficienza del processo in studio, in cui il tau compare due volte. Per quanto riguarda il cono di isolamento della traccia, per la ricerca del top sarà più appropriato scegliere un cono di piccole dimensioni, ad esempio $R=0.4$. È infatti naturale aspettarsi che la traccia associata al leptone τ negli eventi di top sia meno isolata a causa di una maggiore attività adronica nell'evento.

Per riassumere, l'ulteriore traccia deve avere le seguenti caratteristiche:

- $P_T > 5 \text{ GeV}/c$, $|\eta| < 1$;
- $\Delta R(\text{jet-traccia}) < 0.3$;
- traccia isolata nella CTC: $\Sigma P_T / P_T < 10\%$.

Questa traccia verrà indicata nel seguito come "traccia isolata".

Richiediamo inoltre che la traccia isolata ed il leptone siano in direzione azimutale approssimativamente opposta, $\Delta\phi(\text{leptone-getto}) > 3.0 \text{ rad}$, così come ci aspetteremmo in eventi di Z^0 . Oltre a questo escludiamo la presenza di ulteriori getti nell'evento.

Una volta identificata la traccia isolata verificiamo che il getto corrispondente nel calorimetro abbia caratteristiche compatibili con il τ . Per distinguere i candidati τ dagli elettroni facciamo uso della frazione elettromagnetica del getto. Nel caso in cui studiamo eventi di tipo $Z^0 \rightarrow \tau\tau$, in cui uno dei due τ decade in elettrone, richiediamo che la

frazione elettromagnetica del getto, corrispondente al decadimento adronico dell'altro tau, sia minore dell'80%. Questo si rende necessario per evitare una contaminazione di eventi del tipo $Z^0 \rightarrow ee$ nel nostro campione finale, ove uno dei due elettroni venga erroneamente identificato come un tau. Per i candidati $Z^0 \rightarrow \tau\tau$, in cui uno dei due tau decade in muone ($Z^0 \rightarrow \mu\tau$), questo taglio non viene applicato. I muoni possono però rilasciare un deposito di energia nel calorimetro che è abbastanza più grande di quello di un processo di minima ionizzazione (2 o 3 GeV). Ciò può essere dovuto sia alle fluttuazioni nel processo di minima ionizzazione, che alle fluttuazioni nella risposta del calorimetro. Per minimizzare la contaminazione di eventi del tipo $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ nel nostro campione, richiediamo perciò che l' E_T del getto associato alla traccia isolata sia maggiore di 10 GeV. È da notare che un getto al di sotto di 10 GeV di energia trasversa sarebbe di dubbia affidabilità sia per la ricostruzione che per la sua corretta identificazione. Questo taglio è comunque molto efficiente.

Per eliminare le ambiguità dovute a deposizioni malmisurate di energia nel calorimetro, richiediamo inoltre che la misura dell'impulso P della traccia adronica nella CTC sia compatibile con la energia E del getto nel calorimetro, secondo $0.5 < E/P < 5.0$. Il limite inferiore serve ad eliminare eventi del tipo $Z^0 \rightarrow \mu\mu$, mentre il limite superiore serve a scartare pochi eventi anomali.

Le tracce isolate che soddisfano a questi requisiti verranno identificate come i candidati τ . Riassumiamo qui di seguito i criteri per la identificazione di un leptone τ :

- traccia isolata nella CTC con $P_T > 5$ GeV/c, associata in direzione ad un getto ($\Delta R(\text{traccia-getto}) < 0.3$);
- negli eventi di tipo elettrone+traccia isolata: $EMF < 80\%$;
- $E_T(\text{jet associato}) > 10$ GeV;
- $0.5 < E(\text{jet})/P(\text{traccia}) < 5.0$.

Lo studio è stato effettuato sul campione di dati del Run 1A, che corrisponde ad una luminosità integrata di circa 19 pb^{-1} . Dai dati abbiamo selezionato 16 eventi candidati $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ [31].

4.2 Studio del fondo al segnale $Z^0 \rightarrow \tau\tau$

Il fondo di questa analisi proviene essenzialmente da eventi di tipo W +getto nei quali il W decade leptonicamente ed il getto appare come una traccia isolata, identificata come un tau. Un'altra sorgente del fondo sono eventi in cui sia il leptone che la traccia isolata provengono dallo stesso decadimento, oppure leptoni provenienti da decadimenti di particelle con "beauty", o infine tracce emesse in processi di QCD a due getti che vengono erroneamente identificate come leptoni.

Il fondo atteso da simili processi può essere stimato calcolando la probabilità che un getto di QCD contenga una traccia isolata, per poi applicare questa probabilità al campione dei dati.

Lo studio del fondo è stato effettuato usando diversi campioni di getti inclusivi nei dati (JET20 e JET50) ed un campione di eventi contenenti muoni non isolati, ove i getti vicino al muone sono esclusi dallo studio. I muoni non sono isolati se $\Sigma E_T(R=0.4) > 0.1 \times P_T(\mu)$. La probabilità di identificare una traccia isolata, mostrata nella Figura 4.1, è stata calcolata per i diversi campioni usati, adoperando due i differenti valori del cono di isolamento ($R=0.4$ e $R=0.7$). Il potere di soppressione è ovviamente migliore nel caso in cui la richiesta sull'isolamento sia più stringente. Il comportamento per i tre campioni utilizzati è uguale nei limiti degli errori statistici. Il potere di soppressione è dell'ordine del 98% nel cono $\Delta R=0.4$, la sua efficacia essendo limitata dal basso valore del taglio in P_T . Nel caso della ricerca del top useremo un valore più elevato per il limite inferiore al P_T dei candidati tau accettati, poiché la cinematica dell'evento ce lo consente.

Una volta calcolata la probabilità, in funzione della sua energia trasversa, che un getto simuli un leptone tau, è possibile stimare il numero di eventi di fondo attesi nell'intero

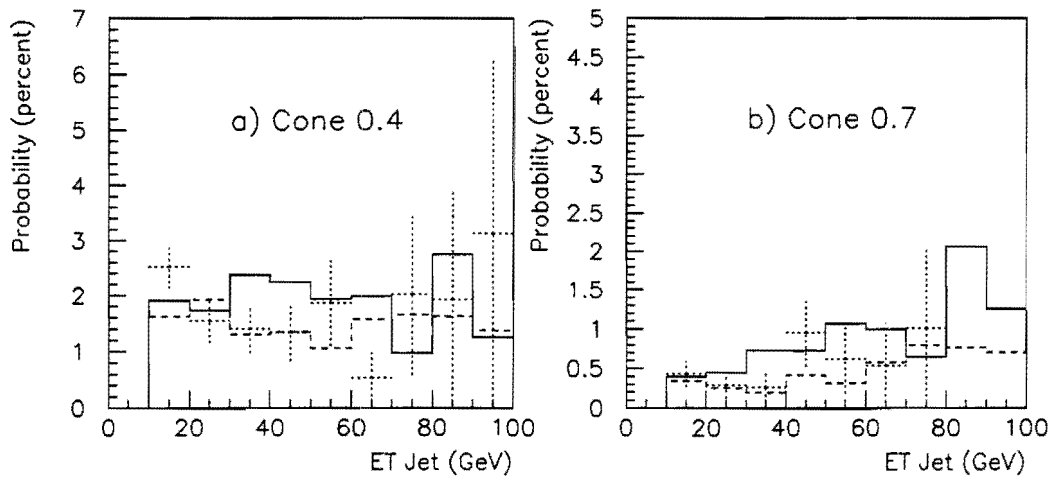


Figura 4.1: La probabilità di trovare un getto che accidentalmente contenga una traccia isolata per due diversi coni di isolamento. La distribuzione viene mostrata per il campione JET20 (linea intera), per il campione JET50 (linea tratteggiata) e per il campione di muoni non isolati (tratto a punti, con errori).

campione dei dati selezionati dall'analisi. Per fare questo si applica tale probabilità agli eventi nei dati che abbiano un leptone ed almeno un altro getto. Questo getto ha una certa probabilità di contenere una traccia isolata. Assegnando a ciascun getto la appropriata probabilità di contenere una traccia isolata, è possibile trovare il numero di eventi di fondo attesi.

4.3 Risultati

Gli eventi vengono selezionati dal campione di dati utilizzando la procedura descritta. In Figura 4.2 mostriamo la distribuzione in E_T dei getti candidati τ , per i due differenti coni di isolamento. Le zone in grigio corrispondono al fondo atteso.

In Figura 4.3 mostriamo le stesse distribuzioni di Figura 4.2, ma dopo avere richiesto che il leptone e la traccia isolata abbiano cariche opposte.

Osserviamo più eventi di quanti sono attesi dalle previsioni di QCD. L'eccesso diventa più pronunciato utilizzando criteri di isolamento più stretti.

In Tabella 4.1 vengono riportati, per diversi criteri di isolamento, il numero di eventi trovati, il numero di eventi di fondo attesi ed il numero di eventi con lo stesso segno.

Cono di Isolamento ΔR		Dati			Fondo
Leptone	Traccia	stesso segno	segno opposto	totale	totale
0.4	0.4	22	5	27	12.8
0.7	0.4	17	3	20	6.7
0.4	0.7	17	3	20	3.2
0.7	0.7	14	2	16	1.7

Tabella 4.1: Numero degli eventi osservati e di quelli attesi nel fondo per diversi coni di isolamento, sia per il leptone che per la traccia isolata.

Dalla Tabella 4.1 osserviamo che, per ogni scelta del cono di isolamento, c'è un costante eccesso di circa 14 eventi. Questi numeri indicano la presenza di un segnale. Il rapporto segnale/rumore è evidenziato in modo migliore utilizzando tagli più stretti sull'isolamento.

Il fondo è approssimativamente costituito in parti uguali da eventi con la stessa carica e con carica opposta, mentre gli eventi selezionati sono essenzialmente di carica opposta.

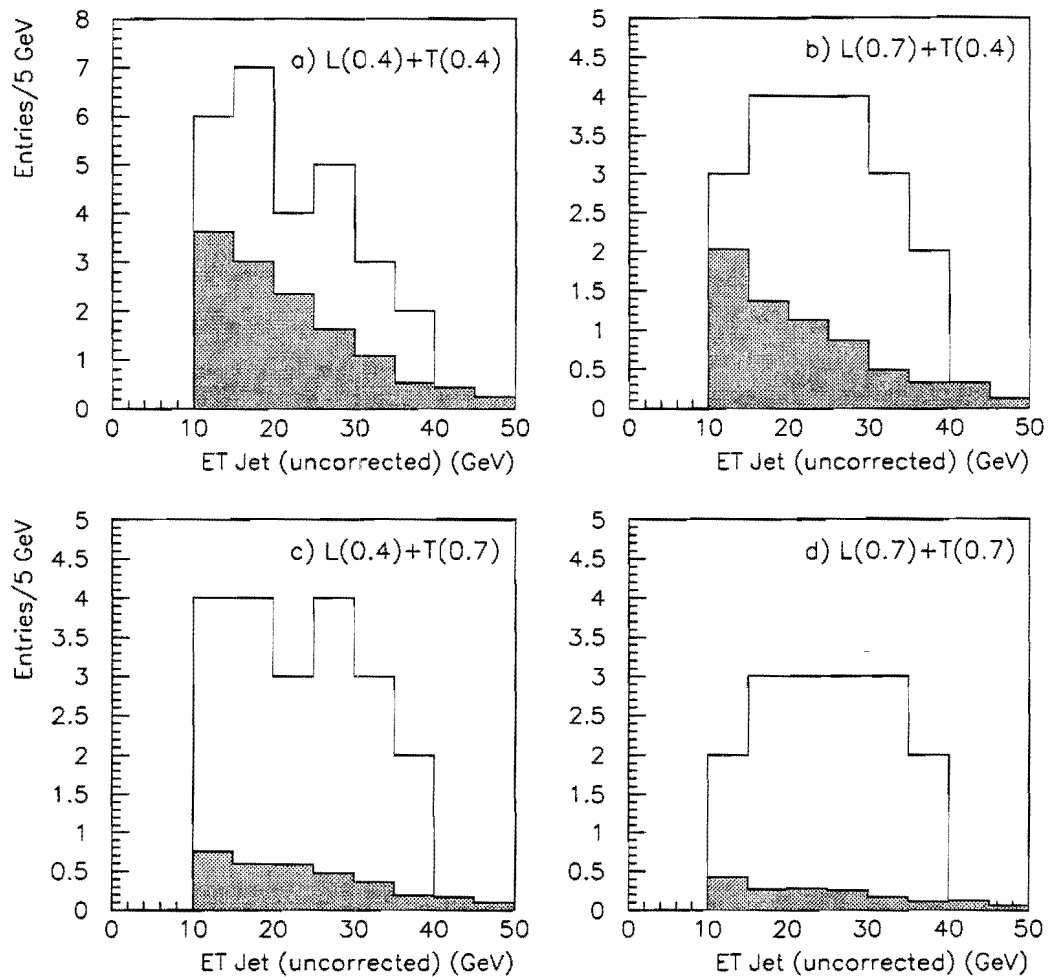


Figura 4.2: Distribuzione di $E_T(\text{jet})$ per eventi con leptone+traccia isolata. Il leptone ed il getto devono avere direzioni opposte in ϕ ($\Delta\phi(\text{leptone-getto}) > 3.0 \text{ rad}$). Negli istogrammi vengono mostrati gli eventi nei dati e le predizioni del fondo atteso nello stesso campione. Vengono usati diversi coni di isolamento per il leptone (L) e per la traccia (T): $R=0.4$ e $R=0.7$.

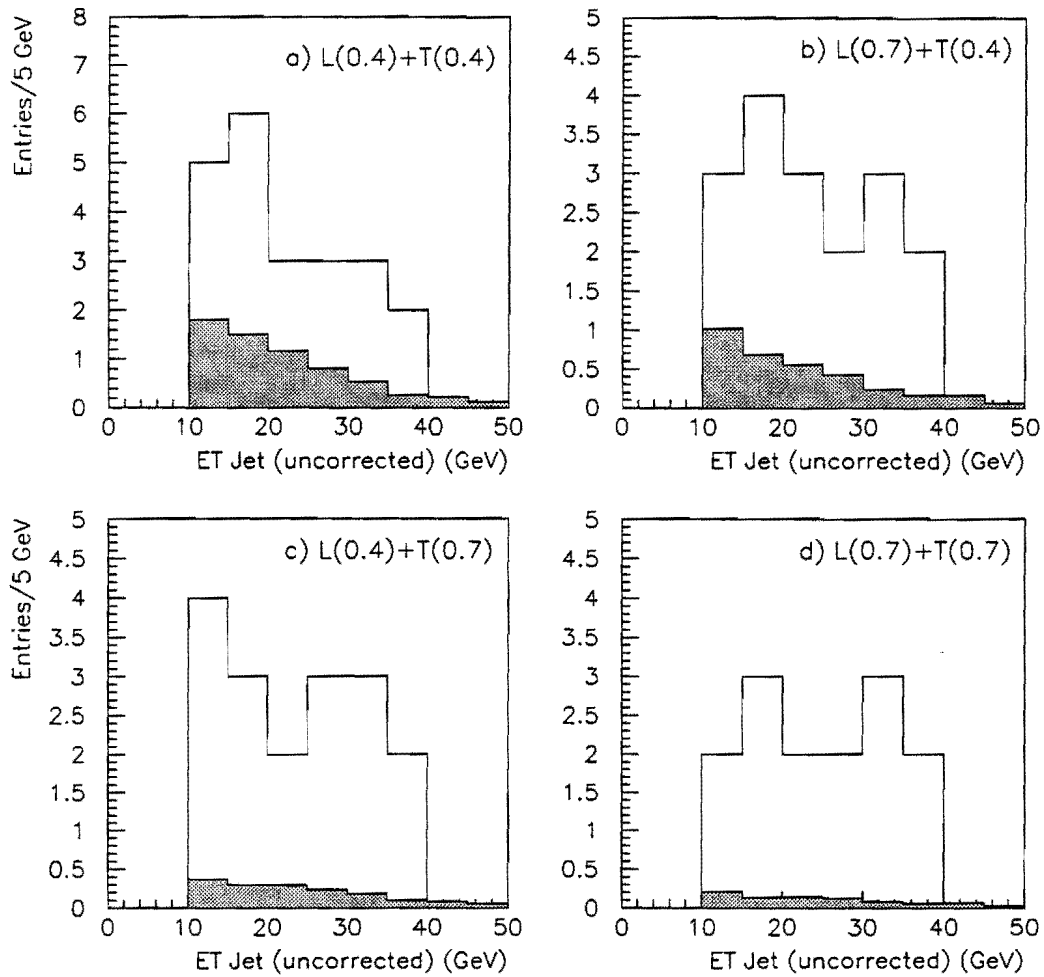


Figura 4.3: Distribuzione di $E_T(\text{jet})$ per eventi con leptone+traccia isolata. Richiediamo che il leptone e la traccia isolata abbiano cariche opposte. Il leptone ed il getto devono avere direzioni opposte in ϕ . Negli istogrammi vengono mostrati gli eventi nei dati e le predizioni del fondo atteso nello stesso campione. Vengono usati diversi coni di isolamento per il leptone (L) e per la traccia (T): $R=0.4$ e $R=0.7$.

Ci aspettiamo che il fondo da QCD sia più alto quando utilizziamo criteri più laschi per l'isolamento della traccia. Il contributo relativo del fondo da W sarà invece più alto in un campione di leptoni bene isolati. In questo caso non ci aspettiamo che ci sia una correlazione di carica tra il leptone ed il getto.

Possiamo quindi richiedere che il leptone e la traccia isolata abbiano cariche opposte ed assumere per il fondo un valore pari a metà di quello in Tabella 4.1. Utilizzando la richiesta più stretta per l'isolamento, sia del leptone che della traccia isolata (ultima riga nella Tabella 4.1), selezioniamo un campione di 14 eventi candidati con un fondo di circa 0.9 eventi.

Come paragone, possiamo confrontare questo risultato con il numero di Z^0 trovati nel canale ee . Nel Run 1A, CDF ha trovato 488 eventi candidati nel canale $Z \rightarrow ee$ [32].

In Figura 4.4 paragoniamo la distribuzione in E_T dei getti dei soli 14 candidati $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ di carica opposta della Figura 4.3(d), con la previsione di un campione di $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ generati dal Monte Carlo Isajet (linea tratteggiata). La normalizzazione assoluta del Monte Carlo è stata ottenuta dallo studio del canale $Z^0 \rightarrow ee$. L'accordo tra le predizioni del Monte Carlo ed i dati è senz'altro buono.

Una interessante caratteristica cinematica degli eventi di tipo $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ è la distribuzione della loro energia trasversa mancante (\cancel{E}_T) in funzione della distanza in angolo azimutale $\Delta\phi$ tra il leptone e la \cancel{E}_T stessa. In Figura 4.5 mostriamo questa distribuzione per i dati e per il fondo. Il fondo ha una grande componente di neutrini ad alto E_T che sono opposti in direzione al leptone. Questo può essere spiegato dalla presenza di eventi del tipo W +getti.

4.4 Conclusione

In questo capitolo abbiamo descritto il nostro approccio alla identificazione del leptone τ . È stato dimostrato che questo metodo ha la capacità di rivelare un segnale consistente di eventi $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ in un campione di dati che corrisponde ad una luminosità integrata di solo

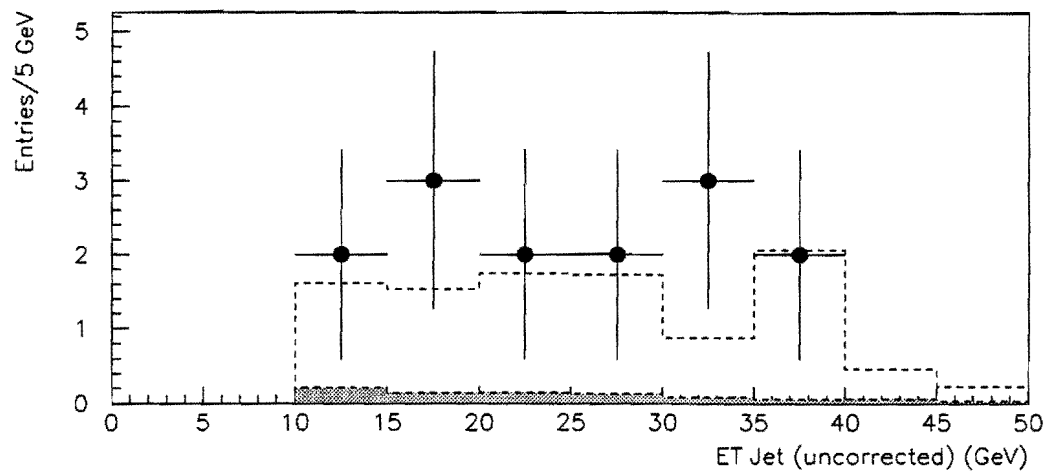


Figura 4.4: Distribuzione di $E_T(\text{jet})$ per eventi con leptone+traccia isolata, con un cono di isolamento $R=0.7$ sia per il leptone che per la traccia isolata. I punti corrispondono ai 14 eventi candidati, l'istogramma tratteggiato alle predizioni Monte Carlo Isajet e l'area in grigio al fondo previsto.

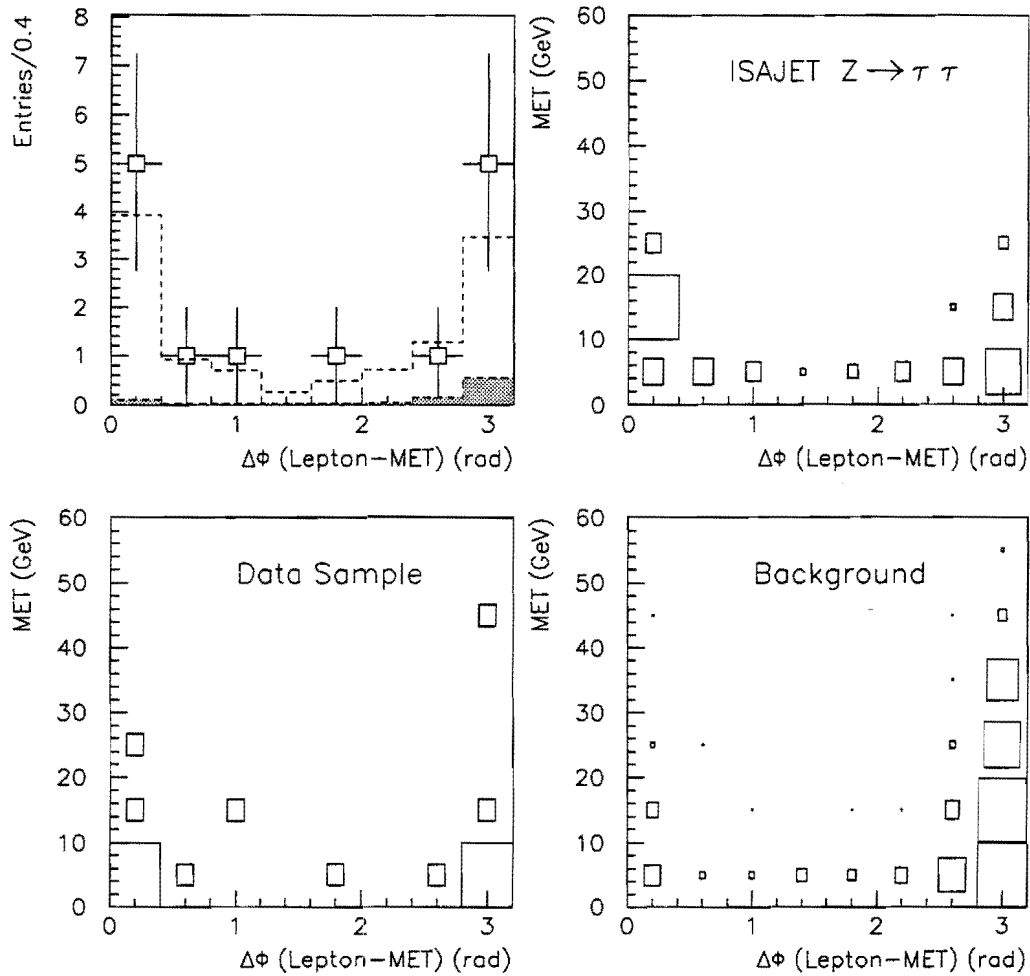


Figura 4.5: Distribuzione di E_T in funzione del $\Delta\phi(\text{leptone}-E_T)$ per i 14 eventi candidati e per la predizione del fondo. I punti corrispondono ai 14 eventi candidati, l'istogramma tratteggiato alle predizioni Monte Carlo Isajet e l'area in grigio al fondo previsto.

circa 19 pb^{-1} (Run 1A). Questa analisi è stata sviluppata con l'obiettivo di dimostrare la possibilità di identificare il leptone tau in generiche collisioni adroniche a CDF ¹.

Nel seguito questa tecnica verrà adoperata, con le opportune modifiche, per identificare il leptone tau nei decadimenti dileptonici delle coppie di quarks top.

¹A titolo solamente di notizia, citerò inoltre che un simile criterio per la identificazione del tau è stato applicato ad un campione di analoga statistica per identificare processi del tipo $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ [33]. Nonostante un rapporto segnale/rumore all'inizio eccezionalmente sfavorevole (circa 10^{-4}), è stato possibile affinare l'algoritmo fino ad aumentare il rapporto segnale/rumore al valore di 1/1.

Capitolo 5

Selezione dei dati per la ricerca degli eventi di top nel canale dileptonico

5.1 Introduzione

In questo capitolo descriveremo il modo in cui è stata effettuata la selezione dei dati che ci ha permesso di arrivare al campione di eventi che costituiscono i candidati finali di questa analisi.

A partire dal campione di leptoni inclusivi (e,μ) +getti cerchiamo eventi con una ulteriore traccia isolata, ad alto impulso trasverso. La motivazione è quella di selezionare un campione di eventi provenienti dal decadimento di una coppia $t\bar{t}$ nel canale a due leptoni. In questo campione la traccia isolata può essere un ulteriore elettrone, o muone, o una qualunque traccia carica proveniente dal decadimento di un leptone τ .

Richiediamo inoltre la presenza di altri due getti, come atteso negli eventi $t\bar{t}$ a causa dei due quark b nello stato finale, ed energia trasversa mancante come atteso a causa dei due neutrini. Questa topologia caratterizza un tipico evento $t\bar{t}$.

Per trovare il secondo leptone abbiamo utilizzato le informazioni provenienti dalla CTC. Richiediamo che la traccia isolata sia nella regione centrale ($|\eta| < 1$) del rivelatore e che sia associata in direzione ad un cluster nel calorimetro. Con questo metodo possiamo identificare sia elettroni che tau. Per distinguere gli elettroni dai tau, facciamo uso più dettagliato delle informazioni calorimetriche, richiedendo che l'energia rilasciata sia

soprattutto elettromagnetica. La traccia isolata è invece un candidato muone se rilascia nel calorimetro la energia tipica di una particella al minimo di ionizzazione.

Gli eventi raccolti da CDF seguono una lunga elaborazione, fino ad arrivare agli istogrammi finali ed ai risultati sperimentali. Cercheremo qui di seguito di illustrarla in modo riassuntivo.

5.2 Elaborazione e ricostruzione degli eventi

Durante il periodo di collisioni cominciato nella primavera 1992 e terminato nel luglio 1995 l'acceleratore ha fornito una luminosità integrata pari a 156 pb^{-1} . CDF ha raccolto circa 55 milioni di eventi, corrispondenti a una luminosità integrata di circa 110 pb^{-1} . L'efficienza di raccolta dati è stata quindi pari al 71%.

La ricostruzione dei dati avviene in un processo a più fasi. Durante la presa dati è operativo un sistema di analisi immediata dei dati (detto "*express-line*") che seleziona elettroni e muoni al di sopra di una soglia regolata in maniera da limitare il numero di eventi da processare ed allo stesso tempo assicurare che una grossa frazione degli eventi più interessanti vi sia compresa. I dati della *express-line* vengono scritti su disco magnetico e controllati in qualità. Inizialmente vengono ricostruite le tracce, e i valori delle altezze di impulso dei segnali nei calorimetri vengono convertiti in valori di energia. Quindi, viene effettuata l'identificazione di elettroni, muoni e getti, utilizzando le tracce ricostruite e gli agglomerati di energia depositata nelle aree calorimetriche.

In seguito indicheremo i criteri di selezione per i leptoni e per i getti, così come per le quantità che saranno necessarie a questa analisi.

5.3 Il leptone primario

Nei prossimi due paragrafi descriveremo come avviene la selezione rispettivamente per il campione di elettroni e di muoni inclusivi di alta qualità.

5.3.1 Elettroni Inclusivi

In questa analisi siamo interessati solo agli elettroni nella regione centrale del rivelatore ($|\eta| < 1.1$), i quali sono ricostruiti in modo migliore. I candidati elettroni centrali presentano una traccia nella CTC la cui estrapolazione corrisponde ad un deposito di energia (*cluster*) nel compartimento elettromagnetico del calorimetro centrale. Il *cluster* elettromagnetico viene costruito partendo da una torre-seme con $E_T > 3$ GeV e poi includendo le torri vicine che abbiano $E_T > 100$ MeV. Le seguenti variabili di identificazione, che sono dettagliatamente descritte in [34], sono utilizzate per distinguere gli elettroni dagli adroni carichi:

- la frazione di energia del *cluster* depositata nel calorimetro adronico: E_{Had}/E_{EM} ;
- il rapporto fra l'energia del *cluster* e l'impulso della traccia: E/P ;
- la variabile L_{shr} [38] dà una misura del profilo trasversale di un elettrone nella regione centrale. Essa consente un confronto della distribuzione laterale di uno sciame elettromagnetico nelle torri del calorimetro con quello misurato al *test beam*. La variabile L_{shr} è definita come:

$$L_{shr} = 0.14 \cdot \sum_i \frac{E_i^{adj} - E_i^{prob}}{\sqrt{0.14^2 E + (\Delta E_i^{prob})^2}}$$

ove E_i^{adj} è l'energia misurata nella torre adiacente alla torre-seme, E_i^{prob} è l'energia prevista nella torre adiacente, $0.14^2 \sqrt{E}$ è l'errore di misura dell'energia e ΔE_i^{prob} è calcolato adoperando una parametrizzazione dai dati del *test beam*;

- lo sciame viene ricostruito nelle *strip chambers* (CES) nella proiezione in ϕ e in z ad una profondità pari approssimativamente al massimo dello sciame: è possibile fare un *fit* del profilo degli sciami utilizzando la parametrizzazione ottenuta da fasci di prova di elettroni. Le distribuzioni misurate vengono quindi confrontate con le due distribuzioni di χ^2 in ϕ ed in z , ottenute al *test beam*, e viene determinato χ_{strip}^2 ;

- la distanza, tra la posizione della traccia estrapolata e la posizione dello sciame indicato dalla camera CES, misurata nei piani r - ϕ e z : Δx ($\Delta x = x_{CES} - x_{CTC}$) e Δz ($\Delta z = z_{CES} - z_{CTC}$); il taglio in Δx è più stringente di quello in Δz a causa della migliore risoluzione della CTC in quella direzione.
- la distanza in Z lungo il fascio, tra il vertice di interazione e il punto di provenienza della traccia del candidato elettrone, ΔZ_{vertex} .

Il campione di elettroni inclusivi è ottenuto applicando ai candidati elettroni i tagli di qualità descritti in Tabella 5.1. In Figura 5.1 sono mostrate alcune distribuzioni dei

Variabile	Valore Richiesto
E_T	>20 GeV
P_T	>10 GeV/c
E/P	<1.8
E_{Had}/E_{EM}	<0.05
ΔX	<1.5 cm
ΔZ	<3.0 cm
L_{shr}	<0.2
χ_{strip}^2	<10
ΔZ_{vertex}	<5.0 cm
Efficienza	$81 \pm 1\%$

Tabella 5.1: Variabili di identificazione degli elettroni. Utilizzando questi tagli di qualità è stato selezionato il campione di elettroni inclusivi.

parametri sui quali sono stati applicati i tagli per la selezione del campione di elettroni inclusivi.

