

Università degli Studi di Milano
— Dottorato di Ricerca in Fisica —

Misura dell'elemento V_{tb}
della matrice CKM a CDF

Dr. Giuseppe Francesco Tartarelli

il Tutore
Dr. L. Moroni

il Coordinatore
Prof. A. Pullia

Tesi discussa il 15 gennaio 1996 davanti alla Commissione:

Prof. G. Bellini	Università di Milano	(presidente)
Dr. F. Bedeschi	INFN-Sezione di Pisa	
Dr. S. Bianco	Laboratori Nazionali di Frascati	
Prof. M. Di Corato	Università di Milano	
Dr. F. Fabbri	Laboratori Nazionali di Frascati	
Dr. M. Giammarchi	INFN-Sezione di Milano	
Dr. D. Pedrini	INFN-Sezione di Milano	
Prof. L. Holloway	University of Illinois (USA)	
Prof. G. Marchesini	Università di Milano	
Dr. L. Perasso	INFN-Sezione di Milano	
Prof. S. Ratti	Università di Pavia	
Dr. S. Sala	INFN-Sezione di Milano	

— VIII Ciclo (a. a. 1992/93–1994/95) —

Preface

This thesis presents results on top quark physics obtained using 90 pb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at a center of mass energy (\sqrt{s}) of 1.8 TeV collected with the Collider Detector at Fermilab (CDF) between February of 1994 and the end of 1995.

The original contribution of the candidate is described in chapters 3, 4 and 5, where a direct measurement of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrix element V_{tb} is presented.

This thesis is organized as follows. In chapter 1 we present the framework in which these studies are inserted, the Standard Model (SM). Moreover we introduce and discuss in more detail the CKM matrix. We also show how the SM model required the existence of the top quark and we review some of the past experimental searches.

In chapter 2 we describe briefly the CDF detector, with special attention given to those parts of the detector used in this analysis.

In $p\bar{p}$ collisions top quarks are expected to be produced in pairs. Within the framework of the SM the top quark decays almost exclusively into a W boson and a b quark. The two W bosons subsequently decay either to a lepton and a neutrino, or a quark and an antiquark, while the b quarks hadronize to jets. Dileptons events ($e\mu$, ee and $\mu\mu$) are produced primarily when both W bosons decay into $e\nu$ or $\mu\nu$. Events in the lepton+jets channel (e, μ +jets) occur when one W boson decays into leptons and the other decays into quarks. To suppress background in the lepton+jets mode, we identify b quarks by reconstructing secondary vertices from b decay (SVX tag) and by finding additional leptons from b semileptonic decay (SLT tag). These searches led to the announcement of the the first experimental evidence of $t\bar{t}$ production. One year later with more data, CDF firmly established the existence of the top quark.

The contribution of the candidate was the development of algorithms for the identification of b quarks in top events. These algorithms, commonly used in top physics studies at CDF, are discussed in chapter 3. In this chapter we also describe in detail an alternative approach to the problem of reducing the background in the W + jets sample. This method makes use of specific kinematical parameters of the event (such as energies and angles) to select a top quark enriched sample. This work will define the top sample we will use in chapter 5 to determine $|V_{tb}|$. Particular attention is given to the determination of the back-

ground in the sample.

After the discovery of the top quark, the work of CDF divided between the optimizations of the algorithms to identify top events and the study of its properties (as the precision measurement of its mass and the determination of the top production cross section). The candidate performed an accurate comparison of the b -tagging efficiency of the SVX tagging algorithm on a control sample of data and MC. This work (described in chapter 4) has been used by CDF for the calculation of the top production cross section. Moreover, this study gives us a good knowledge of one of the most important parameter (the b -tagging efficiency) in the measurement of $|V_{tb}|$.

In chapter 5 the candidate describes the most important result of this thesis: an original measurement of the decay ratio (B) of top to bottom. Some information relevant to this measurement have already be obtained in previous chapters. In this chapter we deduce the quantities which are still missing, we describe our measurement technique and we discuss how we can obtain a lower limit on B . In conclusion, we show how this result can be translated into a lower limit on $|V_{tb}|$.

Introduzione

Questa tesi costituisce il completamento del lavoro svolto dal candidato per l'VIII ciclo del Dottorato di Ricerca in Fisica (a.a. 1992/93–1994/95). È un lavoro di fisica sperimentale delle alte energie riguardante la fisica del quark top. Il contributo originale del candidato è discusso nei capitoli 3, 4 e, in particolare, nel capitolo 5, dove viene presentata una stima diretta dell'elemento di matrice V_{tb} della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

Nel capitolo 1 verrà illustrato il quadro nel quale si inseriscono le ricerche del candidato: il Modello Standard (MS). In queste pagine, che non hanno alcuna pretesa di essere esaurienti, si ricorderà brevemente come il MS descriva l'universo così come lo conosciamo. Si illustreranno brevemente le particelle elementari, la loro classificazione e le interazioni tra di esse. Si mostrerà come il modello prevedesse in maniera naturale l'esistenza di un sesto quark (il top) e quali fossero le prove indirette della sua esistenza. Inoltre si introdurrà e si discuterà un po' più in dettaglio la matrice CKM.

I risultati di questa tesi sono stati ottenuti presso l'esperimento CDF (Collider Detector at Fermilab), col quale il candidato collabora dalla fine del 1988. CDF è un esperimento che studia le collisioni protone-antiprotone prodotte al Tevatron (Batavia, Stati Uniti), una macchina acceleratrice capace di una energia nel centro di massa (\sqrt{s}) di 1.8 TeV. Una descrizione dell'esperimento, con particolare riguardo ai rivelatori più direttamente sfruttati in quest'analisi, sarà data nel capitolo 2.

In questo tipo di collisioni il quark top è prodotto principalmente in coppie $t\bar{t}$. Secondo il Modello Standard il top decade principalmente in un bosone W e un quark b . I canali di decadimento studiati vengono classificati in base al decadimento del W : semileptonico o adronico. I dati utilizzati per questa tesi corrispondono ad una statistica di 90 pb^{-1} raccolta nel periodo 1992–95.

Quando il candidato ha iniziato questo lavoro di tesi, la collaborazione era impegnata in un grosso sforzo per la ricerca del quark top. Tra i vari canali in cui il top è stato cercato, il più remunerativo si è rivelato essere quello in cui un W decade semileptonicamente e l'altro in maniera adronica. Nello stato finale sono quindi presenti quattro *getti* di cui due provenienti da quark di tipo b . Queste ricerche avrebbero portato nell'aprile del 1994 all'annuncio della prima evidenza sperimentale del quark top. L'anno successivo, il 24 febbraio, CDF

avrebbe dato l'annuncio della scoperta del top. Il candidato ha partecipato a queste scoperte collaborando allo sviluppo di algoritmi per la identificazione di b quark in eventi di top. Questi algoritmi, utilizzati comunemente negli studi di fisica del top a CDF, sono discussi nel capitolo 3. In questo stesso capitolo è discussa in dettaglio un tipo di selezione di un campione di top effettuata tramite l'utilizzo di variabili cinematiche dell'evento. Questo lavoro fornirà il campione che sarà utilizzato nel capitolo 5 per la misura di $|V_{tb}|$. Particolare rilevanza sarà data alla determinazione del fondo in questo campione di top sia perchè il candidato se ne è occupato in prima persona sia perchè una sottrazione accurata dei fondi è molto importante per la misura che ci accingiamo a fare.

Dopo la scoperta del top, il lavoro della collaborazione CDF si è spostato dall'ottimizzazione degli algoritmi di ricerca allo studio di vera e propria fisica del top (come la misura di precisione della sua massa o della sezione d'urto di produzione). Per quanto riguarda il primo degli aspetti qui ricordati, il candidato ha condotto un accurato confronto dell'efficienza dell'algoritmo di b -tagging, a cui ha lavorato, tra Monte Carlo e campioni di controllo di dati. Questo lavoro (descritto nel capitolo 4) è stato utilizzato da CDF nell'articolo che ha portato alla conferma della scoperta del top al Tevatron per il calcolo della sua sezione d'urto di produzione. Inoltre, questo studio ci permetterà di ottenere uno dei parametri più importanti (l'efficienza di b -tagging, appunto) per la misura di $|V_{tb}|$.

Nel capitolo 5 il candidato descrive quello che è l'argomento principale di questa tesi: una misura originale del rapporto di decadimento (che indicheremo con B nel seguito) del top in bottom. Alcune delle informazioni rilevanti per la misura sono state già dedotte dal candidato nei capitoli precedenti. In questo capitolo verranno dedotte le quantità mancanti, verrà descritta la tecnica utilizzata per la misura e si discuterà come si possa stabilire un limite inferiore a B .

In conclusione, in questo stesso capitolo, si discuterà come dal limite su B si possa dedurre un limite su $|V_{tb}|$.

Indice

1	Le particelle elementari e le loro interazioni	1
1.1	Il MS delle Interazioni Elettrodeboli	1
1.2	La matrice CKM	3
1.2.1	Parametrizzazione della matrice CKM	4
1.2.2	Gli elementi della matrice	5
1.2.3	Informazioni indirette su V_{td} , V_{ts} e V_{tb}	6
1.3	Le interazioni forti	8
1.4	Gli urti nucleone-nucleone	9
1.5	Il quark Top	10
1.5.1	Produzione e decadimento del Top al Tevatron	10
1.5.2	Prove indirette dell'esistenza del top	12
1.5.3	Stime indirette di M_{top} : i fit elettrodeboli	15
1.5.4	Stime indirette di M_{top} : l'ampiezza $\Gamma(W)$	16
1.5.5	La ricerca del top	17
2	Il collisionatore Tevatron e l'esperimento CDF	21
2.1	Il Tevatron	21
2.2	Il rivelatore CDF	24
2.2.1	Il sistema di tracciatura	26
2.2.2	La calorimetria	28
2.2.3	I rivelatori di muoni	29
2.3	Alcune delle prestazioni di CDF	31
2.3.1	La ricostruzione delle tracce	31
2.3.2	Ricostruzione di getti e leptoni	34
2.3.3	Correzioni alle E_t dei getti e alla \cancel{E}_t	35
2.4	Il sistema di trigger	36
2.4.1	Trigger per la ricerca del top	37
3	Identificazione di eventi di top a CDF	39
3.1	L'analisi dileptonica	39
3.2	L'analisi in W+getti	40
3.3	Algoritmi di b -tagging	41
3.3.1	Gli algoritmi $D - \phi$ e JETVTX	42

3.3.2	L'algoritmo SECVTX	46
3.4	Analisi cinematiche	48
3.4.1	Produzione di eventi di segnale e di fondo	48
3.4.2	La variabile \mathcal{H}	50
3.5	L'analisi ES	51
3.5.1	Scelta dei tagli cinematici	51
3.5.2	Il campione di dati	53
3.6	Determinazione del fondo per l'analisi ES	57
3.6.1	Fondo prima del tagging	57
3.6.2	Fondo dopo il tagging: introduzione e fondo non- W	59
3.6.3	Fondo dopo il tagging: metodo 1	61
3.6.4	Fondo dopo il tagging: metodo 2	63
3.6.5	Sommario	65
4	L'efficienza di tagging su dati e MC	66
4.1	Efficienza su eventi di top	66
4.2	Il campione di muoni inclusivi a basso p_t	67
4.2.1	Confronto con il Montecarlo	69
4.2.2	Generazione di eventi di splitting di gluoni	71
4.3	Determinazione del fattore di scala	72
4.3.1	Dipendenza dei risultati con l'energia	74
4.4	Commento ai risultati	74
5	Determinazione di B e V_{tb}	76
5.1	Problematiche connesse alla determinazione di B	76
5.2	La tecnica della misura	77
5.3	Determinazione dei parametri in ingresso al fit	79
5.3.1	Efficienza di tagging	79
5.3.2	Fondo nei campioni	79
5.3.3	Accettanze	81
5.4	Risultati del fit	82
5.4.1	Analisi combinata	86
5.5	Determinazione di un limite inferiore su B	87
5.6	Commento ai risultati	88
5.7	Determinazione di $ V_{tb} $	90
5.8	Conclusioni	91
	Bibliografia	92

Capitolo 1

Le particelle elementari e le loro interazioni

Cominceremo questo primo capitolo con un breve accenno al Modello Standard (MS). Esso descrive le interazioni tra fermioni e bosoni elementari, che possono essere di natura elettromagnetica, debole o forte. Nel seguito descriveremo come i fermioni siano classificati nel MS, le loro interazioni, ed introdurremo la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Illustreremo quindi come sono state ottenute stime di alcuni dei suoi elementi. Solo un breve accenno è fatto alle interazioni forti, con particolare riguardo a quello che ci sarà utile per il seguito. La parte finale del capitolo è dedicata al quark top: discuteremo le prove della sua esistenza, le stime indirette della sua massa e la storia della ricerca del top fino alla sua scoperta.

1.1 Il MS delle Interazioni Elettrodeboli

I fermioni utilizzati nel MS sono particelle puntiformi di spin $1/2$ e si dividono in due gruppi: leptoni e quark.

Vi sono sei diversi leptoni. Tre di essi, l'elettrone (e), il muone (μ) e il tau (τ), hanno massa non nulla e carica elettrica unitaria. I leptoni rimanenti, il neutrino elettronico (ν_e), il neutrino muonico (ν_μ) e il neutrino tauonico (ν_τ), sono invece elettricamente neutri e hanno massa molto piccola o forse nulla.

Anche i quark sono di sei tipi diversi o, come si dice, di *flavor* diverso. Essi hanno massa non nulla, carica elettrica frazionaria e sono dotati di una carica addizionale, detta carica di colore, responsabile delle interazioni forti. Tre di essi, *up*, *charm* e *top* hanno carica elettrica $+2/3$: ci riferiremo a loro globalmente come a quark di tipo up. I rimanenti quark, il *down*, lo *strange* e il *bottom*, hanno carica elettrica $-1/3$ (quark di tipo down).

I quark sono stati introdotti per la prima volta [1] nella fisica per spiegare alcune regolarità che si osservavano nella spettroscopia degli adroni. In questo modello i barioni sono costituiti da tre quark e i mesoni sono una coppia quark-antiquark legati dall'interazione forte.

	1	2	3	T_3	Y	Q/e
Leptoni:	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$1/2$ $-1/2$	-1 -1	0 -1
Quark:	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$1/2$ $-1/2$	$1/3$ $1/3$	$2/3$ $-1/3$

Tabella 1.1: Doppietti di isospin del Modello Standard. Sono indicate la terza componente dell'isospin debole (T_3), l'ipercarica ($Y = 2(Q - T_3)$) e la carica elettrica (Q).

L'esistenza (diretta o indiretta) di tutte queste particelle è stata stabilita da centinaia di esperimenti svoltisi nel corso degli anni. Fino al 1994 mancava all'appello il quark top: della sua scoperta, confermata in maniera inequivocabile nel corso del 1995, si parlerà più in dettaglio nei paragrafi finali di questo capitolo e in un capitolo successivo.

I fermioni interagiscono tra di loro per mezzo di interazioni elettromagnetiche (se carichi elettricamente) e di interazioni *deboli* (a prescindere dalla loro carica elettrica). Solo i quark interagiscono tramite interazioni *forti*, di cui parleremo in seguito.

L'interazione elettromagnetica è nota da secoli mentre la scoperta dell'interazione debole è molto più recente. Le prime evidenze sperimentali risalgono ai lavori sulla radioattività della fine del secolo scorso [2] [3] e la prima teoria debole è la tanto celebrata teoria del decadimento β di E. Fermi [4]. La teoria debole che usiamo oggi però risale agli anni 60-70 [5]. Uno dei più grossi successi di quegli'anni fu l'essere riusciti a inserire sia la teoria elettromagnetica che quella debole in un quadro comune [6] [7] [8]. Nel caso dell'interazione elettromagnetica le correnti sono sempre neutre e l'accoppiamento è realizzato dal fotone (γ), bosone neutro e di massa nulla. Nel caso dell'interazione debole sono possibili sia correnti neutre che cariche e l'interazione è mediata rispettivamente dallo Z^0 e dai W^\pm . Queste particelle sono bosoni vettoriali e sono dotate di massa. La loro scoperta (e alla massa prevista) è stato un grosso successo della fisica degli ultimi anni [9] [10] [11] [12].

La descrizione dell'interazione debole tra le particelle elementari è basata su alcune proprietà osservate nel corso degli anni in esperimenti di decadimenti e di *scattering*. Tra queste ci interessa ricordare la violazione della conservazione della parità nei decadimenti β e la proprietà delle correnti cariche di essere sempre levogire, di accoppiare, cioè, solo le componenti di elicità sinistra (*left*) dei fermioni coinvolti. Queste (ed altre) richieste sono ben soddisfatte se si assume

	1	2	3	T_3	Y	Q/e
Leptoni:	e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1
Quark:	u_R	c_R	t_R	0	4/3	2/3
	d_R	s_R	b_R	0	-2/3	-1/3

Tabella 1.2: Singoletti di isospin del Modello Standard. Sono indicate la terza componente dell'isospin debole (T_3), l'ipercarica ($Y = 2(Q - T_3)$) e la carica elettrica (Q).

che la Lagrangiana del sistema includa fermioni con componenti destrorsa e levogira indipendenti e che le componenti levogire (destrorse) siano organizzate in doppietti (singoletti) rispetto ad un nuovo numero quantico, detto *isospin debole*.

Il partner di doppietto di ogni leptone (e , μ o τ) è il corrispondente neutrino. La corrente carica lega ciascun leptone con il corrispondente neutrino della stessa famiglia; analogamente la corrente neutra lega ogni leptone con la sua antiparticella. Gli stati di singoletto dei leptoni sono solo tre (e_R , μ_R o τ_R): non sono mai stati osservati neutrini destrorsi.

La situazione è un po' più complicata per i quark. I quark di tipo up sono gli elementi superiori del doppietto mentre i rispettivi partner (detti d' , s' e b') sono una combinazione lineare dei quark di tipo down. La matrice che descrive questa trasformazione lineare sarà discussa nella sezione seguente. Essa rispecchia la forma della corrente carica dei quark osservata sperimentalmente e la proprietà (anch'essa verificata sperimentalmente) che le correnti neutre che cambino il flavor dei quark (*Flavor Changing Neutral Current*, FCNC nel seguito) sono fortemente sopresse. Una condizione sufficiente affinché non si verifichino al prim'ordine processi FCNC è che la matrice di trasformazione dei quark sia unitaria; ciò significa che è possibile interpretarla come un cambiamento di base dei quark. In effetti questo è abbastanza naturale se si considera che i quark sono autostati dell'Hamiltoniana forte, ma sicuramente non di quella debole dato che le correnti deboli cariche violano sistematicamente la conservazione del flavor.

1.2 La matrice CKM

La matrice che realizza il cambiamento di base nello spazio dei quark down, discusso nella sezione precedente, è chiamata matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [13] [14] ed è indicata con V . Nel seguito vogliamo scrivere questa trasformazione in maniera esplicita e descrivere come siano state ottenute delle stime sui suoi elementi [15].

1.2.1 Parametrizzazione della matrice CKM

La matrice V è una matrice unitaria 3×3 . Essa viene comunemente scritta, in termini dei suoi elementi, come:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

dove il simbolismo è evidente. Più spesso questa matrice viene presentata in una forma parametrica. È importante infatti ridurre il numero di parametri al minimo numero di veri parametri fisici indipendenti.