A solo scopo illustrativo abbiamo utilizzato un campione di elettroni isolati in eventi di $Z^0 \rightarrow ee$. In questo campione, una selezione accurata di un elettrone e la richiesta della massa invariante dello Z^0 , sono sufficienti ad assicurare che la seconda traccia sia un elettrone. L'efficienza dei tagli descritti è stata calcolata usando un campione di $Z^0 \rightarrow ee$, ed è risultata pari a $81 \pm 1\%$ (si vedano le Referenze [7] e [36]).

Nella selezione del campione di elettroni inclusivi di alta qualità sono stati applicati anche tagli sulla posizione dello sciame elettromagnetico in modo da assicurare che l'elettrone

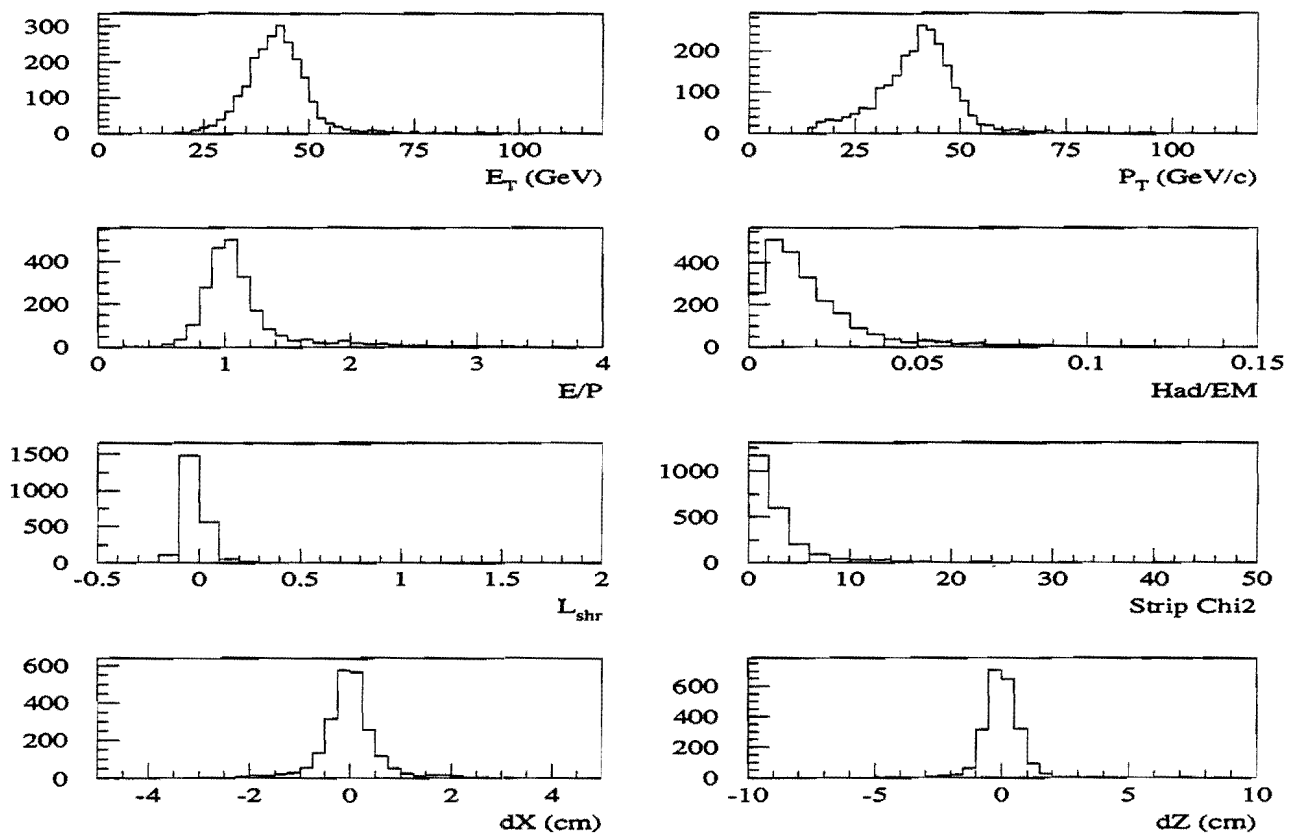


Figura 5.1: Distribuzioni delle variabili usate per la identificazione degli elettroni. Le distribuzioni sono mostrate per elettroni isolati in eventi di Z^0 .

sia lontano dai bordi delle celle calorimetriche e l'energia sia quindi ben misurata. Questo riduce all'84% l'angolo solido utile entro $|\eta| < 1.0$.

Abbiamo inoltre applicato un taglio sulla variabile di isolamento nel calorimetro. Questa è definita come il rapporto tra l'energia nel calorimetro in un cono di raggio $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2} = 0.4$ intorno all'elettrone, escluso l'elettrone, e l'energia dell'elettrone stesso: abbiamo richiesto che $I_c = I_{cal}/E_T(e) < 0.1$. Abbiamo inoltre richiesto un analogo criterio di isolamento nella CTC, ove $I_{trk} = I_{CTC}/E_T(e) < 0.1$.

Infine, gli elettroni derivanti dalla conversione di fotoni possono essere eliminati con una alta efficienza ($91 \pm 4\%$) [35] usando le informazioni dal sistema tracciante, con una perdita del 2% degli elettroni di buona qualità. In questa ricerca i candidati elettroni, che abbiano vicino ($\delta \cot\theta < 0.06$) una traccia di carica opposta, vengono scartati se formano una coppia e^+e^- di piccola massa ($M_{ee} < 500 \text{ MeV}/c^2$).

5.3.2 Muoni Inclusivi

L'identificazione di un muone avviene in una regione a pseudorapidità $|\eta| < 1.0$. Le variabili utilizzate per distinguere i muoni da adroni che attraversano il calorimetro sono:

- un limite $\Delta x = r\Delta\phi$ sulla distanza nel piano trasverso, fra la traccia estrapolata dalla CTC ed il segmento misurato nel CMU, CMP o CMX;
- il deposito di energia nei calorimetri elettromagnetico (E_{EM}) e adronico (E_{Had}), che deve essere consistente con il passaggio di particelle di minima ionizzazione. Un muone con $P_T > 20 \text{ GeV}/c$ rilascia in media 400 MeV nel calorimetro elettromagnetico e 2 GeV in quello adronico;
- il parametro d'impatto d_0 , ovvero la minima distanza nel piano trasverso tra la traccia e la linea dei fasci;
- la distanza in Z tra il vertice primario di interazione e la posizione in z della traccia stessa (analogamente a come fatto per gli elettroni), ΔZ_{vertex} .

Il campione di muoni inclusivi è stato selezionato applicando una serie di tagli di qualità ai candidati muoni. Questi tagli sono descritti in Tabella 5.2.

Variabile	Valore Richiesto
P_T	$>20 \text{ GeV}/c$
$ \eta $	<1.0
E_{EM}	$<2 \text{ GeV}$
E_{Had}	$<6 \text{ GeV}$
$E_{EM} + E_{Had}$	> 0.1
Parametro di Impatto	$<3 \text{ mm}$
$ \Delta X $	$<2 \text{ cm (CMU)}$
	$<5 \text{ cm (CMP,CMX)}$
ΔZ_{vertex}	$<5 \text{ cm}$
Efficienza	$92 \pm 1\%$

Tabella 5.2: Variabili di identificazione dei muoni. Utilizzando questi tagli di qualità è stato selezionato il campione di muoni inclusivi.

Analogamente a quanto fatto per gli elettroni, l'efficienza complessiva di questa serie di tagli è stata ricavata da un campione di $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ ed è risultata pari al $92 \pm 1 \%$ [36]. Le distribuzioni di alcune variabili adoperate per la selezione dei muoni sono riportate in Figura 5.2.

Anche in questo caso, abbiamo inoltre richiesto che il muone sia isolato. La variabile di isolamento (Iso) è definita come il rapporto tra la somma degli impulsi delle tracce in un cono di raggio $R = 0.4$ intorno al muone, esclusa la traccia del muone, ed il P_T del muone stesso: abbiamo richiesto che $Iso < 0.1$.

5.4 La traccia isolata, ovvero il secondo leptone

A partire dal campione di eventi contenenti almeno un leptone (elettrone o muone) inclusivo ad alto impulso trasverso, selezioniamo il secondo leptone nel decadimento $t\bar{t}$ cercando una seconda traccia isolata, centrale ($|\eta| < 1.0$) e di alto P_T .

Richiediamo che la traccia abbia un $P_T > 15 \text{ GeV}/c$. Questo taglio riduce notevolmente il fondo da $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ poiché i leptoni provenienti da produzione di coppie di quark

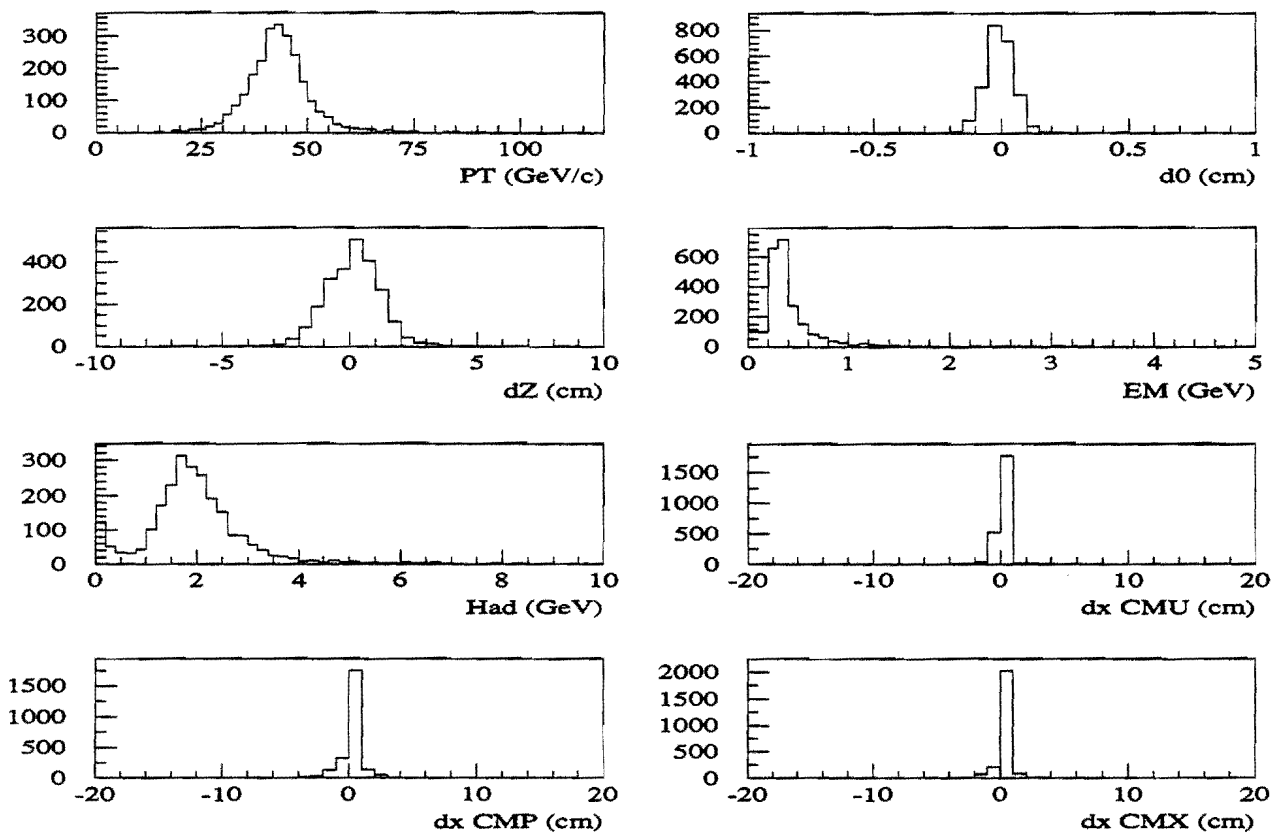


Figura 5.2: Distribuzioni delle variabili usate per la identificazione dei muoni. Le distribuzioni sono state calcolate per i muoni isolati in eventi di $Z^0 \rightarrow \mu\mu$.

più leggeri del top hanno mediamente un P_T più basso ($\sim 3 \text{ GeV}/c$).

L'identificazione del secondo leptone viene effettuata principalmente tramite un criterio di isolamento della traccia carica nella CTC. L'isolamento della traccia è definito in un cono nello spazio $\eta - \phi$ di raggio $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2} = 0.4$, centrato sulla traccia del candidato leptone. Entro questo cono sommiamo in modo scalare gli impulsi di tutte le tracce ricostruite nella CTC. In questa somma non consideriamo le tracce che provengono da un vertice distante in z da quello della traccia isolata. Questo taglio ($|\Delta z| < 20 \text{ cm}$) è molto lasco e ci permette di non sovrapporre due interazioni distinte. Richiediamo che la somma dell'impulso trasverso di tutte le tracce comprese in questo cono, e così calcolato, sia:

$$\sum P_T^{0.4} < 1 \text{ GeV}/c$$

Il cono di raggio 0.4 è stato scelto in analogia agli usuali criteri di isolamento nel calorimetro che vengono applicati ad elettroni e muoni. La scelta effettuata è basata sullo studio del campione di eventi con $W+1(2,3)$ getti. Richiedendo una energia trasversa mancante, $\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$, si ottengono le distribuzioni di isolamento per il leptone primario mostrate in Figura 5.3. Il comportamento è simile per le tutte le molteplicità di getti. Un taglio a $\sum P_T < 1 \text{ GeV}/c$ appare appropriato e molto efficiente ($88 \pm 4 \%$ nella categoria con $W+\geq 2$ getti). Il criterio di isolamento scelto è lo stesso per elettroni, muoni e tau. La richiesta di isolamento dei leptoni ci permette di ridurre il fondo da decadimenti di $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ dove di regola troviamo adroni carichi vicini ai leptoni.

Per eliminare le tracce che, a causa di una ricostruzione non buona, sono lontane dal vertice primario o che effettivamente non provengono dalla interazione primaria, abbiamo applicato un taglio sulla differenza ΔZ , tra la posizione in Z della traccia estrapolata all'asse dei fasci e l'identica posizione in Z del leptone primario. La distribuzione in ΔZ nei dati è abbastanza stretta e centrata a zero, sia per il campione di elettroni che per quello dei muoni. Dalla Figura 5.4 un taglio appropriato risulta pari a $|\Delta Z| < 5 \text{ cm}$.

Per la selezione di eventi candidati dileptonici del tipo ee o $\mu\mu$ applichiamo un taglio

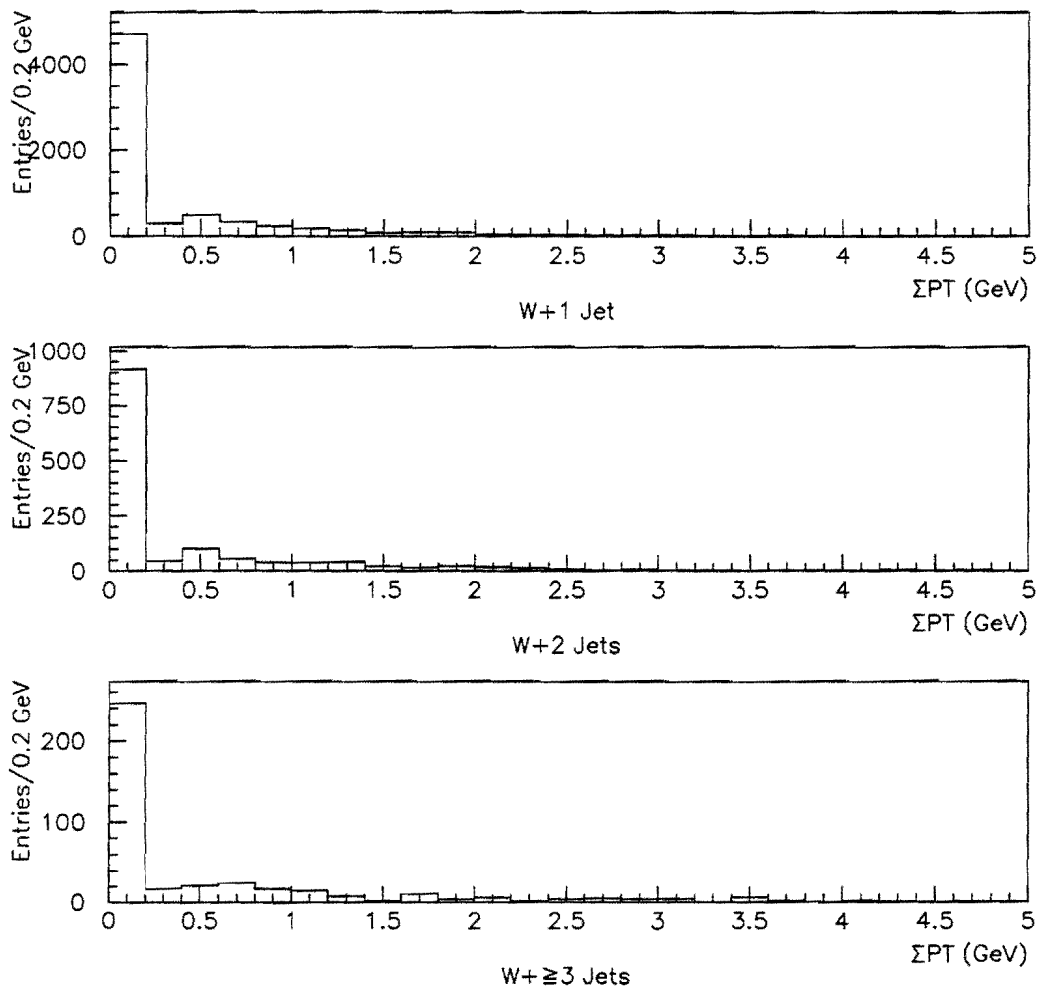


Figura 5.3: Distribuzioni di ΣP_T negli eventi con $W + \geq 1$ jet, per il leptone primario.

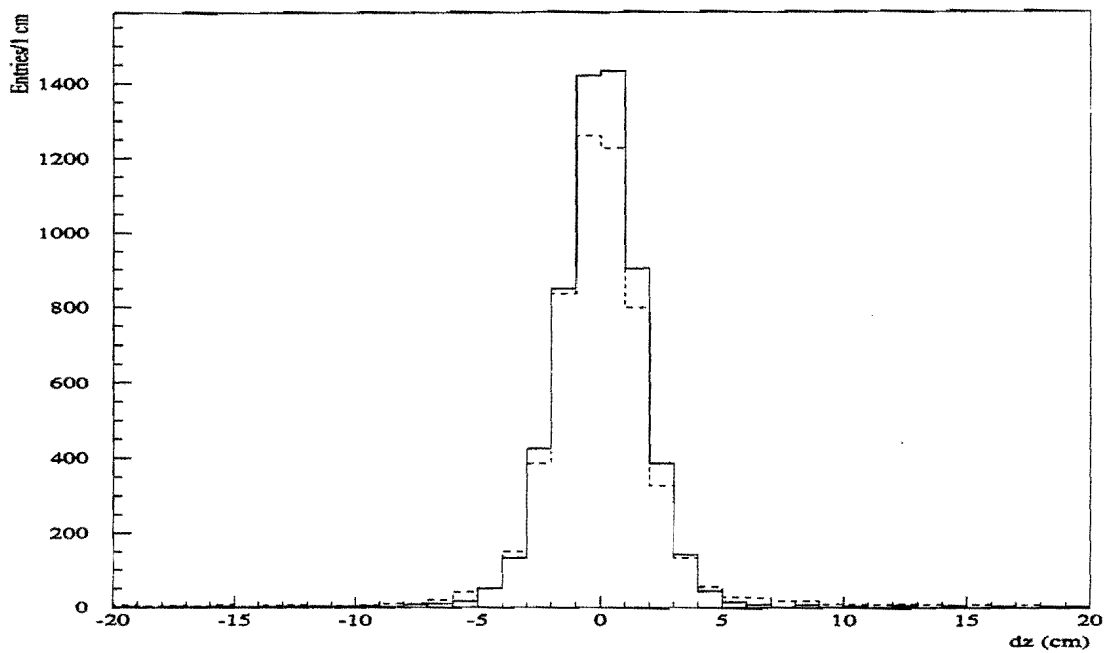


Figura 5.4: Distribuzione di $\Delta Z \equiv |Z_{leptone} - Z_{traccia}|$ per elettroni (linea intera) e muoni (linea tratteggiata).

sulla massa invariante leptone-traccia escludendo la finestra di massa tra 75 e 105 GeV/c². Questo taglio è necessario per rimuovere eventi di Z⁰.

Affinché la traccia selezionata possa essere associata ad un particolare leptone, abbiamo sfruttato l'informazione proveniente dal calorimetro. Abbiamo richiesto sempre un deposito minimo di energia nel calorimetro ed abbiamo classificato la traccia come elettrone, muone o tau in base alla quantità di energia depositata. Le definizioni per le tre categorie sono state scelte in modo da risultare esclusive, ovvero una traccia può appartenere solo ad una delle tre categorie. Queste sono, allo stesso tempo, il più possibile complementari, ossia tali che un leptone, escluso dalla propria categoria per una fluttuazione, possa essere recuperato in un'altra categoria.

5.4.1 Efficienza di riconoscimento di una traccia isolata ad alto P_T

La camera tracciante centrale di CDF ha una efficienza di riconoscimento di una traccia isolata ad alto P_T molto alta (stimata da Monte Carlo vicina al 100 %).

Per controllare questa stima è possibile inizialmente studiare un campione di Z⁰. In questo caso si trova che l'efficienza della richiesta di isolamento è molto alta e pari a circa il 97% [37].

Tuttavia è evidente come l'efficienza ottenuta dalla richiesta di isolamento dipenda *a priori* dal processo fisico considerato e non possa essere ottenuta dallo studio di processi diversi. Ad esempio, ci aspettiamo che in eventi di top, a causa del maggior numero di getti e di tracce cariche presenti, essa sia più bassa che in eventi di Z⁰. Questa differenza può essere determinata con simulazioni Monte Carlo con un errore che dipende dall'incertezza del modello teorico utilizzato per il processo di frammentazione dei getti del top e dall'incertezza introdotta dalla simulazione del rivelatore. Il valore di efficienza sulla richiesta di isolamento ottenuto da Monte Carlo è 83±4% per eventi di t \bar{t} in cui vi siano almeno due leptoni.

5.4.2 Elettroni

Per identificare una traccia candidato elettrone facciamo uso della frazione di energia elettromagnetica nei calorimetri e della consistenza della energia elettromagnetica con l'impulso della traccia misurato nella CTC. La traccia isolata viene classificata come un candidato elettrone se soddisfa alle richieste in Tabella 5.3. E_{EM} è l'energia depositata nel compartimento elettromagnetico della torre attraversata dalla particella, E_{tot} è l'energia totale nel calorimetro e P è l'impulso della traccia.

La traccia isolata è un:		
Elettrone	Muone	Tau
$0.5 < E_{EM}/P < 2.0$	$E_{EM} < 2 \text{ GeV}$	Non un elettrone
$E_{EM}/E_{tot} > 0.8$	$E_{Had} < 5 \text{ GeV}$	Non un muone
oppure	$E_{EM} > 0.05 \text{ GeV}$ o $E_{Had} > 0.5 \text{ GeV}$	
	$E_{tot} < 8 \text{ GeV}$	$E_{\tau}/P > 0.5$
$E_{EM}/E_{tot} > 0.95\%$		

Tabella 5.3: Criteri di selezione adoperati per identificare una traccia isolata come un elettrone, muone o tau.

Se la traccia isolata deposita più del 95% della sua energia nella torre del calorimetro elettromagnetico ad essa corrispondente, essa viene classificata come un candidato elettrone. In questo caso non teniamo conto della corrispondenza tra la misura dell'energia e quella del suo impulso. Se la frazione di energia elettromagnetica è compresa fra l'80% e il 95% si richiede invece la consistenza fra P e E_{EM} : $0.5 < E_{EM}/P < 2.0$.

Al fine di calcolare l'efficienza dei tagli sull'energia depositata nel calorimetro, abbiamo utilizzato gli eventi $Z^0 \rightarrow ee$ contenuti nel campione di elettroni inclusivi. Abbiamo studiato la distribuzione di massa invariante tra il leptone primario e la traccia isolata nell'evento. In Figura 5.5 (istogramma in alto) è ben visibile il picco dello $Z^0 \rightarrow ee$. Questo è di per sé sufficiente a certificare quanti sono gli elettroni fra le tracce isolate. Abbiamo poi preso in considerazione quelle tracce isolate che soddisfano ai criteri di identificazione

di un elettrone (Figura 5.5, istogramma in basso). Nel campione di dati a nostra disposizione (circa 110 pb^{-1}) troviamo 3075 eventi nella regione $75 < M_{inv} < 105 \text{ GeV}/c^2$. Dopo la sottrazione del fondo (restano 2930 eventi), abbiamo calcolato il rapporto tra il numero di eventi, nei due istogrammi, che sono compresi nella regione di massa invariante tra 75 e $105 \text{ GeV}/c^2$. L'efficienza così calcolata di identificazione di un elettrone a partire da una traccia isolata è risultata di $93 \pm 3\%$.

5.4.3 Muoni

Le tracce isolate vengono classificate come candidati muone se l'energia depositata nei compartimenti elettromagnetico e adronico della torre attraversata dalla particella è consistente con quella di una particella al minimo di ionizzazione. Inoltre, richiediamo un minimo di energia depositata in almeno uno dei compartimenti della torre colpita dalla particella. Questa richiesta serve a scartare le tracce che a volte (soprattutto se si trovano all'interno di getti densi) vengono male ricostruite in pseudorapidità. Queste tracce possono essere grossolanamente spostate dalla loro direzione reale e quindi apparire isolate, ma devono invece essere scartate. Vogliamo inoltre assicurarci che sia stata colpita una torre calorimetrica e che quindi la traccia non sia passata attraverso una regione non strumentata del calorimetro. In queste zone, infatti, il calorimetro è relativamente trasparente e non esercita la prevista funzione di filtro assorbitore degli adroni. I criteri di selezione per i muoni sono riassunti in Tabella 5.3.

Al fine di calcolare l'efficienza di identificazione per una traccia di un candidato muone, abbiamo utilizzato di nuovo il campione di $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ contenuto nel campione di muoni inclusivi. Oltre al muone primario, richiediamo la presenza di una traccia isolata. In Figura 5.6 mostriamo il picco dello $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ nello spettro di massa invariante del sistema formato dal muone primario e dalla traccia isolata (Figura 5.6 in alto). Quindi, richiediamo che la traccia isolata sia consistente con una particella di minima ionizzazione secondo i criteri in Tabella 5.3. Nel campione di dati a nostra disposizione (circa 110 pb^{-1}) troviamo 2555 eventi nella regione $75 < M_{inv} < 105 \text{ GeV}/c^2$. Dopo la sottrazione del fondo

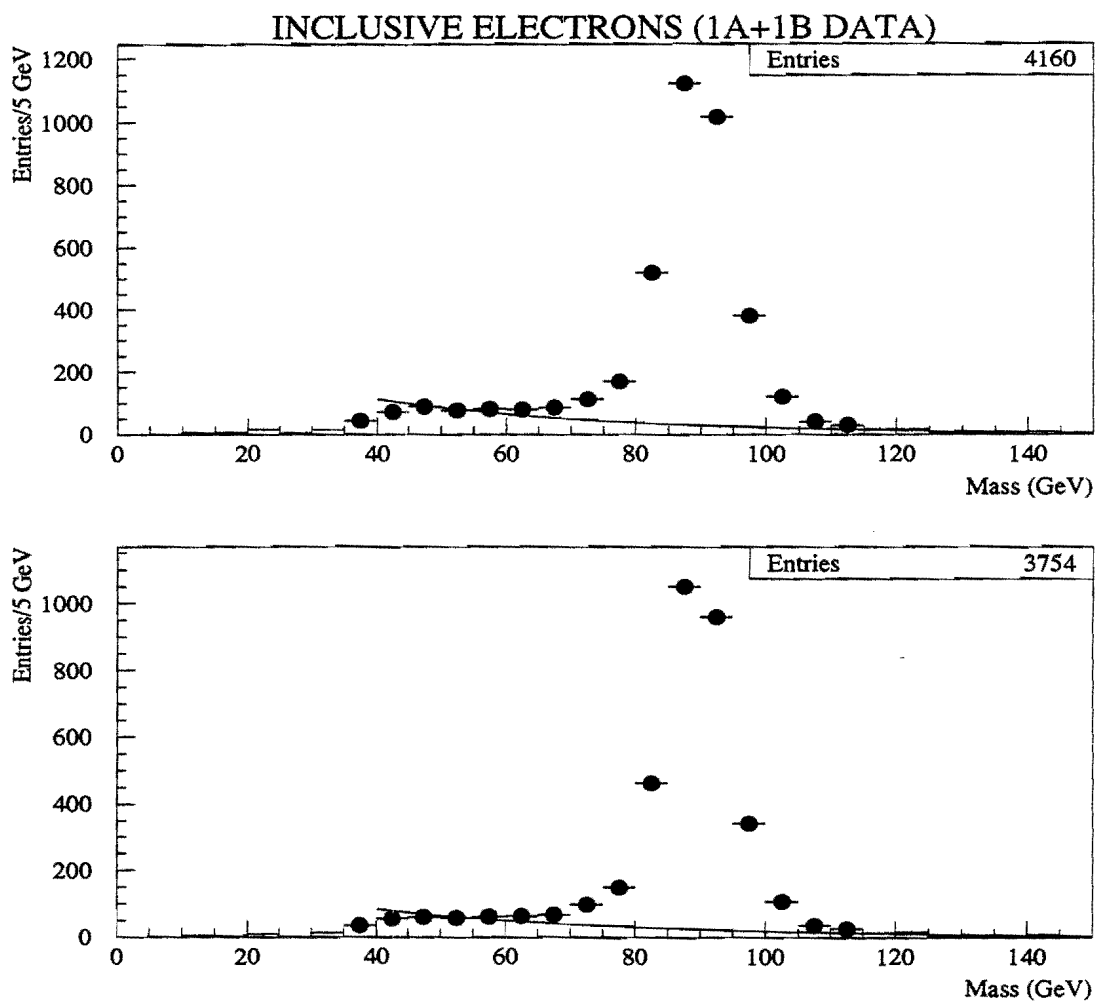


Figura 5.5: Distribuzione di massa invariante tra leptone e traccia isolata per un campione di elettroni inclusivi (in alto); la traccia isolata soddisfa ai criteri di identificazione dell'elettrone (in basso). Sovrapposto è mostrato il *fit* del fondo. Nel calcolo dell'efficienza questo viene tenuto in considerazione e quindi scartato da entrambi gli istogrammi.

(restano 2368 eventi), calcoliamo il rapporto tra i due istogrammi nella regione di massa invariante tra 75 e 105 GeV/c². L'efficienza perché un muone superi i criteri di identificazione imposti ad una traccia isolata risulta pari al 90±3%.

5.4.4 Tau

Come già detto, abbiamo limitato lo studio dei tau al canale di decadimento adronico in cui questi danno origine ad un adrone carico, un neutrino e uno o più adroni neutri. Tale canale rappresenta il 50% dei decadimenti del tau. Le tracce isolate con $P_T > 15$ GeV/c, che non sono classificate né come elettroni né come muoni, sono definite "tau". Per limitare la possibilità di una fluttuazione eccessiva nella misura dell'energia nel calorimetro richiediamo inoltre che $E_\tau/P > 0.5$, ove E_τ è definita come l'energia della torre a cui punta la traccia sommata alla energia delle torri adiacenti. Questo taglio viene applicato solamente per eliminare eventuali problemi di ricostruzione delle tracce ed è molto efficiente (oltre il 99%) nella identificazione dei tau, per cui la frazione di eventi buoni eliminata è trascurabile.

È opportuno notare che, al fine di accrescere l'efficienza per i leptoni tau, sarebbe vantaggioso adoperare un taglio più basso in P_T (traccia). Il tau decade infatti ($\tau \approx 0.3$ psec, $c\tau \approx 90\mu\text{m}$) in più corpi. In media quindi il P_T della traccia carica corrispondente al decadimento del tau è assai minore che non nel caso di quello di elettroni e muoni, che invece portano con loro tutto l'impulso originario. Questo risulta evidente dal confronto tra i due istogrammi in Figura 3.3. Una riduzione del taglio da $P_T > 15$ GeV/c a $P_T > 10$ GeV/c porterebbe ad un incremento di circa il 40% per l'efficienza di identificazione dei tau secondo studi preliminari fatti su un campione di Monte Carlo $t\bar{t}$. Tuttavia non è stato possibile abbassare la soglia di accettazione in impulso a causa del fondo che ciò avrebbe introdotto.

Per calcolare l'efficienza di identificazione del tau abbiamo usato un campione Monte Carlo Pythia+Tauola [39] $W \rightarrow \tau\nu$. Abbiamo innanzitutto identificato una traccia isolata: la distribuzione mostrata (vedi Figura 5.7 in alto) si riferisce alla frazione elettromagnetica

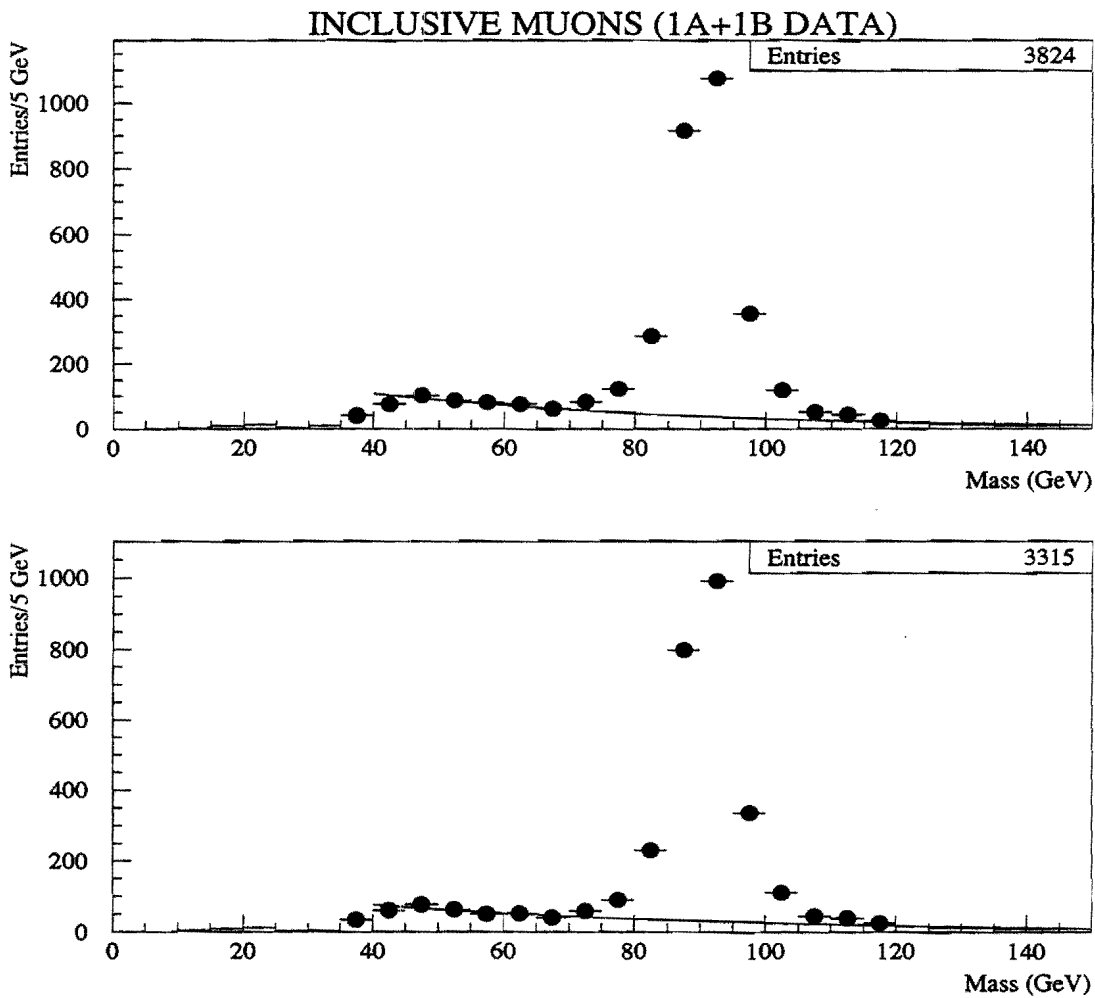


Figura 5.6: Distribuzione di massa invariante tra leptone e traccia isolata per un campione di muoni inclusivi (in alto); la traccia isolata soddisfa ai criteri di identificazione del muone (in basso).

(EMF) del getto corrispondente alla traccia isolata in questione.

La stessa distribuzione per eventi nei quali la traccia isolata è anche stata identificata come un leptone tau, secondo i criteri della Tabella 5.3, è riportata in Figura 5.7 (in basso). I due picchi, a $EMF \approx 1$ e a $EMF \approx 0.15$, corrispondenti rispettivamente ai decadimenti semileptonici del tau in elettrone e in muone, vengono eliminati quando viene richiesto che il tau decada in adroni. L'efficienza, calcolata dal rapporto di questi due istogrammi, è il $56 \pm 3\%$. Naturalmente questo valore non tiene conto del rapporto di decadimento del tau in una traccia isolata. Nella regione $0.3 < EMF < 0.8$, ovvero dove non sono presenti né elettroni né muoni, l'efficienza corrisponde al $94 \pm 6\%$. La efficienza di identificazione in funzione del P_T della traccia per un campione Monte Carlo in eventi $t\bar{t}$ è mostrata in Figura 5.8, ed è pari al $59 \pm 4\%$.

Crediamo sia importante notare che i criteri di selezione nel calorimetro sono molto laschi e per questo motivo molto efficienti. Il criterio di isolamento nella CTC è lo stesso per i tre tipi di leptone. Ci aspettiamo quindi che questa scelta produca una efficienza analoga per le tre categorie di leptoni.

5.5 Ricostruzione dei getti

I getti collimati di adroni, che derivano dalla frammentazione dei quarks, si manifestano come un gruppo di tracce collimate nella CTC associato ad un accumulo di energia localizzato nella corrispondente parte del calorimetro. Per quanto in linea di principio ci si possa servire anche delle distribuzioni delle tracce cariche, per il riconoscimento dei getti vengono utilizzati solo i depositi di energia nelle torri calorimetriche. L'algoritmo di ricostruzione dei getti usato a CDF adopera un cono di raggio fissato nello spazio $\eta - \phi$, $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. Una descrizione più dettagliata di questo algoritmo può essere trovata in [40]. In questa analisi abbiamo scelto un cono di raggio $R = 0.4$.

In generale, l'energia dei getti può essere misurata non correttamente a causa di vari effetti. Tra questi ci sono: 1) la non-linearità nella risposta del calorimetro, 2) il compor-

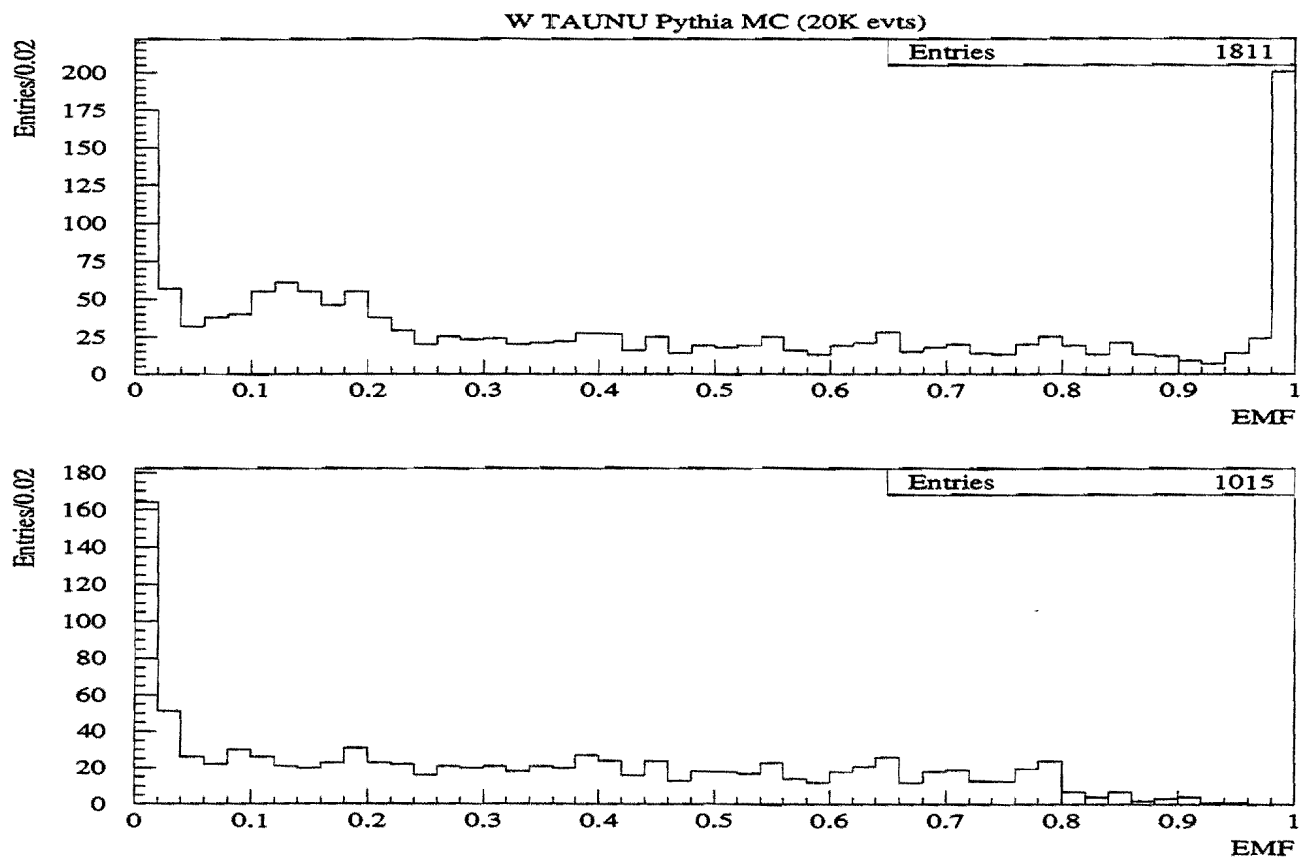


Figura 5.7: Distribuzione della frazione elettromagnetica per un campione di Monte Carlo ($W \rightarrow \tau \nu$). In alto viene richiesta la presenza di una traccia isolata. In basso la traccia isolata è anche identificata come un candidato tau.

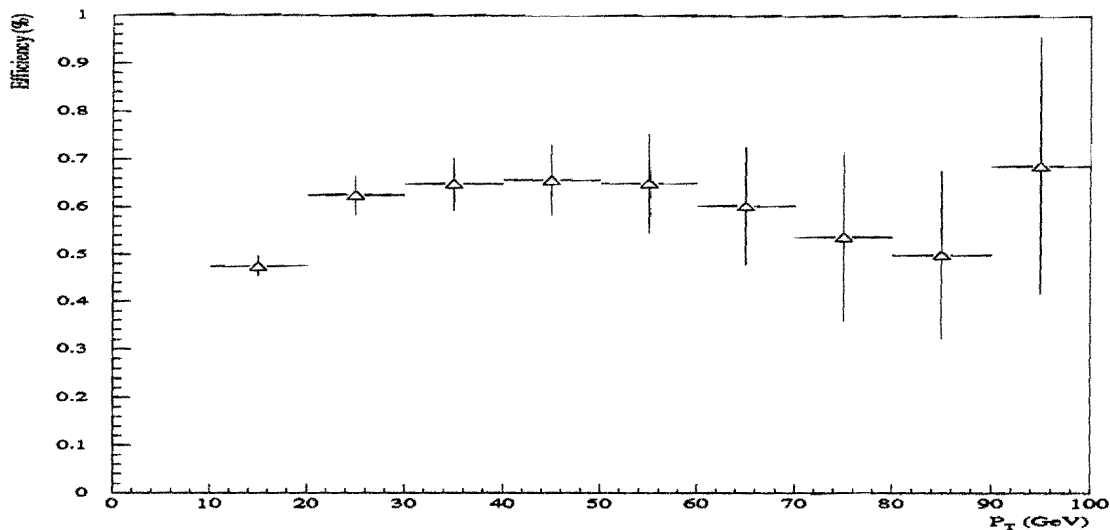


Figura 5.8: Efficienza di identificazione del tau in funzione del P_T della traccia, in un campione di Monte Carlo ($t\bar{t}$).

tamento anomalo di risposta nelle regioni vicine ai bordi delle torri del calorimetro, 3) la presenza di altri partoni che appartengono ai getti “spettatori” della interazione primaria e che non partecipano direttamente al processo $q\bar{q}(gg) \rightarrow t\bar{t}$, ma danno comunque luogo ad una diffusa produzione aggiuntiva di particelle (*underlying event*), e 4) le particelle prodotte dalla frammentazione del partone che produce il getto, ma che cadono al di fuori del cono utilizzato per la ricostruzione del getto stesso (*out of cone radiation*).

L’energia dei getti, come misurata dal calorimetro, può però essere corretta per tener conto di questi effetti. La correzione dipende dall’ E_T e dall’ η del getto ed è mirata a correggere ogni getto singolarmente. Tipicamente, queste correzioni incrementano la energia dei getti di circa il 30%; esse sono descritte in modo dettagliato nelle Referenze [40] e [41]. Le incertezze sulla misura dell’energia del getto, dovute sia agli effetti del rivelatore che ai modelli teorici che descrivono i processi di frammentazione, sono dell’ordine del 10% [7].

Nella analisi che stiamo descrivendo abbiamo richiesto la presenza di due getti che soddisfino alle seguenti condizioni:

- $E_T(\text{getto1}), E_T(\text{getto2}) > 10 \text{ GeV}$ (prima delle correzioni);
- $\Delta R(\text{leptone-getto}) > 0.5$;
- $\Delta R(\text{traccia-getto}) > 0.5$;
- $\Delta R(\text{getto-getto}) > 0.6$;
- $|\eta|(\text{getto1}), |\eta|(\text{getto2}) < 2.0$.

Il taglio in ΔR tra leptoni e getti va interpretato come una richiesta di isolamento, e implica la rinuncia a studiare leptoni che siano all'interno di un getto o molto vicini ad esso. Il taglio in $\Delta R > 0.6$ tra due getti è consistente con il fatto che abbiamo usato un cono di ricostruzione dei getti di raggio $R = 0.4$. Si vuole cioè evitare che, un getto insolitamente esteso su molte torri del calorimetro, venga erroneamente interpretato dall'algoritmo di ricostruzione come due getti separati. L'efficienza ottenuta da Monte Carlo per queste richieste è $86 \pm 3\%$.

5.6 Energia mancante trasversa (\cancel{E}_T)

I neutrini non interagiscono con alcuna componente del rivelatore e non possiamo quindi osservarli direttamente. Questo causa un'apparente sbilanciamento dell'impulso misurato nell'evento. Una grande frazione di energia in una collisione $p\bar{p}$ fuoriesce dal rivelatore a piccoli angoli rispetto alla direzione del fascio. Negli eventi osservati non si può quindi imporre la conservazione dell'impulso nella direzione parallela al fascio. Possiamo però misurare l'energia mancante nel piano ortogonale alla direzione del fascio. L'energia mancante trasversa (\cancel{E}_T) viene definita [42] come la somma vettoriale, cambiata di segno, della energia trasversa di tutte le torri i del calorimetro che si trovano a $|\eta| < 3.6$:

$$\vec{\cancel{E}}_T = - \sum \vec{E}_T^i$$

Il valore di energia mancante, ottenuto dal calorimetro, deve essere corretto per la presenza di muoni. I muoni depositano infatti poca energia nel calorimetro e contribuiscono

quindi all'apparente sbilanciamento energetico dell'evento. Negli eventi che contengono candidati muoni, l'energia trasversa depositata nel calorimetro lungo la traiettoria viene sottratta e viene invece aggiunto il valore del P_T del candidato muone, come misurato nella CTC. Per il calcolo della energia mancante vengono adoperate le energie corrette dei getti.

Misure su eventi a due getti hanno mostrato che la risoluzione per la \cancel{E}_T è di circa $0.7 \times \sqrt{\sum E_T}$ [7], ove $\sum E_T$ è la somma scalare della energia trasversa misurata in GeV.

Nella nostra analisi abbiamo richiesto che $\cancel{E}_T > 25$ GeV. L'efficienza di questo taglio ottenuta da Monte Carlo per eventi di decadimento $t\bar{t}$ nel canale a due leptoni è $86 \pm 3\%$.

Ci sono anche fondi che contengono due leptoni ed una energia mancante di valore elevato. Tra i processi che corrispondono a questo tipo di fondo, troviamo $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ e produzione di coppie Drell-Yan e^+e^- o $\mu^+\mu^-$ con getti associati. Nel primo di questi due casi ciascuno dei tau produce dei neutrini e questo può produrre un grande valore di energia mancante. Il vettore \cancel{E}_T però è lungo la direzione di uno dei tau e, di conseguenza, approssimativamente lungo la direzione dell'elettrone, muone o getto da esso prodotto. Nel secondo caso, ovvero negli eventi e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ + getti, gli errori di misura dell'energia dei getti possono causare grandi valori per la \cancel{E}_T calcolata. In questo caso la direzione della \cancel{E}_T sarà lungo uno dei getti che sono stati male misurati. Per ovviare a questi problemi richiediamo che la differenza nella direzione nell'angolo azimutale $\Delta\phi$, tra l' \cancel{E}_T e quella del leptone o del getto più vicino, sia maggiore di 20° , in eventi che abbiano una $\cancel{E}_T < 50$ GeV.

La efficienza complessiva di questo taglio (in \cancel{E}_T e $\Delta\phi_{min}$) ottenuta da Monte Carlo per eventi di decadimento $t\bar{t}$ nel canale a due leptoni è il $78 \pm 3\%$ (si veda anche la Figura 6.8).

5.7 Accettanza

Abbiamo calcolato il numero di eventi $t\bar{t}$ attesi nei vari canali di analisi a partire da un campione Monte Carlo (Pythia, $M_t=175$ GeV/ c^2). Il campione di partenza contiene

qualunque combinazione permessa dei decadimenti della coppia $t\bar{t}$. A questo campione abbiamo applicato la stessa selezione che abbiamo usato per i dati. Abbiamo inoltre tenuto conto della efficienza del trigger dei muoni ($\simeq 90\%$)¹. Calcoliamo quindi il valore assoluto dell'accettazione (A_{tot}) e, da esso, il numero di eventi attesi in ciascun canale, $N = A_{tot} \cdot \sigma_{t\bar{t}} \cdot \mathcal{L}$. Il valore della sezione d'urto adoperata è quella misurata da CDF nei canali dileptonico e leptone singolo, $\sigma_{t\bar{t}} = 7.6^{+2.4}_{-2.0} \text{pb}$ [43].

I risultati sono mostrati nella Tabella 5.4 e sono rapportati al valore della luminosità \mathcal{L} del campione dei dati ($\mathcal{L} = 110 \text{ pb}^{-1}$).

Canale	A_{tot} (%)	Eventi attesi in 110 pb^{-1}
$e\mu$	0.536 ± 0.026	4.5
ee	0.194 ± 0.016	1.6
$\mu\mu$	0.194 ± 0.016	1.6
$e\tau$	0.072 ± 0.010	0.6
$\mu\tau$	0.084 ± 0.010	0.7
Totale	1.080 ± 0.037	9.0

Tabella 5.4: Accettazione nel canale di decadimento a due leptoni del quark top.

5.8 Risultati

Abbiamo analizzato gli interi campioni di elettroni inclusivi e di muoni inclusivi a nostra disposizione che corrispondono ad una luminosità totale di circa 110 pb^{-1} (Run 1A e Run 1B).

Dopo avere applicato la selezione che abbiamo appena descritto troviamo 9 eventi di tipo $e\mu$ e 6 eventi di tipo $e\tau$ o $\mu\tau$ (vedi la Tabella 5.5).

Nella nostra selezione finale troviamo anche 3 eventi di tipo ee e 3 di tipo $\mu\mu$. Tuttavia, il fondo in questo canale è più importante, ed è dovuto principalmente alla produzione di bosoni Z con altri due getti nell'evento. Come sarà discusso nel seguito, la significatività del numero di eventi in questo canale è quindi minore che non negli altri.

¹Per gli elettroni il trigger è pienamente efficiente.

Questi eventi, che passano la nostra selezione, saranno discussi in modo dettagliato nel Capitolo 7.

Troviamo inoltre due eventi di tipo $e\mu$ che risultano avere i due leptoni con carica dello stesso segno. Negli eventi $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b}$, ove entrambi i W decadono in modo leptonic, i leptoni risultano avere carica opposta in segno nella quasi totalità dei casi (il $99.5 \pm 0.5\%$ da studi con un campione Monte Carlo). Questi due eventi verranno discussi in modo dettagliato nell'Appendice A.

Taglio	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\tau$	$\mu\tau$	Totale
Leptone + traccia isolata	206	3282	3028	102	90	6708
+Massa invariante	206	665	732	102	90	1795
+ \cancel{E}_T	42	62	123	23	27	277
+ $\Delta\phi$	25	18	70	15	18	146
+ $N_j \geq 2$	11	3	3	3	3	23
+carica opposta	9	3	3	3	3	21

Tabella 5.5: Numero di eventi dopo i successivi tagli applicati. Il campione usato corrisponde ad una luminosità di 110 pb^{-1} .

Capitolo 6

Studio del fondo

In questo capitolo descriveremo lo studio della contaminazione nel campione di eventi selezionati ed analizzeremo le varie possibili sorgenti di fondo.

Una parte del fondo è dovuta a reali processi fisici che superano i tagli dell'analisi pur non derivando dal decadimento di coppie $t\bar{t}$. Un esempio di questo tipo di fondo ("fondo fisico") deriva dalla produzione di coppie di bosoni WW o dalla produzione di Z^0 seguita dal decadimento $Z^0 \rightarrow \tau\tau$. Questi processi possono simulare un evento $t\bar{t}$. Infatti, nel caso in cui entrambi i W , o entrambi i tau provenienti dalla Z^0 , decadono in modo leptonic e, inoltre, vi è una produzione di almeno due ulteriori getti nell'evento, lo stato finale corrisponde, almeno qualitativamente, a quello del decadimento a due leptoni della coppia $t\bar{t}$.

Oltre al fondo fisico appena descritto, vi è poi un fondo dovuto ad una erronea identificazione dei candidati leptoni. In alcuni casi può infatti accadere che uno dei candidati leptone sia in realtà un adrone isolato nella CTC che genera un deposito di energia nel calorimetro consistente con quello di elettroni oppure muoni, o tau. Abbiamo stimato questo tipo di fondo adoperando i dati, nel modo che viene discusso qui di seguito. In questo caso il fondo è infatti dovuto ad incertezze di misura ed ai possibili comportamenti anomali del rivelatore ed è quindi difficilmente riproducibile da Monte Carlo.

6.1 Probabilità di osservare un cluster nel calorimetro associato ad una traccia isolata

L'identificazione del leptone avviene principalmente tramite la richiesta di una traccia isolata nella CTC. I getti adronici possono dunque apparire nel rivelatore molto simili ai leptoni, nel caso in cui vi sia in essi una sola traccia carica rivelata. In alcuni di questi casi l'energia depositata nel calorimetro potrebbe essere consistente con la definizione da noi data di leptone. Chiameremo questi segnali che simulano il comportamento di un leptone, "falsi" leptoni.

Per il calcolo di questo tipo di fondo abbiamo utilizzato un campione di getti inclusivi. Il *trigger* che ha permesso di selezionare questi dati richiede un segnale in una singola torre di *trigger* con E_T superiore ad una soglia di alcuni GeV (variabile a secondo della regione calorimetrica coperta) a livello 1, ed un corrispondente *cluster* con una energia trasversa di almeno 20, 50 o 70 GeV a livello 2.¹

Per questo campione di getti inclusivi abbiamo quindi calcolato la probabilità che ad essi sia associata in direzione una traccia isolata nella CTC ($\Delta R(\text{traccia-jet}) < 0.3$). Successivamente abbiamo calcolato la probabilità di associare questa traccia al getto identificato rispettivamente come un elettrone o un tau. La presenza di tracce isolate nel campione di getti inclusivi può essere dovuta a fluttuazioni nel processo di frammentazione del getto o ad una cattiva ricostruzione spaziale delle tracce. Abbiamo studiato diversi criteri di isolamento della traccia nella CTC: 1) $\Sigma P_T / P_T < 10\%$, 2) $\Sigma P_T < 2 \text{ GeV}/c$ e 3) $\Sigma P_T < 1 \text{ GeV}/c$. La somma ΣP_T è estesa ad un cono di raggio $R=0.4$ nello spazio $\eta - \phi$.

In questa stima abbiamo preso in considerazione i getti che si trovano in una regione di pseudorapidità a $|\eta| < 1$. In Figura 6.1 (in alto) mostriamo la distribuzione in E_T dei getti utilizzati e tra questi cerchiamo tracce isolate secondo diversi criteri di isolamento. In Figura 6.1 (in mezzo) mostriamo il valore di $E_T(\text{jet})$ per quei getti che hanno una sola

¹A rigor di logica va osservato che questi segnali potrebbero contenere una piccola e trascurabile componente di veri leptoni.

traccia associata in direzione entro un cono $\Delta R(\text{traccia-jet}) < 0.3$. Il rapporto tra le due distribuzioni (Figura 6.1 in basso) ci dà il fattore di soppressione del fondo dovuto alla richiesta di isolamento di una traccia nella CTC, in funzione di $E_T(\text{jet})$.

Notiamo che, nel caso di una scelta dell'isolamento in funzione del P_T ($\Sigma P_T/P_T < 10\%$), la probabilità di osservare una traccia isolata aumenta ad alti valori di $E_T(\text{jet})$. Questa circostanza è poco piacevole poiché i leptoni ad alto P_T sono anche quelli più favoriti negli eventi di tipo $t\bar{t}$. Questo inoltre arricchisce il campione di tracce la cui misura dell'impulso è sovrastimata a causa degli errori di misura. Per questo motivo abbiamo studiato la possibilità di applicare un taglio che non dipenda dal P_T della traccia. Il taglio preso in esame pone un limite superiore alla somma dei momenti nel cono di isolamento di $R=0.4$: $\Sigma P_T < 1,2 \text{ GeV}/c$. La scelta è stata effettuata studiando le distribuzioni in ΣP_T per il leptone primario (si veda la Figura 5.3). Una scelta appropriata sembra essere quella di $\Sigma P_T < 1 \text{ GeV}/c$. Notiamo (Figura 6.1 in basso) che il potere di soppressione del fondo a $P_T > 50 \text{ GeV}/c$ è più che raddoppiato se adoperiamo un taglio fisso a $\Sigma P_T < 1 \text{ GeV}/c$ rispetto a quello a $\Sigma P_T/P_T < 10\%$.

Come viene discusso in Referenza [44] la selezione del *trigger* tende a favorire getti più stretti e con un minore numero di tracce nel cono di isolamento. Questi getti sono infatti contenuti in un minore numero di torri. Questo porta a sovrastimare il contributo dei falsi leptoni. Nello studio del fondo da falsi leptoni abbiamo adoperato tutti i getti. I risultati ottenuti sono quindi una stima conservativa.

Abbiamo paragonato il fondo accettato per due diversi valori minimi per il P_T della traccia isolata, $P_T > 10 \text{ GeV}/c$ oppure $P_T > 15 \text{ GeV}/c$. In Figura 6.2 mostriamo la distribuzione di probabilità per i due diversi valori minimi del $P_T(\text{traccia})$. L'abbassamento del P_T minimo della traccia aumenta considerevolmente il fondo a bassi valori del P_T della traccia. Pertanto, anche se ciò potrebbe essere di giovamento per un incremento dell'accettazione nella identificazione del tau, in definitiva abbiamo ritenuto opportuno limitare il nostro studio alle tracce con $P_T > 15 \text{ GeV}/c$. Con questa condizione la probabilità che un getto contenga una sola traccia isolata varia tipicamente fra il 0.2% al 0.3%

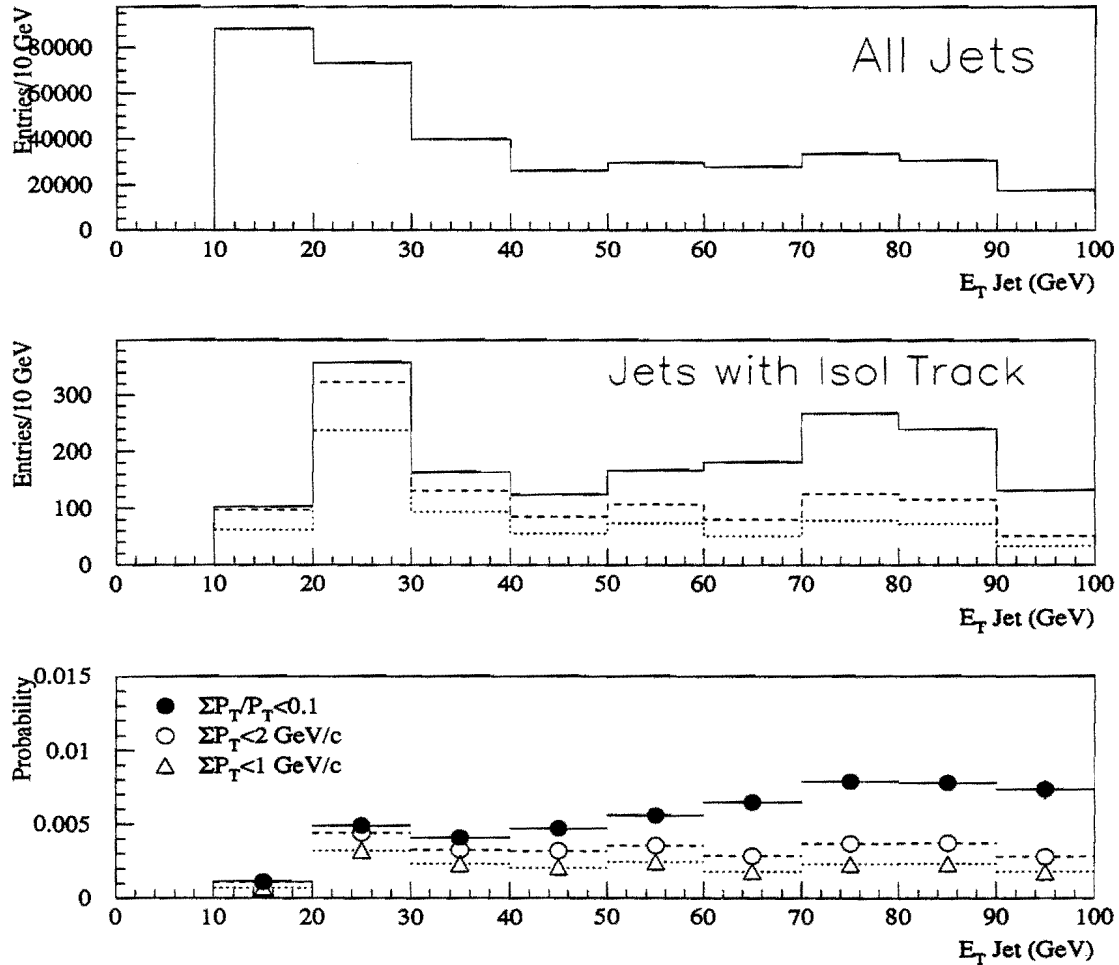


Figura 6.1: Distribuzione di $E_T(\text{jet})$ nel campione di getti inclusivi. Tutti i getti a $|\eta| < 1$ (alto); tutti i getti a $|\eta| < 1$ che hanno una traccia isolata (in mezzo); la probabilità di trovare una traccia isolata in un campione di getti inclusivi (in basso). Diversi simboli corrispondono a diversi criteri di isolamento.