Una generica matrice $n \times n$ a coefficienti complessi ha $2n^2$ parametri reali (n^2 complessi). La condizione di unitarietà:

$$V^\dagger V = 1 \quad (1.2)$$

equivale a imporre n condizioni del tipo:

$$\sum_{k=1}^n V_{ik} V_{ik}^* = 1 \quad (i = 1, \dots, n) \quad (1.3)$$

e $\frac{1}{2}n(n-1)$ condizioni del tipo:

$$\sum_{k=1}^n V_{ki} V_{kj}^* = 0 \quad (i, j = 1, \dots, n \text{ e } i > j). \quad (1.4)$$

Queste ultime condizioni sono in realtà $n(n-1)$ perché imponiamo separatamente che la loro parte reale e la loro parte immaginaria sia uguale a 0. Ne deriva che una matrice unitaria $n \times n$ ha n^2 parametri reali indipendenti. Con una argomentazione simile si dimostra che una matrice ortogonale $n \times n$ ha $\frac{1}{2}n(n-1)$ parametri indipendenti reali. Se la matrice V fosse *reale*, essa si ridurrebbe ad una matrice ortogonale: se ne deduce che degli n^2 parametri della matrice, $\frac{1}{2}n(n+1) = n^2 - \frac{1}{2}n(n-1)$ devono essere fasi. Nel nostro caso $n = 3$ e di conseguenza abbiamo 3 parametri più 6 fasi. È importante capire quali di queste fasi hanno davvero significato fisico e quali possono essere eliminate per mezzo di una ridefinizione canonica dei campi. Non entreremo nel merito della dimostrazione e diremo semplicemente che si può mostrare che solo una delle sei fasi sopravvive: l'esistenza di questa fase è la condizione necessaria e sufficiente per la violazione di CP nel MS.

Una volta stabilito che i parametri indipendenti della matrice sono quattro, sono state proposte varie parametrizzazioni. La trasformazione unitaria associata a V può essere pensata come una rotazione nello spazio dei flavor e allora, per analogia con le rotazioni, tre dei quattro parametri vengono scelti come gli angoli

di Eulero che realizzano la rotazione: li chiameremo θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} . Purtroppo neppure questa scelta è univoca e in letteratura si incontrano varie definizioni sia per i tre angoli di rotazione che per la fase che chiameremo δ_{13} .

Una scelta molto comune è la seguente [16]:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

dove $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$).

1.2.2 Gli elementi della matrice

Gli elementi della matrice CKM sono determinati da esperimenti in cui avviene il decadimento debole del quark in esame o da esperimenti di *deep-inelastic scattering* di neutrini. Se si usano queste informazioni sperimentali assieme alle richieste aggiuntive che siano verificate condizioni di unitarietà del tipo delle (1.3), (1.4) e che ci siano solo tre generazioni ($n = 3$), si possono ottenere i seguenti limiti (al 90 % di *livello di confidenza*, CL) sul modulo degli elementi della matrice [17]:

$$V = \begin{pmatrix} 0.9745 \div 0.9757 & 0.219 \div 0.224 & 0.002 \div 0.005 \\ 0.218 \div 0.224 & 0.9736 \div 0.9750 & 0.036 \div 0.046 \\ 0.004 \div 0.014 & 0.034 \div 0.046 & 0.9989 \div 0.9993 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

I limiti appena riportati sono stati ottenuti senza utilizzare nessuna informazione sperimentale sugli elementi del settore del top (ultima riga della matrice (1.1)). La ragione principale è dovuta al fatto che fino ad oggi non c'erano informazioni dirette su questi elementi. Qui per informazione diretta intendiamo la possibilità di studiare il decadimento del quark top in uno dei quark di tipo down. Noi daremo una prima misura diretta di $|V_{tb}|$ nel capitolo 5. Questa misura è resa estremamente difficile dalla limitata statistica di eventi di top esistenti. Va da sè, che dato che (come si deduce dalla 1.5) il top decade praticamente sempre in bottom, una misura diretta di $|V_{td}|$ e $|V_{ts}|$ è estremamente difficile.

Nel seguito discuteremo brevemente le informazioni che fino ad oggi erano disponibili su questi elementi. Tutte queste informazioni provengono dallo studio di processi FCNC. In precedenza abbiamo affermato che il MS non consente al prim'ordine correnti neutre che cambino il flavor dei quark; questo tipo di correnti è però possibile agli ordini successivi della teoria.

Nel caso di un processo FCNC, il contributo dominante al processo non è dato da un diagramma ad albero ma da diagrammi ad anello, con impulsi rilevanti sulle linee interne (nel range da m_b fino a M_{top}). Generalmente sono le linee di top a dare il contributo dominante a questi processi e se ne può dedurre una stima degli elementi di matrice che ci interessano. Purtroppo questi processi

avvengono con una probabilità molto inferiore ai normali processi elettrodeboli: come conseguenza le incertezze sperimentali delle misure sono maggiori.

La ragione per cui le stime che ora discuteremo non sono state incluse nella deduzione della (1.5) è che si vuole evitare l'introduzione di ulteriori incertezze teoriche (dalle quali queste stime sono molto dipendenti) e sperimentali (come la massa del top, che è stata misurata solo di recente).

1.2.3 Informazioni indirette su V_{td} , V_{ts} e V_{tb} .

Informazioni indirette sull'elemento V_{td} sono ottenute dal processo di mescolamento tra B_d^0 e \bar{B}_d^0 . Questo è un processo che avviene secondo un digramma a scatola del tipo mostrato in figura 1.1.

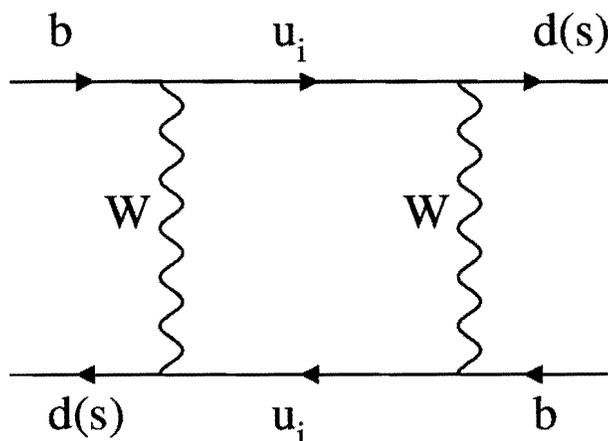


Figura 1.1: Diagramma *a box* responsabile del mescolamento nel sistema dei B_d^0 (B_s^0). L'indice i si riferisce alle tre famiglie di quark di tipo up ($u_i = u, c, t$).

L'informazione sperimentale sulla differenza di massa ΔM_d tra B_d^0 e \bar{B}_d^0 può essere tradotta in una stima di $|V_{tb}^* V_{td}|$. Se utilizziamo il valore sperimentale (media mondiale) $\Delta M_{B_d} = 0.496 \pm 0.032 \text{ ps}^{-1}$ [18] se ne può dedurre

$$|V_{tb}^* V_{td}| = 0.009 \pm 0.003 \quad (1.6)$$

dove si è usato il valore [58] $M_{\text{top}} = 174 \pm 16 \text{ GeV}/c^2$ per la massa del top. L'errore sulla misura è prevalentemente teorico.

Un calcolo analogo si può fare nel caso del B_s (vedi figura 1.1). Si preferisce però studiare il rapporto tra la differenza di massa del B_s e del B_d perché alcune delle incertezze teoriche e la dipendenza da M_{top} si cancellano. Se usiamo [18] $\Delta M_{B_s}/\Delta M_{B_d} > 11.6$ si ottiene:

$$|V_{td}/V_{ts}| < 0.37 \quad (1.7)$$

Ulteriori informazioni su V_{ts} si deducono dal decadimento $B \rightarrow X_s + \gamma$, che procede attraverso diagrammi del tipo illustrato nella figura 1.2.

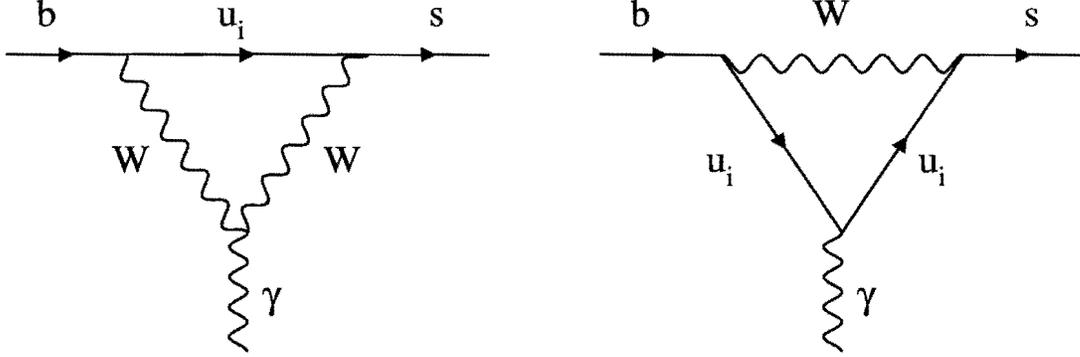


Figura 1.2: Diagrammi *a pinguino* che contribuiscono al decadimento radiativo $b \rightarrow s + \gamma$

Questo processo è stato osservato dall'esperimento CLEO che ne ha misurato il rapporto di decadimento [19], ottenendo il valore:

$$BR(B \rightarrow X_s + \gamma) = (2.32 \pm 0.67) \times 10^{-4}. \quad (1.8)$$

Questo risultato si può tradurre in [20]:

$$|V_{ts}|/|V_{cb}| = 1.1 \pm 0.43 \quad (1.9)$$

Anche in questo caso l'incertezza è prevalentemente teorica.

Informazioni su V_{td} e V_{ts} potrebbero venire dalla misura del rapporto di decadimento per il processo $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, che è proporzionale al prodotto $|V_{ts}^* V_{td}|$. Questo diagramma procede attraverso diagrammi a box o a pinguino (vedi figura 1.3) ed è affetto da minori incertezze teoriche. La teoria prevede che questo rapporto di decadimento sia nell'intervallo $(0.6 - 3) \times 10^{-10}$ [21] [22]. Purtroppo però questo decadimento non è stato ancora osservato: il miglior limite superiore su questo rapporto di decadimento[23]:

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 2.4 \times 10^{-9} \quad (\text{al } 90 \% \text{ CL}) \quad (1.10)$$

si sta avvicinando alla precisione richiesta per verificare le previsioni teoriche.

Concludiamo questa discussione dicendo che tutte le misure qui presentate sono consistenti con i risultati riportati nella (1.5). Se si aggiungono queste misure come ulteriori vincoli al fit per determinare gli elementi della matrice V , il risultato rimane essenzialmente immutato.

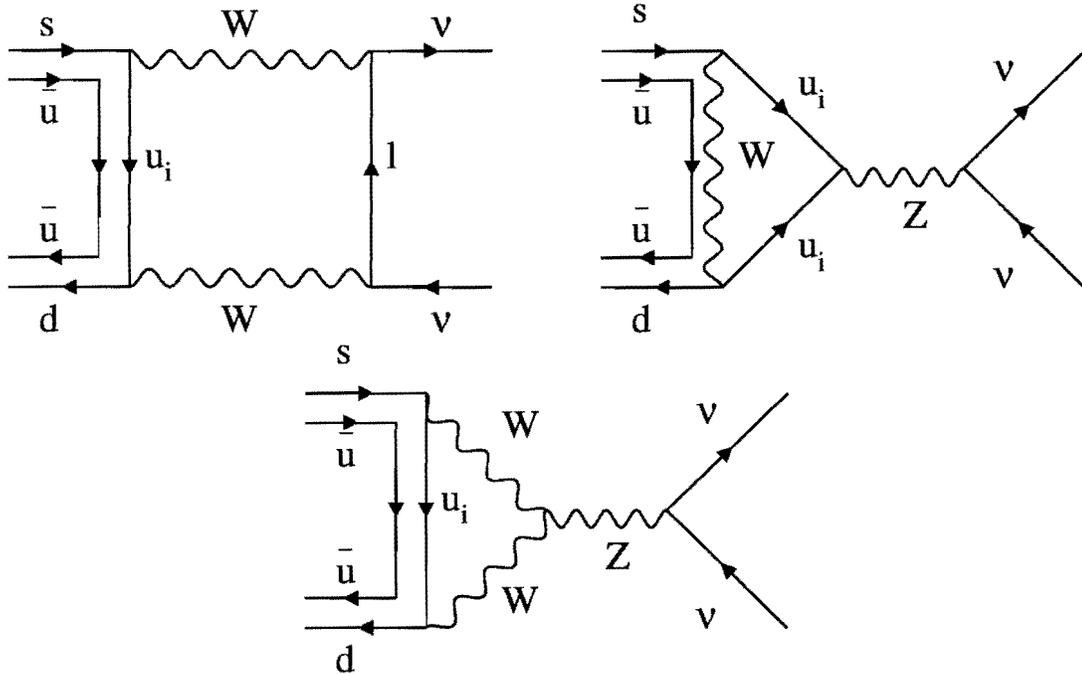


Figura 1.3: Diagrammi a box e a pinguino che contribuiscono al decadimento radiativo del K in un π e due neutrini.

1.3 Le interazioni forti

Oltre che per le interazioni deboli che abbiamo discusso nella sezione 1.1, i quark interagiscono tra di loro anche attraverso le cosiddette interazioni forti. A queste interazioni è associata una carica di *colore* posseduta dai quark, che può avere tre possibili valori (a volte chiamati *giallo*, *blu* e *rosso*). Gli adroni fisici (formati da quark e antiquark) sono privi di colore (sono *bianchi*). L'interazione forte è mediata da 8 bosoni vettoriali di massa nulla detti *gluoni*. A differenza delle interazioni elettromagnetiche, i gluoni oltre a essere i mediatori dell'interazione sono anch'essi carichi e possono interagire tra di loro in maniera forte. Questa proprietà è cruciale per la comprensione di questo tipo d'interazione. La teoria che descrive questi fenomeni è detta Cromodinamica Quantistica (QCD).

Le previsioni della teoria sono state verificate con esperimenti di deep-inelastic scattering di leptoni su nucleoni e poi a collisionatori leptonici e adronici. Questi test continuano ancora oggi dato che questa teoria non è ancora ad un livello di comprensione paragonabile a quello, per esempio, della QED.

Una delle caratteristiche principali della QCD è che la costante d'accoppiamento per l'interazione forte tra due particelle è funzione dell'impulso trasferito tra le due particelle. La dipendenza è tale che la costante d'accoppiamento decresce logicamente coll'aumentare dell'impulso trasferito: in particolare essa tende a zero al tendere all'infinito dell'energia (libertà asintotica).

Non affronteremo nessuna delle problematiche connesse alla QCD e alle sue verifiche sperimentali. Nel seguito illustreremo brevemente solo quello che è più rilevante per il seguito: il modello a partoni dei nucleoni, lo scattering nucleone-nucleone e la produzione di getti.

1.4 Gli urti nucleone-nucleone

Gli eventi che ci interessano sono quelli in cui un protone e un antiprotone urtano ad alta energia l'uno contro l'altro. In questo tipo di processi, i nucleoni non si comportano come particelle puntiformi ma piuttosto come particelle dotate di una struttura interna.

Il modello che descrive questa struttura prevede oltre alla presenza dei tre quark di *valenza* (per esempio, la struttura a quark del protone è uud), un *mare* di coppie di quark e di gluoni virtuali. L'introduzione di questo modello a partoni quasi liberi è stata motivata dalla necessità di spiegare deviazioni dal modello a partoni liberi osservati negli scattering muone-nucleone [24] ed è stata poi verificata in successivi esperimenti.

Al Tevatron di Fermilab, un collisionatore adronico, protoni e antiprotoni vengono fatti scontrare ad una energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Nella maggior parte degli eventi l'urto tra i partoni è a basso trasferimento d'impulso ma in alcuni casi due partoni possono dar luogo ad un grosso trasferimento d'impulso. Sono molti gli eventi interessanti che appartengono a quest'ultimo caso. A noi per il seguito interesserà quello in cui il risultato finale è la produzione di due quark nello stato finale. Nell'urto *duro* di due partoni a dare due partoni nello stato finale è evidente che i due partoni uscenti possono essere prodotti anche con grossi impulsi trasversi, lontani dalla linea dei fasci quindi, dove possono essere più facilmente individuati. Il contributo dell'urto *soffice* tra gli altri partoni presenti (detti *spettatori*) è la produzione di particelle a basso impulso (*evento sottostante*) che rappresenta un fondo per il processo duro che si sta studiando.

I due partoni uscenti si presentano all'esterno come un fascio denso e collimato di particelle, detto *getto* adronico. Questo fenomeno è detto adronizzazione e può essere spiegato con un meccanismo simile a quello della sciamata elettromagnetica. Un quark può infatti radiare un gluone per *bremssstrahlung* e un gluone può produrre una coppia quark-antiquark, in perfetta analogia al caso elettromagnetico. Inoltre, e qui non c'è più un analogo elettromagnetico, un altro processo è possibile: quello per cui un gluone produce una coppia di gluoni.

Una conseguenza della teoria è che i quark sono confinati all'interno degli adroni: questo rispecchia il dato sperimentale che non sono mai stati osservati quark liberi. I quark prodotti nella cascata devono quindi *vestirsi* e lo fanno unendosi a quark presenti nel mare cosicché nello stato finale si hanno solo mesoni (e barioni).

1.5 Il quark Top

La lunga ricerca del top quark è finita nel 1994 quando CDF ha annunciato la prima evidenza sperimentale di produzione di coppie $t\bar{t}$ in eventi protone-antiprotone e ha fornito la prima misura sperimentale della sua massa e sezione d'urto di produzione. L'anno successivo, con una maggiore statistica, CDF e D0 confermavano la scoperta in due articoli pubblicati contemporaneamente. Le analisi di questi due esperimenti hanno evidenziato un eccesso di eventi rispetto al fondo atteso nel canale dileptonico e in quello di un leptone + getti. Soprattutto quest'ultimo si è rivelato il più produttivo. Noi discuteremo alcuni aspetti di queste due analisi a CDF nel capitolo 3.

Nei paragrafi che seguono, vogliamo brevemente ripercorrere la storia precedente alla scoperta, ricordare quali fossero le motivazioni che portavano a sospettare fortemente l'esistenza del top e discutere le stime indirette della sua massa.

1.5.1 Produzione e decadimento del Top al Tevatron

La produzione di top al Tevatron avviene in coppie $t\bar{t}$ con un processo del tipo illustrato nella sezione precedente. È anche possibile un processo di produzione di top singolo secondo un processo del tipo definito come *fusione W-gluone* (vedi figura 1.4) ma la sua sezione d'urto è circa cinque volte minore [27] di quella di coppie e non verrà considerata nel seguito.

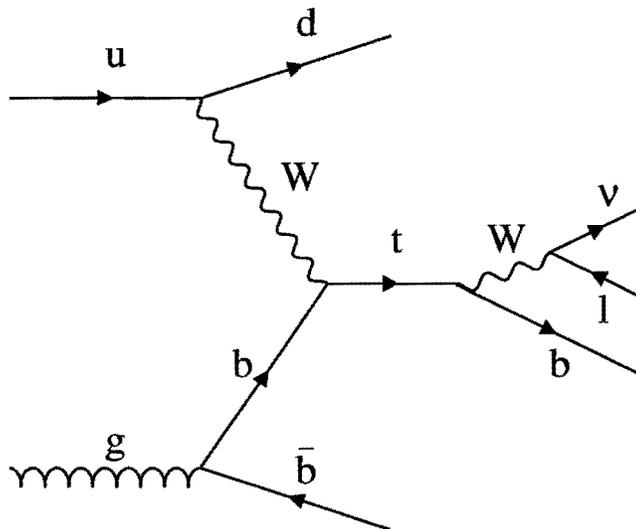


Figura 1.4: Produzione di top singolo per il meccanismo di fusione W -gluone.

I due processi elementari che (all'ordine più basso) possono contribuire alla creazione di coppie $t\bar{t}$ sono i seguenti:

$$q + \bar{q} \rightarrow t\bar{t} \quad (\text{annichilazione quark-antiquark}) \quad (1.11)$$

$$g + g \rightarrow t\bar{t} \quad (\text{fusione gluone-gluone}) \quad (1.12)$$

Per masse del top maggiori di $100 \text{ GeV}/c^2$, il processo dominante è quello di annichilazione quark-antiquark essenzialmente perchè la distribuzione in impulso dei partoni all'interno del nucleone è maggiore per i quark che per i gluoni.

La sezione d'urto di produzione di top è stata calcolata con i metodi della QCD perturbativa (pQCD). I due processi appena ricordati sono di ordine $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, dove α_s è la costante di accoppiamento forte. La sezione d'urto in funzione della massa del top, calcolata all'ordine successivo della teoria (*next-to-leading* o NLO), cioè all'ordine $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, è mostrata in fig. 1.5 [25].

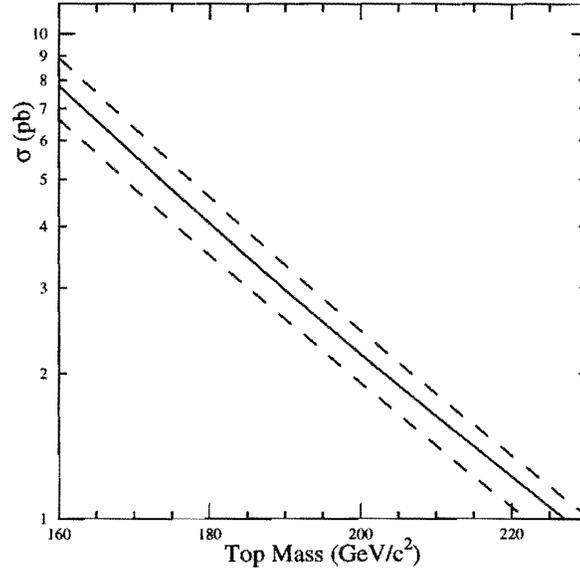


Figura 1.5: Sezione d'urto di produzione di coppie $t\bar{t}$ in funzione della massa del top all'energia del Tevatron.

Alle coppie di top così prodotte non si possono applicare le considerazioni fatte nel paragrafo precedente sull'adronizzazione dei quark. La massa del top è così elevata che il top decade prima di poter dar vita ad un adrone [26]. Questo succede perchè se la massa è sufficientemente alta, l'ampiezza di decadimento:

$$\Gamma_t \propto \alpha \frac{M_{\text{top}}^3}{M_W^2} \quad (\text{per } M_{\text{top}} \gg M_W) \quad (1.13)$$

può diventare più grande di $\lambda_{QCD}^{-1} \sim 10^{-23}$ s che rappresenta il tempo tipico per la formazione di adroni a sapore aperto ($t\bar{q}$) o stati legati di quarkonio ($t\bar{t}$). Per il top questo avviene per una massa di circa $130 \text{ GeV}/c^2$.

Secondo quanto detto nella sezione (1.2), il decadimento preponderante del top è in un W reale e un quark b :

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \quad (1.14)$$

I due quark b nello stato finale daranno vita a due getti secondo il modello di adronizzazione prima enunciato; i due W , invece, hanno la possibilità di decadere semileptonicamente (in leptone e neutrino) o adronicamente (in una coppia quark-antiquark).

Il processo di produzione e decadimento fin qui descritto è mostrato in figura 1.6.

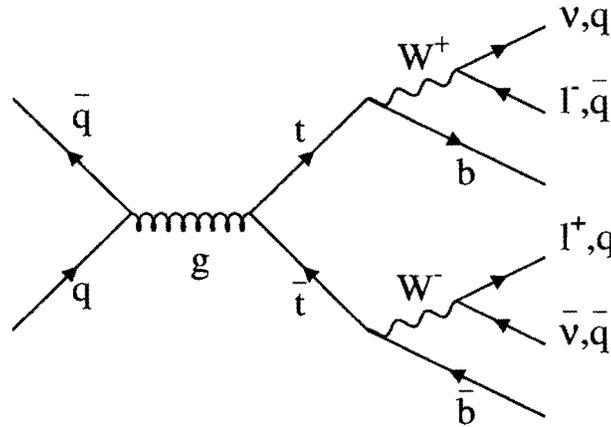


Figura 1.6: Produzione e decadimento del Top al Tevatron

In tabella 1.3 riportiamo i rapporti di decadimento per tutti i possibili casi.

La naturale classificazione del decadimento del $t\bar{t}$ è in termini del decadimento del W . Avremo allora il canale *completamente adronico* nel quale entrambi i W decadono in coppie di quark leggeri, il modo *leptone singolo + getti* nel quale un solo W decade in maniera adronica e infine il canale *dileptonico* nel quale entrambi i W decadono in maniera leptonica.

1.5.2 Prove indirette dell'esistenza del top

Le prove indirette dell'esistenza del top si basano sulla dimostrazione che il quark bottom abbia isospin debole pari a $-1/2$. Questo significa che il bottom deve avere un partner di doppietto, il quark top.

Un approccio al problema consiste nell'individuare grandezze che siano proporzionali all'isospin del bottom e che siano misurabili con buona precisione. Tra

modo 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: Modi di decadimento di coppie $t\bar{t}$ nel MS.

queste ricordiamo l'asimmetria avanti-indietro al polo dello Z^0 ($A_{FB}^{0,b}$) nel processo $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ e la misura del rapporto di decadimento:

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})}. \quad (1.15)$$

Nel primo caso, l'asimmetria $A_{FB}^{0,b}$ è proporzionale all'isospin debole del bottom e sarebbe uguale a zero se il bottom fosse un singoletto. Il valor medio sperimentale per questa grandezza è:

$$A_{FB}^{0,b} = 0.0997 \pm 0.0031 \quad (1.16)$$

ed è invece compatibile con un isospin pari a $-1/2$. Per quanto riguarda R_b , invece, la media mondiale delle misure sperimentali fornisce un valore [34]:

$$R_b = 0.2219 \pm 0.0017 \quad (1.17)$$

ed è abbastanza consistente con la previsione del Modello Standard di $R_b = 0.2155$, ottenuto ad una massa del top $M_{\text{top}} = 180 \text{ GeV}/c^2$. Se si facesse l'ipotesi che il bottom fosse un singoletto di isospin, si avrebbe una previsione $R_b \approx 0.015$ in evidente disaccordo con le misure sperimentali.

In un altro approccio, l'esistenza del top come partner del bottom viene postulata per far sì che non vi siano processi FCNC. L'introduzione del sesto top permette la cancellazione di tutti i termini non diagonali della corrente neutra che, se presenti, renderebbero il rapporto di decadimento di alcuni processi troppo più alto di quello osservato sperimentalmente. Questa situazione è analoga a quella che si era verificata in Fisica circa 20 anni fa.

Nella sezione (1.2.2) abbiamo spiegato come il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ abbia un rapporto di decadimento estremamente basso perchè procede attraverso

diagrammi di ordine superiore. Negli anni 60, questo comportamento era in disaccordo con la teoria che allora consisteva di solo tre quark: u , d e s . La corrente neutra consisteva anche di termini che cambiavano il flavor e il rapporto di decadimento previsto era troppo elevato. Il problema fu risolto [28] con l'introduzione del quark charm come partner dello strange.

Analogamente se il top non esistesse, per un decadimento del tipo $B^0 \rightarrow l^+l^-$ non si cancellerebbero più alcuni diagrammi con cambiamento di flavor e il rapporto di decadimento di questo processo rispetto a quello (favorito) che procede per corrente carica sarebbe [29]:

$$R = \frac{\Gamma(B \rightarrow l^+l^-X)}{\Gamma(B \rightarrow l\nu X)} \geq 0.12 \quad (1.18)$$

Poichè il rapporto di decadimento in leptone-neutrino è stato misurato ed è [17]:

$$\Gamma(B \rightarrow l\nu X)/\Gamma_{\text{tot}} = 0.103 \pm 0.010 \quad (1.19)$$

se ne dedurrebbe che:

$$\Gamma(B \rightarrow l^+l^-X)/\Gamma_{\text{tot}} \gtrsim 1.2 \times 10^{-2} \quad (1.20)$$

L'esperimento CLEO ha invece dimostrato che il decadimento FCNC è estremamente sfavorito [30]:

$$\Gamma(B \rightarrow l^+l^-X)/\Gamma_{\text{tot}} < 5.9 \times 10^{-6} \quad (\text{al } 90 \% \text{ CL}) \quad (1.21)$$

Un altro argomento molto simile al precedente in favore dell'esistenza del top viene dall'esame del processo di mescolamento nel sistema $B^0\bar{B}^0$. Abbiamo visto in precedenza che anche questo è un processo FCNC che procede per diagrammi di ordine superiore. Se il top non esistesse, anche in questo caso nella corrente neutra non si cancellerebbero i termini con cambiamento di flavor. È stato dimostrato che l'inclusione dei diagrammi a livello albero porterebbe il termine di mescolamento x_d a un valore due ordini di grandezza superiore a quello ottenuto dai diagrammi a scatola [31]:

$$\frac{x_d^{\text{albero}}}{x_d^{\text{scatola}}} \approx 184 \quad (\text{al } 90 \% \text{ CL}) \quad (1.22)$$

Il valore di questa grandezza misurato sperimentalmente [32] è $x_d = 0.73 \pm 0.04$ ed è invece in accordo con una teoria che preveda solo diagrammi di ordine superiore.

1.5.3 Stime indirette di M_{top} : i fit elettrodeboli

Nonostante fino al 1994 nessun esperimento avesse dimostrato l'esistenza del top, motivati da argomentazioni simili a quelle mostrate nella sezione precedente, la maggior parte dei fisici ne sospettava fortemente l'esistenza. Questo atteggiamento ha anche portato a determinare delle stime indirette della sua massa. Queste stime non possono considerarsi una vera e propria misura della massa del top (come quella oggi disponibile a CDF e D0) nè tanto meno una ulteriore prova della sua esistenza. Queste stime sono comunque molto interessanti e anche oggi che una misura diretta della massa del top è disponibile forniscono dei controlli sulla consistenza interna di tutto il Modello Standard.

Negli ultimi anni l'accuratezza di alcune misure sperimentali ha reso possibile delle verifiche molto stringenti delle previsioni della teoria per parecchi parametri elettrodeboli del MS. La maggior parte di queste misure si è svolta agli esperimenti di LEP al CERN e all'esperimento SLD a SLC. Una rimarchevole eccezione è la misura della massa del W che invece è stata effettuata a CDF (e precedentemente a UA2) [35] [36] [38].

Agli esperimenti ai collider e^+e^- sono possibili molte misure di precisione al polo dello Z^0 . Qui la precisione delle misure è tale che, per il confronto con la teoria, non è più possibile limitarsi allo studio dei processi al livello di Born ma si deve tener conto, nel limite del possibile, del contributo dei diagrammi di ordine superiore. Tra questi processi vi sono anche quelli che includono anelli di top. L'importanza di questi processi è che sono sensibili alla massa della particella implicata. Nel caso del top, per esempio, questi diagrammi (di cui un esempio è riportato in fig. 1.7) sono proporzionali al quadrato della massa del top ed è quindi possibile dare una stima della massa. Altri processi che vengono studiati sono quelli che includono un'ulteriore particella, il bosone di Higgs: in questo caso però la dipendenza dalla massa dell'Higgs è logaritmica e diventa più difficile dare un limite alla sua massa.

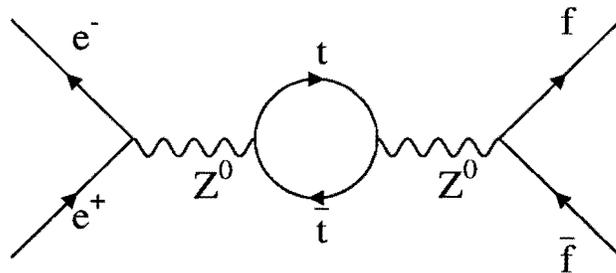


Figura 1.7: Un esempio di correzione al processo $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$ con un anello di top.

Facendo un fit combinato a tutti questi parametri elettrodeboli si è riusciti a

dare la seguente stima della massa del top [17]:

$$M_{\text{top}} = 183 \pm 8_{-19}^{+17} \text{ GeV}/c^2 \quad (1.23)$$

In questa stima il primo errore è quello risultante dal fit, mentre il secondo errore asimmetrico si riferisce ad una variazione della massa dell'Higgs nel range $60 \leq M_H \leq 1000 \text{ GeV}/c^2$. Il valore centrale di M_{top} si riferisce ad una massa dell'Higgs pari a $300 \text{ GeV}/c^2$.

1.5.4 Stime indirette di M_{top} : l'ampiezza $\Gamma(W)$

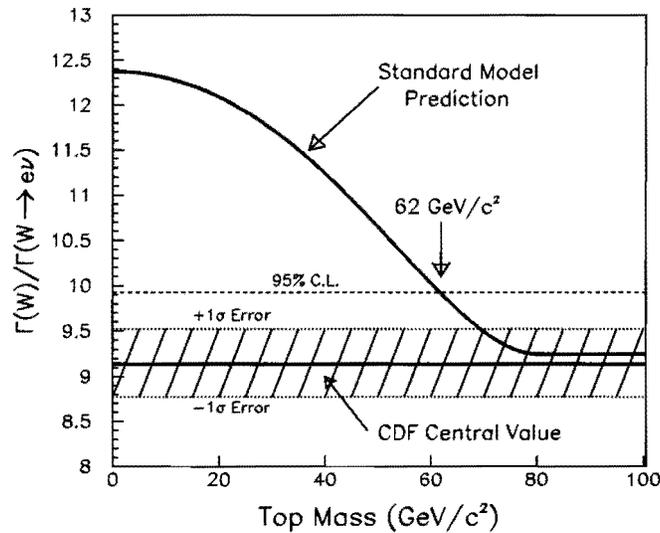


Figura 1.8: L'ampiezza di decadimento del bosone W in funzione della massa del top. La curva è la previsione del MS. La line continua orizzontale è il valore centrale di CDF.

Nella prossima sezione racconteremo la storia della ricerca del top partendo dai limiti inferiori alla sua massa messi nel corso degli anni. Tutti i metodi di cui parleremo però fanno delle ipotesi sul decadimento del top. Solo un limite è indipendente da queste assunzioni. E merita una citazione anche ora che è evidentemente diventato obsoleto. Il metodo consiste nel misurare con precisione il rapporto di decadimento del W che va in leptone-neutrino rispetto a quello totale:

$$R' = \frac{\Gamma(W \rightarrow l\nu_l)}{\Gamma(W)} \quad (1.24)$$

Questa grandezza è sensibile a nuovi canali di decadimento del W come può essere $W \rightarrow t\bar{b}$. A questo punto si capisce qual'è la maggior limitazione di questo

metodo: è sensibile solo fino a masse del top tali che $M_{\text{top}} < m_W - m_b$. Se si tiene anche conto dello spazio delle fasi, con questo metodo dovrebbe essere possibile mettere un limite sulla massa del top fino a $77 \text{ GeV}/c^2$.

Il miglior limite ottenuto con questo metodo è quello posto da CDF nel 1994 [37], usando il decadimento del W in elettrone-neutrino. Purtroppo una misura diretta del rapporto di decadimento prima riportato è estremamente difficile per via di tutta una serie di incertezze teoriche e sperimentali. Il rapporto di decadimento che ci interessa va dedotto da una grandezza collegata. A CDF si misura il rapporto R , così definito:

$$R = \frac{\sigma B(W \rightarrow e\nu)}{\sigma B(Z^0 \rightarrow e^+e^-)} \quad (1.25)$$

$$= \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 X)} \frac{\Gamma(Z^0)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-)} \frac{\Gamma(W \rightarrow e\nu)}{\Gamma(W)} \quad (1.26)$$

In questa equazione, il primo fattore (rapporto tra le sezioni d'urto di produzione di W e Z) si può calcolare usando le previsioni teoriche del MS e le funzioni di distribuzioni partoniche misurate sperimentalmente. Il secondo termine contiene due grandezze misurate con ottima precisione a LEP [17].

È così che misurando R si può ottenere una misura del rapporto di decadimento R' :

$$R' = 0.1094 \pm 0.0033 (\text{stat}) \pm 0.0031 (\text{syst}). \quad (1.27)$$

In figura 1.8, riportiamo il valore predetto dal MS per il rapporto R' in funzione della massa del top e il risultato di CDF. Questo permette di mettere il seguente limite inferiore sulla massa del top, indipendente dal suo decadimento:

$$M_{\text{top}} > 62 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.28)$$

1.5.5 La ricerca del top

Nel 1977 a FNAL viene osservato [39] [40] un eccesso di eventi nello spettro di coppie di muoni prodotte, per un processo di Drell-Yan, nell'urto di un fascio di protoni a $400 \text{ GeV}/c$ su bersagli di berillio, rame e platino:

$$pN \rightarrow \mu^+ \mu^- + X \quad (1.29)$$

L'eccesso viene correttamente attribuito alla produzione dello stato legato $b\bar{b}$ poi chiamato Υ . È la scoperta del bottom.

La ricerca del top ha inizio subito dopo questa scoperta, spinta anche dalle argomentazioni a favore della sua esistenza che abbiamo ricordato in una sezione precedente. Senza alcuna pretesa di completezza nel seguito ricorderemo alcuni momenti importanti di questa lunga caccia.

Le prime ricerche vengono fatte ai collisionatori e^+e^- dove si studia il contributo del top alla misura di grandezze del tipo:

$$R = \frac{\Gamma(e^+e^- \rightarrow \text{adroni})}{\Gamma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.30)$$

Questo rapporto è proporzionale al numero di quark che possono essere prodotti all'energia nel centro di massa dell'interazione. Per energie superiore a circa 10 GeV (soglia di produzione del quark b) questo rapporto è essenzialmente costante e compatibile con l'esistenza di soli 5 quark. Aumentando l'energia \sqrt{s} , molti esperimenti cercavano un brusco aumento del valore di R , segnale dell'apertura del canale di decadimento in top. Viceversa dall'assenza di questo segnale si può dedurre un limite inferiore alla massa del top.

Altre tecniche di ricerca fanno anche uso di variabili cinematiche per riconoscere la particolare *forma* degli eventi di top. Gli adroni prodotti in un evento di top hanno infatti una distribuzione angolare approssimativamente sferica, mentre quelli prodotti da quark leggeri saranno relativamente collineari (eventi a due getti) o disposti in un piano (eventi a tre o più getti). Tra le variabili più utilizzate ricordiamo la *aplanarità* [42], e il *thrust* [43] [44] dell'evento; in associazione a queste variabili si è spesso ricercata anche la presenza di un leptone isolato di alto impulso trasverso. L'approccio cinematico si è dimostrato più sensibile ed ha permesso di porre dei limiti più stringenti sulla massa del top; questo approccio, però, può essere affetto da maggiori sistematiche dovute ad una maggiore dipendenza dai Monte Carlo utilizzati per modellare il comportamento delle variabili cinematiche scelte.