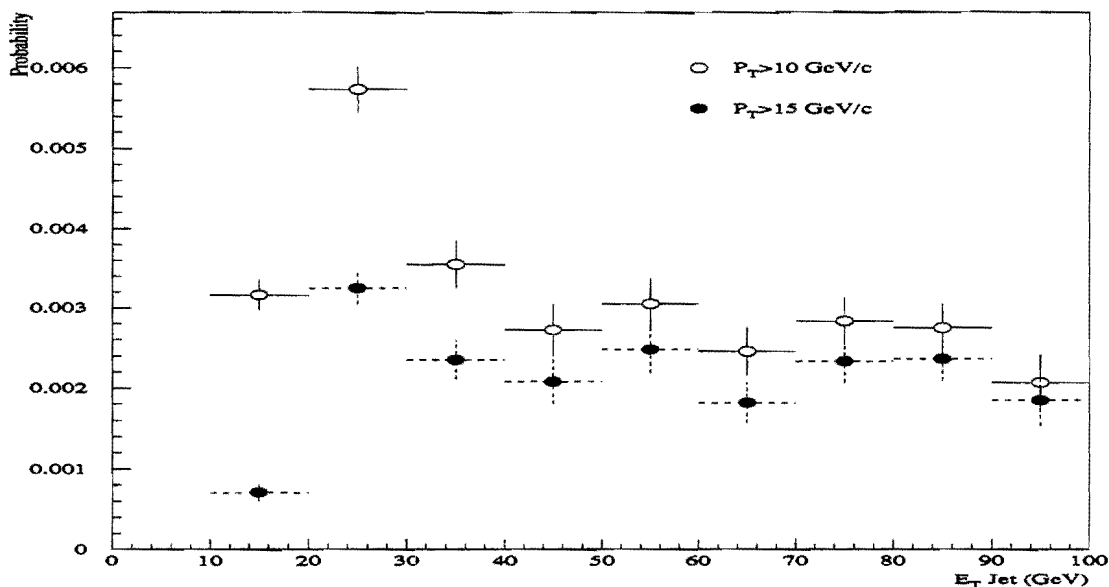


Figura 6.2: Probabilità in funzione di $E_T(\text{jet})$ di trovare una traccia isolata in un campione di JET50, per due diversi valori minimi del $P_T(\text{traccia})$.

per getti di energia fra 10 e 100 GeV. Come già osservato, si potrebbe presumere che nel campione di getti vi siano anche alcuni leptoni veri. Possiamo però affermare che il valore di probabilità ottenuto, se utilizzato per calcolare la contaminazione adronica del campione di leptoni, permette comunque di ottenere un limite superiore alla contaminazione reale.

6.1.1 Probabilità di falsi tau e falsi elettroni

Discuteremo ora la stima della probabilità di identificazione di falsi leptoni per i tau e per gli elettroni. Nel paragrafo successivo discuteremo il caso dei muoni. La distinzione segue dal diverso comportamento adronico delle due classi di leptoni.

Per calcolare la probabilità che il segnale calorimetrico di un getto adronico associato ad una traccia isolata fluttui in maniera da venire identificato come un tau abbiamo cercato le tracce isolate con $P_T > 15 \text{ GeV/c}$ che soddisfano anche la definizione calori-

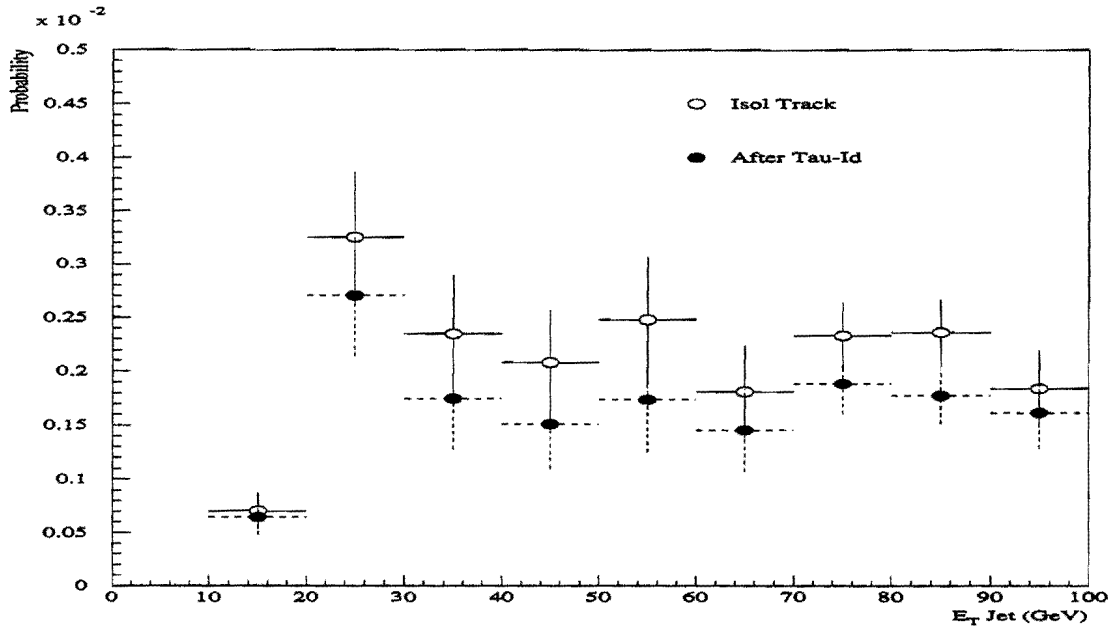


Figura 6.3: Probabilità che un getto appaia come una traccia isolata (pallini bianchi) che sia anche identificata come un tau (pallini neri).

metrica di candidato tau descritta nel capitolo precedente (Tabella 5.3). Ripetendo la procedura descritta nel paragrafo precedente otteniamo la funzione di probabilità richiesta in funzione dell'energia del getto (Figura 6.3). Il valore della probabilità, anche se un poco ridotto rispetto alla Figura 6.1, varia ancora fra 0.2% e 0.3% per getto. Il fattore di soppressione, ovvero la riduzione del fondo, è dovuto principalmente alla richiesta di isolamento. La richiesta di un appropriato deposito di energia nel calorimetro non cambia di molto il risultato.

Applichiamo quindi questa distribuzione di probabilità ai dati. Selezioniamo un campione con almeno un leptone inclusivo, una energia mancante $E_T > 25$ GeV (il campione di W) ed almeno 3 getti con $E_T(jet) > 10$ GeV. Nella Figura 6.4 mostriamo la distribuzione in $E_T(jet)$ di tutti i getti a $|\eta| < 1$ che quindi possono diventare un candidato tau. In questa distribuzione assegnamo un peso a ciascun getto, dato dalla probabilità che esso simuli un tau. Se richiediamo inoltre la condizione che per gli eventi candidati la carica dei due

leptoni sia opposta in segno, possiamo dividere per due il fondo ottenuto. Ci aspettiamo infatti che il fondo dovuto a tracce di getti adronici che vengono identificate come leptoni, sia ugualmente distribuito tra cariche di segno opposto e cariche di uguale segno. Otteniamo quindi un'aspettazione del fondo da falsi leptoni nel canale $e\tau$ di 0.37 ± 0.04 eventi e nel canale $\mu\tau$ di 0.39 ± 0.04 eventi. Possiamo combinare questi risultati sommando in modo quadratico gli errori. Il fondo complessivo nel canale $W(e,\mu)+\tau$ è di 0.76 ± 0.06 eventi.

Un simile procedimento viene seguito per trovare il fondo da falsi leptoni nel canale $W(e,\mu)+e$ lettrone. La funzione di probabilità di trovare un falso elettrone è mostrata in Figura 6.5. Essa è inferiore a 0.1% per getto. Se applichiamo questa probabilità ai dati, in modo analogo a quanto fatto per i tau, otteniamo una aspettazione del fondo rispettivamente di 0.08 ± 0.02 eventi nel canale $W(\mu)+e$ lettrone e di 0.09 ± 0.02 eventi nel canale $W(e)+e$ lettrone. Anche in questo caso è possibile che il campione utilizzato contenga una piccola frazione di elettroni veri. Il valore di probabilità calcolato è quindi una sovrastima del fondo.

6.2 Probabilità di falsi muoni

Gli adroni che possono essere erroneamente identificati come muoni devono attraversare il calorimetro depositando solo un minimo di energia. Trascureremo quindi la possibilità che falsi muoni isolati possano essere simulati da getti adronici segnalati dal calorimetro, e calcoliamo la contaminazione nel caso dei muoni a partire dalle sole tracce.

Ripetiamo quindi il procedimento adottato per elettroni e tau, ma adoperando una parametrizzazione in funzione del P_T della traccia.

Troviamo la probabilità che una traccia isolata venga identificata come un muone in un campione di getti inclusivi. A questo proposito, come discusso in [45], è necessario osservare che la richiesta di trovare una traccia isolata non è però sufficiente ad eliminare quelle tracce che sono male ricostruite in pseudorapidità. Queste tracce infatti, che ap-

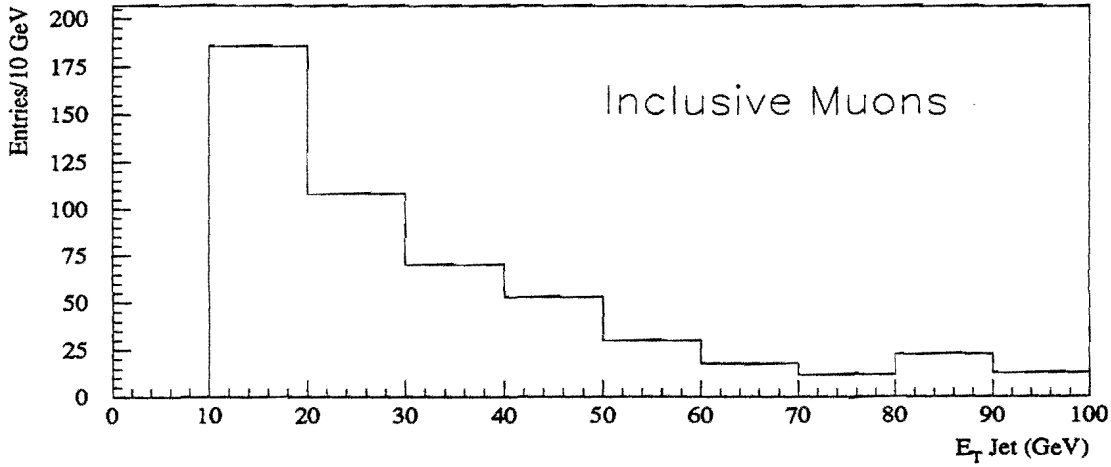
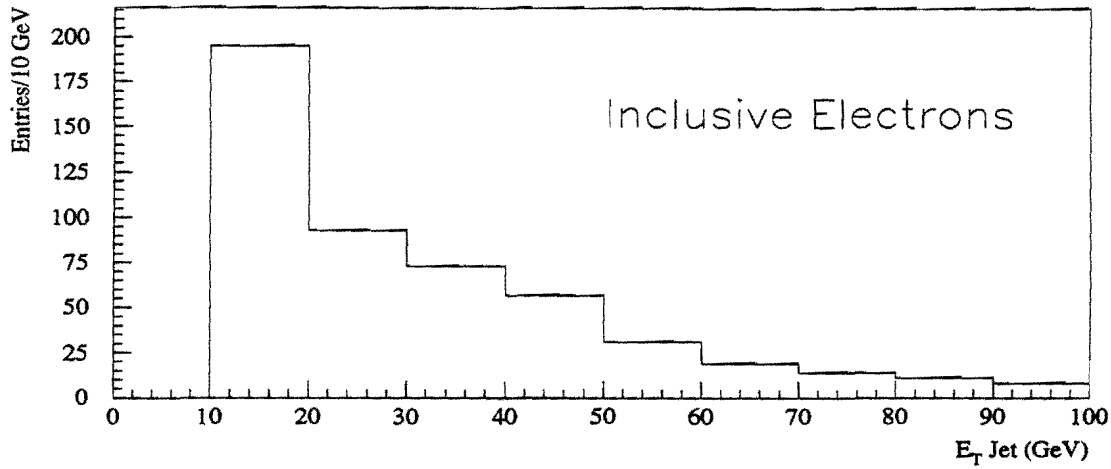


Figura 6.4: Distribuzione di $E_T(jet)$ nel campione di $W(e,\mu)+\geq 3 jets$ per tutti i getti a $|\eta| < 1$. I campioni di elettroni (sopra) e muoni (sotto) inclusivi sono mostrati in due distribuzioni separate.

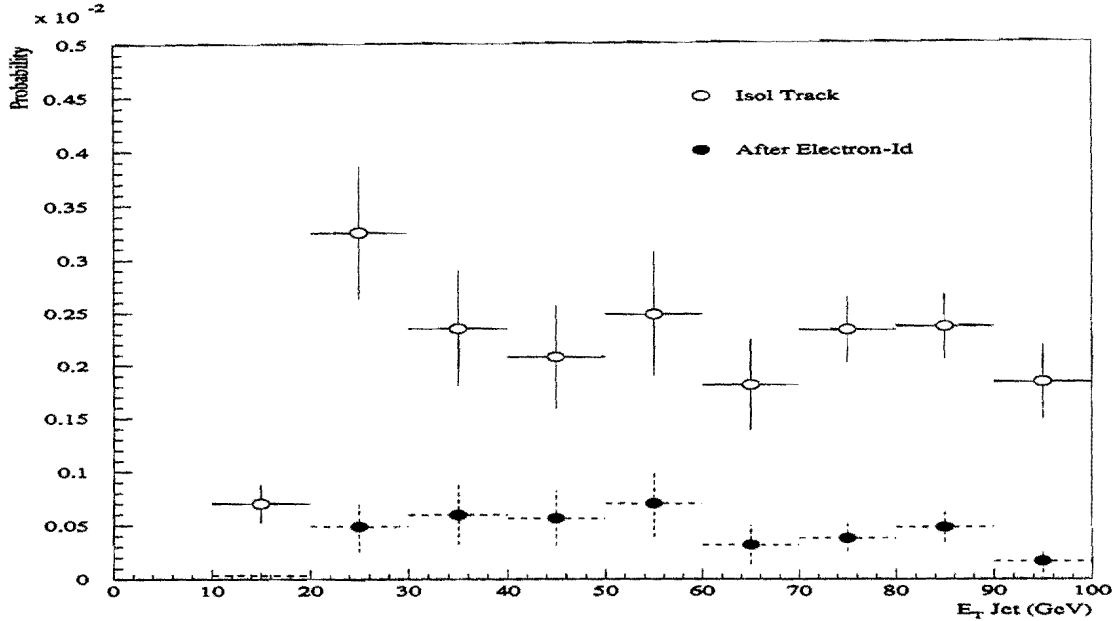


Figura 6.5: Probabilità che un getto appaia come una traccia isolata (simboli aperti) che sia anche identificata come un elettrone (punti).

paiono allo stesso ϕ del getto, fanno probabilmente parte di quel getto energetico, ma risultano isolate a causa dell'errore nella ricostruzione della pseudorapidità. Per far sí che il nostro calcolo del fondo non venisse compromesso da questa errata ricostruzione, molto piú frequente in eventi con alta attivitá adronica, abbiamo richiesto che la traccia fosse separata in ϕ dal getto piú vicino ($\Delta\phi > 0.3$). In un campione di getti inclusivi di circa 132000 tracce con $P_T > 15$ GeV/c ed $|\eta| < 1$, troviamo 20 tracce che vengono erroneamente identificate come un muone.

Dal rapporto tra il numero delle tracce isolate e tutte le tracce (ad $\eta < 1$ e con $P_T > 15$ GeV/c) calcoliamo la probabilitá di trovare una traccia che venga erroneamente identificata come un muone. Questa ha un valore $P(\mu) = 0.015 \pm 0.004\%$. Abbiamo calcolato il numero medio di getti presenti per evento ed abbiamo corretto per l'effetto del taglio in $\Delta\phi > 0.3$ tra la traccia ed i getti ottenendo $P(\mu) = 0.020 \pm 0.004\%$

Applichiamo quindi questa probabilitá ai dati. In questo caso selezioniamo quindi

un campione con almeno un leptone inclusivo, una energia mancante $\cancel{E}_T > 25$ GeV (il campione di W), due getti con $E_T(jet) > 10$ GeV, ed una traccia con $P_T > 15$ GeV/c a $|\eta| < 1$. Otteniamo una aspettazione del fondo da falsi leptoni nel canale $e - \mu$ di 0.09 ± 0.02 eventi. Un analogo procedimento applicato al canale $\mu - \mu$ fa prevedere un fondo di 0.10 ± 0.02 eventi.

6.3 Produzione di coppie di leptoni da Drell–Yan

Gli eventi di Drell–Yan del tipo $q\bar{q} \rightarrow (\gamma^*, Z^*) \rightarrow ee, \mu\mu$ non contengono neutrini. La richiesta di una grande energia trasversa mancante ($\cancel{E}_T > 25$ GeV) dovrebbe essere quindi sufficiente ad eliminare questo tipo di fondo. Tuttavia, a causa della non uniformità e non linearità nella risposta del calorimetro, l'energia di un getto o di un elettrone può occasionalmente essere molto sottostimata o sovrastimata, causando in questo modo un'apparente grande \cancel{E}_T nell'evento. Se, insieme alla coppia ee o $\mu\mu$, l'evento malmisurato contiene almeno due getti, esso può passare i tagli della nostra selezione.

Abbiamo stimato il fondo dovuto a questo processo studiando dati reali. Nel campione di elettroni e muoni inclusivi si ottiene in modo molto chiaro il picco dello Z^0 nello spettro di massa dei due corpi richiedendo, oltre al leptone inclusivo di alta qualità, una traccia isolata identificata rispettivamente come un elettrone o come un muone. A partire dal campione di elettroni inclusivi troviamo la distribuzione di massa invariante mostrata in Figura 5.5. La frazione di eventi fuori della regione tra 75 e 105 GeV/c² è $571/3053 = 18.7 \pm 0.9\%$. Nel campione di muoni inclusivi (vedi Figura 5.6) questa frazione di eventi è $622/2787 = 22.3 \pm 1.0\%$. Entrambi gli spettri sono dominati dal picco dello Z^0 , per cui la traccia isolata è di regola un vero elettrone o un vero muone. Possiamo dunque misurare negli stessi dati il numero di eventi che passano i tagli della selezione $t\bar{t} \rightarrow ee, \mu\mu$ usata per individuare i candidati dileptonici senza applicare il taglio in massa invariante ($75 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee, \mu\mu} < 105 \text{ GeV}/c^2$). Nel campione di elettroni inclusivi selezioniamo 8 eventi, quattro di questi giacciono all'interno del taglio in massa. Nel campione di muoni

inclusivi vengono selezionati 6 eventi, di cui 3 sono compresi nella finestra di massa. È ragionevole ammettere che questa probabilità sia approssimativamente la stessa dentro o fuori la regione di massa ($ee, \mu\mu$) dello Z^0 . Abbiamo quindi scalato questi numeri alla frazione di eventi che nella distribuzione di massa invariante (leptone-traccia isolata) si trovano all'esterno della finestra di massa. La stima del fondo atteso da eventi di Drell-Yan è rispettivamente di 1.50 ± 0.53 eventi nel canale ee , e di 1.34 ± 0.55 nel canale $\mu\mu$.

6.4 $Z^0 \rightarrow \tau\tau$

Il decadimento della Z^0 in coppie $\tau^+\tau^-$ può produrre stati finali con due leptoni e \cancel{E}_T . Se entrambi i τ decadono in modo leptonic ($\tau \rightarrow l\nu\bar{\nu}$), lo stato finale conterrà due leptoni di carica opposta e quattro neutrini che possono dar luogo ad una grande \cancel{E}_T . Se le coppie di τ vengono prodotte insieme ad altri getti, questi eventi possono passare la nostra selezione.

Per avere una stima quantitativa del numero di eventi di fondo attesi nel nostro campione, dovuti al processo $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ abbiamo proceduto come descritto qui di seguito.

Abbiamo paragonato la distribuzione in \cancel{E}_T osservata nei dati con le previsioni Monte Carlo per un processo con alta statistica, come il decadimento $Z^0 \rightarrow ee$. Abbiamo fatto questo per avere una stima di quanto bene il Monte Carlo riesca a riprodurre la realtà.

In questo studio abbiamo scelto il generatore Vecbos [26] e ne abbiamo verificato la sua bontà tramite il confronto con i dati. Per questo scopo abbiamo generato un campione Monte Carlo $Z \rightarrow e^+e^- + 2 \text{ partoni}$. Abbiamo quindi paragonato (vedi Figura 6.6), nel Monte Carlo e nei dati, la molteplicità di getti nel processo $Z^0 + \text{getti}$, e l' $E_T(\text{getto})$ dei vari getti nel sotto-campione $Z \rightarrow e^+e^- + \geq 2 \text{ getti}$.

La molteplicità di getti per il Monte Carlo è normalizzata al numero di eventi nei dati nel canale $Z \rightarrow e^+e^- + 2 \text{ getti}$. Troviamo che la molteplicità in getti è bene riprodotta nel campione Monte Carlo per eventi con molteplicità ≥ 2 getti. Ci aspettiamo invece di sottostimare il numero di eventi nel canale a 0 e 1 getto poiché il contributo $Z \rightarrow e^+e^- + \leq 1 \text{ partoni}$ non è incluso in questo Monte Carlo. Anche gli spettri in E_T dei getti

sono bene descritti dal Monte Carlo entro gli errori statistici.

Ugualmente importante per una accurata stima del fondo è la distribuzione della \cancel{E}_T , soprattutto ad alti valori della \cancel{E}_T . Il paragone tra i dati ed il Monte Carlo (Vecbos, $Z \rightarrow e^+e^- + \geq 2 \text{ getti}$) è mostrato in Figura 6.7. Il campione $Z^0 + 0$ getti per Vecbos ha uno spettro con valori più alti per la \cancel{E}_T . In questi eventi infatti entrambi i partoni sono perduti e questo produce una ulteriore \cancel{E}_T . Per eventi con $Z^0 + 1$ getto e $Z^0 + 2$ getti invece, che è il caso che ci interessa, l'accordo è buono. Abbiamo quindi selezionato gli eventi con $Z^0 + \geq 1$ getti ed abbiamo misurato la frazione di eventi con $\cancel{E}_T > 25$ GeV, nei dati reali ed in quelli simulati. Il $2.8 \pm 1.0\%$ degli eventi nei dati hanno una $\cancel{E}_T > 25$ GeV; per Vecbos questa frazione è pari al $2.8 \pm 0.3\%$. L'accordo è senz'altro buono.

Per il calcolo del fondo $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ ci affidiamo quindi a Vecbos che sembra bene riprodurre i dati sia per quanto riguarda la \cancel{E}_T che per la molteplicità dei getti. Il campione Vecbos di partenza per il calcolo di questo fondo corrisponde ad una luminosità $\mathcal{L} = 1200$ pb⁻¹.

Ci si deve aspettare che questo tipo di fondo sia più elevato nel canale di decadimento della coppia $t\bar{t}$ con un leptone ed un tau nello stato finale. In questo caso infatti, tanto più è efficiente l'algoritmo di identificazione dei decadimenti adronici del tau e tanto maggiore sarà il numero di eventi di fondo che passerà la nostra selezione. La probabilità che un tau decada in modo adronico è infatti circa tre volte più elevata che per il decadimento leptonic. Va inoltre osservato che nemmeno il taglio attorno alla finestra di massa dello Z^0 potrà essere in questo caso applicata. Per la riduzione di questo fondo non possiamo quindi basarci sulla sola identificazione del leptone tau, ma è necessario applicare dei tagli di tipo cinematico, sfruttando la differente configurazione cinematica degli eventi $t\bar{t}$ e degli eventi di $Z^0 \rightarrow \tau\tau$. Per questo confronto abbiamo adoperato il Monte Carlo Vecbos [26] per il processo $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ ed il Monte Carlo Pythia [27] per eventi $t\bar{t}$. Abbiamo quindi studiato, su queste simulazioni Monte Carlo dei diversi processi, la distribuzione in distanza azimutale $\Delta\phi_{min}$ tra il vettore \cancel{E}_T ed il leptone o il getto ad esso più vicino. Il confronto tra le distribuzioni attese nei decadimenti $t\bar{t}$ (Pythia MC) e $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ (Vecbos MC) è mostrato

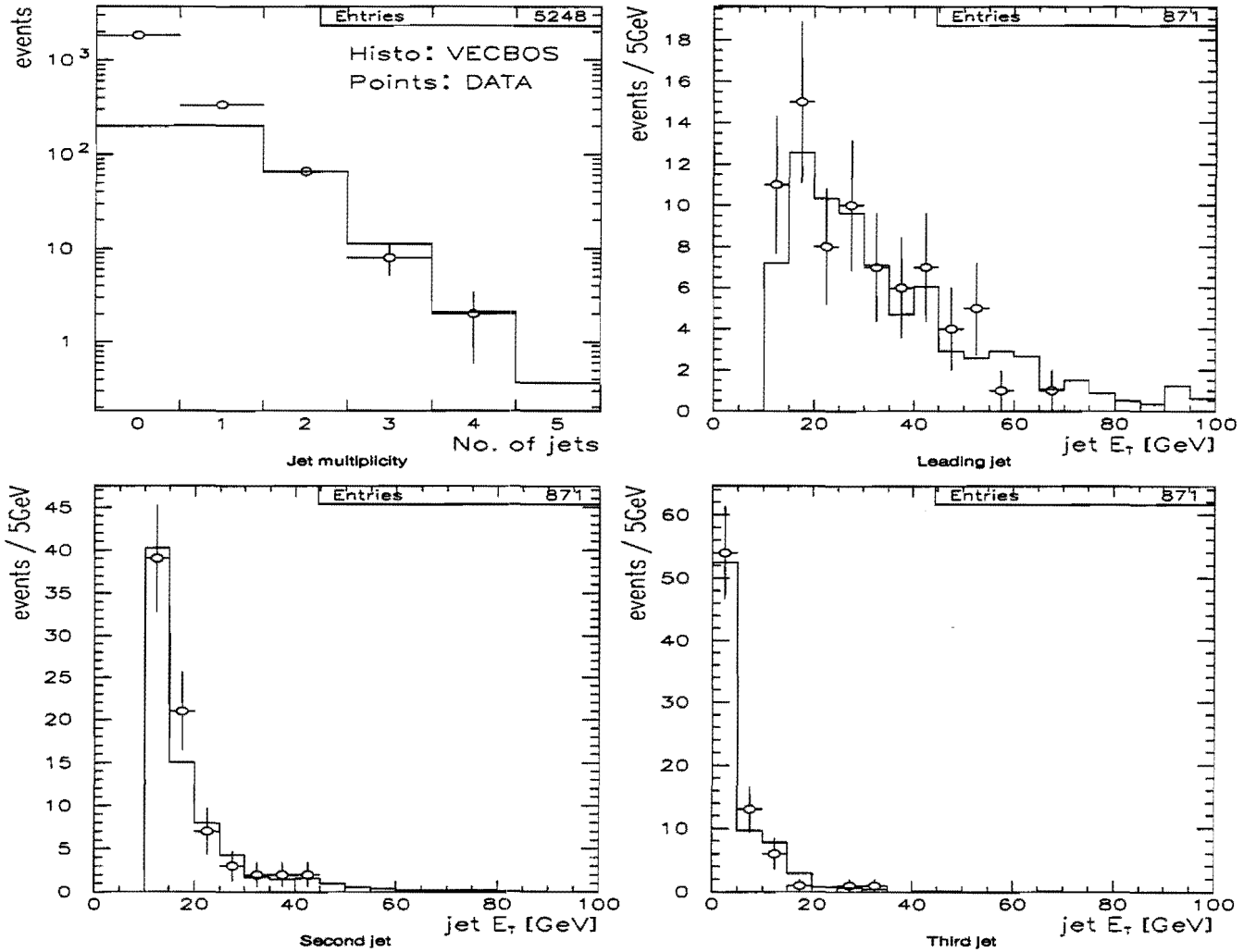


Figura 6.6: Confronto della molteplicità dei getti e di $E_T(\text{getto})$ (nel campione con almeno due getti) in eventi $Z \rightarrow e^+e^- + \geq 2 \text{ getti}$. I punti corrispondono ai dati (110 pb^{-1}) e gli istogrammi si riferiscono invece al campione Monte Carlo (Vecbos).

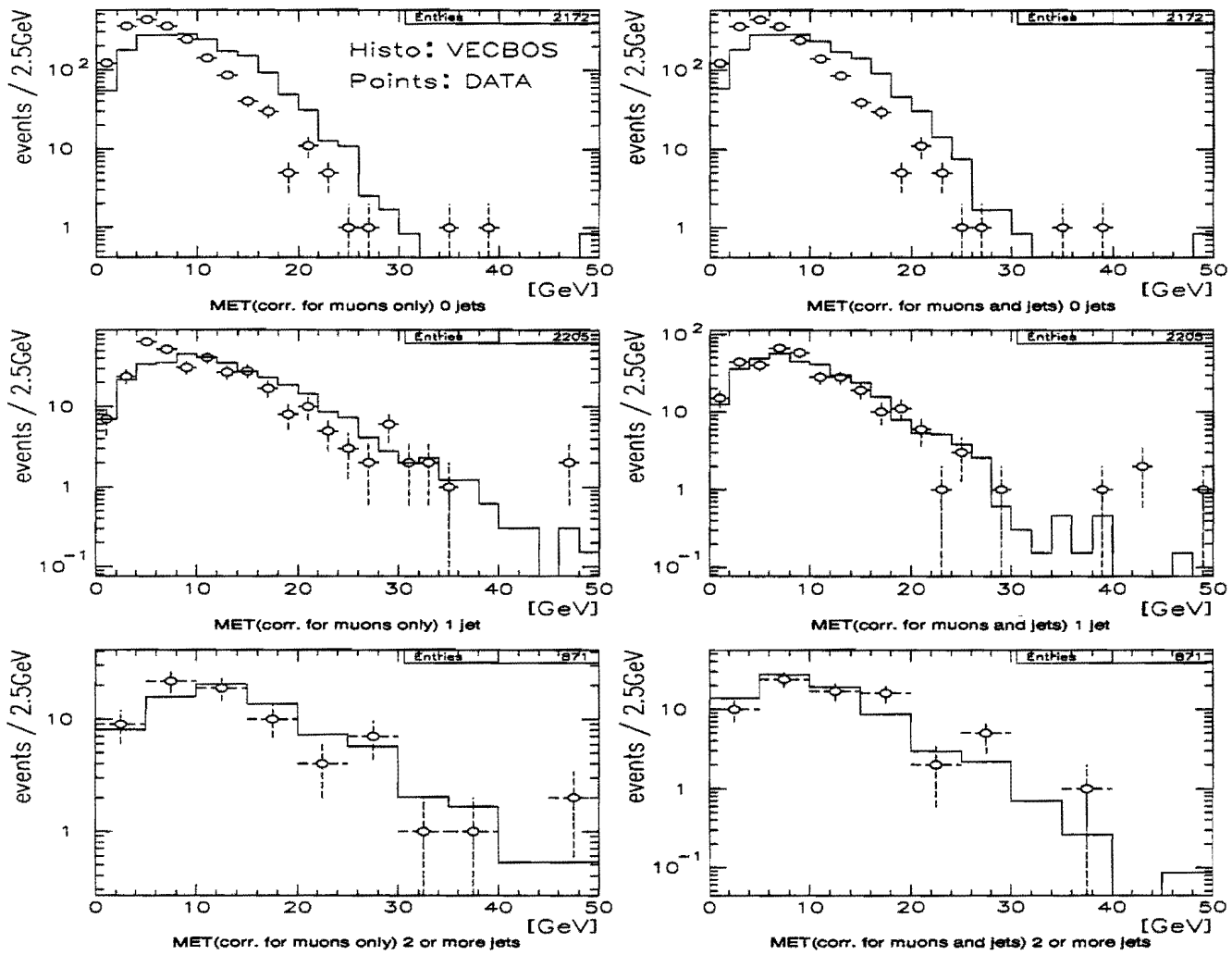


Figura 6.7: Confronto della E_T in eventi $Z \rightarrow e^+e^- + \text{getti}$. I punti corrispondono ai dati (110 pb^{-1}) e gli istogrammi si riferiscono al campione Monte Carlo (Vecbos).

in Figura 6.8. Nel decadimento del tau è anche presente un neutrino: notiamo che la \cancel{E}_T è preferenzialmente nella stessa direzione del leptone o del getto risultante. Inoltre, quando un getto colpisce il bordo di una torre calorimetrica, può avvenire che la sua energia non venga correttamente ricostruita. Anche in questo caso si avrebbe una erronea misura della \cancel{E}_T lungo la direzione del getto. Per questo abbiamo applicato un taglio tra la direzione in ϕ tra la \cancel{E}_T ed il leptone o il getto più vicino, $\Delta\phi_{min}(\cancel{E}_T - JL)$. Quando $\cancel{E}_T < 50$ GeV, richiediamo anche $\Delta\phi_{min} > 20^\circ$. Per \cancel{E}_T maggiori di 50 GeV il taglio angolare non è necessario poiché quello in \cancel{E}_T è già abbastanza discriminante. L'efficienza di questo taglio è mostrata in Tabella 6.1 per un campione Monte Carlo $t\bar{t}$ e $Z^0 \rightarrow \tau\tau$.