Le ricerche cominciano nel 1979 agli esperimenti di PETRA (al laboratorio DESY in Germania) che prendendo dati alla massima energia consentita (da circa $\sqrt{s} = 31.6$ GeV agli inizi, fino a $\sqrt{s} = 46.78$ GeV raggiunta nel 1985) non osservano alcun evento compatibile con la produzione di top. Successivamente gli esperimenti a TRISTAN (al laboratorio KEK in Giappone) porteranno il limite inferiore sulla massa del top da $25.5 \text{ GeV}/c^2$ (ottenuto nel 1987 [45]) a $30.2 \text{ GeV}/c^2$ (ottenuto nel 1990 [46]).

Le ricerche ai collisionatori e^+e^- continueranno nel corso degli anni alle nuove generazioni, sempre più potenti, di questo tipo di macchine. Agli esperimenti di LEP e a SLD (a SLAC) che lavorano attorno al polo della Z^0 si studia il processo $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ dove

$$t \rightarrow bW^* \quad (1.31)$$

o anche

$$t \rightarrow bH^+ \quad e \quad H^+ \rightarrow c\bar{s}, \tau^+\nu \quad (1.32)$$

e l'esperimento ALEPH nel 1990 riesce a porre [41] un limite inferiore a $45.8 \text{ GeV}/c^2$. Un limite simile, a $40.7 \text{ GeV}/c^2$ viene posto [47] dall'esperimento MARK

II a SLAC. L'esperimento DELPHI, usando il decadimento 1.32 (con l'ipotesi che $M_{H^+} < M_{\text{top}} - 6 \text{ GeV}/c^2$), ha posto [48] un limite inferiore a $44.0 \text{ GeV}/c^2$.

Nel 1981 aveva anche cominciato a prendere dati il collisionatore protone-antiprotone $S\bar{p}\bar{p}S$ al CERN, capace di una energia nel centro di massa di 630 GeV. A quel tempo la possibilità che la massa del top fosse inferiore a quella del W era ancora aperta e così oltre al processo forte di produzione di coppie $t\bar{t}$ che abbiamo già descritto era anche possibile che il top fosse prodotto per un processo elettrodebole del tipo (se $M_{\text{top}} < m_W - m_b$):

$$p\bar{p} \rightarrow W^+ \rightarrow t\bar{b} \quad (1.33)$$

All'energia del $S\bar{p}\bar{p}S$ quest'ultimo era il processo dominante e quindi le ricerche effettuate dai due esperimenti UA1 e UA2 si riferiscono a questo processo. Nel 1984 l'esperimento UA1 annuncia di aver rivelato la presenza di 6 eventi di leptone più 2 o 3 getti compatibili col processo che abbiamo appena descritto e indica una massa del top nell'intervallo $30 < M_{\text{top}} < 50 \text{ GeV}/c^2$ [49]. La scoperta non sarà mai confermata e nel 1990, UA1 e UA2 terminano le loro analisi ponendo un limite inferiore sulla massa del top di 60 e 69 GeV/c^2 rispettivamente [50] [51].

Nel 1985, all'esperimento CDF vengono osservate le prime collisioni $p\bar{p}$ prodotte ad una energia nel centro di massa di 1.8 TeV. Dopo questo primo *run* tecnico, in un'anno di presa dati a cavallo tra il 1988 e il 1989, CDF raccoglie 4.1 pb^{-1} di dati.

All'energia del Tevatron, come abbiamo già avuto modo di dire, il processo dominante per la produzione di top è l'annichilazione quark-antiquark che produce coppie $t\bar{t}$. Nel 1990 CDF riesce a escludere l'esistenza del top nell'intervallo di massa 40–77 GeV/c^2 usando il canale elettrone + getti [52] e nell'intervallo 28–72 GeV/c^2 usando il canale dileptonico (usando solo eventi $e\mu$) [53] [54].

Con lo stesso campione di dati, CDF nel 1992 riesce a portare il limite inferiore sulla massa del top a 91 GeV/c^2 . Questo risultato è ottenuto includendo anche eventi ee e $\mu\mu$ al canale dileptonico e andando a cercare un μ di basso impulso trasverso proveniente da un b nel caso W + getti [55] [56].

A cavallo tra il 1992 e il 1993 il Tevatron riprende a funzionare e CDF, ora affiancato da un nuovo esperimento, D0, ricomincia a prendere dati raccogliendo circa 20 pb^{-1} .

Il resto è storia recente. Nel 1994 D0 innalza questo limite a 131 GeV/c^2 [57] ma poco dopo CDF annuncia la prima evidenza sperimentale per la produzione di top [58] [59], con un eccesso di eventi incompatibile al livello di 2.8σ col fondo previsto. La massa del top viene misurata come $M_{\text{top}} = 174 \pm 10_{-12}^{+13} \text{ GeV}/c^2$ e la sezione d'urto di produzione a $13.9_{-4.8}^{+6.1} \text{ pb}$.

Un'ulteriore conferma a questa scoperta è un successivo articolo di CDF che mostra come un campione di eventi di W più getti selezionato con alcuni tagli cinematici (questa analisi sarà da noi descritta nel capitolo 3) sia più consistente con l'ipotesi di top che con quella di fondo [60].

Alla fine del 1994, D0 pubblica un articolo nel quale mostra un eccesso di eventi non abbastanza significativo per poter parlare di evidenza per la produzione di top. Ne conclude che nell'ipotesi che si tratti di produzione di top, assumendo una massa del top di $180 \text{ GeV}/c^2$, si otterrebbe una sezione d'urto di produzione di $8.2 \pm 5.1 \text{ pb}$ [61].

Il 24 febbraio del 1995, a Fermilab, CDF e D0, utilizzando una statistica circa tre volte superiore alla precedente, danno il contemporaneo annuncio della inequivocabile scoperta del top [62] [63].

Ora CDF mostra un effetto a $4.8\text{--}5.0 \sigma$ e misura una massa del top a $176 \pm 8 \pm 10 \text{ GeV}/c^2$ e una sezione d'urto di $6.8_{-2.4}^{+3.6} \text{ pb}$. L'effetto di D0 è a 4.6σ , la massa misurata è pari a $199_{-21}^{+19} \pm 22 \text{ GeV}/c^2$ e la sezione d'urto è $6.4 \pm 2.2 \text{ pb}$.

La scoperta di CDF viene confermata da due successivi articoli che utilizzano variabili cinematiche per selezionare un campione di top: il primo [64] ripete, con maggiore statistica, l'analisi cinematica che CDF aveva già utilizzato nel 1994 e il secondo [65] utilizza l'energia totale trasversa dell'evento (ne parleremo nel capitolo 3).

Recentemente CDF ha anche annunciato un segnale di eventi $t\bar{t}$ nel canale completamente adronico [66].

Combinando i due valori della massa del top ottenuti ai due esperimenti CDF e D0 è oggi possibile dare la seguente stima della massa del top [17]:

$$M_{\text{top}} = 180 \pm 12 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.34)$$

Capitolo 2

Il collisionatore Tevatron e l'esperimento CDF

Questo capitolo inizia con una breve descrizione del Tevatron, l'acceleratore che produce le interazioni protone-antiprotone studiate dagli esperimenti CDF e D0. CDF ha recentemente raccolto dati in due distinti periodi di presa dati. Il primo (che da ora in poi chiameremo RUN 1A), che ha raccolto circa 19.7 pb^{-1} , si è svolto nel 1992–93 e il secondo (RUN 1B) nel 1994–95 si è concluso portando il totale a $109.4 \pm 7.24 \text{ pb}^{-1}$. Nel passaggio da un run all'altro sono state apportate delle modifiche al rivelatore. Noi descriveremo CDF com'è ora (poichè i dati utilizzati in questa tesi si riferiscono al RUN 1B) e quali siano stati i cambiamenti apportati rispetto al passato. Non daremo una descrizione completa di CDF ma ci limiteremo a descrivere le parti più importanti per la nostra analisi.

2.1 Il Tevatron

Il Tevatron (vedi figura 2.1) è un collisionatore protone-antiprotone situato a Fermilab (Batavia, Stati Uniti). Le caratteristiche principali di questo tipo di macchine sono l'energia totale nel centro di massa e la luminosità. Un'alta energia è necessaria se si vuole raggiungere la soglia di produzione di particelle molto pesanti (è proprio il caso del top) o studiare fenomeni che richiedono un grosso trasferimento di impulso tra i partoni. Inoltre bisogna tener presente che ogni partone porta solo una frazione piuttosto bassa dell'impulso del nucleone (in media un 15 %). La luminosità è invece una misura della frequenza delle collisioni. Se si vogliono studiare processi particolarmente rari (è sempre il caso del top) è necessario registrare un numero elevato di collisioni $p\bar{p}$.

Il Tevatron vero e proprio è un anello sotterraneo circolare (di circa 1 Km di raggio) nel quale fasci di protoni e antiprotoni sono portati alla energia di 900 GeV e poi fatti scontrare in due punti dell'anello, dove sono situati gli esperimenti CDF e D0. Ma prima di arrivare al Tevatron, una serie di apparecchiature e acceleratori ausiliari sono necessari per creare i protoni e gli antiprotoni e per portarli alla loro energia di *plateau*.

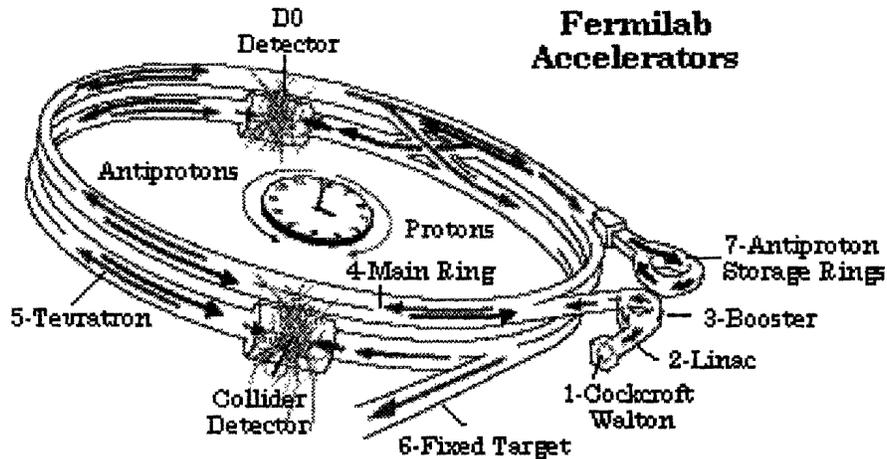


Figura 2.1: Il Tevatron

Il processo di creazione di protoni parte con la ionizzazione di idrogeno gassoso (H_2) che produce idrogeno atomico H . Gli atomi vengono inviati ad un acceleratore di Cockcroft-Walton dove viene loro aggiunto un elettrone e il risultante ione H^- è accelerato da un campo elettrico fino ad un'energia di 750 KeV. Gli ioni H^- vengono poi trasferiti ad un acceleratore lineare (il LINAC) dove grazie ad una serie di tubi a deriva vengono accelerati fino ad un'energia di 400 MeV. Gli ioni vengono poi fatti passare attraverso un sottile foglio di carbonio: nell'urto gli elettroni vengono strappati dallo ione e il fascio risultante consiste di soli protoni. Il terzo stadio di accelerazione è il cosiddetto *Booster*, un piccolo sincrotrone di 75 m di raggio. I campi elettromagnetici di questo acceleratore sono tali che i protoni, prima di essere estratti, raggiungono un'energia di 8 GeV e sono raggruppati in 12 pacchetti di circa 10^{11} protoni. Sei pacchetti di protoni vengono trasferiti ad un altro sincrotrone, il *Main Ring*: questo è un acceleratore circolare a magneti convenzionali delle stesse dimensioni del Tevatron. I due anelli condividono lo stesso tunnel. Nel Main Ring i protoni sono accelerati fino ad una energia di 150 GeV e poi sono trasferiti nel Tevatron.

Un processo più complicato e delicato è necessario per creare ed accelerare gli antiprotoni. Lo scopo finale è quello di riuscire ad ottenere dei pacchetti di antiprotoni di densità paragonabile a quella dei protoni. Durante la fase di accelerazione dei protoni nel Main Ring, all'energia di 120 GeV, una parte dei protoni è estratta dal fascio e trasportata fuori dall'anello in una zona dove viene fatta collidere con un bersaglio. Nell'urto vengono creati anche antiprotoni che sono separati dalle altre particelle e inviati ad un anello noto come *debuncher*. Per come sono stati prodotti, gli antiprotoni hanno un largo intervallo di impulso e angolo di emissione. Scopo di questo ulteriore anello è quello di ridurre la divergenza e la differenza in impulso longitudinale del fascio di antiprotoni. La tecnica utilizzata, nota come *raffreddamento stocastico* [67], è stata utilizzata per

la prima volta al $Spp\bar{S}$ del CERN. Il nome deriva dal fatto che si tratta di un metodo statistico e che la riduzione dello spazio delle fasi degli antiprotoni è un processo simile al raffreddamento di un gas. Lungo l'anello in cui circolano gli antiprotoni, vengono posti dei solenoidi (*pick up*) che determinano la deviazione media del fascio di antiprotoni dall'orbita ideale. Un segnale viene subito inviato ad un elettromagnete (*kicker*) situato in un punto successivo lungo l'anello, in maniera tale che quest'ultimo possa produrre un campo correttivo che riporti il pacchetto verso la giusta posizione. Dopo poche iterazioni le deviazioni longitudinali e trasversali del pacchetto sono state portate alle dimensioni volute e gli antiprotoni raffreddati vengono trasferiti in un anello coassiale, l'*accumulatore* di antiprotoni. L'immagazzinamento (*stacking*) di antiprotoni continua finchè non si raggiunge il numero e la densità di antiprotoni desiderata. Dopodichè gli antiprotoni, in 6 pacchetti di circa di 10^{10} particelle, sono trasferiti nel Tevatron e portati, con i protoni, ad una energia di 150 GeV.

Una volta che i 6 pacchetti di protoni e antiprotoni si trovano a ruotare (in senso inverso) nella cavità del Tevatron, la loro energia viene portata a quella finale di 900 GeV. A questo punto l'intensità del fascio viene ulteriormente aumentata con l'ausilio di magneti quadrupolari che hanno il compito di ridurre le dimensioni orizzontali e verticali del fascio (*focalizzazione*) nella zona d'interazione o, come si dice di solito, di ridurre il β del fascio (β è la funzione che descrive il profilo del fascio). Quando la situazione nel Tevatron si è stabilizzata, i pacchetti di protoni e di antiprotoni vengono fatti collidere in due punti dell'anello, dove sono situati gli esperimenti D0 e CDF. L'energia disponibile nel centro di massa della collisione è quindi 1.8 TeV, la più alta attualmente disponibile in questo tipo di macchine (e anche la più alta mai realizzata). L'intervallo di tempo tra due successive collisioni è circa $3.5 \mu s$.

Il numero di eventi prodotti per unità di tempo, N , per un determinato processo fisico è proporzionale alla sezione d'urto σ del processo in esame. La costante di proporzionalità è chiamata luminosità, L :

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

Per costruzione, L dipende solo dalle caratteristiche della macchina acceleratrice:

$$L = f_0 n \frac{N_p N_{\bar{p}}}{A} \quad (2.2)$$

dove f_0 è la frequenza di rivoluzione dei fasci (50 KHz per il Tevatron), n il numero di pacchetti (6), N_p ($N_{\bar{p}}$) è il numero di protoni (antiprotoni) per pacchetto e A la sezione trasversale dei fasci.

Nella prima parte del run (RUN 1A), il Tevatron ha mantenuto una luminosità media di circa $3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ed un valore massimo di circa $9 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Nella seconda parte del run (RUN 1B), il Tevatron ha ottenuto una luminosità record di $1.7 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mantenendosi in media al di sopra di $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

2.2 Il rivelatore CDF

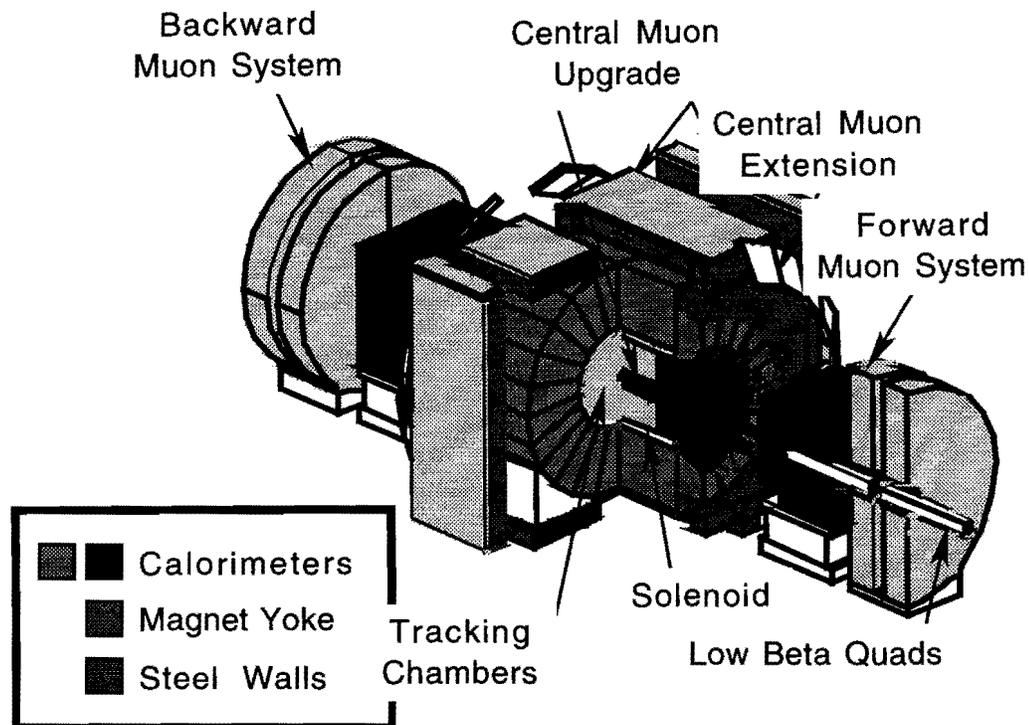


Figura 2.2: Visione assonometrica di CDF

CDF [68] è un rivelatore progettato per studiare interazioni protone-antiprotone ad alta energia. Una visione assonometrica di CDF è mostrata in figura 2.2. Un quarto della sezione trasversa di CDF è mostrato in figura 2.3. Il rivelatore ha una simmetria quasi totale attorno all'asse rappresentato dalla linea dei fasci ed ha una simmetria completa avanti-indietro.