In Tabella 6.2 abbiamo riportato il valore atteso dal fondo per i vari canali.

Taglio	$Z^0 \rightarrow \tau\tau$ (MC)	$t\bar{t}$ (MC)
$+\cancel{E}_T > 25$ GeV	$19 \pm 3\%$	$86 \pm 5\%$
$+\Delta\phi_{min}$	$8 \pm 2\%$	$77 \pm 4\%$

Tabella 6.1: La frazione di eventi che supera il taglio in \cancel{E}_T e $\Delta\phi_{min}$ viene paragonata per un campione di $t\bar{t}$ (Pythia) ed uno di $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ (Vecbos).

6.5 Fondo da coppie WW e WZ

La produzione di coppie di bosoni vettoriali WW e WZ è una evidente sorgente di fondo. La topologia degli eventi WW è molto simile a quella degli eventi $t\bar{t}$. Tuttavia, negli eventi WW di regola non sarà presente uno, ed ancora meno due getti, come previsto nel processo $t\bar{t} \rightarrow WbWb$. Per stimare il contributo al fondo in questo canale abbiamo usato il Monte Carlo Isajet [46], adoperando una sezione d'urto pari a $\sigma_{WW} = 9.5$ pb [25] e $\sigma_{WZ} = 2.6$ pb [48]. Si ritiene che la sezione d'urto abbia una incertezza teorica di circa il 30%. Per quanto riguarda il canale leptone+tau teniamo conto del rapporto di decadimento del $\tau \rightarrow \text{adroni}$ che è circa il 50% dei decadimenti permessi. I risultati sono riassunti in Tabella 6.2.

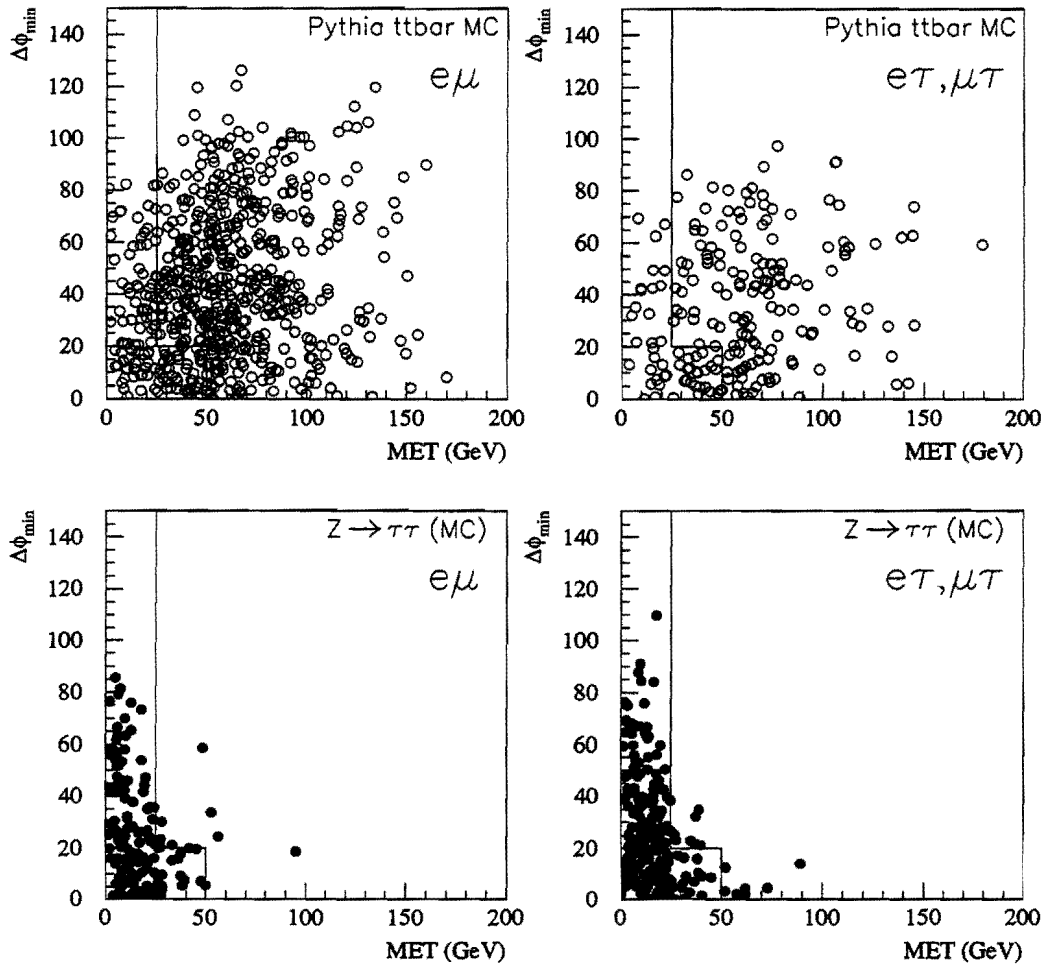


Figura 6.8: Confronto della \cancel{E}_T in funzione di $\Delta\phi_{min}$, tra $t\bar{t}$ e $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ per diversi stati finali.

6.6 Fondo da coppie $b\bar{b}$

Il processo $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}$ può produrre eventi con due leptoni se entrambi i quarks decadono in modo semileptonico. Questo fondo è stato calcolato adoperando il Monte Carlo Isajet [46] per simulare la generazione degli eventi e il Monte Carlo Cleo [47] per descrivere il processo di decadimento dei quark b . Il campione adoperato corrisponde ad una luminosità di circa 870 pb^{-1} . Il fondo costituito da questo processo risulta molto piccolo.

I risultati relativi ai calcoli del fondo nei vari processi studiati sono riassunti in Tabella 6.2.

	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\tau, \mu\tau$	Totale
Falsi Leptoni	0.17 ± 0.03	0.09 ± 0.02	0.10 ± 0.02	0.76 ± 0.06	1.12 ± 0.07
Drell-Yan	—	1.50 ± 0.53	1.34 ± 0.55	0.18 ± 0.13	3.02 ± 0.77
$p\bar{p} \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau\tau$	0.28 ± 0.16	0.18 ± 0.13	0.09 ± 0.09	0.92 ± 0.28	1.47 ± 0.36
$p\bar{p} \rightarrow WW, WZ$	0.12 ± 0.09	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.02	0.30 ± 0.10
$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.005 ± 0.005	0.04 ± 0.02
Totale	0.58 ± 0.19	1.84 ± 0.60	1.60 ± 0.56	1.93 ± 0.31	5.95 ± 0.90
Dati CDF	9(6)	3(1)	3(1)	6(3)	21(11)

Tabella 6.2: Numero di eventi attesi nel fondo per ciascun canale in 110 pb^{-1} paragonati al numero di eventi trovati. L'errore sul fondo complessivo è stato ottenuto sommando in quadratura gli errori delle singole sorgenti di fondo. Il numero di eventi in parentesi corrisponde al numero di eventi identificati con la presenza di quark b (vedi Capitolo 7).

Capitolo 7

Discussione dei risultati

In questo capitolo discuteremo i risultati ottenuti e descriveremo gli eventi sopravvissuti ai tagli dell'analisi. Oltre a paragonare le distribuzioni sperimentali di alcune delle variabili cinematiche con quelle previste da Monte Carlo, abbiamo analizzato le caratteristiche peculiari degli eventi selezionati. Una descrizione più accurata di alcuni eventi è stata infatti possibile solo dopo una loro osservazione diretta. Come ricordiamo dalla Tabella 6.2, gli eventi selezionati contengono 21 candidati dileptoni: 15 di questi eventi contengono leptoni di tipo diverso ($e\mu$, $e\tau$ e $\mu\tau$) e 6 invece sono eventi del tipo ee e $\mu\mu$. Alcune delle quantità cinematiche di questi eventi sono riassunte in Tabella 7.1.

7.1 Ricerca di getti da beauty negli eventi candidati

Negli eventi $t\bar{t}$ del canale dileptonico, oltre ai due leptoni ed ai due neutrini, sono presenti anche due getti provenienti dai due quarks b . Si possono quindi avere maggiori informazioni circa la natura degli eventi candidati cercando l'evidenza diretta della presenza di quark b . A questo proposito in CDF sono stati sviluppati due diversi metodi di identificazione dei quark b nei getti (detti anche metodi di “ b -tagging”).

Uno di questi metodi consiste nel cercare nei getti gli elettroni o i muoni con $P_T > 2$ GeV/ c che provengano dai quark b attraverso il decadimento $b \rightarrow l$ ($l = e$ o μ) oppure tramite il decadimento in sequenza $b \rightarrow c \rightarrow l$. L'efficienza di questo metodo di *tagging* in eventi di top è di circa il 20%. Il fondo dovuto ad una erronea identificazione delle tracce

è stimato dell'ordine del 2–3% per getto. Riferiremo a questo metodo con la sigla SLT, ovvero “*Soft Lepton Tag*”. Una descrizione dettagliata di questo algoritmo può essere trovata in [7] e [49].

Un altro metodo adoperato è la ricerca diretta di vertici secondari nel piano trasverso ai fasci sfruttando l'informazione fornita dal rivelatore di microvertice al silicio, SVX. Le tracce delle particelle cariche prodotte nel decadimento di mesoni B hanno un'origine comune, spostata in media di diverse centinaia di μm dal vertice primario di interazione. Il parametro d'impatto d , ossia la minima distanza, nel piano trasverso, della traccia dall'asse dei fasci, risulta per la maggior parte di esse incompatibile con zero, se confrontato con la risoluzione caratteristica del rivelatore di vertice, $\sigma=19 \mu m$ ad alto impulso trasverso. I vertici secondari di decadimento vengono dunque ricostruiti associando insieme di almeno due tracce che appaiono provenire da un punto diverso dal vertice primario di interazione. L'efficienza per l'identificazione di almeno un vertice secondario in eventi di top, alla massa di $175 \text{ GeV}/c^2$, è di $42\pm 5\%$ [12]. La probabilità di una erronea identificazione di un vertice secondario, a causa di errori legati alla ricostruzione, è stata stimata inferiore al 3% per ogni getto e dipende dall' E_T del getto, dalla pseudorapidità η e dal numero di tracce associate. Questa stima è il risultato di studi approfonditi su diversi campioni di eventi caratterizzati dalla presenza di getti. Nel seguito faremo riferimento a questo algoritmo di “*b-tagging*” che utilizza l'informazione del SVX, con il nome SECVTX.

Abbiamo cercato evidenza di quarks b negli eventi selezionati. Nella Tabella 7.2 abbiamo elencato le informazioni relative alla presenza dei quarks b negli eventi. Nella stessa tabella abbiamo anche riportato la posizione lungo l'asse z del vertice di decadimento primario. È necessario ricordare infatti che l'accettanza del rivelatore di microvertice SVX per eventi $t\bar{t}$ diminuisce rapidamente per $|z| > 25 \text{ cm}$.

7.2 Caratteristiche cinematiche degli eventi candidati

In questo paragrafo discuteremo alcune caratteristiche degli eventi candidati.

Nella Figura 7.1 mostriamo la distribuzione dell' \cancel{E}_T in funzione della differenza in angolo azimutale $\Delta\phi_{min}$, tra la direzione dell' \cancel{E}_T e la direzione ad essa più vicina in ϕ del getto o del leptone presenti nell'evento, come discusso nel Capitolo 6. Sono mostrate le distribuzioni per gli eventi candidati nei diversi canali. L'analoga distribuzione per un campione Monte Carlo di eventi $t\bar{t}$ è mostrata nel riquadro in basso a destra, mentre la distribuzione per il fondo $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ è in Figura 6.8. Gli eventi $t\bar{t}$ si trovano a grandi valori di \cancel{E}_T e $\Delta\phi_{min}$ mentre il fondo da $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ si concentra vicino ai tagli.

Notiamo che molti degli eventi selezionati di tipo $e\mu$, $e\tau$, $\mu\tau$, hanno grandi valori di \cancel{E}_T e $\Delta\phi_{min}$. In questa regione il contributo del fondo è molto piccolo. Anche alcuni degli eventi candidati con leptoni dello stesso tipo, ee e $\mu\mu$, hanno alti valori di \cancel{E}_T e $\Delta\phi_{min}$. In entrambe le categorie la presenza di b -tags appare scorrelata rispetto alla \cancel{E}_T ed al $\Delta\phi_{min}$. In entrambe le categorie la presenza di b -tags può fornire una maggiore fiducia riguardo alla buona qualità degli eventi. Questo punto verrà discusso in modo più approfondito nel paragrafo 7.5.

Nelle Figure da 7.2 a 7.5 sono confrontate le distribuzioni dei dati (i 15 eventi con due leptoni di tipo diverso) (in alto) con quelle Monte Carlo (in basso) per alcune delle quantità di particolare interesse, e cioè il P_T massimo dei due leptoni, l' E_T dei due getti e la \cancel{E}_T . Gli eventi con la presenza di almeno un b -tag sono indicati in grigio. La distribuzione per gli eventi Monte Carlo è normalizzata a 15, ovvero al numero presente nel campione di eventi candidati. Il fondo atteso da falsi leptoni è sovrapposto (in grigio) alle distribuzioni Monte Carlo. L'accordo tra i dati e le previsioni del campione Monte Carlo è buono in tutte le distribuzioni mostrate. Alcuni eventi hanno alti valori, rispetto alle previsioni Monte Carlo, per l'impulso trasverso massimo dei due leptoni e per la \cancel{E}_T . La statistica è però troppo limitata per potere fare delle affermazioni precise a questo riguardo. Questo

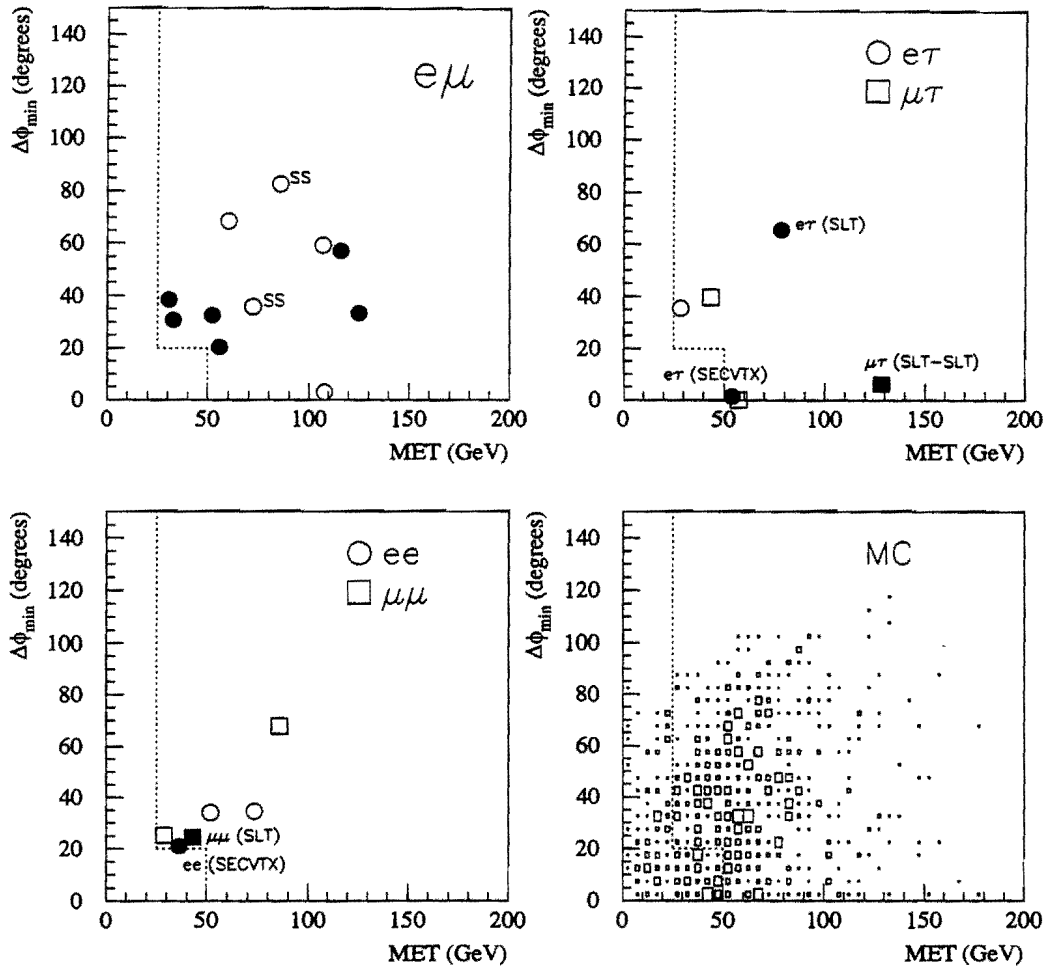


Figura 7.1: Distribuzione di \cancel{E}_T in funzione di $\Delta\phi_{\min}$ per gli eventi candidati nei diversi canali studiati e per una distribuzione Monte Carlo. Abbiamo incluso anche gli eventi con i leptoni dello stesso segno (SS). I simboli scuri corrispondono agli eventi che hanno almeno un getto identificato con almeno un b -tag. La linea tratteggiata corrisponde al taglio adoperato.

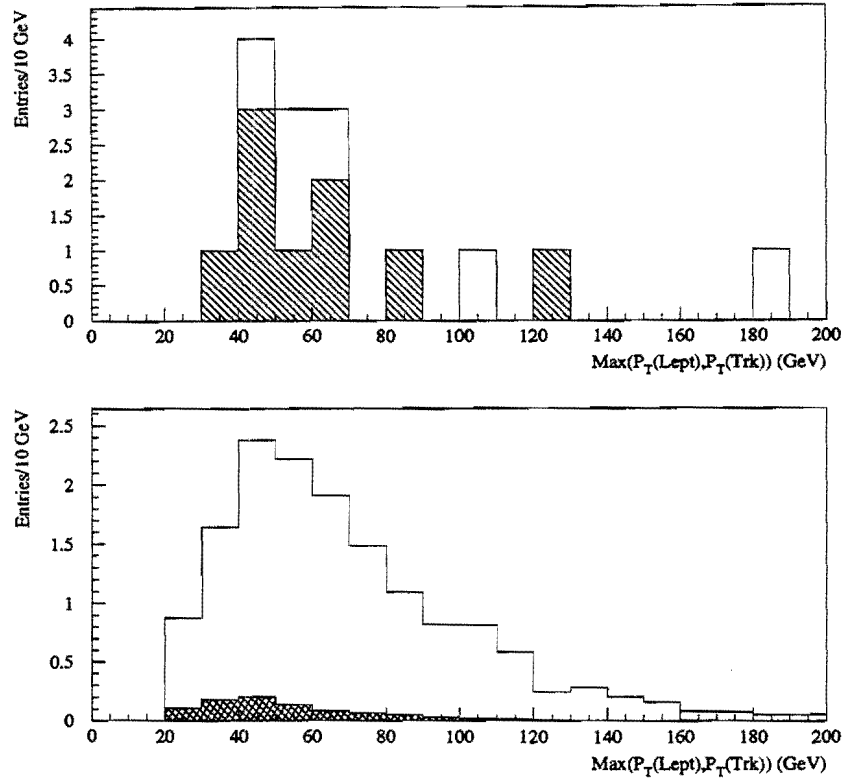


Figura 7.2: Distribuzione del P_T massimo dei due leptoni negli eventi $e\mu$, $e\tau$ e $\mu\tau$ che passano la selezione. Gli eventi con almeno un b -tag sono indicati in grigio. In basso è riportata la stessa distribuzione per un campione Monte Carlo. Sovrapposta alla distribuzione Monte Carlo è il fondo atteso da falsi leptoni (istogramma in grigio) nel campione a nostra disposizione.

punto verrà ripreso nel Paragrafo 7.9.

7.3 La variabile H_T

Una variabile molto promettente per la discriminazione [50] [51] tra il fondo ed il segnale di provenienza dal decadimento $t\bar{t}$ è la energia totale trasversa, in seguito denominata H_T . Essa è definita come la somma scalare:

$$H_T = E_T^{el}(P_T^\mu) + P_T(\text{traccia}) + \cancel{E}_T + \Sigma E_T(\text{getti})$$

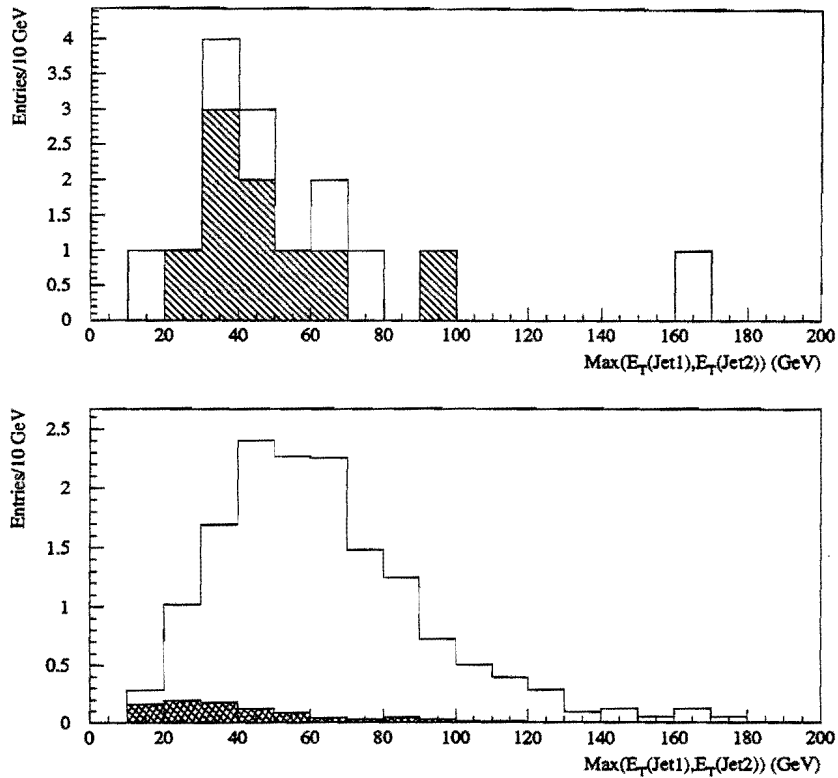


Figura 7.3: Distribuzione di E_T del getto più energetico tra i due getti ad energia trasversa più elevata. Gli eventi con almeno un *b*-tag sono indicati in grigio. In basso è riportata la stessa distribuzione per un campione Monte Carlo. Sovrapposta alla distribuzione Monte Carlo è il fondo atteso da falsi leptoni (istogramma in grigio) nel campione a nostra disposizione.

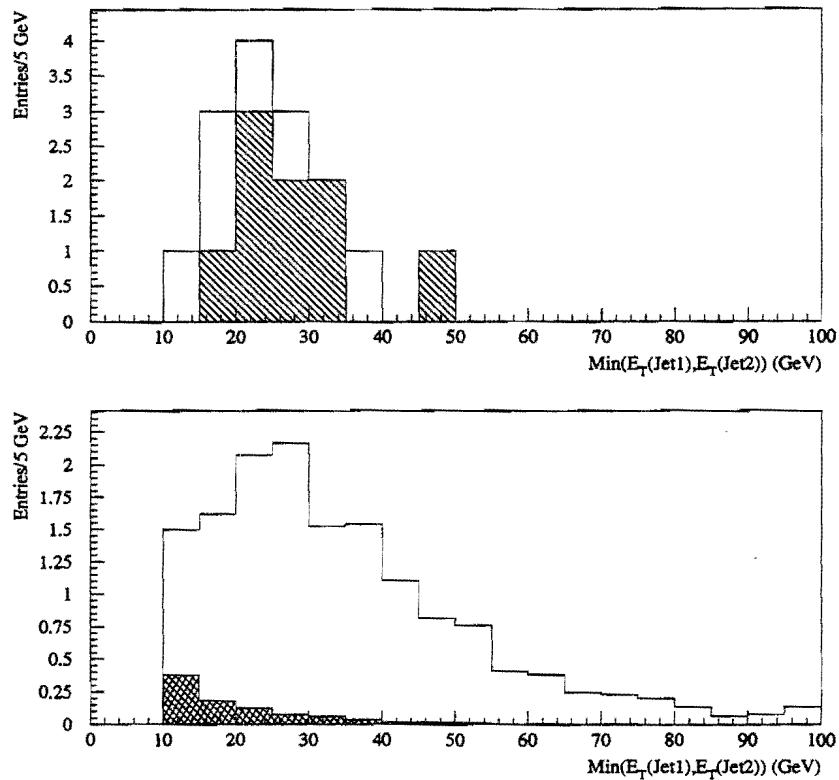


Figura 7.4: Distribuzione di E_T del getto meno energetico tra i due getti ad energia trasversa più elevata. Gli eventi con almeno un b -tag sono indicati in grigio. In basso è riportata la stessa distribuzione per un campione Monte Carlo. Sovrapposta alla distribuzione Monte Carlo è il fondo atteso da falsi leptoni (istogramma in grigio) nel campione a nostra disposizione.

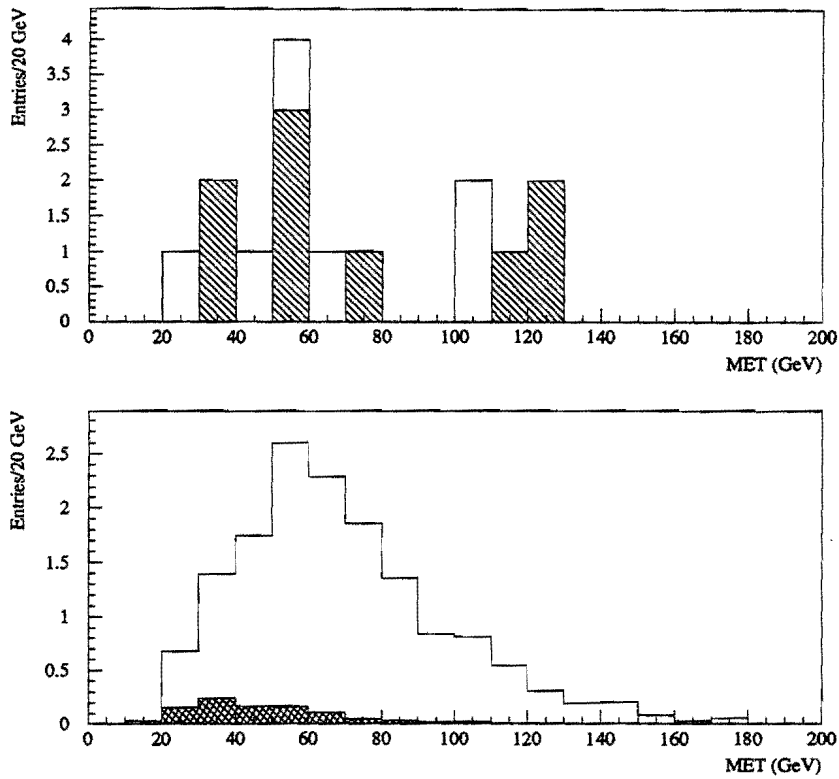


Figura 7.5: Distribuzione di \cancel{E}_T negli eventi candidati. Gli eventi con almeno un b -tag sono indicati in grigio. In basso è riportata la stessa distribuzione per un campione Monte Carlo. Sovrapposta alla distribuzione Monte Carlo è il fondo atteso da falsi leptoni (istogramma in grigio) nel campione a nostra disposizione.

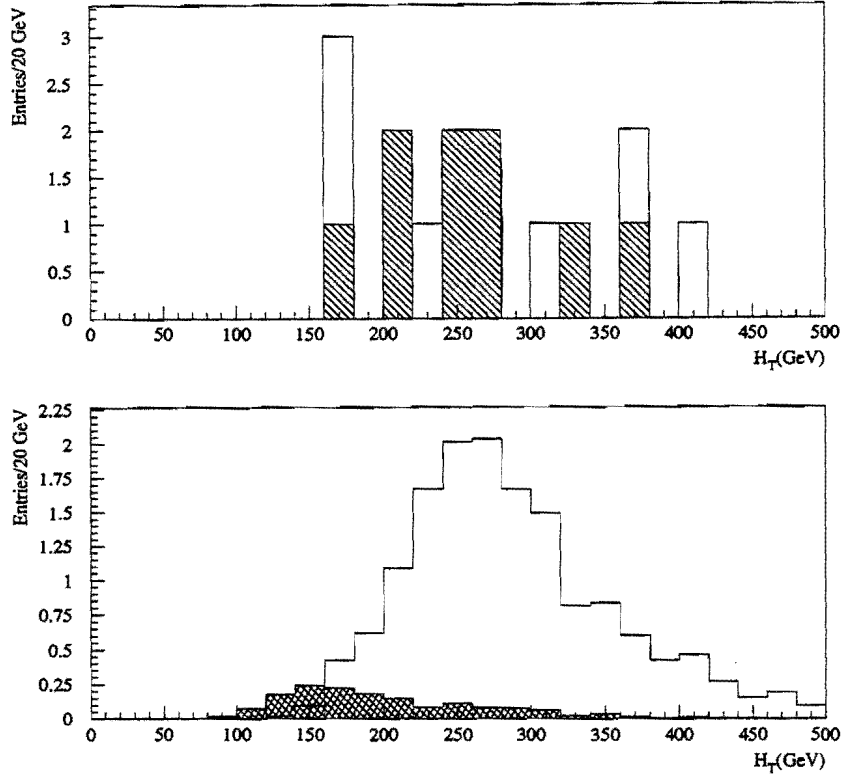


Figura 7.6: Distribuzione dell'energia trasversa totale nell'evento (H_T). Gli eventi con almeno un b -tag sono indicati in grigio. In basso è riportata la stessa distribuzione per un campione Monte Carlo. Sovrapposta alla distribuzione Monte Carlo è il fondo atteso da falsi leptoni (istogramma in grigio) nel campione a nostra disposizione.

Mostriamo le distribuzioni dei valori sperimentali di H_T e quelle previste da Monte Carlo in Figura 7.6. Gli eventi candidati hanno alti valori di H_T . Dal campione Monte Carlo, per una massa del top $M_t=175 \text{ GeV}/c^2$, abbiamo stimato che la frazione di eventi $t\bar{t}$ con $H_T > 180 \text{ GeV}$ è il $92.7 \pm 1.9\%$ [52], mentre il fondo da falsi leptoni viene ridotto di circa un fattore due. Abbiamo usato la variabile H_T per il momento solo come un ulteriore controllo sulla qualità degli eventi selezionati. Non abbiamo ritenuto opportuno applicare un taglio su questa variabile per non introdurre un errore sistematico non ancora ben valutato sulle caratteristiche cinematiche degli eventi selezionati.