Lo scopo principale del rivelatore è di identificare leptoni e getti e misurare la loro energia ed impulso sull'angolo solido più ampio possibile. L'impulso delle tracce cariche è misurato da una serie di camere traccianti situate all'interno di un campo magnetico di 1.4 Tesla generato da un solenoide superconduttore lungo 4.8 m e di 1.5 m di raggio. Gli elettroni sono identificati da un calorimetro elettromagnetico situato subito dopo il magnete. All'esterno del calorimetro elettromagnetico, un calorimetro adronico è utilizzato per la misura dell'energia di π e K . I muoni sono invece identificati da apposite camere a deriva disposte oltre i calorimetri. Se si esclude la possibilità di distinguere tra muoni ed elettroni, CDF non è dotato di rivelatori atti a distinguere le tracce cariche (come K , π , e p). Alcune informazioni a questo proposito possono essere ottenute studiando

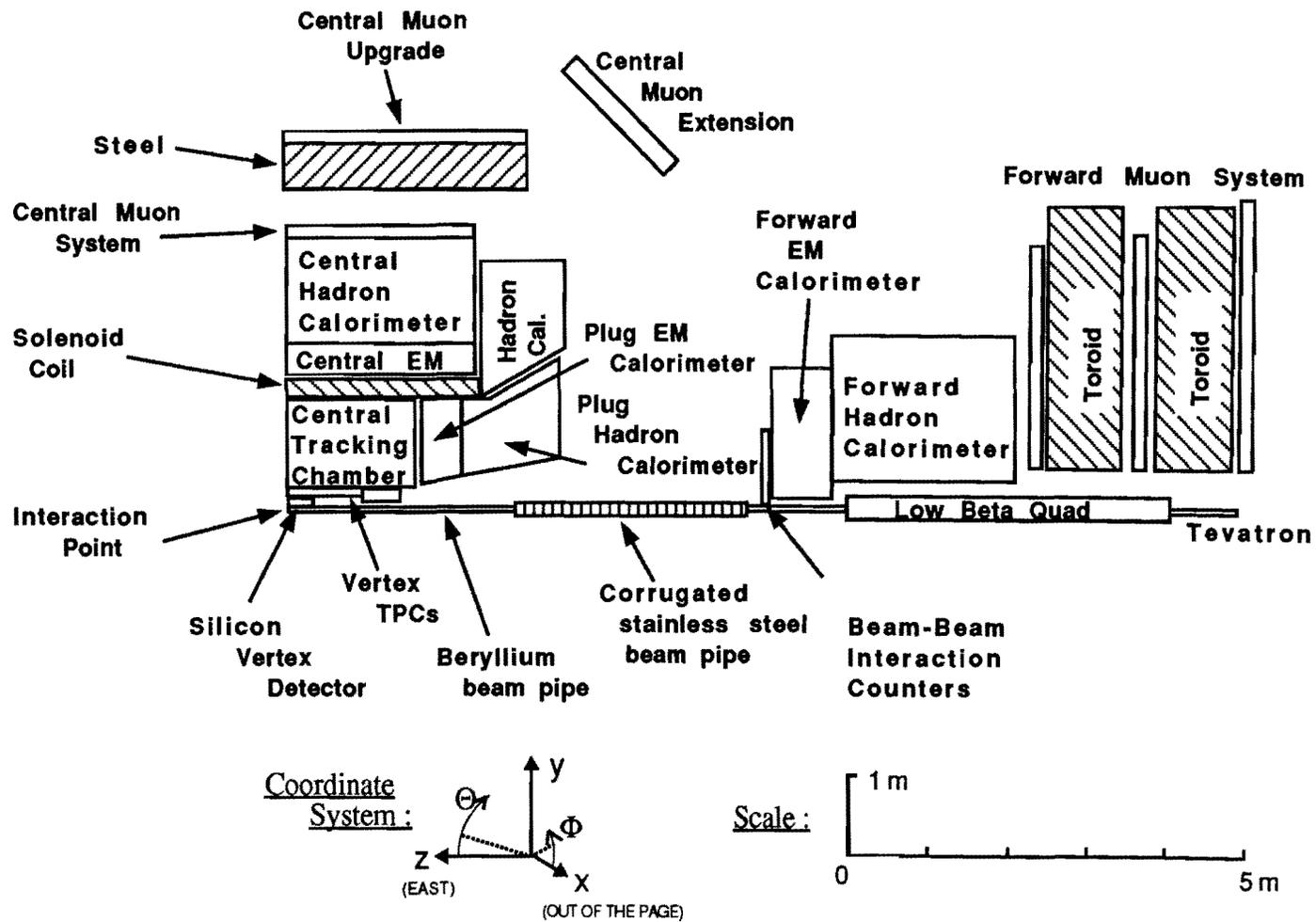


Figura 2.3: Un quarto della sezione trasversale dell'esperimento CDF. Il punto d'interazione è in basso a sinistra. Sono indicate anche la scala e il sistema di coordinate usato a CDF.

la perdita di energia della particella attraverso il rivelatore: questa tecnica non è usata nell'analisi di questa tesi e non verrà descritta nel seguito.

Prima di iniziare la nostra descrizione ricordiamo le convenzioni adottate a CDF per la definizione di un sistema di coordinate. Quando useremo coordinate cartesiane, prenderemo l'origine degli assi nel centro nominale delle interazioni (anche chiamato $B0$) e l'asse z è tangente alla direzione dei fasci, col semiasse positivo nel senso di moto dei protoni (est). Gli altri due assi sono definiti in maniera tale da completare una terna destrorsa: l'asse x è nel piano dei fasci e diretto lungo un raggio uscente dall'anello e l'asse y è verticale e diretto verso l'alto. Data la simmetria cilindrica di CDF rispetto all'asse z , è comodissimo usare un sistema di coordinate polari cilindriche. L'angolo azimutale ϕ è l'angolo di rotazione attorno all'asse z (con $\phi = 0$ sull'asse x), l'angolo polare θ è l'angolo rispetto all'asse z (con $\theta = 0$ sul semiasse $z > 0$) e R è la distanza radiale dall'asse z . Ai collisionatori adronici è consueto descrivere gli impulsi delle particelle e dei getti adronici tramite l'angolo ϕ , l'impulso trasverso p_t (definito come la proiezione dell'impulso nel piano $x-y$) e la pseudorapidità η ($\eta \equiv -\ln(\tan \theta/2)$). Infine ricordiamo che per direzione *avanti* si intende quella nel senso z (η) positivo.

2.2.1 Il sistema di tracciatura

Il sistema di tracciatura è composto da quattro rivelatori situati, a strati concentrici, all'interno del solenoide.

Attorno al tubo a vuoto (un cilindro di berillio di 1.9 cm di diametro) nel quale circolano i fasci troviamo un rivelatore di vertice (SVX) [69]. L'SVX consiste di quattro strati di rivelatori a microstrisce di silicio a singola faccia; lo strato più interno è situato a 3.0 cm dalla linea dei fasci e il più esterno a 7.8 cm di raggio. La lunghezza totale del rivelatore (diviso per comodità di lettura delle strisce in due moduli indipendenti situati a destra e sinistra del centro nominale delle interazioni) è di circa 51 cm. Al Tevatron, le interazioni si distribuiscono in maniera approssimativamente gaussiana attorno al punto nominale di interazione: la σ di questa gaussiana è circa 30 cm e di conseguenza l'accettazione geometrica totale del SVX è circa 60 %.

Le microstrisce sono parallele alla linea dei fasci, hanno una lunghezza totale di circa 25.5 cm e sono lette alle due estremità del rivelatore. Il rivelatore SVX è quindi capace di fornire solo le coordinate nel piano perpendicolare ai fasci (piano $R-\phi$) del segnale lasciato da una particella. Il passo delle microstrisce è 60 μm (55 μm sullo strato più esterno per ragioni meccaniche). In totale il rivelatore consiste di 46080 canali.

Nel RUN 1A è stato utilizzato, per la lettura delle strisce, un *chip* non specificamente costruito per resistere alle radiazioni. Il livello di radiazione presente a così breve distanza dai fasci è stato tale che il *chip* si è danneggiato e, soprattutto sullo strato più vicino ai fasci, il livello di rumore era al limite dell'accettabilità verso la fine della presa dati. Questo peggioramento ha avuto anche un'altra

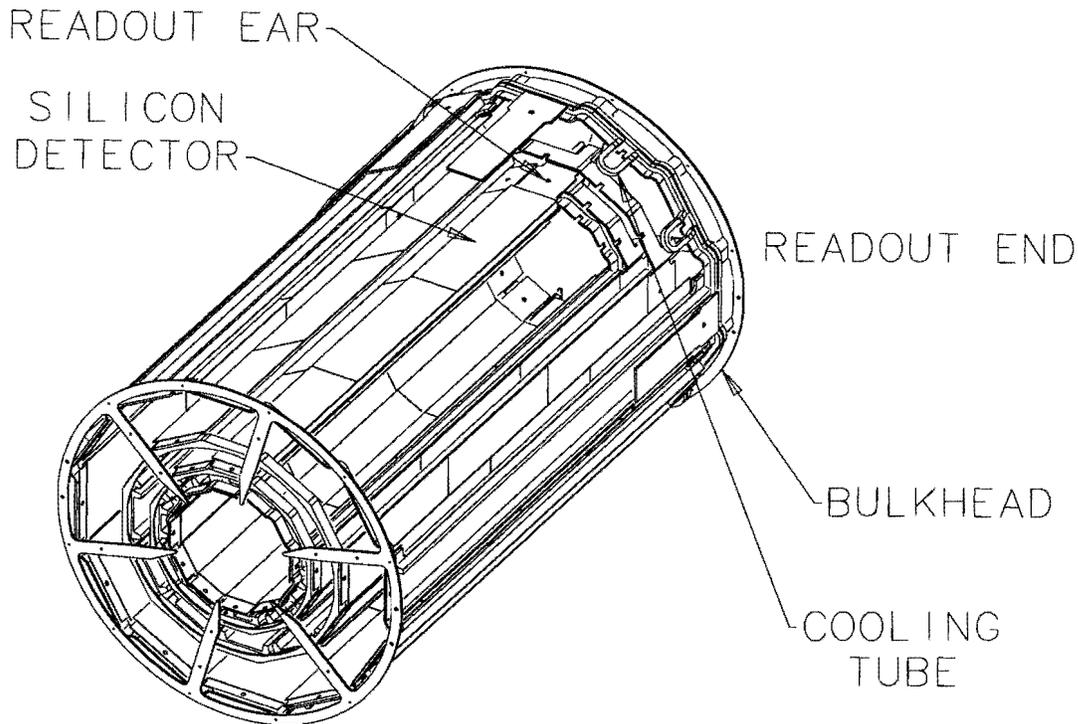


Figura 2.4: Schema meccanico di uno dei due moduli di cui è costituito il rivelatore SVX.

causa. Per semplicità di progetto, le strisce e l'ingresso del preamplificatore del chip non erano disaccoppiati (anche detto accoppiamento DC): questo ha avuto la conseguenza che il normale aumento delle correnti inverse delle strisce (dovuto al danneggiamento per radiazioni del silicio) spostasse il punto ottimale di lavoro del preamplificatore o in alcuni casi ne saturasse l'ingresso.

Questi problemi sono stati risolti nel RUN 1B, quando l'SVX è stato sostituito da un nuovo rivelatore, l'SVX' [70], simile geometricamente al suo predecessore ma resistente alle radiazioni. Caratteristiche del nuovo rivelatore sono un chip realizzato con tecnologia *rad hard* e l'accoppiamento AC tra strisce e preamplificatore.

L'SVX è circondato da otto camere a proiezione temporale (VTX). Le camere hanno una forma ottagonale il cui raggio più esterno è di 22 cm: globalmente il rivelatore copre l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 3.25$. La VTX traccia nel piano perpendicolare (piano $R - z$) a quello dei fasci. A CDF questo rivelatore viene usato per avere informazioni sulla coordinata z dei vertici d'interazione con una risoluzione dell'ordine di 1 mm e per aiutare nell'identificazione di fotoni che hanno creato una coppia e^+e^- .

All'esterno della VTX troviamo la camera di tracciatura centrale CTC [71] che occupa la maggior parte del volume all'interno del solenoide. La CTC è una

camera a deriva di forma cilindrica lunga 320 cm ($|\eta| < 1$ in unità di pseudorapidità) e di raggio esterno pari a 132 cm. In totale la camera consiste di 84 strati di fili sensibili raggruppati in 9 *superstrati*. I superstrati sono di due tipi: assiali (ognuno formato da 12 fili disposti parallelamente ai fasci) e stereo (ognuno formato da 6 fili disposti con un angolo di $\pm 3^\circ$ rispetto alla direzione dei fasci). Cinque superstrati assiali si alternano con quattro superstrati stereo per ottimizzare la ricostruzione tridimensionale della traiettoria delle tracce. Una delle spesse piastre di alluminio che chiudono da ambo i lati la camera è mostrata in fig 2.5. All'interno di ogni superstrato, i fili sono raggruppati in supercelle (vedi figura) inclinate di 45° per tener conto dell'angolo di Lorentz.

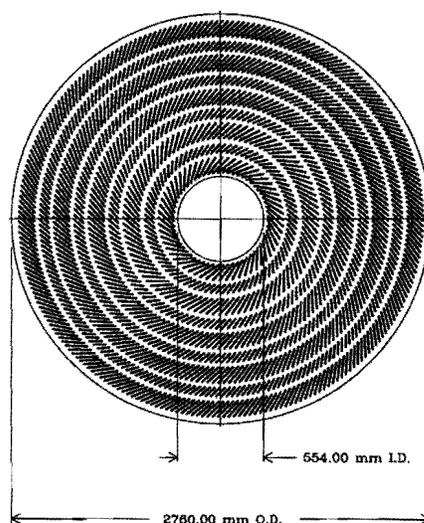


Figura 2.5: Schema di una delle piastre che chiude lateralmente la CTC. Si notano i nove anelli di fori per il passaggio dei fili dei superstrati

Nel corso del RUN 1B, alla CTC sono state aggiunte delle opportune schede elettroniche per lo studio della perdita di energia delle particelle cariche (dE/dx).

Tra la parete esterna della CTC e quella interna del solenoide sono presenti una serie di tubi a deriva (CDT) [72]. Il loro scopo principale è di fornire informazioni $R - \phi - z$ con alta precisione al raggio di 1.4 m.

2.2.2 La calorimetria

I calorimetri (elettromagnetici e adronici) si dividono in maniera naturale in tre classi a seconda della copertura in pseudorapidità che assicurano: calorimetri centrali ($|\eta| < 1$), calorimetri *end-plug* nella zona intermedia ($1 < |\eta| < 2.4$) e calorimetri in avanti ($2.4 < |\eta| < 4.2$).

Subito all'esterno del solenoide, prima del calorimetro elettromagnetico troviamo delle camere proporzionali a fili (CPR) che forniscono un'informazione nel piano $R - \phi$. Queste camere hanno il compito di campionare lo sviluppo dello sciame elettromagnetico nel magnete stesso. Attorno a queste camere troviamo il calorimetro elettromagnetico centrale (CEM) [73]. Il CEM ha una struttura ibrida con strati di piombo (assorbitore) e scintillatore (materiale attivo) per la misura dell'energia e camere a strisce (CES) per la misura della posizione e per seguire lo sviluppo longitudinale dello sciame. Le CES sono situate a circa 6 lunghezze di radiazione all'interno del CEM, dove si ha in media il massimo sviluppo trasverso dello sciame. Le strisce (catodi) forniscono informazioni lungo la coordinata z ; l'informazione nel piano $R - \phi$ è invece fornita da fili sensibili (anodi) disposti perpendicolarmente alle strisce. Il CEM è circondato dal calorimetro adronico che si divide in due parti (vedi figura 2.6): il calorimetro adronico centrale vero e proprio (CHA) e il calorimetro *a muro* (CWA) [74]. Anche questo è un calorimetro a scintillatore in cui però l'assorbitore è costituito da ferro. I due calorimetri, CEM e CHA, hanno una segmentazione fine in torri proiettive (che cioè puntano verso il centro nominale delle interazioni) che coprono ognuna una porzione di angolo solido di $0.1 \eta \times 15^\circ$. La simmetria nell'angolo azimutale è completa.

Nella regione end-plug il calorimetro elettromagnetico (PEM) [75] utilizza ancora piombo come assorbitore ma il materiale attivo è costituito da tubi proporzionali. Dietro al PEM, troviamo il calorimetro adronico (PHA), anch'esso costituito da camere proporzionali ma con ferro al posto del piombo come assorbitore.

I calorimetri avanti (FEM e FHA) [76] [77] non sono utilizzati nell'analisi presentata in questa tesi e non saranno qui descritti.

2.2.3 I rivelatori di muoni

Nella zona centrale ($|\eta| < 1$) la rivelazione dei muoni è effettuata mediante camere a deriva (e scintillatori per il trigger). La regione a piccoli angoli utilizza invece uno spettrometro con un magnete toroidale, camere a deriva e scintillatori.

Subito dopo il calorimetro adronico (a circa 3.5 m dalla linea dei fasci) troviamo la camera centrale per la rivelazione dei muoni (CMU) [78]. Questo rivelatore consiste di 48 camere che coprono circa l'85 % dell'intero angolo azimutale (a causa di un buco di 2.4° tra camera e camera). Ogni camera consiste di quattro strati di fili sensibili. Questo rivelatore assicura una copertura in pseudorapidità fino a circa 0.7 unità.

La zona che si estende nell'intervallo $0.6 < |\eta| < 1.0$ è coperta da camere a deriva simili a quelle appena descritte (CMX), disposte tra due strati di scintillatori (CSX) per il trigger. La copertura in ϕ è circa il 67 %.

Queste camere utilizzano il materiale del solenoide e del calorimetro (equivalenti a circa 5.4 lunghezze di assorbimento per i CMU e a 6 per i CMX) come

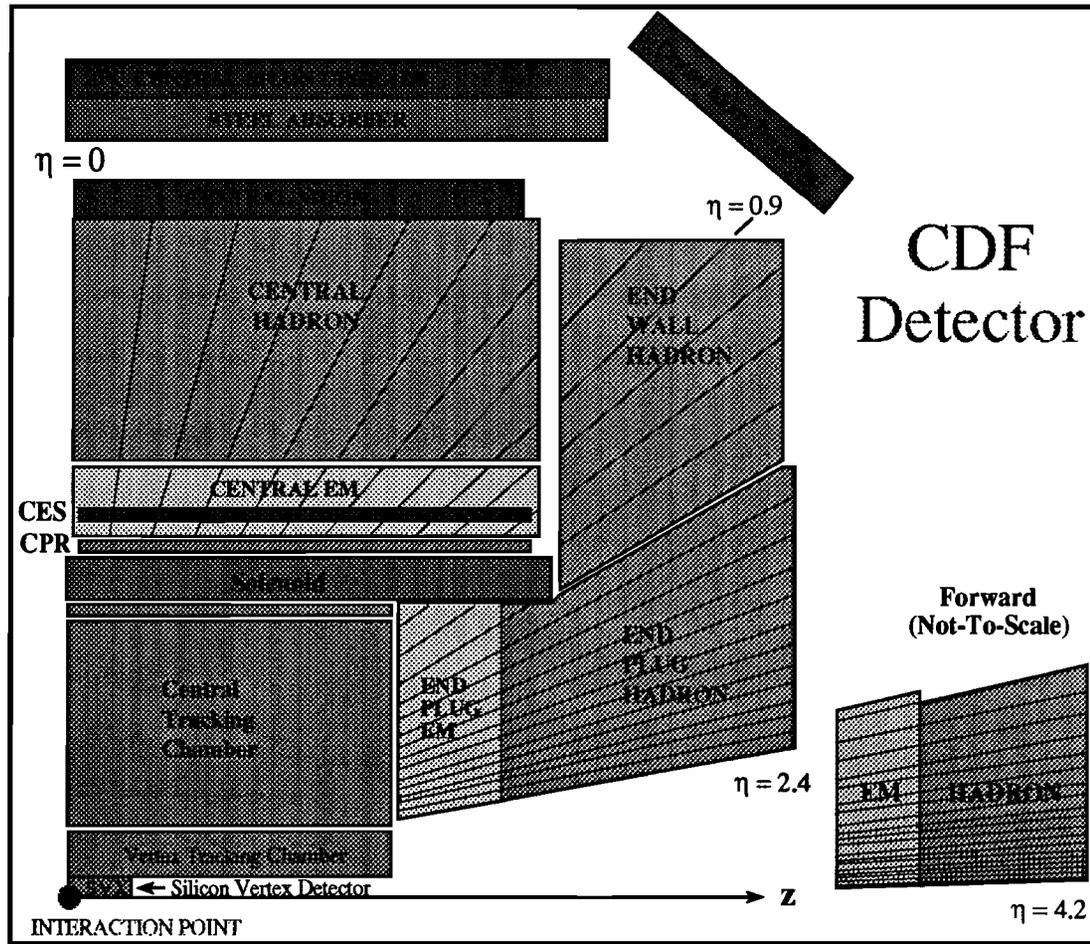


Figura 2.6: Un quarto della sezione trasversale di CDF con particolare riguardo alla parte centrale e alla struttura dei calorimetri.

filtro per limitare il fondo dovuto ad adroni. Questo filtro è spesso insufficiente. Per ovviare a questo problema, nella zona più centrale ($|\eta| < 0.7$), all'esterno della CMU è presente uno strato di circa 60 cm di ferro (che porta a circa 8 il numero totale di lunghezze di assorbimento), seguito da altri quattro strati di camere a deriva (CMP). Anche questa camera assicura una copertura in ϕ di circa l'85 % mentre la sovrapposizione con la CMU è circa il 53 %. È ovvio che la richiesta che il muone raggiunga le camere CMP sposta un po' in alto il minimo p_t che deve avere per essere individuato (da 1.4 a 2.8 GeV/c).