7.4 Discussione di alcuni eventi

In questo paragrafo desideriamo descrivere brevemente alcuni degli eventi selezionati. Premettiamo che i candidati descritti qui di seguito risultano molto buoni. Premettiamo inoltre che le buone caratteristiche di questi eventi sono anche confermate dalla presenza di vertici secondari identificati come provenienti da quark b .

7.4.1 Alcuni degli eventi candidati $e\mu$

Nel nostro campione di eventi candidati $e\mu$ vi sono 3 eventi in cui uno dei due leptoni non rientra nella categoria di leptoni di alta qualità. Questi eventi pertanto ampliano la statistica già esistente in CDF [8] per quanto riguarda il canale $e\mu$. Dobbiamo fare notare che a sua volta la nostra analisi perde un evento ivi presente (41540/127085) poiché il secondo leptone non soddisfa alle nostre richieste di isolamento. Questo evento verrà discusso in Appendice B.

Evento 61024/217119:

Questo evento ha due leptoni di tipo diverso e di carica opposta. Il leptone inclusivo di buona qualità (μ) si trova a $\phi = 244^\circ, \eta = +0.23$; la traccia isolata è identificata come un elettrone a $\phi = 350^\circ, \eta = +0.07$. Il secondo leptone di questo evento è un elettrone. Esso ha un deposito di energia nelle CES che è di poco al di sotto del valore minimo richiesto e per questo non fa parte della categoria degli elettroni di alta qualità. L'elettrone ha colpito le camere CES proprio al bordo ($\eta = +0.07$) e quindi la risposta del loro segnale è stata più debole in ampiezza di impulso ($E_{CES} = 370$ MeV, mentre il taglio è a $E_{CES} = 500$ GeV).

Questo evento ha due getti, ciascuno dei quali con un b -tag identificato da SECVTX. La distanza del vertice secondario dal vertice primario nei due casi è rispettivamente di $L_{xy}(\text{Jet1})=0.25$ cm e $L_{xy}(\text{Jet2})=1.22$ cm. Questo evento è raffigurato in Figura 7.7.

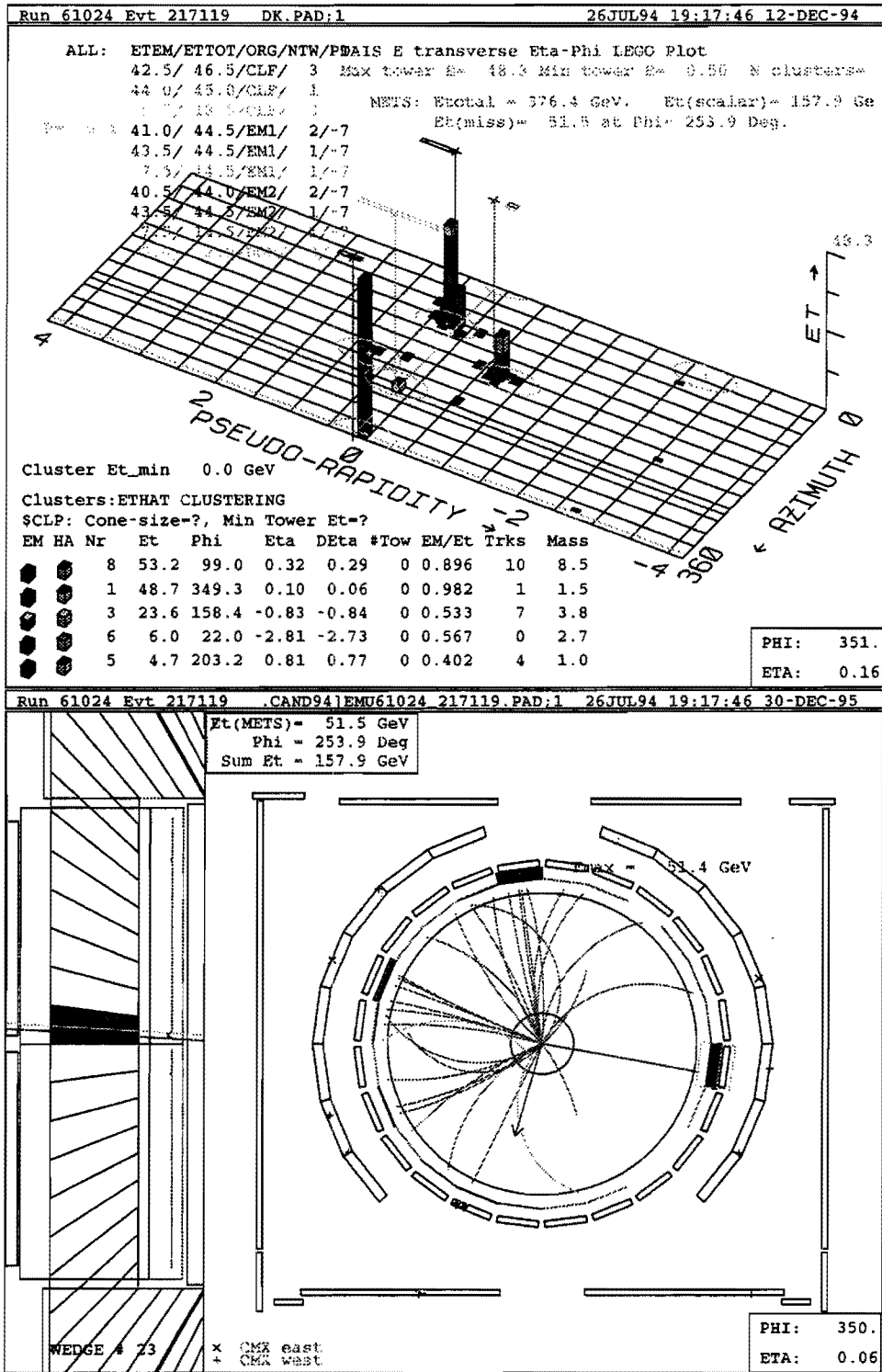


Figura 7.7: Candidato μ^+e^- , Run 61024/Evento 217119: questo evento è un buon candidato $e\mu$ ed ha due leptoni di carica opposta in segno. Il leptone inclusivo (muone) si trova a $\phi = 244^\circ, \eta = +0.23$; la traccia isolata è identificata come un elettrone a $\phi = 350^\circ, \eta = +0.07$. Due getti (Jet 1: $\phi = 99^\circ, \eta = +0.29$ e Jet 2: $\phi = 159^\circ, \eta = -0.84$) distinti sono stati identificati dall' algoritmo SECVTX come provenienti da un vertice secondario.

Evento 64225/267391:

Questo evento è un buon candidato $e\mu$. Il leptone inclusivo di buona qualità (μ), che viene identificato nelle camere CMP, si trova a $\phi = 208^\circ, \eta = -0.48$; la traccia isolata è identificata come un elettrone a $\phi = 316^\circ, \eta = -0.33$. Il secondo leptone non rientra nella categoria degli elettroni di alta qualità per il taglio in $E_T(\text{getto})$. La traccia dell'elettrone, ad alto P_T ($P_T=68.9$ GeV/c) e molto bene isolata nella CTC ($\Sigma P_T^{0.4}=0.4$ GeV/c), sviluppa nel calorimetro un *cluster* di poco più di $E_T=13$ GeV. La traccia carica colpisce una regione del calorimetro vicino al bordo di una torre e la risposta non è quindi completamente efficiente.

Questo evento ha il vertice primario di interazione che si trova a $z=+24.9$ cm. Uno dei due getti ($\phi = 90^\circ, \eta = +0.58$) in questo evento non attraversa il SVX e quindi non è *taggabile* da SECVTX: questo getto è però identificato da SLT. L'altro getto ($\phi = 228^\circ, \eta = +0.23$) invece attraversa interamente il SVX ed è identificato come provenire da un vertice secondario da SECVTX. Questo evento è raffigurato in Figura 7.8.

Evento 64811/575040:

Questo evento è un buon candidato $e\mu$. Il leptone inclusivo di buona qualità (μ) attraversa la sola CMU e si trova a $\phi = 92^\circ, \eta = -0.26$; la traccia isolata è identificata come un elettrone a $\phi = 354^\circ, \eta = +0.60$. Il secondo leptone non rientra negli elettroni con i criteri di leptone di alta qualità poiché non supera il taglio in E_T . Esso ha infatti una $E_T=16$ GeV, mentre il taglio è a $E_T=20$ GeV. Le altre caratteristiche risultano molto buone. Questo evento ha tre getti, due di questi sono vicini nello spazio $\eta - \phi$ ($\Delta R=1.2$). Il meno energetico dei tre ($\phi = 218^\circ, \eta = +0.31$) ha un *b-tag* identificato da SECVTX. Il vertice secondario è spostato dal vertice primario di $L_{xy}=0.55$ cm. Questo evento è mostrato in Figura 7.9.

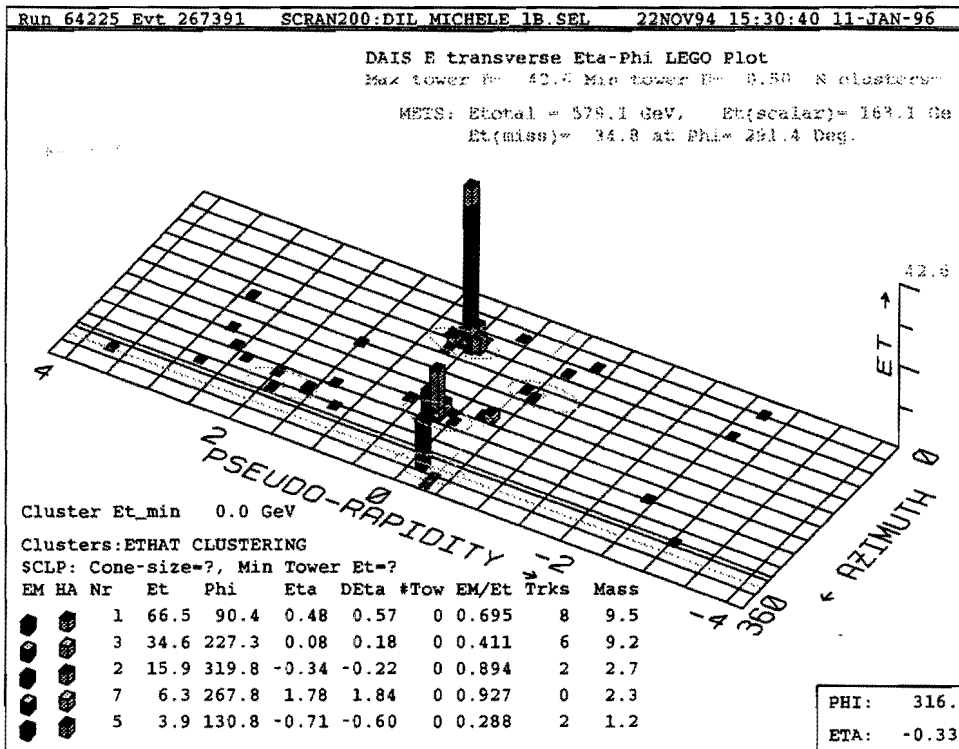


Figura 7.8: Candidato μ^+e^- , Run 64225/Evento 267391: questo evento è un buon candidato $e\mu$ ed ha due leptoni di carica opposta in segno. Il leptone inclusivo (muone) si trova a $\phi = 208^\circ, \eta = -0.48$; la traccia isolata è identificata come un elettrone a $\phi = 316^\circ, \eta = -0.34$. Due getti (Jet 1: $\phi = 90^\circ, \eta = +0.58$ e Jet 2: $\phi = 228^\circ, \eta = +0.23$) distinti sono stati identificati dall'algoritmo SECVTX (Jet1) e da SLT (Jet2).

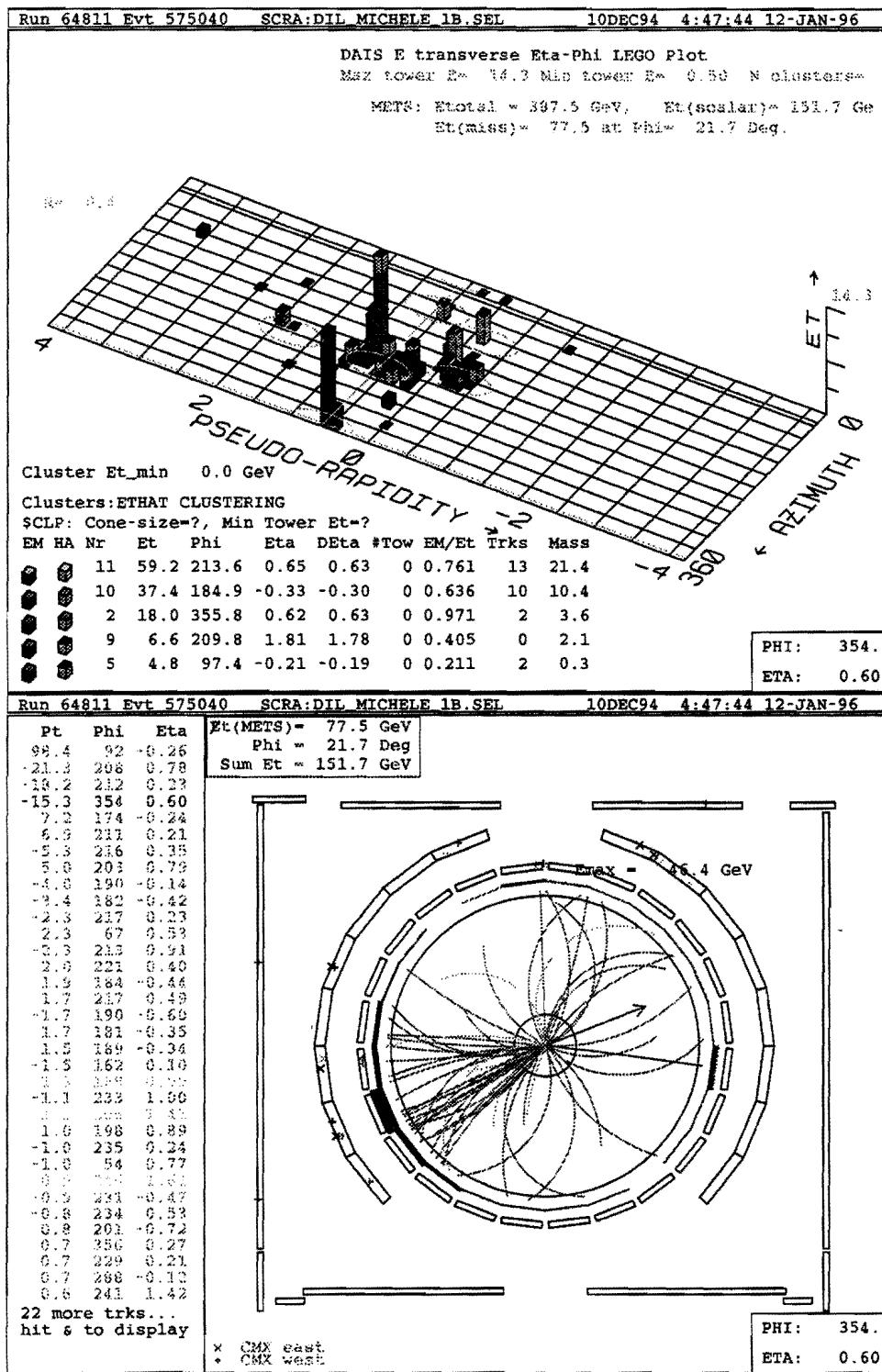


Figura 7.9: Candidato μ^+e^- , Run 64811/Evento 575040: questo evento è un buon candidato $e\mu$ ed ha due leptoni di carica opposta in segno. Il leptone inclusivo (muone) si trova a $\phi = 92^\circ, \eta = -0.26$; la traccia isolata è identificata come un elettrone a $\phi = 354^\circ, \eta = +0.60$. Uno dei due getti ($\phi = 218^\circ, \eta = +0.31$) è stato identificato dall'algoritmo SECVTX come proveniente da un vertice secondario.

7.4.2 I candidati dileptoni $e\tau$ e $\mu\tau$

In questo paragrafo discutiamo gli eventi candidati nei quali abbiamo identificato un leptone tau nello stato finale.

Nonostante il segnale atteso dalle previsioni Monte Carlo del decadimento $t\bar{t}$ nel canale $e\tau$ e $\mu\tau$ combinati sia poco più di un evento, nei dati troviamo 6 eventi candidati contro circa 2 di fondo atteso.

Quattro dei sei eventi selezionati hanno $H_T > 180$ GeV. Come abbiamo già discusso nel paragrafo 7.3, oltre il 90% degli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo hanno $H_T > 180$ GeV, per $M_t = 175$ GeV/ c^2 .

Da Figura 7.10 fino a Figura 7.13 mostriamo il display dei 4 candidati $e\tau$ e $\mu\tau$ che hanno $H_T > 180$ GeV. In tre di questi candidati è stato identificato un quark b in almeno uno dei getti presenti: tre b -tags da SLT ed uno da SECVTX. Uno di questi eventi (64721/229200) ha il vertice primario di interazione fuori dell'accettazione del SVX: entrambi i getti sono però stati identificati dall'algoritmo SLT di b -tagging.

La presenza di 4 b -tags nei sei eventi candidati ci dà ulteriore fiducia nella validità del risultato ottenuto.

7.5 Interpretazione del risultato

Nel canale dileptonico osserviamo complessivamente 21 eventi con un fondo di 5.95 ± 0.90 eventi. La significatività dell'eccesso di eventi osservati dipende dalla stima del fondo e da quanti eventi di segnale sono presenti nel campione finale. Abbiamo calcolato la probabilità che il fondo stimato possa fluttuare fino al numero di eventi candidati osservati o ad un numero maggiore. Questo è stato fatto usando la statistica poissoniana ed eseguendo una convoluzione con una curva gaussiana che tiene conto dell'errore sul numero di eventi di fondo attesi. La probabilità di osservare 21 o più eventi di fondo quando se ne aspettano 5.95 ± 0.90 è $\mathcal{P} = 7 \cdot 10^{-4}$. Questo corrisponde ad un effetto di 3.2σ .

Osserviamo però un eccesso di eventi rispetto al fondo atteso in tutti i canali studiati,

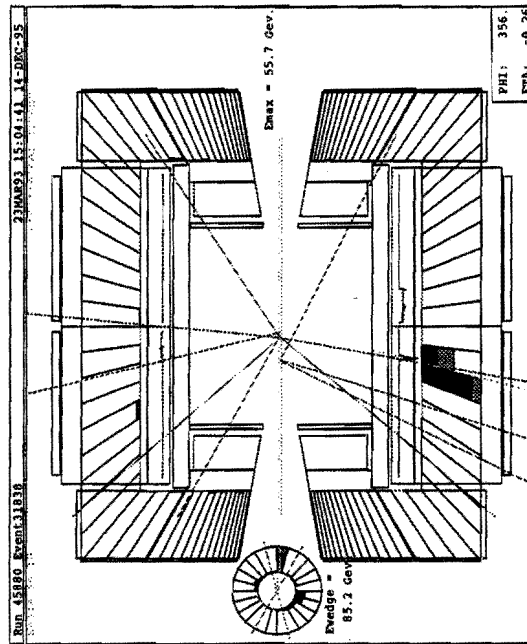
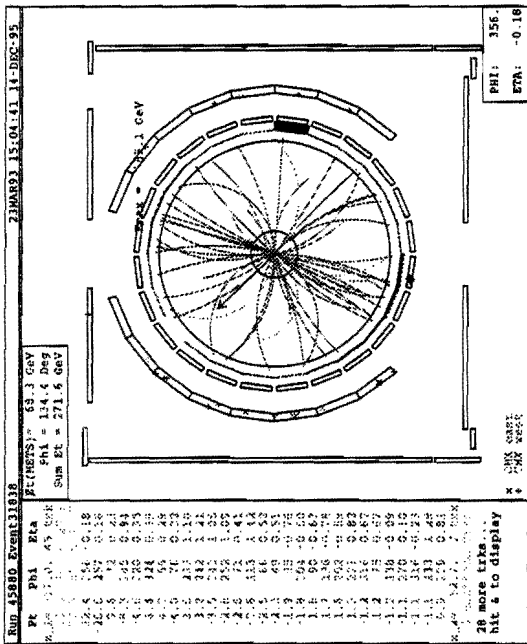
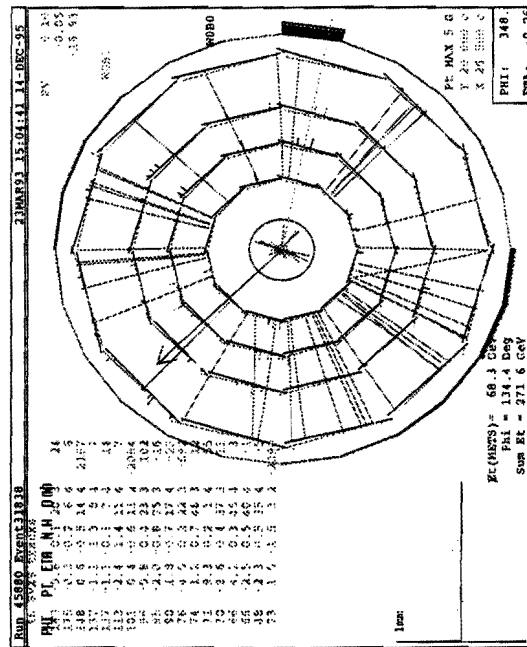
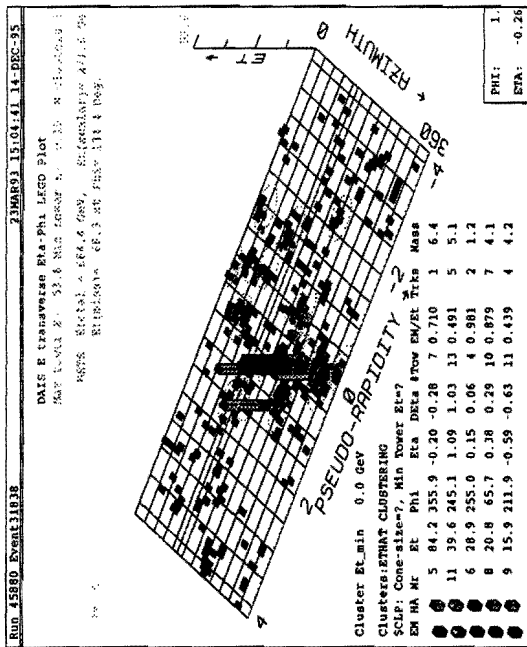


Figura 7.10: Candidato $e^- \tau^+$ 45880/31838: il τ adronico si trova a $\phi = 356^\circ$ e $\eta = -0.25$. Il getto a $\phi = 66^\circ$ ed $\eta = -0.38$ ha un elettrone proveniente dal decadimento semileptonico di un b ed è identificato da SLT.

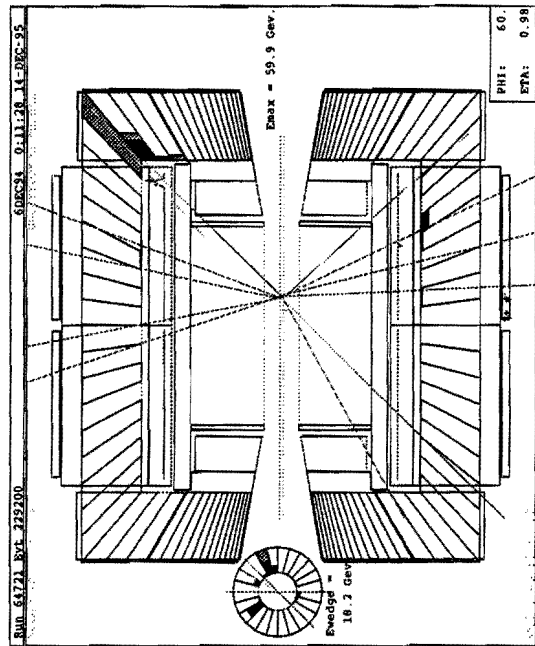
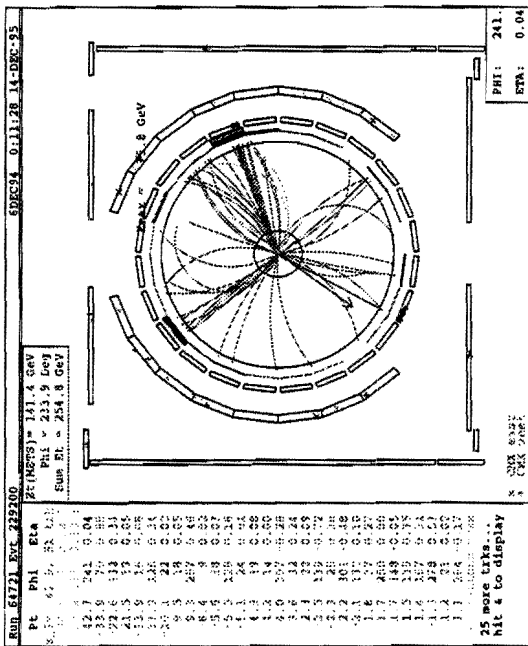
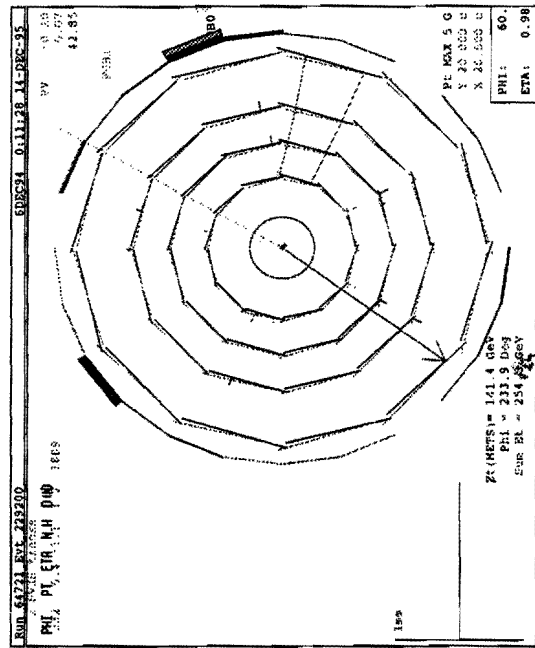
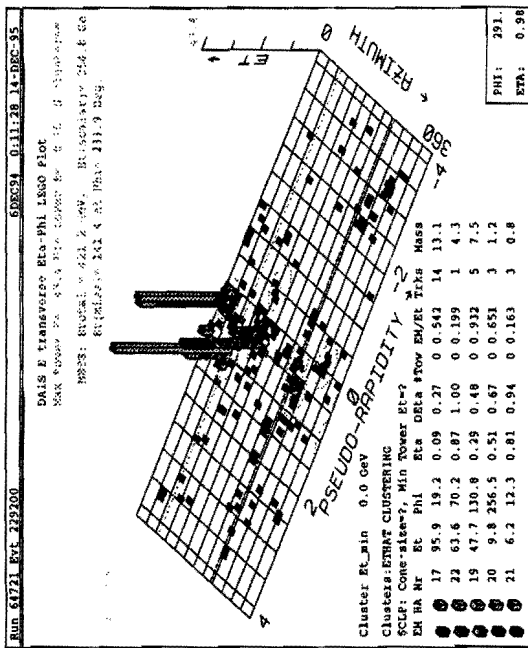
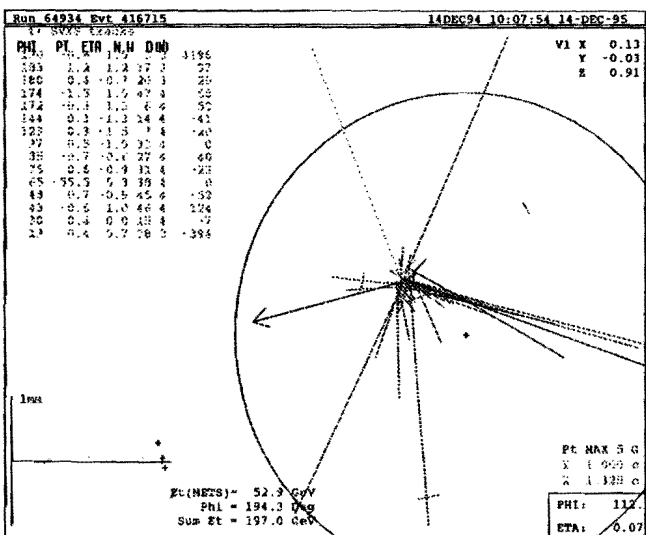
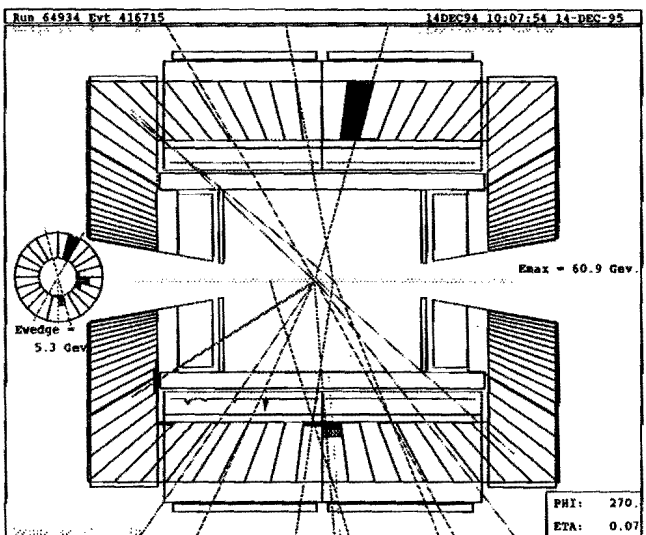
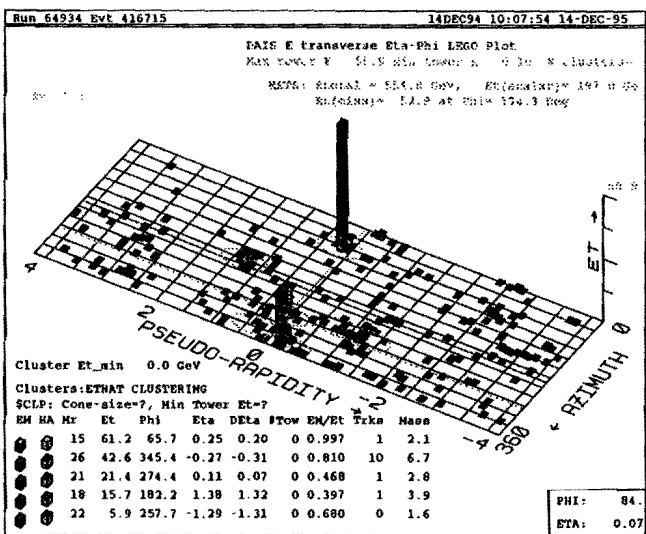
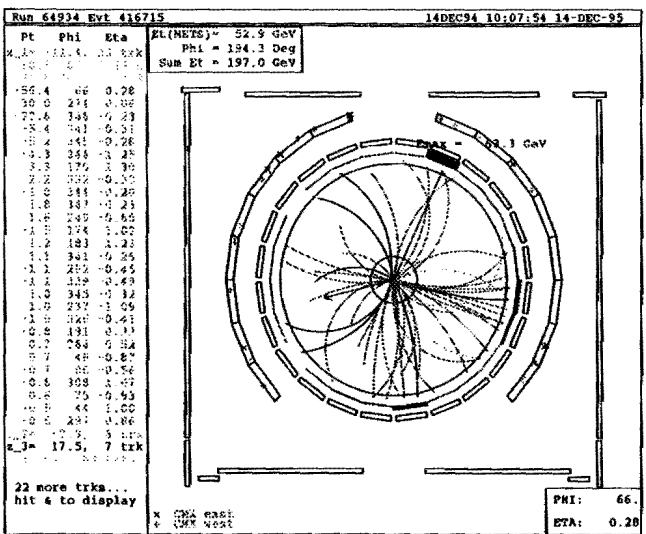


Figura 7.11: Candidato $\mu^+\tau^-$ 64721/229200: il τ adronico si trova a $\phi = 70^\circ$ e $\eta=0.89$. Il getto a $\phi = 19^\circ$, $\eta=+0.27$ ha un muone identificato da SLT come proveniente dal decadimento semileptonico di un b ; il getto a $\phi = 131^\circ$ ed $\eta=+0.48$ ha un elettrone identificato da SLT come proveniente dal decadimento semileptonico di un b .

Figura 7.12: Candidato $e^- \tau^+$ 64934/416715: il τ adronico si trova a $\phi = 275^\circ$ ed $\eta = +0.07$. Il getto a $\phi = 345^\circ$, $\eta = -0.31$ ha un vertice secondario identificato da SECVTX come proveniente dal decadimento di un b .



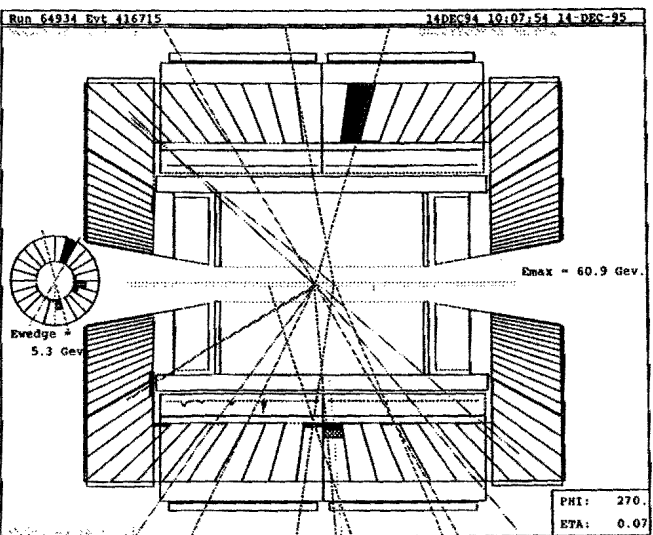
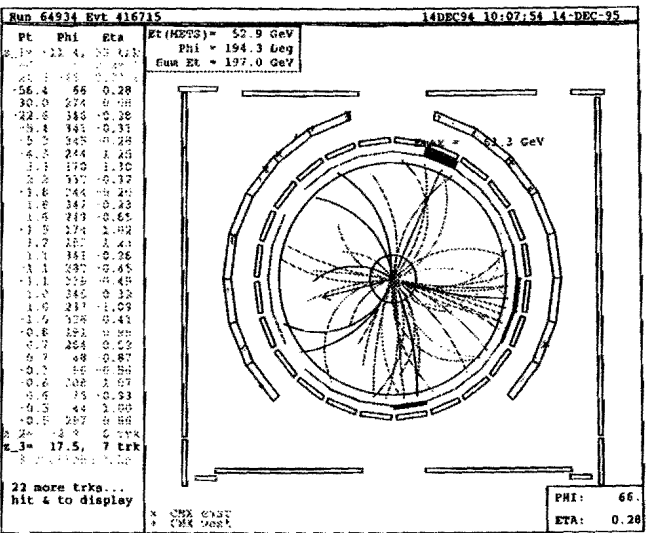
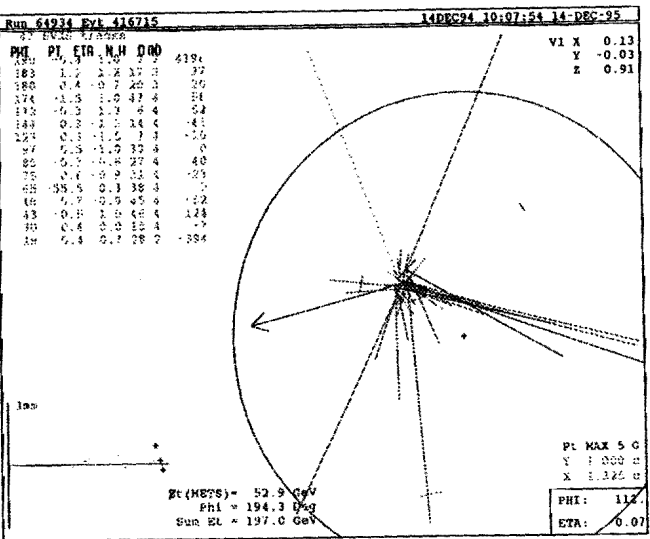
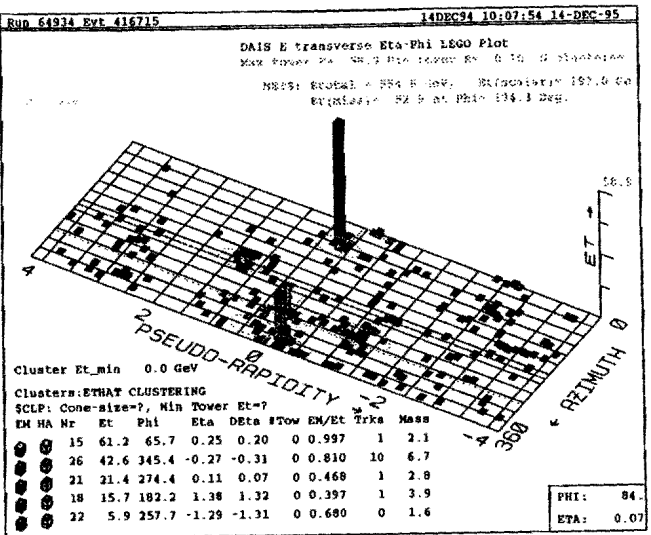


Figura 7.13: Candidato $\mu^+\tau^-$ 65471/47719: il τ adronico si trova a $\phi = 81^\circ$ ed $\eta = +0.15$.
 In questo evento non sono stati identificati getti provenienti da quark b .

come indicato in Tabella 6.2. Possiamo quindi anche calcolare quale sia la probabilità di osservare l'eccesso nei singoli canali. Nel canale $e\mu$ osserviamo 9 eventi, con un fondo atteso complessivo di 0.58 ± 0.19 eventi. Nei canali $e\tau$ e $\mu\tau$ osserviamo 6 eventi, con un fondo atteso complessivo di 1.93 ± 0.31 eventi. Nei canali ee e $\mu\mu$ osserviamo 6 eventi, con un fondo atteso complessivo di 3.4 ± 0.8 eventi.

Abbiamo quindi calcolato la probabilità, separatamente nei vari canali, in modo analogo a quanto fatto in precedenza, che il fondo stimato possa fluttuare fino al numero di eventi candidati osservati o ad un numero maggiore. La probabilità, nel caso del canale $e\mu$, di osservare 9 o più eventi di fondo quando se ne aspettano 0.58 ± 0.19 è estremamente piccola. In termini di deviazioni standard, questa eccede 5σ . Nel caso dei canali $e\tau$ e $\mu\tau$, la probabilità di osservare 6 o più eventi di fondo quando se ne aspettano 1.93 ± 0.31 è pari a 1.7%. Questo corrisponde ad un discostamento di 2.1σ dalle previsioni. Nel caso dei canali ee e $\mu\mu$, la probabilità di osservare 6 o più eventi di fondo quando se ne aspettano 3.4 ± 0.8 è il 14%, che corrisponde a 1σ .

Dobbiamo infine far notare, come discusso e motivato nel Capitolo 6, che la stima del fondo da falsi leptoni è conservativa. Inoltre, l'osservazione di un eccesso di eventi sopra il fondo fatta in due canali diversi è più significativa di quanto sarebbe stata in un solo canale.

7.6 b -tag

Indipendentemente dal risultato dell'analisi statistica ricordiamo che la natura di questi eventi è confermata dalla presenza di parecchi vertici secondari di decadimento ricostruiti in almeno uno dei getti degli eventi stessi. Va notato che se tutti i getti dei 21 eventi selezionati fossero provenienti da quarks b , il numero di b -tags previsto sarebbe di 4.2 con SLT (7 sono osservati) e 8.9 con SECVTX (8 sono osservati).

Molti degli eventi selezionati contengono quindi una indicazione della presenza di quarks b . Nella stima del segnale e del fondo non abbiamo fino ad ora fatto uso esplicito

della presenza di quarks b . Non abbiamo infatti ritenuto opportuno ridurre il nostro campione finale, già limitato in statistica, richiedendo esplicitamente la presenza di un b -tag, anche se questa ridurrebbe ulteriormente la stima per il fondo. Possiamo però stimare quale sia il contributo del fondo nel nostro campione finale, tenendo in considerazione *a posteriori* l'informazione raccolta dalla presenza di b -tags nei nostri eventi candidati.

Per quanto riguarda la identificazione di un b -tag la probabilità che un getto venga erroneamente riconosciuto come proveniente da un quark b è una funzione della E_T del getto stesso e della sua molteplicità in tracce. Possiamo quindi adoperare una parametrizzazione che tenga in considerazione questi effetti ed applicarla ai getti degli eventi candidati. Nel canale $e\mu$ abbiamo 9 eventi per un totale di 21 getti. Osserviamo 9 b -tags in 6 di questi 9 eventi. La aspettazione del fondo corrisponde a 0.8 getti con una erronea identificazione di un quark b . Nel canale $e\tau$ e $\mu\tau$ abbiamo 6 eventi per un totale di 14 getti. Osserviamo 4 b -tags in 3 dei 6 eventi. La aspettazione del fondo in questo caso è di trovare 0.5 getti con un falso b -tag.

Il numero di falsi b -tags aspettato è stato calcolato sulla base degli eventi osservati. A questo proposito è doveroso osservare che il campione che stiamo adoperando per questo studio ha una alta componente di eventi $t\bar{t}$ a causa della particolare selezione effettuata. Nel campione di eventi candidati la presenza di quarks b è infatti più elevata che non in un generico campione di fondo. Il risultato ottenuto deve quindi essere considerato come una sovrastima del fondo da b -tags.

Dobbiamo inoltre far osservare che questo valore è conservativo, poiché non abbiamo tenuto conto del fatto che in alcuni eventi ci sono due getti distinti che presentano contemporaneamente un vertice secondario o che sono associati alla presenza dei quarks b . Un evento di fondo con queste caratteristiche è molto raro. La probabilità di osservare un eccesso di eventi è inoltre indipendente dalla probabilità di osservare uno o più b -tags nello stesso evento.

I risultati nei diversi canali sono riassunti in Tabella 7.3.

7.7 τ -tag

Anche i prodotti carichi del decadimento dei leptoni τ possono essere distinti dalle particelle prodotte al vertice primario di interazione. Nonostante la vita media del τ sia molto breve ($\tau \approx 0.3$ psec, $c\tau \approx 90 \mu\text{m}$), il suo impulso in eventi $t\bar{t}$ è tale da produrre decadimenti in particelle cariche la cui traiettoria può avere un parametro d'impatto d diverso da zero in modo misurabile. Per gli eventi selezionati abbiamo quindi studiato il parametro di impatto della traccia, come ricostruito dal SVX. In questo siamo però costretti a limitare il nostro studio alle sole tracce che possono essere ricostruite dal SVX, ovvero che siano interamente comprese entro il suo volume fiduciale. Per tutti i candidati a due leptoni di tipo diverso mostriamo in Figura 7.14 la distribuzione del parametro di impatto d diviso per la sua risoluzione σ . Questa ultima è funzione del P_T della traccia stessa a causa della diffusione multipla e può essere parametrizzata come $\sigma(\mu\text{m}) \simeq 19 + 41/P_T(\text{GeV}/c)$ [53]. I due candidati dileptoni con tau (64934/416715 e 65471/47719), la cui traccia viene ricostruita nel SVX, hanno un parametro di impatto, per la traccia corrispondente al candidato tau, spostato in modo significativo da zero. Abbiamo paragonato questa distribuzione con una analoga distribuzione Monte Carlo. Circa il 40% delle tracce associate al leptone τ si trova a $|d|/\sigma > 2.0$. Pertanto la osservazione è compatibile con la ipotesi che i due eventi osservati siano eventi $t\bar{t}$ con successivo decadimento dileptonico $e\tau$, $\mu\tau$. Anche un evento $e\mu$ (57621/45230) ha un parametro di impatto decisamente diverso da zero. Il valore $d/\sigma = -3.7$ per questo evento è associato alla traccia proveniente dal muone. Questo potrebbe suggerire che il muone non venga prodotto nella interazione primaria ma, come già detto, da un decadimento sequenziale del tau.

Dal rapporto di decadimento della coppia $t\bar{t}$ e dalle efficienze relative di identificazione di elettroni, muoni e tau, ci aspettiamo che circa il 17% degli eventi candidati $e\mu$ nel canale dileptonico provengano in realtà da un successivo decadimento del tau, nel canale dileptonico con la presenza di almeno un leptone τ , ove il tau decade a sua volta in elettrone o muone. Nei nove candidati $e\mu$ ci aspettiamo di trovare circa un evento proveniente dal

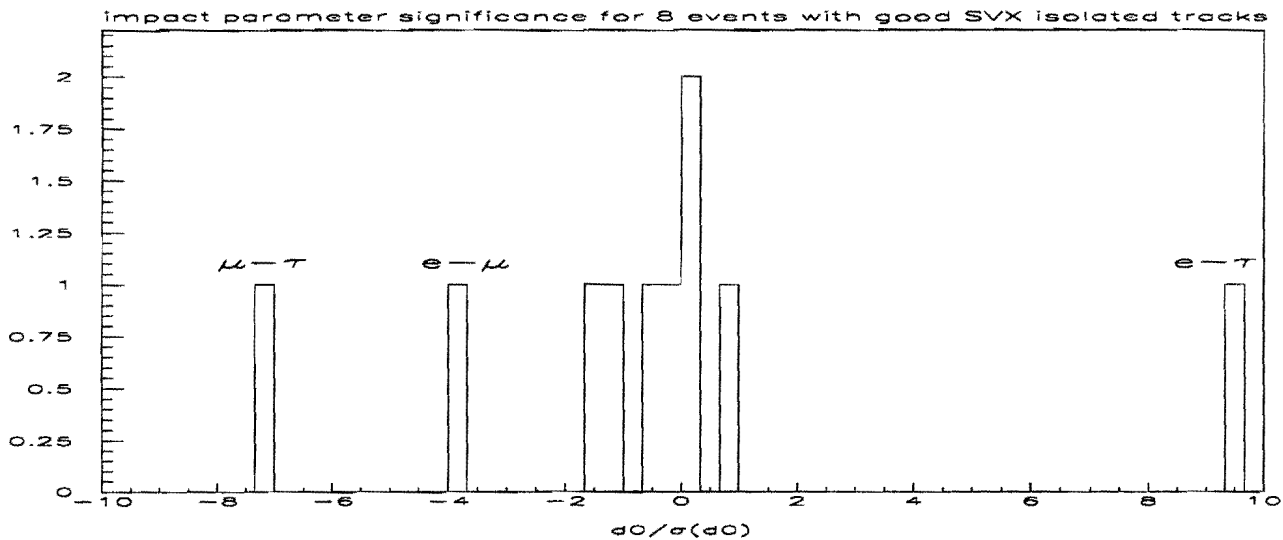


Figura 7.14: Distribuzione di d/σ per le tracce isolate nei candidati a due leptoni. Il parametro di impatto d appare significativamente spostato dal vertice primario dell'interazione per i due candidati tau (64934/416715 e 65471/47719). Gli altri candidati tau non sono compresi nella regione fiduciale di SVX e non hanno tracce che sono state ricostruite nel SVX. Anche un evento candidato $e\mu$ (57621/45230) ha un vertice spostato dal vertice primario di oltre 3 deviazioni standard.

canale $e\tau$, $\mu\tau$, $\tau\tau$, che abbia anche la traccia relativa al decadimento del tau ricostruita nel SVX.

7.8 Sezione d'urto

Da quanto detto nei paragrafi precedenti concludiamo quindi che abbiamo osservato un segnale che non possiamo spiegare con la sola fluttuazione del fondo. Addebitiamo questo eccesso di eventi osservati alla produzione di eventi $t\bar{t}$. Possiamo quindi calcolare la sezione d'urto per la produzione di $t\bar{t}$ in collisioni $p\bar{p}$ a $\sqrt{s}=1.8$ TeV nel canale a due leptoni.

La sezione d'urto ed il suo errore vengono calcolati in base al numero di eventi attesi, il numero di eventi osservati N ed il fondo atteso \bar{B} , adoperando la seguente "funzione di

verosimiglianza” [54]:

$$L = e^{-\frac{(\int \mathcal{L} dt - \overline{\int \mathcal{L} dt})^2}{2\sigma_{\mathcal{L}}^2}} e^{-\frac{(A_{tot} - \overline{A_{tot}})^2}{2\sigma_{A_{tot}}^2}} e^{-\frac{(B - \overline{B})^2}{2\sigma_B^2}} \frac{(A_{tot} \cdot \sigma_{t\bar{t}} \cdot \int \mathcal{L} dt + B)^N}{N!} e^{-(A_{tot} \cdot \sigma_{t\bar{t}} \cdot \int \mathcal{L} dt + B)}$$

ove $\overline{A_{tot}}$ è l'accettanza per i tagli della nostra analisi, come riassunto in Tabella 5.4, ed $\overline{\int \mathcal{L} dt} = 110 \pm 9 \text{ pb}^{-1}$ la luminosità del campione di dati a nostra disposizione. La misura della sezione d'urto è stata calcolata per una massa del top $M_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$.

Il valore centrale della sezione d'urto è dato dal massimo della funzione $\log L$, ovvero:

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N - \overline{B}}{\int \mathcal{L} dt \cdot \overline{A_{tot}}}$$

Per calcolare gli errori adoperiamo i punti per cui $\Delta(\log L) = \pm 1/2$ rispetto al massimo. I risultati si trovano in Tabella 7.5 per i diversi canali. Vengono riportati solamente gli errori statistici: a causa della limitata statistica a disposizione l'errore statistico è infatti dominante. Il grande errore di misura è imputabile in modo principale al piccolo numero assoluto di eventi candidati trovati. Questo è specialmente vero nella misura della sezione d'urto relativa al canale $e\tau$ e $\mu\tau$. In Figura 7.15 mostriamo il valore previsto dalla teoria [57] e lo paragoniamo ai valori delle sezioni d'urto misurate a CDF [55] nei vari canali. La linea tratteggiata rappresenta il valore a $\pm 1\sigma$ della predizione della teoria.

Il valore della sezione d'urto riportato è ancora preliminare e comunque la valutazione dell'errore sistematico sulla accettanza è tuttora in corso. In particolare stiamo studiando l'effetto degli errori sistematici al variare del generatore Monte Carlo adoperato. Risultati preliminari [36] mostrano comunque gli stessi risultati entro gli errori statistici.

7.9 Curiosità di alcuni eventi

Come già osservato in Referenza [56] alcuni eventi non sembrano soddisfare in modo ottimale alla ipotesi di provenienza dal decadimento di una coppia $t\bar{t}$. Per questo motivo analizziamo qui alcune delle caratteristiche degli eventi a due leptoni che ci sono sembrate più “anomale”.

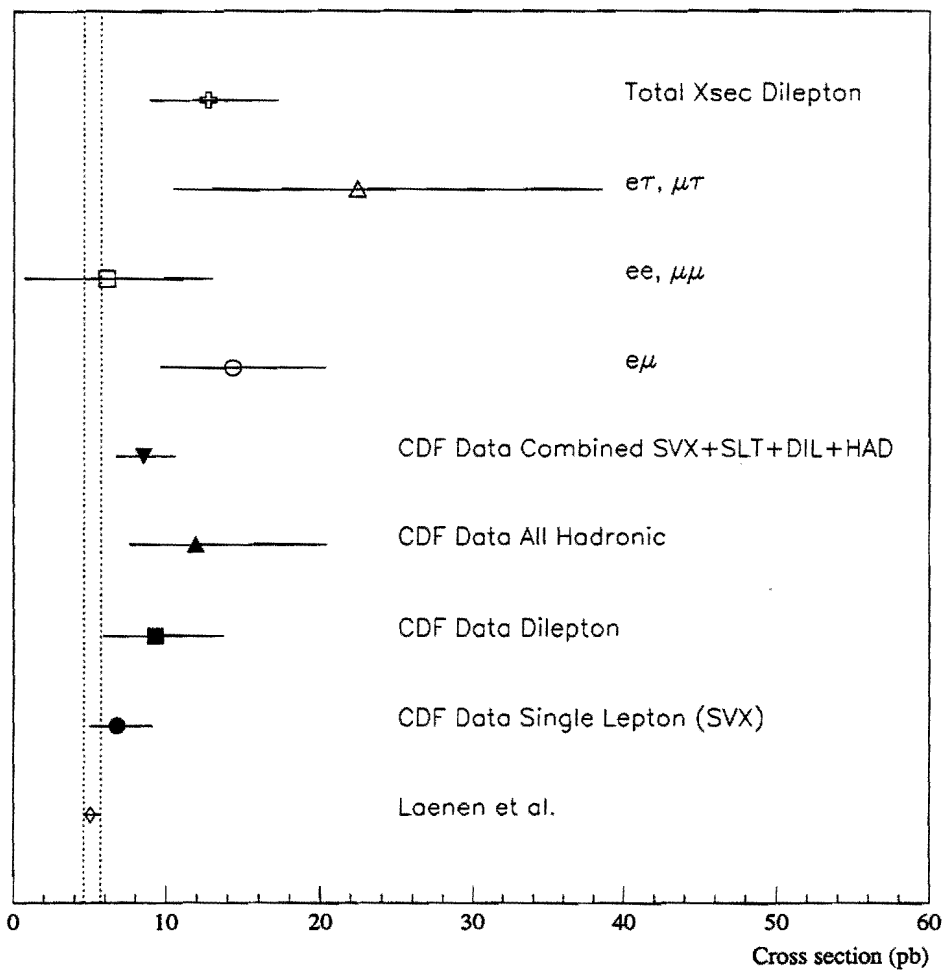


Figura 7.15: La misura della sezione d'urto a CDF nei vari canali è paragonata al valore previsto dalla teoria, per $M_{top}=175 \text{ GeV}/c^2$.

Nella categoria con due leptoni di tipo diverso abbiamo trovato 15 eventi, mentre il numero di eventi $t\bar{t}$ attesi in circa 110 pb^{-1} è di 5.8 eventi. Questo numero è stato ottenuto adoperando la sezione d'urto misurata da CDF nel canale dileptonico e del singolo leptone ($\sigma_{t\bar{t}} = 7.6_{-2.0}^{+2.4}$ [43]). La sezione d'urto teorica ($\sigma_{t\bar{t}} = 5.0_{-0.4}^{+0.7}$ [57]) è a sua volta circa il 35% più bassa di questo valore. Il numero di eventi attesi dal fondo è riportato in Tabella 6.2. Per il canale $e\mu$ ci aspettiamo meno di un evento di fondo, mentre ce ne aspettiamo circa due nel canale combinato $e\tau$ e $\mu\tau$. Il valore della \cancel{E}_T in alcuni di questi eventi è molto elevato come osserviamo dalla Figura 7.5. Anche il valore del P_T di uno dei due leptoni ha valori molto elevati in alcuni degli eventi candidati. Possiamo paragonare il numero di eventi trovati con i valori attesi dalle distribuzioni Monte Carlo. In particolare ci aspettiamo di avere solo il $15.2 \pm 1.2\%$ di eventi di $t\bar{t}$ con una $\cancel{E}_T > 100 \text{ GeV}$ mentre ne osserviamo 5 su un totale di 15 eventi. Analogamente possiamo calcolare il numero di eventi attesi negli eventi con almeno un leptone con $P_T > 100 \text{ GeV}$. In Tabella 7.6 riassumiamo il numero di eventi attesi e di quelli osservati in ciascuna categoria. Riportiamo il contributo del fondo solo nella prima riga. Non riportiamo il valore del fondo nelle altre righe poiché è trascurabile nei casi considerati ($\cancel{E}_T > 100 \text{ GeV}$ e/o $P_T(\text{lep}) > 100 \text{ GeV}$). La distribuzione di eventi per \cancel{E}_T in funzione del P_T massimo dei due leptoni è mostrata in Figura 7.17 sia per i dati che per il Monte Carlo.

In Tabella 7.2 abbiamo anche riportato il valore della massa invariante calcolata per la coppia leptone-traccia. Questi valori sono mostrati in Figura 7.16 per gli eventi candidati nelle diverse categorie. Per la categoria con i due leptoni dello stesso tipo non notiamo un eventuale pericoloso accumulo intorno al valore del picco della massa dello Z^0 . Nella analoga distribuzione per candidati con i due leptoni di tipo diverso, quattro degli eventi candidati con massa invariante leptone-traccia compresa tra 80 e 90 GeV/c^2 sono candidati $e\mu$ (vedi Tabella 7.2). A causa del piccolo numero di eventi selezionati un apparente picco intorno a $M_{lt} \approx 80\text{--}90 \text{ GeV}/c^2$ può essere considerato solo come una fluttuazione statistica.

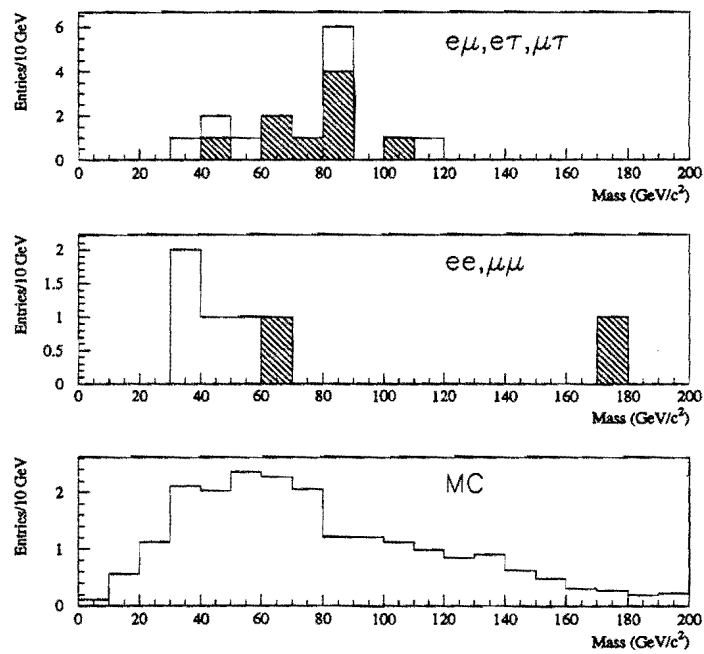


Figura 7.16: Distribuzione della massa invariante della coppia leptone-traccia per gli eventi candidati. Gli eventi candidati con la presenza di almeno un b -tag sono indicati in grigio. La analoga distribuzione Monte Carlo per eventi $t\bar{t}$ (istogramma in basso) è normalizzata a 21, il numero totale di eventi candidati trovati.

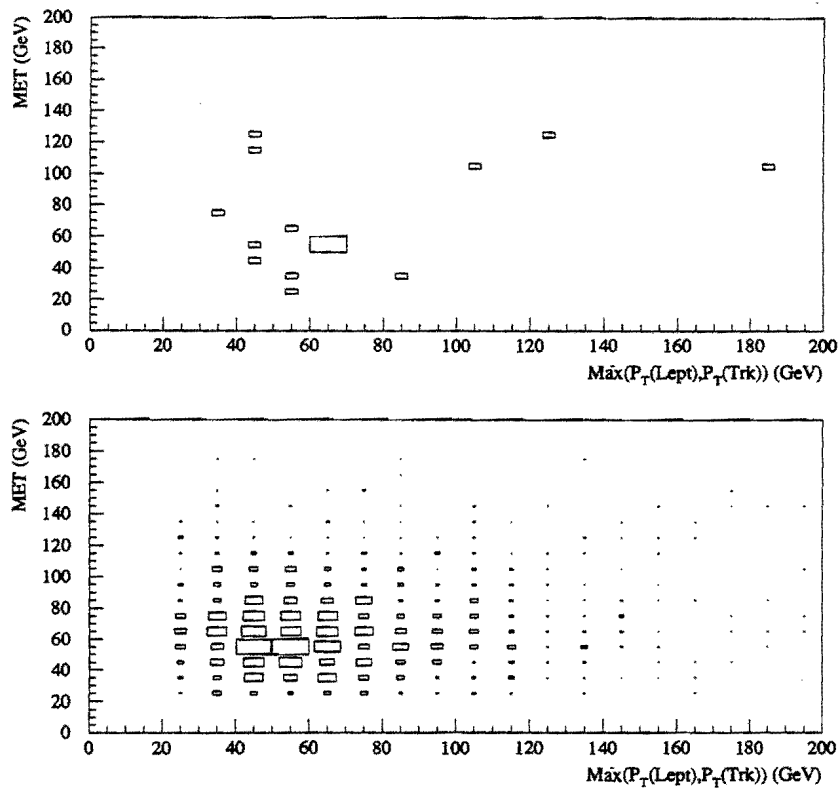


Figura 7.17: Distribuzione della \cancel{E}_T in funzione del P_T massimo di uno dei due leptoni per gli eventi candidati (sopra) e per un campione Monte Carlo (sotto).

Altre analisi [56] focalizzate sul canale a due leptoni arrivano ad un risultato analogo a quello trovato in questo studio. Il limitato numero di eventi selezionati non ci permette però di giungere ad alcuna conclusione. Consideriamo pertanto il discostamento dalle predizioni delle distribuzioni Monte Carlo come dovuto ad una fluttuazione statistica.

Id	Tipo	Run	Evento	$P_T(\text{Lep})$ (GeV)	$P_T(\text{Trk})$ (GeV/c)	E_{T1} (GeV)	E_{T2} (GeV)	E_{T3} (GeV)	E_T (GeV)	H_T (GeV)
(1)	$e - \mu$	47122	38382	50.6	37.2	67.0	10.7	—	60.2	226
(2)	$e - \mu$	57621	45230	49.0	25.4	25.8(**)	25.0	—	52.1	177
(3)	$e - \mu$	66046	380045	105.6	52.5	19.0	16.2	11.6	107.8	313
(4)	$e - \mu$	67581	129896	181.8	27.3	71.0	26.2	—	107.2	413
(5)	$e - \mu$	69808	639398	42.3	55.7	36.3	33.3(*)	15.5	30.8	214
(6)	$\mu - e$	45047	104393	40.7	23.6	44.0	22.5(*)	—	116.0	253
(7)	$\mu - e$	61024	217119	86.0	57.8	51.6(*)	22.4(*)	—	33.0	251
(8)	$\mu - e$	64225	267391	42.0	68.9	64.4(*)	28.5(*)	—	56.0	260
(9)	$\mu - e$	64811	575040	123.0	15.4	34.1	33.7	19.5(*)	125.2	332
(10)	$e - \tau$	45880	31838	27.3	30.6	39.6	20.8(*)	15.9	78.3	266
(11)	$e - \tau$	46935	384578	51.6	15.9	36.9	15.8	—	28.5	165
(12)	$e - \tau$	64934	416715	60.2	38.1	42.6(*)	15.7	—	54.1	211
(13)	$\mu - \tau$	64721	229200	46.1	37.1	95.9(*)	47.8(*)	—	128.3	413
(14)	$\mu - \tau$	65471	47719	22.3	65.7	169.3	35.4	14.2	57.4	368
(15)	$\mu - \tau$	68530	103421	40.0	15.2	43.1	24.0	—	43.5	175
(16)	$e - e$	63417	142823	81.2	76.7	28.6(*)	18.1	—	36.3	241
(17)	$e - e$	67862	253827	27.6	33.4	53.2	13.7	—	73.3	201
(18)	$e - e$	68185	174611	23.4	21.6	38.3	28.2	—	52.0	166
(19)	$\mu - \mu$	63700	272140	29.3	39.9	23.6	13.6(*)	—	27.2	134
(20)	$\mu - \mu$	66104	1528	33.6	18.5	36.9	22.3	11.6	28.7	152
(21)	$\mu - \mu$	70019	287535	98.1	27.6	83.2	37.8	11.7	85.7	344

Tabella 7.1: Lista dei candidati eventi dileptonici che passano i tagli della selezione. Sono riassunte alcune delle quantità di interesse. Nel caso in cui il leptone inclusivo di alta qualità sia un elettrone il $P_T(\text{Lep})$ corrisponde all'energia depositata nel calorimetro. I getti con b -tag sono indicati con un asterisco. Nella colonna E_{T3} sono elencati tutti gli ulteriori getti con $E_T > 10$ GeV ed $|\eta| < 2.0$.