Lo spettrometro di muoni in avanti (FMU) [79] non è utilizzato in questa analisi e non sarà qui descritto.

2.3 Alcune delle prestazioni di CDF

In questo paragrafo discutiamo alcune delle prestazioni dei rivelatori che abbiamo appena descritto. Ci occuperemo, in particolare, della ricostruzione delle tracce e dei getti e della individuazione degli elettroni e dei muoni.

2.3.1 La ricostruzione delle tracce

Le particelle cariche prodotte nelle interazioni si muovono lungo eliche nel campo magnetico prodotto dal solenoide (l'asse dell'elica è parallelo alla direzione del campo magnetico). Questo è vero se possiamo trascurare lo scattering multiplo e le disuniformità del campo magnetico. In caso contrario questa approssimazione sarà vera solo in una piccola regione dello spazio e la traiettoria sarà costituita da tanti piccoli archi di elica collegati l'uno con l'altro. Nonostante questa sia la situazione abituale in tutti i rivelatori ai collisionatori, vi sono differenti convenzioni nella maniera in cui la traiettoria della traccia viene descritta. Un'elica è descritta da 5 parametri: tre parametri *trasversi* sono necessari per parametrizzare la circonferenza che si ottiene proiettando il moto su di un piano perpendicolare ai fasci e due longitudinali sono necessari per descrivere la posizione della circonferenza rispetto all'asse del campo magnetico.

A CDF si usa la seguente parametrizzazione:

$$\vec{x} = (\cot \theta, C, z_0, D, \phi_0) \quad (2.3)$$

I parametri trasversi sono: C , metà curvatura, D , parametro d'impatto della particella e ϕ_0 , angolo azimutale al punto di minimo avvicinamento all'origine (*Distance of Closest Approach to the Origin*, DCAO nel seguito). I parametri longitudinali sono $\cot \theta$ e z_0 , coordinata z al DCAO. La scelta del punto in cui questi parametri sono calcolati è arbitraria (per esempio, in alcuni casi si potrebbe scegliere il raggio della camera più interna).

È da notare che il parametro d'impatto è una grandezza segnata ed è definita come:

$$D = Q \cdot (\sqrt{x_0^2 + y_0^2} - \rho) \quad (2.4)$$

dove (x_0, y_0) e ρ sono rispettivamente le coordinate del centro e il raggio della circonferenza percorsa dalla particella nel piano trasverso e Q è la sua carica. Facciamo anche notare che alcune altre definizioni di D non moltiplicano la distanza per la carica Q e che il segno di D non ha niente a che fare col segno usato in alcune analisi (di vita media, per esempio) in cui il segno dipende anche dalla direzione del getto associato a quella traccia.

Con queste definizioni l'equazione dell'elica in coordinate cilindriche si può scrivere in forma parametrica nella maniera seguente:

$$\phi(R, \vec{x}) = \phi_0 + \arcsin \left(\frac{CR + (1 + CD)D/R}{1 + 2CD} \right) \quad (2.5)$$

$$z(R, \vec{x}) = z_0 + \frac{\cot \theta}{C} \arcsin \left(C \sqrt{\frac{R^2 - D^2}{1 + 2CD}} \right) \quad (2.6)$$

A CDF le tracce vengono ricostruite principalmente utilizzando la CTC. La ridondanza di misure fornite dai suoi fili permette il riconoscimento e la separazione delle tracce anche in eventi affollati e ricchi di getti collimati. Il grosso numero di punti e l'elevato braccio di leva permettono un'ottima determinazione della curvatura della traiettoria e conseguentemente del suo impulso. Si ottiene una risoluzione in impulso pari a:

$$\frac{\delta p_t}{p_t} \cong 0.002 \times p_t \quad (2.7)$$

dove p_t , impulso trasverso della traccia, è misurato in GeV/c. Se si assume che la traccia provenga dal vertice dell'interazione si ottiene una risoluzione migliore:

$$\frac{\delta p_t}{p_t} \cong 0.0011 \times p_t \quad (2.8)$$

La risoluzione sul parametro d'impatto, dominata dalla distanza dell'ultimo strato della CTC dal centro delle interazioni, è invece più povera e pari a circa 250 μm .

Quando è necessaria una maggiore precisione su D si deve utilizzare l'informazione dell'SVX. L'SVX ha solo quattro strati di rivelatori e tutti vicini alla linea dei fasci. Ogni tentativo di fare della tracciatura col solo SVX è fallita per la difficoltà di discernere tra tracce vere e tracce false con pochi punti. L'informazione del SVX è allora aggiunta a tracce preesistenti della CTC. Questo ha come conseguenza che l'efficienza di ricostruzione rispetto a quella della CTC può solo

decreocere (di un 40 % per sole ragioni di accettazione geometrica delle camere) e che l'informazione SVX andrà a migliorare principalmente i parametri trasversi della traccia (l'SVX fornisce solo informazioni in questo piano).

Il primo passo in questa operazione è quello di raggruppare gli hit contigui sul rivelatore SVX in *cluster* di carica. Questo viene fatto tramite un algoritmo che unisce hit contigui, che abbiano un valore del rapporto tra la carica rilasciata e il rumore medio della striscia superiore ad una certa soglia. La soglia è cambiata dinamicamente in relazione al numero di strisce che formano il cluster. La maggior parte dei cluster è formata da 1, 2 o 3 strisce. Il punto dove la particella ha attraversato il rivelatore viene definito come il baricentro della carica delle strisce nel cluster; la risoluzione su questa posizione è di 13, 11 e 19 μm per cluster di 1, 2 e 3 strisce, rispettivamente.

L'algoritmo col quale i cluster SVX sono aggiunti alle tracce CTC procede secondo il seguente schema [80]. La traccia CTC è prolungata fino allo strato più esterno dell'SVX e viene creata una strada attorno ad essa la cui larghezza dipende dagli errori sui parametri della traccia CTC. All'interno di questa strada si verifica se ci sono cluster nell'SVX. Se non vi sono cluster, l'extrapolazione è spostata allo strato successivo dell'SVX. In caso positivo si rifà un fit della traccia CTC aggiungendo il nuovo punto. Se vi sono più possibilità, vengono scartate quelle con un χ^2 al di sopra di un certo valore e tutte le altre candidate tracce vengono considerate ed estrapolate allo strato successivo. Alla fine, diremo che avremo una traccia SVX se almeno due punti SVX sono stati aggiunti alla traccia originaria. Nel caso il processo termini con più candidati, la traccia SVX viene scelta con un criterio che combina il χ^2 del fit e il numero di cluster aggiunti. Questo metodo è detto *metodo progressivo* [81] [82] ed è equivalente ad altre tecniche di ricostruzione [83] [84] che fanno uso del cosiddetto *filtro di Kalman* [85] [86] (una tecnica matematica, originariamente utilizzata per analisi di rumore in elettronica, che permette di stimare in maniera ricorsiva il vettore di stato di un sistema dinamico discreto e lineare).

Il miglioramento sulla determinazione del parametro d'impatto dovuto all'inclusione dell'informazione SVX può essere parametrizzato in funzione del p_t della traccia nella maniera seguente:

$$\delta D \cong 10 + 41 \times \frac{1}{p_t} \quad (2.9)$$

dove il risultato è espresso in micron e l'impulso al solito in GeV/c. Anche la risoluzione in impulso migliora se si aggiunge l'informazione SVX nella seguente maniera:

$$\frac{\delta p_t}{p_t} = \sqrt{(0.0066)^2 + (0.0009 p_t)^2} \quad (2.10)$$

Questo significa che il materiale introdotto con la presenza del SVX contribuisce con uno scattering multiplo limitato e che prevale l'effetto (positivo) di aver esteso il braccio di leva della CTC.

2.3.2 Ricostruzione di getti e leptoni

Le caratteristiche principali dei calorimetri che abbiamo descritto nella sezione precedente sono riassunti in tabella 2.1. Questi vengono usati per la ricostruzione di getti ed elettroni.

sistema	intervallo η	σ_E	spessore	σ_R (cm ²)
CEM	$ \eta < 1.1$	13.7 %/ $\sqrt{E_t} \oplus 2$ %	18 X_0	0.2×0.2
PEM	$1.1 < \eta < 2.4$	22 %/ $\sqrt{E} \oplus 2$ %	18–21 X_0	0.2×0.2
FEM	$2.2 < \eta < 4.2$	26 %/ $\sqrt{E} \oplus 2$ %	25 X_0	0.2×0.2
CHA	$ \eta < 0.9$	50 %/ $\sqrt{E_t} \oplus 3$ %	4.5 λ_0	0.2×0.2
WHA	$0.7 < \eta < 1.3$	75 %/ $\sqrt{E} \oplus 4$ %	4.5 λ_0	10×5
PHA	$1.3 < \eta < 2.4$	106 %/ $\sqrt{E} \oplus 6$ %	5.7 λ_0	2×2
FHA	$2.4 < \eta < 4.2$	137 %/ $\sqrt{E} \oplus 3$ %	7.7 λ_0	3×3

Tabella 2.1: Sommario delle proprietà dei calorimetri di CDF. La risoluzione in energia è chiamata σ_E e quella spaziale σ_R . Lo spessore è espresso in lunghezze di radiazione (X_0) per i calorimetri e.m. e in lunghezze d'assorbimento (λ_0) per quelli adronici.

I getti vengono ricostruiti usando un algoritmo a cono di raggio fisso [87]. La procedura ha inizio creando una lista di torri-seme con E_t maggiore di 1 GeV. Queste torri vengono poi raggruppate in entità chiamate *preclusters*: questo avviene unendo tutte le torri-seme che hanno una E_t che continua a decrescere. Se una torre è fuori da una finestra di 7×7 torri attorno al seme, è usata per formare un nuovo precluster. Questi precluster vengono usati come punto di partenza dell'algoritmo a cono vero e proprio. Si calcola il centroide (pesato con l' E_t delle torri) del precluster e si definisce un cerchio di raggio R nel piano $\eta - \phi$ attorno ad esso. Tutte le torri con E_t maggiore di 100 MeV e aventi il loro centroide all'interno del cerchio sono inserite nel cluster. Ad ogni inclusione il centro del cerchio viene ricalcolato ed eventualmente alcune torri, che non soddisfino più la condizione di appartenenza al cerchio, escluse dal cluster. La procedura è ripetuta finché la lista delle torri nel cluster rimane immutata. Scelte ragionevoli per il raggio R vanno da 0.4 a 1. CDF ha usato un raggio di 0.7 per molte delle sue analisi di QCD. Per la ricerca del top descritta in questa tesi si è utilizzato un cono di 0.4: confronti con Monte Carlo hanno infatti mostrato che con questa scelta si ottiene una maggiore efficienza nell'individuare i getti prodotti in eventi $t\bar{t}$.

L'identificazione degli elettroni fa uso dei calorimetri elettromagnetici e dell'informazione della CTC se disponibile. Nella zona centrale si richiede che ci sia una traccia CTC che può essere estrapolata ad un cluster CEM formato da

una torre-seme con $E_t > 3$ GeV e dai due *vicini*. Usando le CES si richiede poi che l'elettrone sia lontano dai bordi di una torre e che quindi l'energia sia stata ben misurata. Gli elettroni da conversioni vengono scartati richiedendo che l'elettrone sia associato ad una traccia VTX e che non formi con un'altra traccia CTC una massa invariante molto piccola. Infine vengono applicati al candidato elettrone una serie ulteriore di tagli: rapporto tra l'energia adronica ed elettromagnetica del cluster, rapporto dell'energia del cluster e dell'impulso della traccia e isolamento.

I muoni vengono riconosciuti richiedendo l'associazione tra una traccia CTC e un segmento di traccia nelle camere CMU, CMP o CMX. Per alcune analisi, per aumentare l'accettazione, si può addirittura fare a meno delle camere dei muoni e cercare i muoni tra le tracce CTC che estrapolate al calorimetro abbiano un deposito in esso consistente con quello di una particella al minimo di ionizzazione. Una serie di altri tagli poi cerca di sottrarre il fondo dovuto a raggi cosmici e ad adroni: energia rilasciata nei calorimetri, parametro d'impatto, distanza lungo z dal vertice d'interazione e isolamento.

Infine, ricordiamo che il calorimetro viene anche utilizzato per misurare l'energia trasversa *mancante* (che nel seguito indicheremo con \cancel{E}_t), definita come la somma vettoriale delle energie trasverse in tutte le torri calorimetriche con $|\eta| < 3.6$, cambiata di segno [90]. L'intervallo di η è tagliato a 3.6 perchè la presenza dei quadrupoli del Tevatron nei pressi dei calorimetri in avanti di CDF rende problematiche le misure a pseudorapidità maggiori. Per essere incluse nella somma le torri devono avere una energia totale maggiore di una determinata soglia dipendente dal calorimetro considerato (100 MeV per CEM, CHA e WHA, 300 MeV per il PEM, 500 MeV per PHA e FEM e 800 MeV per FHA). Se nell'evento è presente un candidato muone di alto p_t , l'energia rilasciata dal muone nel calorimetro è sottratta dalla sommatoria ed è sostituita dal p_t del muone misurato dalla CTC. La risoluzione ottenibile sulla misura della \cancel{E}_t è pari a $0.7\sqrt{\sum E_t}$, dove $\sum E_t$ (GeV) è la somma scalare delle energie trasverse di tutte le torri calorimetriche considerate.

2.3.3 Correzioni alle E_t dei getti e alla \cancel{E}_t

L'energia dei getti viene corretta per tener conto di due tipi di effetti [87] [88] [89]. Da una parte vi sono effetti dipendenti dal rivelatore: la non linearità della risposta del calorimetro, gli effetti del campo magnetico di CDF sugli adroni di basso impulso, le perdite di energia ai bordi delle torri. Dall'altra vi sono correzioni che vanno apportate a causa dell'energia proveniente dall'evento sottostante e non dal partone originario, dell'energia che finisce al di fuori del cono utilizzato dall'algoritmo di cluster e dell'energia di muoni e neutrini che non viene rivelata. Le correzioni che vengono apportate cercano di riprodurre in media l' E_t dei getti in maniera corretta; esse sono ottenute dallo studio della risposta del calorimetro in test con fasci di prova, dal confronto (dove possibile) con l'impulso misurato

nella CTC e da Monte Carlo. La correzione dipende dall' E_t del getto e dalla sua pseudorapidità η ed è tale da aumentare, in media, l'energia dei getti di circa un 30 %. L'incertezza sistematica sulle correzioni all'energia è tra il 5 e il 10 %, a seconda dell'energia del getto.

Analogamente, effettueremo una correzione alla \cancel{E}_t dell'evento, richiedendo che questa grandezza sia calcolata utilizzando getti le cui energie siano state corrette per la perdita di energia fuori dal cono.

2.4 Il sistema di trigger

Assumendo una luminosità media di $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e tenendo presente che la sezione d'urto di produzione totale $p\bar{p}$ all'energia del Tevatron è $60.33 \pm 1.40 \text{ mb}$ [91], si vede subito (utilizzando la relazione 2.1) che la frequenza di interazioni al secondo raggiunge subito valori dell'ordine di 600 KHz. Questo valore è più alto della frequenza di *crossing* dei fasci perchè a queste luminosità c'è la possibilità di avere più di un'interazione per crossing. Questo valore è molto più elevato della massima frequenza di scrittura su nastro di eventi a CDF (pochi Hz). Inoltre la maggior parte di queste interazioni non ha alcun interesse. La selezione degli eventi interessanti avviene attraverso un sistema di decisione detto *trigger*.

Il trigger di CDF ha tre livelli. I primi due livelli [92] sono implementati tramite processori elettronici (*hardware*) e il loro scopo è di decidere se la lettura di tutto il rivelatore deve aver inizio per l'evento in oggetto. Il terzo livello è implementato tramite algoritmi (*software*) eseguiti da processori commerciali. Ogni livello di trigger è l'OR logico di un certo numero di trigger atti a selezionare eventi con elettroni, muoni e getti a seconda della topologia dell'evento fisico di interesse.

Ai primi due livelli di trigger è richiesto di prendere una decisione sull'evento nel più breve tempo possibile. La scala temporale per il trigger di livello 1 è stabilita dal tempo tra un crossing dei fasci e il successivo ($3.5 \mu\text{m}$); non sarebbe possibile avvicinarsi a questi tempi se si dovesse leggere ogni volta tutti i rivelatori completamente (operazione che richiede un tempo di più di due millisecondi). È per questo che ogni rivelatore oltre ad una uscita sulla quale vengono immagazzinati temporaneamente tutti i segnali in attesa della decisione del trigger dispone anche di una *uscita veloce* che il trigger può utilizzare. Il trigger di livello 1 utilizza uscite veloci dalle camere dei muoni e dai calorimetri. Per quest'ultimi l'informazione viene sommata su torri di dimensione $(\Delta\eta = 0.2) \times (\Delta\phi = 15^\circ)$. Questo trigger non introduce alcun tempo morto e alla tipica luminosità che abbiamo ricordato ha una frequenza in uscita di pochi KHz. Il trigger di livello 2 utilizza le uscite veloci dei rivelatori con maggiore sofisticazione. L'informazione calorimetrica è passata ad un processore hardware che fornisce in uscita una lista di cluster calorimetrici secondo un semplice algoritmo. Sono anche disponibili segmenti di traccia di muoni dalle camere dei muoni. Infine l'uscita veloce della

CTC viene trasferita ad un tracciatore veloce hardware (CFT) [93] che fornisce una lista di tracce bidimensionali (in $R-\phi$). Questo processore fornisce una risoluzione in impulso pari a $\delta p_t/p_t \approx 0.035 \times p_t$ e un'efficienza di circa il 93.5 ± 0.3 % per tracce di più di 10 GeV/c. A questo punto l'informazione delle tracce e quella dei leptoni può essere combinata a fornire candidati elettroni e muoni. Questo trigger introduce un tempo morto di circa il 10 % ed ha una frequenza di circa 12 Hz. Infine, il trigger di livello 3 è costituito da algoritmi di ricostruzione di tracce, leptoni e getti, simili a quelli utilizzati poi quando l'evento è già stato scritto su nastro magnetico (*offline*). La frequenza di uscita di questo trigger è circa 5 Hz (dove la maggior parte del tempo è impiegato dal codice di ricostruzione tridimensionale delle tracce nella CTC). L'evento che passa anche quest'ultimo livello di trigger è scritto su nastro dove poi sarà disponibile in seguito per l'analisi *offline*.

2.4.1 Trigger per la ricerca del top

La ricerca del top che ci interessa in questa tesi è quella nel canale $W +$ getti, dove il W decade semileptonicamente producendo un elettrone o un muone e quella nel canale dileptonico dove entrambi i W decadono semileptonicamente. I trigger che descriveremo brevemente nel seguito cercano di individuare la presenza di un W richiedendo la presenza nell'evento di un leptone di $p_t > 20$ GeV/c o la presenza di \cancel{E}_t che segnala la presenza di un neutrino nell'evento.

Il trigger sugli elettroni di alto p_t richiede, a livello 1, la presenza di una torre con $E_t > 6$ GeV (8 GeV) per CEM (PEM). A livello 2, è richiesta la presenza di un cluster di energia nel CEM di almeno 9 GeV che sia associato ad una traccia CFT di $p_t > 9.2$ GeV/c. Poichè l'informazione CFT è disponibile solo nella regione $|\eta| \leq 1$, se il cluster di energia è nel PEM, la soglia in E_t viene innalzata a 20 GeV (oppure 15 GeV ma con $\cancel{E}_t > 15$ GeV). A questo livello per cluster si intende un insieme continuo di torri CEM (PEM) di $E_t > 7$ GeV ($E_t > 4$ GeV) con la torre-seme di $E_t > 9$ GeV ($E_t > 6$ GeV). A livello 3, infine, si richiede che il cluster CEM ricostruito abbia una $E_t > 18$ GeV e una traccia associata di $p_t > 13$ GeV/c. Se il cluster è nel PEM si richiede $E_t > 20$ GeV e $\cancel{E}_t > 20$ GeV. Elettroni da W sono anche ricercati in eventi che passano un trigger di livello 2 che richiede la presenza di $\cancel{E}_t > 20$ GeV e una torre nel CEM maggiore di 16 GeV, in corrispondenza ad un segnale nelle CES.

A livello 1 il trigger sui muoni richiede la presenza di segmenti di traccia nei CMU in coincidenza con segnali nel CMP, segmenti di traccia nei soli CMU o segmenti di traccia nel CMX in stretta coincidenza con segnali sugli scintillatori CSX. Poichè a questo livello nessuna informazione CTC, e quindi di p_t , è disponibile, una stima del p_t del muone è dedotta dall'inclinazione rispetto alla direzione radiale dello spezzone di traccia rivelato nella camera dei muoni. Infatti, l'angolo d'inclinazione è strettamente connesso all'impulso della traccia se si assume che questa abbia avuto origine nel punto d'interazione. Si richiede per un muone

CMU (CMX) un p_t maggiore di 6 (10) GeV/c. A livello 2 un'informazione sulle tracce è finalmente disponibile e si richiede che una traccia CFT di $p_t > 9.2$ GeV/c sia associata al segmento di traccia nelle camere dei muoni. A livello 3, invece, il segmento di traccia del μ deve essere associato con una traccia CTC ricostruita di $p_t > 18$ GeV/c. È anche richiesto un accordo migliore di 10 cm nel piano $r - \phi$ tra la traccia CTC estrapolata fino alle camere dei muoni e il segmento di traccia ivi trovato.

Eventi con muoni CMX vengono anche ricercati in eventi che passino un trigger (a livello 2) che richiede la presenza di $\cancel{E}_t > 35$ GeV nell'evento e almeno due cluster calorimetrici nella regione $|\eta| < 2.4$. Un altro trigger, simile al precedente, ha lo stesso taglio in \cancel{E}_t ma richiede anche un solo cluster calorimetrico purchè centrale ($|\eta| < 1.1$) e con una soglia in E_t più alta che nel caso precedente. Questi due trigger sono anche utilizzati per la ricerca di eventi in cui il leptone primario sia un muone che ha lasciato un segnale nelle sole camere CMP.

Capitolo 3

Identificazione di eventi di top a CDF

In questo capitolo descriveremo brevemente alcune delle tecniche utilizzate a CDF per identificare eventi di produzione $t\bar{t}$. Ci soffermeremo principalmente sulla ricerca nel canale W +getti ma dedicheremo anche un po' di spazio alla ricerca nel canale dileptonico, che è stato storicamente uno dei primi canali nel quale si è cercato il top. Per il primo di questi due canali è di fondamentale importanza riuscire ad abbattere il fondo di W +getti dovuto a processi di QCD. Una maniera è rappresentata dalla possibilità di identificare almeno uno dei due getti di b presenti nell'evento $t\bar{t}$ (*b-tagging*). A CDF sono state utilizzate due tecniche di tagging [58] [59] [62]. La prima è quella di cercare un leptone di basso impulso (più basso di quello del W) proveniente dal decadimento semileptonico dei b (*SLT tagging*): questo algoritmo non è stato utilizzato in questa tesi e non sarà discusso. La seconda, facendo uso pesantemente dell'informazione dell'SVX, cerca vertici secondari (di decadimento), spostati rispetto alla posizione del vertice primario dell'evento. Questa ricerca (*SVX tagging*), che ha coinvolto direttamente il candidato, sarà descritta brevemente. Si descriveranno gli algoritmi usati per il tagging con l'SVX nel RUN 1A e si farà vedere come da questi si sia poi passati nel RUN 1B ad usare un unico algoritmo ottimizzato. Un differente approccio al problema di ridurre il fondo nel canale W più getti consiste nell'individuare variabili cinematiche che possano discriminare la topologia degli eventi di top da quella degli eventi di fondo [60] [64] [65]. Tra le possibili scelte noi descriveremo quella chiamata *relative likelihood* perchè sarà da noi utilizzata nel capitolo 5.

3.1 L'analisi dileptonica

Sia l'analisi dileptonica che quella in leptone+getti partono da uno stesso campione di leptoni inclusivi di alto p_t . Al leptone è richiesto di essere nella zona centrale ($|\eta| < 1$), di essere isolato e di avere un $p_t > 20$ GeV/c ($E_t > 20$ GeV nel caso di un elettrone). L'isolamento del leptone, I_{cal} , è definito in termini calorimetrici

come l'energia trasversa nelle torri incluse in un cono di apertura 0.4 (nello spazio $\eta - \phi$) centrato attorno all'asse del leptone, esclusa l'energia trasversa del cluster dell'elettrone. Il taglio che effettuiamo, valido sia per elettroni che per muoni, è

$$I_{cal}/E_t(l) < 0.1 \quad (3.1)$$

Nell'analisi dileptonica si richiede la presenza di un secondo leptone (di segno opposto) che soddisfi dei tagli di qualità meno stringenti del primo leptone (per aumentare l'accettanza di questa analisi) e che abbia anch'esso un p_t maggiore di 20 GeV/c. Gli eventi che contengono un secondo leptone dello stesso tipo (combinazioni ee e $\mu\mu$) sono rimossi come candidati Z se la massa invariante del sistema dei due leptoni è nella finestra di massa 75–100 GeV/c². I fondi per quest'analisi sono dominati da eventi di Drell–Yan per il caso ee , $\mu\mu$ e da eventi $Z \rightarrow \tau\tau$, $b\bar{b}$ e dalla misidentificazione di leptoni per il caso $e\mu$.

Per ridurre il fondo di produzione per effetto Drell–Yan di coppie di leptoni si richiede che $\cancel{E}_t > 25$ GeV (gli eventi di top hanno sicuramente due neutrini, a differenza degli eventi di Drell–Yan). Un ulteriore taglio, per eventi con $\cancel{E}_t < 50$ GeV, è effettuato sulla direzione della \cancel{E}_t che deve essere più lontana di 20° dal più vicino leptone o getto. Questo taglio è efficace per ridurre ulteriormente il fondo di Drell–Yan (dove l'energia mancante può provenire dall'aver sottostimato l'energia di un getto) e il fondo in $Z \rightarrow \tau\tau$, dove l'energia mancante nel calorimetro può provenire dai neutrini del decadimento $\tau \rightarrow l\nu\nu$ (e quindi puntare nella direzione del leptone). L'ultimo taglio di questa analisi richiede la presenza di due getti (i due getti di b) nell'evento con $E_t > 10$ GeV nella regione $|\eta| < 2.0$

In 90 pb⁻¹ di dati raccolti nel RUN 1B questa analisi trova 7 eventi candidati top. Il fondo atteso include, oltre ai contributi già citati, contributi da eventi WW e da misidentificazione di leptoni e ammonta in totale a 1.77 ± 0.40 eventi.

3.2 L'analisi in W+getti

Il primo passo di questa analisi è la selezione di un campione di W . Questa selezione viene effettuata richiedendo un leptone di alto p_t che passi gli stessi tagli dell'analisi dileptonica e poi dell'energia mancante $\cancel{E}_t > 20$ GeV (perché nell'evento è presente il neutrino del W). Per passare da questo generico campione di W a un campione di W da top, si richiede la presenza di getti nell'evento. Per questa ricerca il getto deve avere una energia trasversa di 15 GeV ed essere nell'intervallo $|\eta| < 2$. Studi di Monte Carlo mostrano che gli eventi di top hanno in media tre o quattro getti che passano questi tagli. Noi richiederemo un numero di getti maggiore o uguale a 3, $N_j \geq 3$. Il fondo agli eventi di top usando questo tipo di selezione può essere diviso in due parti. In una prima categoria abbiamo produzione di QCD di eventi a molti getti in cui per errore sia stato individuato un leptone, produzione $b\bar{b}$, produzione associata di WW , WZ e ZZ , e decadimenti della Z ($Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$) che abbiano

passato il taglio esplicito in massa invariante della Z perchè un leptone non è stato ricostruito. Nella seconda categoria metteremo tutti i processi di QCD che hanno come risultato la produzione nello stato finale di un W e di getti. Un esempio è riportato in figura 3.1. Questo tipo di fondo, che chiameremo W +multigetti, è il fondo dominante in questo tipo di analisi.

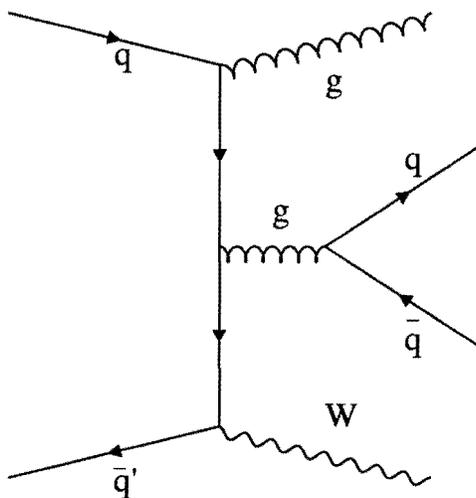


Figura 3.1: Un esempio di diagramma che contribuisce ai processi di produzione di W +multigetti.

Nonostante la richiesta di $N_j \geq 3$, il rapporto tra il segnale di top e la somma dei fondi, che abbiamo appena ricordato, è ancora insufficiente (vedi figura 3.2). Non è quindi sufficiente la selezione fatta fino ad ora per poter selezionare un campione di top.

L'ulteriore potere discriminante proviene dalla possibilità di identificare almeno uno dei due getti di b presenti nell'evento o dall'utilizzo di opportune variabili cinematiche.

3.3 Algoritmi di b -tagging

Nel corso dell'analisi che ha portato alla prima evidenza sperimentale di produzione di top, CDF ha sviluppato tre algoritmi per la ricerca di getti di b . I tre algoritmi erano pensati per completarsi e controllarsi a vicenda. La consistenza dei risultati che hanno fornito conferma un trattamento corretto delle incertezze sistematiche di tracciatura e verticizzazione.

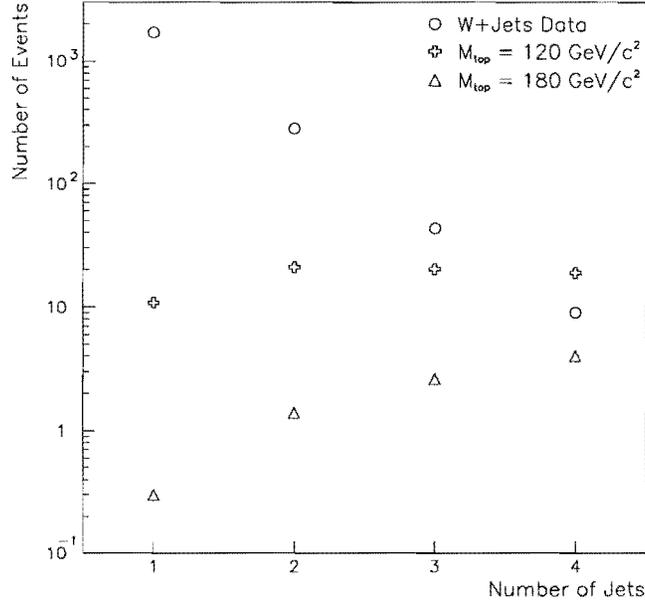


Figura 3.2: Confronto tra il numero di eventi W +getti attesi (in funzione del numero dei getti nell'evento) per dati e Monte Carlo di top, a due diverse M_{top} .

3.3.1 Gli algoritmi $D - \phi$ e JETVTX

Tutti gli algoritmi sono applicati ad un insieme di tracce SVX contenute all'interno di uno dei getti selezionati precedentemente ($E_t > 15$ GeV e $|\eta| < 2$): si richiede che la distanza delle tracce dall'asse del getto sia minore di 0.4 nello spazio $\eta - \phi$. Inoltre le tracce SVX devono passare una serie di tagli fatti per selezionare tracce di buona qualità. I tagli effettuati sono i seguenti:

- ① $|z^{pv} - z_0^{trk}| < 5$ cm,
- ② $|D^{trk}| < 0.15$ cm,
- ③ $\chi^2/f < 6$,
- ④ traccia CTC associata di buona qualità,
- ⑤ traccia non proveniente da K_s o Λ ,
- ⑥ solo combinazioni 0011 o 1100 in caso di traccia con soli 2 hit SVX,

dove D^{trk} e z_0^{trk} sono il parametro d'impatto e lo z_0 della traccia associata al muone, z^{pv} è la coordinata z del vertice primario e χ^2/f è il χ^2 per grado di libertà del fit della traccia SVX. Infine, la nomenclatura 0011, per esempio, è un codice elementare per cui ogni cifra si riferisce ad uno dei quattro strati dell'SVX

(lo strato più esterno è associato alla cifra meno significativa) ed è pari a 1 (0) se (non) c'è un hit associato ad una traccia SVX su quello strato.

Discutiamo brevemente questi tagli. Il taglio ① assicura che la traccia in esame sia effettivamente associata al vertice d'interazione primaria. Il taglio ②, sul parametro d'impatto della traccia, serve a rimuovere tracce mal ricostruite o appartenenti a conversioni di fotoni o a decadimenti di K_s e Λ . Inoltre, per ridurre il fondo proveniente dai decadimenti di quest'ultime particelle viene effettuato un taglio esplicito sulla massa invariante della combinazione della traccia in esame con quella di tutte le altre tracce nell'evento (vedi taglio ⑤). La condizione ③ fa una richiesta sul χ^2 per grado di libertà del fit della traccia SVX, il taglio ④ richiede che la traccia CTC sia stata individuata su almeno due superstrati assiali con più di 4 hit e su almeno due superstrati stereo con più di 2 hit. Infine si richiede in ⑥ che se la traccia CTC ha solo 2 hit SVX associati, questi siano disposti sulle combinazioni di strati indicate.

I due algoritmi che descriveremo sono chiamati l'*algoritmo D - phi* e l'*algoritmo di jet vertexing* (JETVTX). Un terzo algoritmo usato a CDF, detto di *jet probability* [94], non sarà qui discusso.

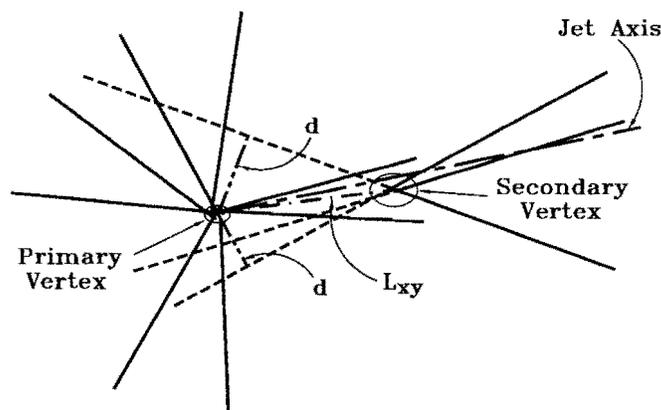


Figura 3.3: Visione schematica di un evento con un vertice secondario nel piano trasverso. Le linee continue rappresentano tracce SVX (per alcune di esse è indicato anche il parametro d'impatto, d). Il vertice secondario è il punto in cui decade la particella a vita media lunga prodotta nel vertice primario (dove ha luogo l'interazione $p\bar{p}$). La lunghezza di decadimento bidimensionale L_{xy} è definita nel testo.

L'algoritmo JETVTX [95] aggiunge alle condizioni sulle tracce già ricordate l'ulteriore richiesta che abbiano $p_t \geq 2 \text{ GeV}/c$ e $|D|/\sigma_D \geq 3$. Con queste tracce viene effettuato un fit comune tridimensionale a cercare un vertice: con una procedura iterativa si rimuovono via via le tracce che contribuiscano al χ^2 del fit più di 50 unità. Se dopo questa selezione rimangono almeno due tracce, la procedura

può continuare e viene determinata la distanza nel piano trasverso tra il vertice appena determinato e quello primario d'interazione. La distanza è poi proiettata lungo la direzione dell'asse del getto che contiene il vertice secondario: chiameremo L_{xy} la distanza risultante. La L_{xy} così definita è collegata alla lunghezza (efficace) di decadimento propria dalla relazione:

$$c\tau_{eff} = L_{xy} \frac{M}{p_t F} \quad (3.2)$$

dove M e p_t sono rispettivamente la massa invariante e l'impulso totale trasverso del vertice secondario e F è un fattore di correzione (determinato coll'ausilio del MC) che tiene conto dei prodotti del decadimento dell'adrone b che non sono stati associati al vertice.

Alla distanza L_{xy} così definita viene anche associato il segno risultante dal prodotto scalare tra il vettore L_{xy} (dal primario al secondario) e il vettore somma degli impulsi delle tracce che formano il vertice (vedi figura 3.3). L'ultimo taglio di questo tipo di analisi, affinché si possa definire questo getto come un getto di b , è che si abbia $|L_{xy}|/\sigma_{L_{xy}} \geq 3$ e $L_{xy} > 0$. L'ultima richiesta, sul segno della L_{xy} , deriva da studi su dati e Monte Carlo che hanno mostrato che i decadimenti di veri sapori pesanti hanno L_{xy} positive in misura predominante, mentre i vertici dovuti ad errori del tracciamento o dell'algoritmo stesso hanno una distribuzione simmetrica attorno a $L_{xy} = 0$. I tag con L_{xy} minore di zero sono, tuttavia, molto importanti perchè è grazie a loro che si stima una parte del fondo agli eventi di top in questo tipo di analisi. In figura 3.4 mostriamo la distribuzione del $c\tau_{eff}$ per i tag in un campione di getti generici (di sapore qualsiasi) presi con un trigger che richiede la presenza nell'evento di almeno un getto con $E_t > 50$ GeV. La distribuzione dei dati è ben riprodotta da una combinazione di decadimenti di quark b e c (determinati con un MC) e tag falsi dovuti a tracce mal misurate (determinati con un MC e con una funzione di risoluzione dedotta dai dati). Il fit indica che a $L_{xy} > 0$ i tag sono dovuti in maniera predominante a veri decadimenti di sapori pesanti (circa 75 % b e c quark e 25 % falsi tag) e che a $L_{xy} < 0$ la situazione si inverte (circa 65 % falsi tag e 35 % veri decadimenti).