Id	Leptone-Traccia	RUN	EVENT	ΣP_T (GeV/c)	b -Tags	z (cm)	M_{lt} (GeV/c ²)
(1)	$e - \mu$	47122	38382	0.0	SLT-SEC	+12.1	82.5
(2)	$e - \mu$	57621	45230	0.5		-10.8	80.4
(3)	$e - \mu$	66046	380045	0.0		-11.6	81.5
(4)	$e - \mu$	67581	129896	0.0/0.0		-51.2	117.7
(5)	$e - \mu$	69808	639398	0.0/0.0		+23.1	65.5
(6)	$\mu - e$	45047	104393	0.0	SLT	+7.8	60.8
(7)	$\mu - e$	61024	217119	0.0	SEC-SEC	-6.4	107.7
(8)	$\mu - e$	64225	267391	0.4	SECVTX-SLT	+24.9	87.4
(9)	$\mu - e$	64811	575040	0.7	SECVTX	+5.0	75.4
(10)	$e - \tau$	45880	31838	0.0	SLT	-17.0	44.9
(11)	$e - \tau$	46935	384578	0.0	SECVTX	+6.0	57.5
(12)	$e - \tau$	64934	416715	0.0		-11.4	82.8
(13)	$\mu - \tau$	64721	229200	0.0		SLT-SLT	+42.9
(14)	$\mu - \tau$	65471	47719	0.4	SECVTX	-4.5	49.2
(15)	$\mu - \tau$	68530	103421	0.0		+48.4	34.3
(16)	$e - e$	63417	142823	0.0		-27.0	175.5
(17)	$e - e$	67862	253827	0.0	-53.5	55.7	
(18)	$e - e$	68185	174611	0.0	+41.1	31.5	
(19)	$\mu - \mu$	63700	272140	0.0	SLT	+6.8	65.3
(20)	$\mu - \mu$	66104	1528	0.0	+42.7	44.9	
(21)	$\mu - \mu$	70019	287535	0.0	-23.7	38.4	

Tabella 7.2: Eventi selezionati come candidati nel canale dileptonico, che contengono o meno un quark candidato b . Abbiamo calcolato anche la massa invariante leptone-traccia (M_{lt}) per gli eventi candidati.

Canale	$e\mu$	$ee, \mu\mu$	$e\tau, \mu\tau$	Totale
# Eventi	9	6	6	21
# getti	21	14	14	49
# b -tags	9	2	4	15
# falsi b -tags (SECVTX e SLT)	0.8	0.2	0.5	1.5

Tabella 7.3: Numero di eventi candidati trovati, numero di getti con b -tag e numero di getti attesi con falsi b -tags nel campione di eventi candidati, nei diversi canali. Il fondo atteso da falsi tags è da considerare una sovrastima del fondo poiché il campione adoperato ha un alto contenuto di quarks b nei getti.

	$e\mu$	$ee, \mu\mu$	$e\tau, \mu\tau$	Totale
$\overline{A}_{tot}(\%)$	0.536 ± 0.026	0.388 ± 0.022	0.165 ± 0.015	1.080 ± 0.037
N^{obs}	9	6	6	21
\overline{B}	0.58 ± 0.19	3.44 ± 0.82	1.93 ± 0.31	5.95 ± 0.90
$\sigma_{t\bar{t}}(pb)$	$14.3^{+6.0}_{-4.7}$	$6.1^{+6.9}_{-5.4}$	$22.4^{+16.1}_{-11.9}$	$12.7^{+4.5}_{-3.8}$

Tabella 7.4: Sezione d'urto nei diversi canali nel campione di dati con una luminosità $\int \mathcal{L} dt = 110 \pm 9 \text{ pb}^{-1}$.

	$e\mu$	$ee, \mu\mu$	$e\tau, \mu\tau$
Eventi	9(5.1)	6(5.6)	6(3.2)
$\cancel{E}_T > 100 \text{ GeV}$	4(0.7)	0(0.5)	1(0.2)
$E_T(\text{lep}) > 100 \text{ GeV}$	3(0.9)	0(0.7)	0(0.3)
$\cancel{E}_T > 100 \text{ GeV} + E_T(\text{lep}) > 100 \text{ GeV}$	3(0.2)	0(0.2)	0(0.1)

Tabella 7.5: Il numero di eventi candidati trovati a seconda dei vari tagli applicati. Il numero in parentesi corrisponde al numero di eventi attesi da Monte Carlo per una produzione di $t\bar{t}$. Nella prima riga (Eventi) abbiamo sommato, al numero di eventi attesi dal decadimento $t\bar{t}$, anche il numero di eventi stimati del contributo del fondo. Nelle altre linee non abbiamo invece tenuto in considerazione il numero di eventi attesi dal fondo poiché è molto piccolo.

Conclusioni

Abbiamo cercato eventi provenienti dal decadimento $t\bar{t}$ nel canale dileptonico. Abbiamo esteso la nostra ricerca anche ai decadimenti adronici del leptone tau. Per questo motivo abbiamo sviluppato un semplice metodo per identificare i leptoni.

A partire dal campione di leptoni inclusivi abbiamo individuato un metodo di identificazione del secondo leptone. Il metodo adoperato identifica il secondo leptone in base ad uno stringente criterio di isolamento di una traccia centrale ad alto P_T . Il leptone viene poi identificato come elettrone, muone o tau a seconda delle sue caratteristiche calorimetriche.

Nonostante la semplicità del metodo adoperato, la reiezione del fondo si è dimostrata soddisfacente. Il metodo adoperato ci ha consentito di avere una buona efficienza di identificazione dei leptoni.

Dalle simulazioni Monte Carlo nel canale $e\mu$ sono previsti 4.5 eventi, e nel canale $e\tau$ e $\mu\tau$ combinati ci aspettiamo poco più di un evento da $t\bar{t}$.

Abbiamo studiato un campione di dati corrispondente ad una luminosità $\mathcal{L}=110 \text{ pb}^{-1}$. Questi dati sono stati raccolti dall'esperimento CDF nell'arco di oltre tre anni di presa dati a partire dalla primavera 1992 fino al termine dell'estate 1995. Nel canale dileptonico osserviamo complessivamente 21 eventi candidati con un fondo atteso di 5.95 ± 0.90 eventi. Osserviamo 9 eventi candidati nel canale $e\mu$ con un fondo atteso di meno di un evento. Nel canale $e\tau$ e $\mu\tau$ osserviamo 6 eventi con un fondo di circa due eventi. La stima del fondo è stata fatta in modo conservativo. La probabilità che il segnale osservato di 21 eventi sia dovuto ad una fluttuazione del fondo è $\mathcal{P} = 7 \cdot 10^{-4}$ (3.2σ).

Negli eventi selezionati abbiamo inoltre identificato un grande numero di quarks b . Questo ci dà fiducia nel risultato ottenuto. Osserviamo infatti un totale di 15 b -tags nei getti trovati contro un fondo previsto di 1.5 b -tags.

Nell'ipotesi che gli eventi selezionati siano dovuti alla sola produzione $t\bar{t}$ abbiamo calcolato il valore della sezione d'urto $\sigma_{t\bar{t}} = 12.7_{-3.8}^{+4.5}$ pb. Il risultato, pur maggiore del valore già misurato da CDF nel canale dileptonico ($\sigma_{t\bar{t}} = 9.3_{-3.4}^{+4.4}$ pb), è con esso consistente entro l'errore statistico.

L'eccesso degli eventi selezionati è più grande delle previsioni. Il campione di dati ha alcuni eventi con getti di alta E_T e grande energia trasversa mancante.

Il lavoro svolto in questa tesi, in particolare quello rivolto alla identificazione del leptone tau nel decadimento della coppia $t\bar{t}$ nel canale a due leptoni, sarà oggetto di una prossima pubblicazione di CDF.

Appendice A

Eventi con leptoni di carica uguale

Intendiamo dedicare il contenuto di questa Appendice alla descrizione dei due eventi con i leptoni di carica uguale (vedi Tabella 5.5) e che quindi non rientrano nel nostro campione finale.

Riteniamo di dovere discutere questi due eventi per la loro peculiarità. Il contributo al decadimento della coppia $t\bar{t}$ in due leptoni di carica uguale nello stato finale è infatti molto piccolo e trascurabile nel campione di dati a nostra disposizione. È però plausibile trovare eventi con i leptoni di carica uguale. Questo contributo può provenire principalmente da eventi di fondo. Possiamo quindi verificare le previsioni del fondo atteso o anche controllare una erronea interpretazione degli eventi stessi. Per questi due eventi riassumiamo alcune quantità di particolare interesse in Tabella A.1 e in Tabella A.2. In questi eventi non sono stati identificati quark b .

Evento 66347/48619:

In questo evento, il leptone inclusivo (μ) e la traccia isolata (e) hanno la carica dello stesso segno. Questo evento ha l'elettrone che, dopo un dettagliato studio al display, non appare essere di buona qualità. Il deposito calorimetrico nelle CES mostra una struttura composita a doppio impulso. In Figura A.1 è mostrata la torre calorimetrica corrispondente all'elettrone. Nel campione di eventi candidati ci aspettiamo di trovare circa 1.1 eventi (Tabella 6.2) provenienti da falsi leptoni con carica uguale. Questo evento

Id	Tipo	RUN	EVENT	$P_T(\text{Lep})$ (GeV)	$P_T(\text{Trk})$ (GeV/c)	E_{T1} (GeV)	E_{T2} (GeV)	E_{T3} (GeV)	\cancel{E}_T (GeV)	H_T (GeV)
(22)	$e - \mu$	68592	219028	57.5	89.1	45.5	23.3	—	85.4	300
(23)	$\mu - e$	66347	48619	46.9	18.2	77.3	34.5	—	72.1	259

Tabella A.1: Alcune quantità di interesse per i due eventi con i due leptoni con carica dello stesso segno.

Id	Leptone-Traccia	RUN	EVENT	ΣP_T (GeV/c)	b -Tags	z (cm)	M_{ll} (GeV/c ²)
(22)	$e - \mu$	68592	219028	0.7/0.0		+19.6	94.4
(23)	$\mu - e$	66347	48619	0.0		-57.8	60.4

Tabella A.2: Eventi dileptonici con i due leptoni con carica dello stesso segno. L'evento 66347/48619 è al limite della regione fiduciale in considerazione ($|z| < 60$ cm).

ha il vertice primario dell'interazione molto distante ($|z|=57.8$ cm) dal punto nominale di interazione.

Evento 68592/219028:

È un possibile candidato $e\mu$. Questo evento ha i due leptoni con la carica dello stesso segno e quindi non passa la nostra selezione. La traccia corrispondente al muone non è ben misurata a causa dell'affollamento dei primi due strati della CTC. La sua curvatura, ovvero il parametro in base al quale possiamo misurare il segno della carica, è per questo motivo molto difficile da determinare in modo accurato. È necessario inoltre sottolineare che in questo evento sono presenti tre distinti vertici di interazione. Anche questo rende più difficile la ricostruzione delle tracce nella CTC.

Sia il muone che l'elettrone sono però di alta qualità.

Una descrizione di questo evento si trova in Figura A.2.

Possiamo concludere che non è frequente trovare eventi di questo tipo, ma è plausibile assumere che la ricostruzione della traccia ad alto P_T non abbia fornito una accurata determinazione del segno della carica in queste particolari condizioni.

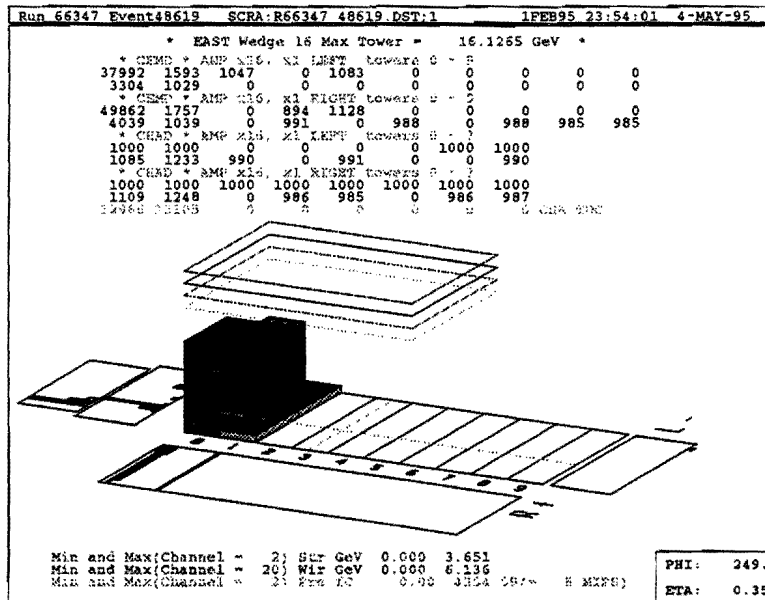


Figura A.1: Run 66347/Evento 48619: $e\mu$. Questo evento ha due leptoni di carica uguale. Questa figura mostra la torre calorimetrica corrispondente alla traccia isolata associata all'elettrone. L'elettrone non è di buona qualità poiché mostra una struttura composta nelle CES.

Come conclusione di questa Appendice possiamo affermare che gli eventi trovati con due leptoni con la carica dello stesso segno sono così interpretabili: uno di questi (66347/48619) è probabilmente un evento di fondo, mentre l'altro (68592/219028) è molto probabilmente un buon evento candidato $e\mu$ in cui però il segno della carica di uno dei due leptoni è stato ricostruito in modo erroneo.

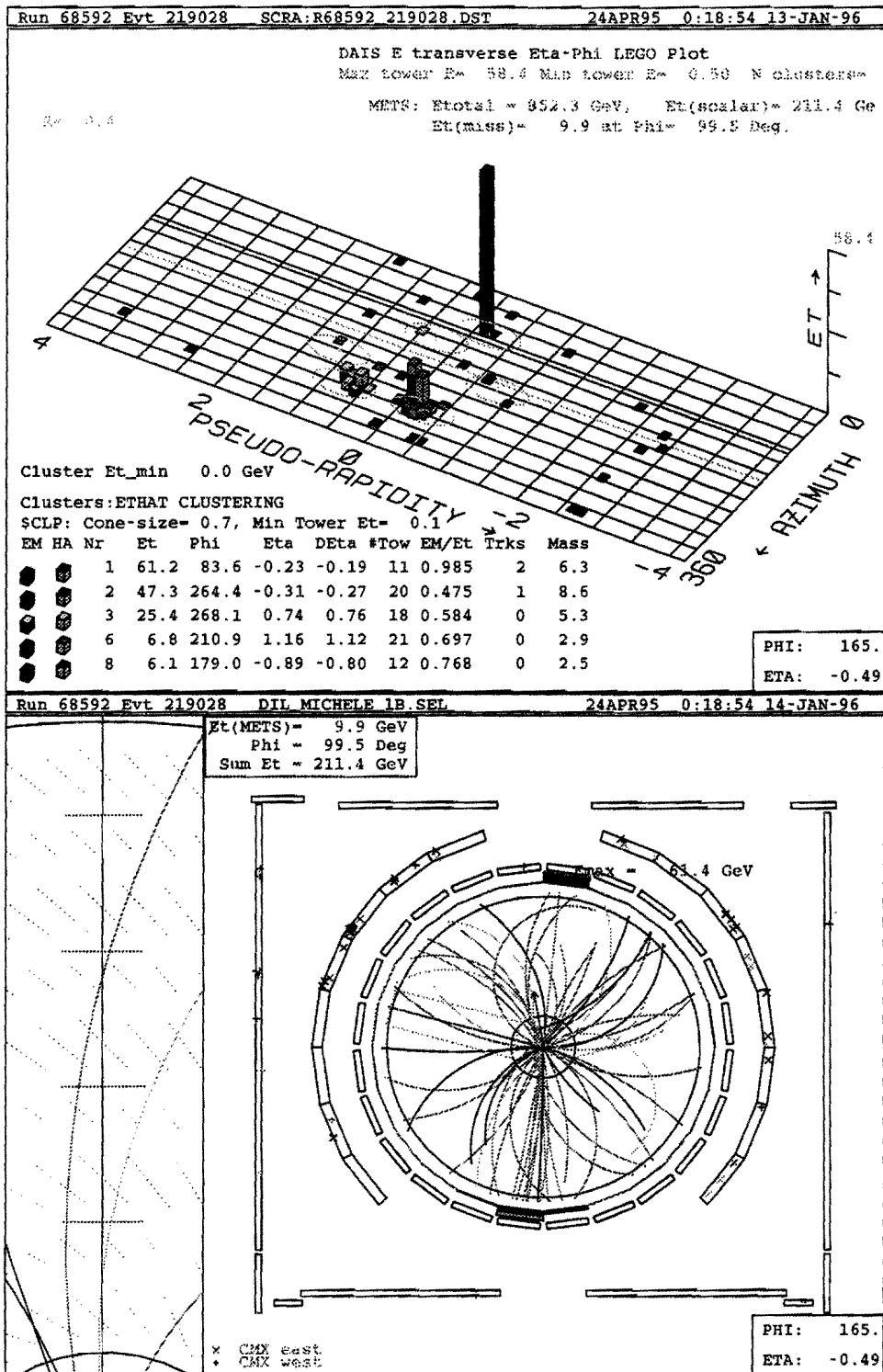


Figura A.2: Run 68592/Evento 219028: $e^+\mu^+$. Questo evento ha due leptoni di carica uguale. Sia l'elettrone ($\phi = 84^\circ, \eta = -0.29$) che il muone ($\phi = 165^\circ, \eta = -0.49$) sono di buona qualità. La traccia corrispondente al muone ha un piccolo raggio di curvatura. Il segno della carica del muone non è pertanto definito in modo accurato.

Appendice B

Evento 41540/127085

In questa Appendice intendiamo descrivere sommariamente l'evento $e\mu$ (anche chiamato "Evento DPF") che non passa i nostri tagli. Questo evento passa invece la selezione descritta in [7]. Alcune delle quantità di maggiore interesse per questo evento sono riportate in Tabella B.1 e Tabella B.2.

In questo evento sono presenti un muone, un elettrone e due getti.

Il muone in questo evento non è isolato nel cono $R=0.4$ ($\Sigma P_T^{0.4}=43$ GeV/c). In questo evento infatti il muone si trova vicino ad un getto, $\Delta R(\text{muone-getto})=0.38$. Nella analisi descritta in Referenza [7] è stato adoperato un cono di isolamento con raggio $R=0.25$, mentre noi abbiamo usato un cono $R=0.4$. Per questo motivo l'evento 41540/127085 si trova in [7] e non nel nostro campione. Nel calcolo del fondo da tracce erroneamente identificate

Tipo	RUN	EVENT	$P_T(\text{Lep})$ (GeV)	$P_T(\text{Trk})$ (GeV/c)	E_{T1} (GeV)	E_{T2} (GeV)	\cancel{E}_T (GeV)	H_T (GeV)
$\mu - e$	41540	127085	47.7	22.8	107.9(*)	44.3	135.0	358

Tabella B.1: Alcune quantità di interesse per l'evento 41540/127085.

Leptone-Traccia	RUN	EVENT	ΣP_T (GeV/c)	b -Tags	z (cm)	M_{lt} (GeV/c ²)
$\mu - e$	41540	127085	43.0/0.4	SECVTX	-4.8	25.7

Tabella B.2: Evento 41540/127085.

come muoni (vedi Capitolo 6) abbiamo visto che il fondo aumenta quando non si richiede che la traccia sia lontana dai getti. È stato studiato [45] che vi è una forte componente di muoni vicini ai getti. Il getto vicino al muone si trova a $\phi = 353^\circ, \eta = +0.09$. Questo getto presenta evidenza di un vertice secondario ed è stato identificato dall'algoritmo SECVTX.

La traccia isolata è identificata come un elettrone a $\phi = 33^\circ, \eta = +0.84$. L'elettrone è di buona qualità.

Il display di questo evento si trova in Figura B.1.

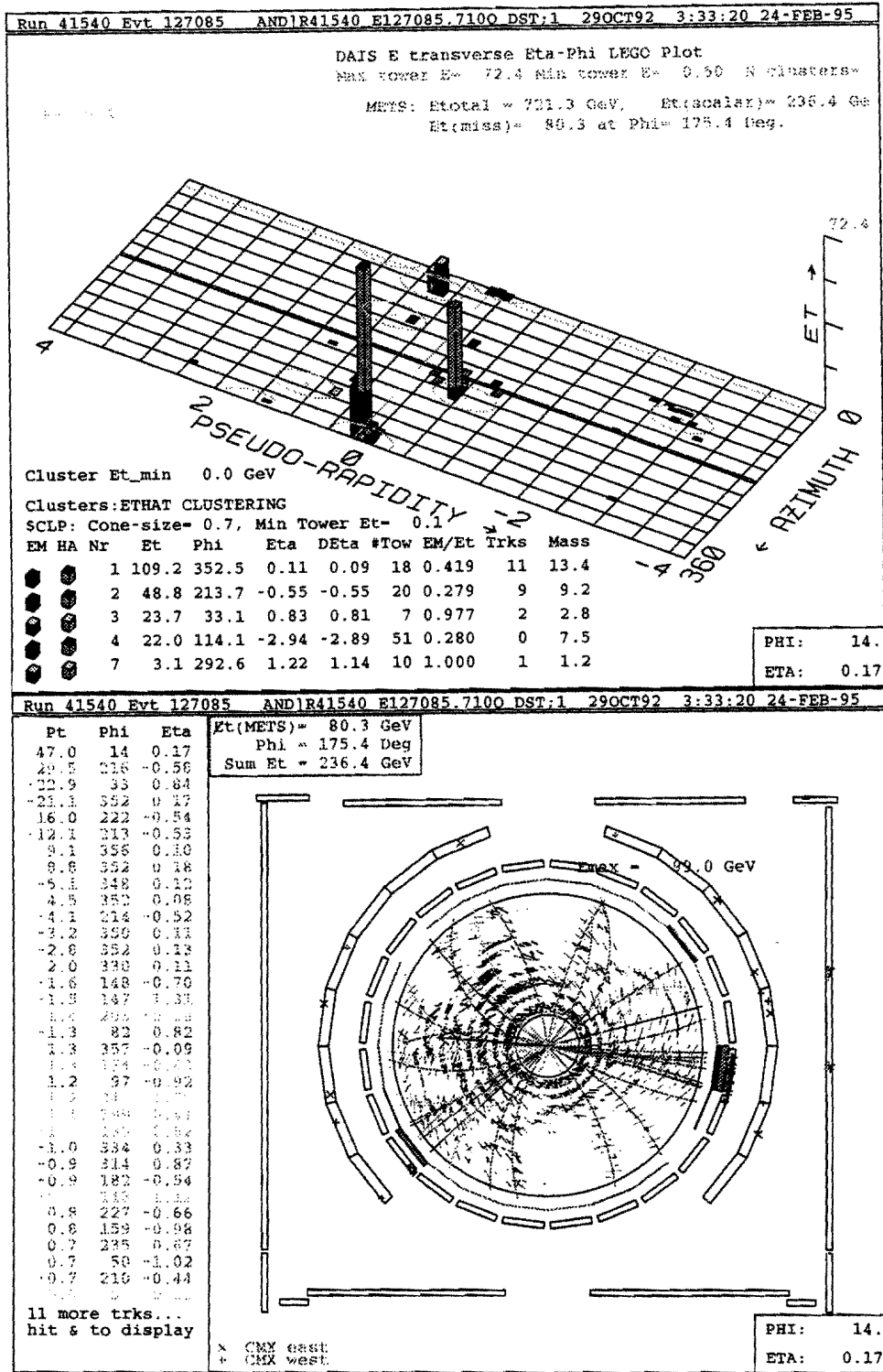


Figura B.1: Evento μ^+e^- , Run 41540/Evento 127085: Il leptone inclusivo (muone) si trova a $\phi = 14^\circ, \eta = +0.16$ ed è molto vicino ad un getto, $\Delta R(\text{muone-getto})=0.38$; la traccia isolata è identificata come un elettrone a $\phi = 33^\circ, \eta = +0.84$. I due getti si trovano a: $\phi = 353^\circ, \eta = +0.09$ (Jet1) e $\phi = 215^\circ, \eta = -0.56$ (Jet2). Il getto (Jet1) vicino al muone ha un vertice secondario identificato da SECVTX come proveniente dal decadimento di un quark b .

Bibliografia

- [1] N.C. Yang e R.L.Mills, *Phys. Rev.***96** (1954) 191;
M. Gell–Mann, *Suppl. Nuovo Cimento*, **9** (1972) 733;
H. Fritzsch, M. Gell–Mann e H. Leutwyler, *Phys. Lett. B* **47** (1973) 365;
D.J. Gross e F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett* **30** (1973) 1343 ; *Phys. Rev. D* **8** (1973) 3633.

- [2] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579;
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264;
A. Salam, “*Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*”, Proc. 8th Nobel Symposium Aspenasgarden, Stockholm, (1968) 367.

- [3] G. Arnison *et al.* (Collaborazione UA1), *Phys. Lett. B* **122** (1983) 103;
M. Banner *et al.* (Collaborazione UA2), *Phys. Lett. B* **122** (1983) 476;
G. Arnison *et al.* (Collaborazione UA1), *Phys. Lett. B* **126** (1973) 398;
P. Bagnaia *et al.* (Collaborazione UA2), *Phys. Lett. B* **129** (1983) 130.

- [4] W. Hollik, in *Proceedings of the XVI International Symposium on Lepton–Photon Interactions* Agosto 1993; o CERN/PPE/93–157.

- [5] Particle Data Group, *Phys. Rev. D* **50** (1994).

- [6] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132; *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.

- [7] F.Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), “Evidence for top quark Production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{1.8}$ TeV”,

- Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 225.
- F.Abe et al., (Collaborazione CDF), “Evidence for top quark Production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{1.8}$ TeV”,
Phys. Rev. D **50** (1994) 2966.
- [8] F.Abe et al., (Collaborazione CDF), “Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the Collider Detector at Fermilab”, *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 2626.
- [9] F. Abachi et al., (Collaborazione D0), “Observation of the Top Quark”,
Phys. Rev. Lett., **74**, (1995) 2632
- [10] F. Abe et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **271** (1988) 387.
- [11] D. Amidei et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **350** (1994) 73,
P. Azzi et al., Fermilab–Conf–94/205–E, 1994 (unpublished).
- [12] “A Seed Vertexing b-tag Algorithm for Top”, Nota interna CDF n. 2716 (1994),
Nota interna CDF n. 2989 (1995).
- [13] Nota interna CDF n. 1172 (*Proposal for an Upgraded CDF Detector*).
- [14] F. Bedeschi et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **268** (1988) 75.
- [15] S. Bhadra et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **268** (1988) 268.
- [16] L. Balka et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **267** (1988)272.
- [17] S. Bertolucci et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **267** (1988) 301.
- [18] Nota interna CDF n. 1248 (1990).
- [19] G. Ascoli et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **268** (1988) 33.
- [20] Note interne CDF n. 1500 (1991) e 1964 (1993).
- [21] Nota interna CDF n. 1614 (1991).

- [22] D. Amidei *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **269** (1988) 51.
- [23] G. Ascoli *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **269** (1988) 63.
- [24] G. Foster *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **269** (1988) 93.
- [25] V. Barger *et al.*, *Phys. Rev. D* **41** (1990) 2782;
J. Ohnemus, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 1403.
- [26] F.A. Berends, W.T. Giele, H. Kuijf and B. Tausk, *Nucl.Phys.* **B357** (1991) 32
“W Boson plus Multijets at Hadron Colliders: HERWIG Parton Showers vs Exact Matrix Elements”, Snowmass 1990 Proceedings,
W.T. Giele, T. Matsuura, M.H. Seymour and B.R. Webber, FERMILAB-CONF-90/228-T, CAVENDISH-HEP-90/26
RTFM, Wasiq Bokhari, Private Communication
- [27] T.Sjostrand, *Comput.Phys.Commun.* **82** (94) 74
- [28] F. Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3398.
- [29] F. Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), *Phys. Rev. D* **43** (1991) 2070,
F. Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), “Measurement of the W boson mass”, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 11.
- [30] V. Barger e R. Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley (1987).
- [31] M.Gallinaro, H.Grassmann, “Observation of $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ ”, Nota interna CDF n. 2490 (1994)
- [32] D. Cronin-Hennessy *et al.*, “Preliminary comparison of Run 1A and Run 1B Z+jets data”, Nota interna CDF n. 2857
F. Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), *Phys.Rev.Lett.* **73** (1994) 220.
- [33] A.Castro, M.Gallinaro, “Multi-jet+ τ top search: a preliminary study”, Nota interna CDF n. 2775 (1995)

- [34] F. Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), *Phys. Rev. D* **45** (1991) 2070.
- [35] D. Gerdes, "Study of conversion removal for the lepton+jets sample", Nota interna CDF n. 2903 (1995)
- [36] M. Kruse, Ph.D. Thesis, Purdue University, 1996
- [37] F. Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 447; *Phys. Rev.D* **45** (1992) 3921
- [38] F. Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), *Phys. Rev. D* **52** (1995) 2624
- [39] S. Jadach *et al.*, TAUOLA Version 2.5 (June 1994);
CERN-TH-5856 (1990), CERN-TH-6195 (1991), CERN-TH-6793 (1992);
C. Loomis, Using TAUOLA, "A decay library for polarized tau leptons at CDF",
CDF/PHYS/TOP/CDFR/2502
- [40] F.Abe *et al.*, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 1448
- [41] F.Abe *et al.*, *Phys. Rev. D* **47** (1993) 4857
- [42] F.Abe *et al.*, *Phys. Rev. D* **43** (1991) 2070
- [43] W.M. Yao , "Observation of Top Quark Production at CDF", The proceedings of XVII International Symposium on Lepton-Photon Interactions, Beijing, China (1995).
- [44] T. Baumann *et al.*, Nota interna CDF n. 2042 (1993) e 2325 (1994)
- [45] S. Leone, Ph.D. Thesis, University of Pisa, 1994
- [46] F. Paige e S.D. Protopopescu, BNL Report n. BNL 38034 (1986) (unpublished)
- [47] P. Avery, K. Read and G. Trahern, Cornell Internal Note CSN-212, 1985 (unpublished)

- [48] J. Ohnemus, *Phys. Rev. D* **43** (1991) 3626.
- [49] C. Campagnari *et al.*, Note interne CDF n. 1961 (1993), 2960 (1995), 2968 (1995)
- [50] T. Chikamatsu *et al.*, “ H_T in top dilepton analysis”, Nota interna CDF n. 3001 (1995)
- [51] F. Abe *et al.*, (Collaborazione CDF), “Study of $t\bar{t}$ production in $p\bar{p}$ Collisions Using Total Transverse Energy” *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3997
- [52] M. Gallinaro, M. Hohlmann, “Observation of top dileptons with hadronically decaying tau leptons”, Nota interna CDF n. 3461 (1996)
- [53] D. Stuart, Private Communication
- [54] B. Carithers, T. Liss, “Calculating the $t\bar{t}$ production cross section”, Nota interna CDF n. 2392 (1994)
- [55] T. Liss, R. Roser, “ $t\bar{t}$ Cross Section for 110 pb^{-1} ”,
Nota interna CDF/ANAL/TOP/CDFR/3481
- [56] B. Bevensee *et al.*, “Curiosities in dilepton events”, Nota interna CDF n. 3159 (1995)
- [57] E. Laenen, J. Smith e W.L. Van Neerven, *Nucl. Phys. B* **369** (1992) 543;
E. Laenen, J. Smith e W.L. Van Neerven, Fermilab-PUB-93/270-T (1993).