L'algoritmo $D - \phi$ [96] sfrutta invece le correlazioni esistenti tra il il parametro d'impatto D e l'angolo ϕ di tracce che provengono da uno stesso vertice.

La prima operazione di questo algoritmo è quella di effettuare una trasformazione dallo spazio $R - \phi$ (piano trasverso ai fasci) a quello $D - \phi$. In questo spazio ad ogni traccia è associato un punto che ha per coordinate il parametro d'impatto D e l'angolo azimutale ϕ della traccia (ora e nel seguito per semplicità di notazione chiameremo ϕ quello che prima era indicato con ϕ_0). La maggior parte delle tracce in un evento proviene dal vertice primario d'interazione. Questo significa che hanno un parametro d'impatto consistente con $D \approx 0$ e quindi si allineeranno lungo l'asse $D = 0$ nello spazio $D - \phi$. La deviazione quadratica media non nulla di questi punti dall'asse delle ϕ è proporzionale alla risoluzione sulla

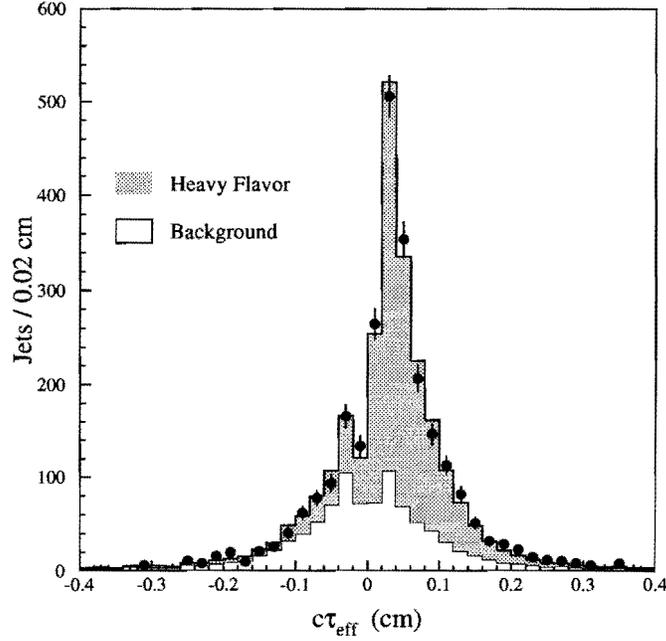


Figura 3.4: Distribuzione di $c\tau_{eff}$ (definito nel testo) per vertici secondari in un campione di getti generici. La distribuzione è ben riprodotta da una combinazione di veri decadimenti di sapori pesanti (istogramma ombreggiato) e fondo di falsi tag.

misura del parametro d'impatto (convoluta con l'errore sulla determinazione della posizione nel piano trasverso del vertice primario). Vogliamo vedere ora cosa succede alle tracce che provengano da uno stesso vertice secondario d'interazione, che abbia coordinate (R_B, ϕ_B) nel piano trasverso. L'equazione della traccia nel piano trasverso $\phi(R, \vec{x})$ calcolata in questo punto si può riscrivere come:

$$-R_B \sin(\phi - \phi_B) = \left(\frac{CR_B + (1 + CD)D/R_B}{1 + 2CD} \right) \quad (3.3)$$

Poichè stiamo considerando un punto (R_B, ϕ_B) molto vicino al punto d'interazione, sono verificate le seguenti condizioni: $|CD| \ll 1$ e $|C|R_B^2 \ll |D|$. L'equazione precedente si semplifica allora nella seguente maniera:

$$D = -R_B \sin(\phi - \phi_B) \quad (3.4)$$

L'equazione 3.4 sarà soddisfatta da tutte le tracce (particelle figlie) passanti per il vertice secondario. Poichè ci aspettiamo che le particelle figlie siano emesse vicino alla direzione di volo della particella madre, avremo $\phi \approx \phi_B$ e possiamo riscrivere l'equazione precedente come:

$$D = -R_B(\phi - \phi_B) \quad (3.5)$$

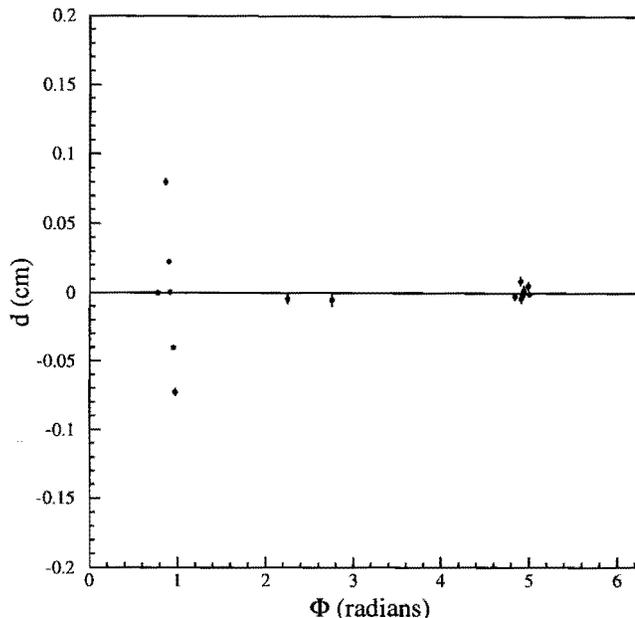


Figura 3.5: Rappresentazione nel piano $d - \phi$ delle tracce di un evento con un candidato b . L'algoritmo identifica le tracce a $\phi \approx 1$ come provenienti dal decadimento di un sapore pesante.

Questo mostra come tutte i prodotti di decadimento del B si dispongano su una retta di coefficiente angolare $-R_B$ e intercetta (sull'asse delle ϕ) ϕ_B nel piano $D - \phi$.

La condizione 3.5 è una chiara segnatura topologica che può essere ricercata da un opportuno algoritmo. L'algoritmo utilizza tracce che oltre a passare i tagli di qualità enunciati precedentemente abbiano un $p_t \geq 400$ MeV/c e $|D|/\sigma_D \geq 2.5$ e richiede che almeno tre tracce si dispongano lungo la retta. Un esempio è mostrato in fig. 3.5

3.3.2 L'algoritmo SECVTX

I due algoritmi di b -tagging discussi nella sezione precedente si completano naturalmente l'un l'altro. L'algoritmo $D - \phi$ grazie alla sua robusta segnatura topologica (inclusa la richiesta di tre tracce) può utilizzare tracce con un impulso trasverso basso fino al minimo consentito affinché la traccia sia ricostruibile nella CTC (circa 400 MeV), mantenendo un fondo molto basso [97] [98]. L'altro algoritmo, JETVTX, ha un'efficienza maggiore, dovuta essenzialmente alla possibilità di utilizzare solo due tracce per definire un tag. Ma la richiesta che solo due tracce siano sufficienti a fare un vertice nel piano trasverso non è una richiesta topologica altrettanto forte. E questo algoritmo, per non essere sopraffatto dal

fondo, deve allora essere sicuro della qualità delle tracce SVX ed è costretto a spostare in alto la soglia di p_t fino a 2 GeV/c.

L'algoritmo SECVTX, sviluppato per il RUN 1B e ora utilizzato per tutte le analisi di questo tipo, cerca di riunire i vantaggi di entrambi i metodi [99].

L'algoritmo procede attraverso due fasi successive. In una prima fase l'algoritmo si comporta in maniera simile all'algoritmo $D - \phi$ e cerca un vertice di tre tracce di basso impulso trasverso. La correlazione in $D - \phi$ è stata abbandonata perchè poco intuitiva e gestibile con difficoltà quando si vogliono studiare in maniera dettagliata le sistematiche dell'algoritmo. La particolare segnatura (*pattern*) fornita dall'algoritmo $D - \phi$ è infatti più adatta ad essere gestita da un processore hardware (di tipo neurale) per essere utilizzata a livello di trigger (che è uno degli scopi principali per il quale questo algoritmo è stato sviluppato [100]). L'algoritmo SECVTX in questa prima fase aggiunge alle tracce già selezionate la richiesta che abbiano $|D|/\sigma_D > 2.5$ ed aggiunge un taglio in p_t come segue:

N_{hit}	N_{buoni}	p_t (GeV/c)
2	≥ 2	> 1.5
3	≥ 1	> 0.5
4	≥ 1	> 0.5

Le tracce vengono poi ordinate per numero di cluster buoni, p_t e $|D|/\sigma_D$. Per cluster buoni, si intendono cluster che non abbiano strip in comune con altri cluster, che non contengano strisce precedentemente classificate come morte o troppo rumorose e che siano costituiti da tre o meno strisce. Partendo dalle tracce migliori, l'algoritmo cerca di fare un vertice con due tracce di cui una almeno con $p_t > 2$ GeV/c (vertice *seme*). Se questo vertice viene trovato, l'algoritmo cerca di aggiungere almeno una terza traccia al vertice. In caso di successo, viene calcolata la L_{xy} del vertice secondario e se si verificano le condizioni:

$$|L_{xy}|/\sigma_{L_{xy}} > 3.0 \quad (3.6)$$

$$|L_{xy}| < 2.5 \text{ cm} \quad (3.7)$$

$$L_{xy} > 0 \quad (3.8)$$

un tag è stato trovato. Nel caso che questa prima parte dell'algoritmo si concluda negativamente, l'algoritmo rende più stringenti i tagli di qualità sulle tracce e cerca un vertice che abbia anche solo due tracce. L'algoritmo richiede ora che le tracce abbiano 3 o più hit nell'SVX, che abbiano $p_t > 1$ GeV/c, $|D|/\sigma_D > 3$ e che almeno una delle tracce nel vertice abbia $p_t > 2$ GeV/c. Inoltre tracce a 3 (4) hit nell'SVX devono avere almeno 2 (1) buoni hit. Se un vertice viene trovato e soddisfa le condizioni 3.6, 3.7 e 3.8, anche in questo caso un tag è stato trovato.

3.4 Analisi cinematiche

Un'alternativa alla ricerca di getti di b per ridurre il fondo in eventi W più getti è quella di cercare variabili cinematiche che possano discriminare tra fondo e segnale [60] [64] [65]. L'approccio più generale a questo problema consisterebbe nell'utilizzare tecniche di analisi multidimensionale come i discriminanti lineari di Fisher o un circuito neurale per individuare i tagli che ottimizzino opportuni indicatori come il rapporto segnale/rumore e l'efficienza [101]. Purtroppo l'utilizzo di tali approcci rende l'analisi estremamente dipendente dal Monte Carlo utilizzato e assai complesso lo studio degli effetti sistematici. Si è quindi cercato di individuare ed utilizzare delle variabili cinematiche più semplici che, come vedremo, hanno consentito di selezionare dei campioni di top con un buon rapporto segnale/rumore.

La differenza tra questo tipo di approccio e quello descritto precedentemente è che per definire un campione di eventi $t\bar{t}$ non si usa *a priori* la richiesta di un b tag. Questo approccio è chiaramente complementare a quello che richiede un b tag e risulta affetto da differenti sistematiche. Tra i vantaggi delle tecniche cinematiche sottolineiamo l'accettanza, che è generalmente maggiore, e la sensibilità a decadimenti del top differenti da $t \rightarrow Wb$.

3.4.1 Produzione di eventi di segnale e di fondo

Una delle possibili controindicazioni connesse all'uso di metodi cinematici è che possono avere una dipendenza molto forte dal Monte Carlo. Il potere discriminante dei metodi cinematici si basa infatti sullo studio della forma di variabili cinematiche su campioni Monte Carlo di top e fondo. È fondamentale che il Monte Carlo modelli correttamente queste variabili.

Per quello che riguarda la produzione di top noi useremo due MC comunemente usati in fisica delle alte energie, HERWIG [102] [103] (versione 5.6) e PYTHIA [104] (versione 5.7). Un programma come questi contiene gli elementi di matrice dei processi più comuni (come per esempio la produzione di top) in fisica delle particelle elementari. Una volta che il processo in esame è stato prodotto viene aggiunta della radiazione (di gluoni) nello stato iniziale e finale e, successivamente, quark e gluoni vengono opportunamente frammentati. Alla fine della sciamata adronica, i quark risultanti vengono adronizzati e gli adroni se instabili vengono fatti decadere secondo opportune tabelle di decadimento ottimizzate su risultati sperimentali. In particolare, CDF adopera in gran parte le tabelle di decadimento utilizzate nel MC dell'esperimento CLEO [105]. L'ultima operazione è quella di aggiungere il contributo dell'urto soffice tra gli altri partoni dei due fasci.

Una differenza tra questi due MC è nel processo di frammentazione che si traduce in un diverso spettro energetico ed angolare dei gluoni e quark nello sciamate. La frammentazione di PYTHIA utilizza il modello a stringa di Lund [106] per i quark leggeri e il modello di Peterson [107] per i quark pesanti. Il MC

HERWIG invece fa evolvere i partoni (inclusi i gluoni emessi nello stato finale e in quello iniziale) tramite degli algoritmi in cui le probabilità di emissione sono calcolate in base alle funzioni di Altarelli-Parisi [108]. Vi sono anche differenze nella maniera in cui viene modellato l'evento sottostante (*underlying event*), cioè l'urto soffice tra i partoni spettatori.

Più problematica è la generazione di eventi di W +getti. A questo scopo viene usato un Monte Carlo, chiamato VECBOS [109], che produce a livello albero (LO) $W + n$ partoni (con $n \leq 4$), nel limite di massa nulla [110]. Questo significa che è idoneo a creare un W più getti di quark leggeri. L'approssimazione di massa nulla causa dei problemi di divergenza nei calcoli che impongono dei tagli cinematici nello spazio delle fasi iniziale dei partoni. Il MC VECBOS produce solo partoni. È poi necessario interfacciare (il programma che realizza questa operazione è chiamato HERPRT) questo programma ad un Montecarlo che completi il processo e produca getti (le osservabili dell'evento). Nel nostro caso è stato scelto HERWIG. Il programma HERPRT assegna ai partoni una determinata configurazione di sapore e colore e poi l'evoluzione e l'adronizzazione successiva prosegue secondo gli algoritmi di HERWIG. Due scelte sono generalmente utilizzate per stabilire la scala delle interazioni forti, α_s , negli eventi di produzione associata di un W e getti. Una possibilità è quella di porre $Q^2 = \langle p_t \rangle^2$ dove p_t è il valor medio degli impulsi trasversi dei partoni uscenti e l'altra è quella di porre $Q^2 = M_W^2$. Se non specificato altrimenti, quest'ultima sarà la nostra scelta. In fig. 3.6 mostriamo, a titolo di esempio, le distribuzioni per le E_t del primo e secondo getto più energetico in eventi W più 2 getti generati con VECBOS e le paragoniamo con un campione di dati. L'accordo tra dati e MC è molto buono.

A volte la produzione di un W e getti di quark leggeri non è sufficiente. Per il calcolo dei fondi nell'analisi del top, è necessario studiare i processi di produzione di $Wb\bar{b}$ e $Wc\bar{c}$. A CDF sono state seguite due strade. In un primo approccio è stato effettuato un calcolo esatto degli elementi di matrice dei processi in esame a livello partonico [111]. Utilizzando poi lo stesso metodo usato nel caso della produzione di W +getti, i partoni sono stati fatti evolvere utilizzando il programma HERWIG. Un'altra possibilità che è stata studiata [112] è quella di produrre $Wb\bar{b}$ + getti nel limite di massa nulla utilizzando VECBOS e lasciare che sia HERPRT ad assegnare la giusta massa ai due b . L'adronizzazione poi continua secondo gli schemi di HERWIG. Questo metodo ha dei grossi vantaggi in termini di tempo di computazione (uno dei più grossi problemi in questo tipo di studi). Uno svantaggio deriva dal fatto che i tagli cinematici fatti da VECBOS potrebbero alterare la distribuzione dei getti di b . È stato verificato però che nel caso di getti selezionati con i tagli utilizzati nell'analisi del top, le distribuzioni cinematiche ottenibili con i due metodi che abbiamo descritto sono molto simili.

La risposta del rivelatore alle particelle prodotte nello stato finale è poi simulata da opportuni programmi. Una volta ottenuti tutti i segnali nella varie camere e nei vari rivelatori, tracce, leptoni e getti sono ricostruiti usando esattamente gli stessi algoritmi utilizzati per la ricostruzione dei dati.

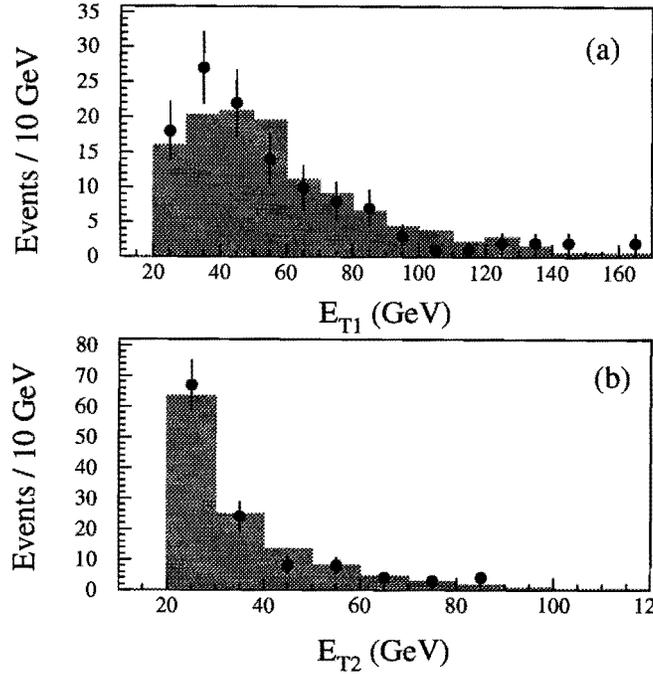


Figura 3.6: Distribuzione delle E_t del primo (a) e secondo (b) getto più energetico in eventi $W + 2$ getti per VECBOS (istogramma) e dati (punti).

3.4.2 La variabile \mathcal{H}

Una delle variabile utilizzate a CDF è quella che viene indicata con \mathcal{H} e definita come la somma scalare della E_t del leptone, della \cancel{E}_t e delle E_t dei getti dell'evento [65]. Questa variabile ha una forte correlazione con l'energia nel centro di massa ($\sqrt{\hat{s}}$) dell'urto duro partone-antipartone e con la massa trasversa del sistema $t\bar{t}$. Il suo potere discriminante nasce dal fatto che i prodotti del decadimento del top hanno un impulso trasverso totale più elevato di quello risultante dalla radiazione di gluoni in processi W più getti (come quello di figura 3.1). L'analisi effettuata a CDF non utilizza la variabile \mathcal{H} per effettuare un taglio sul suo valore ma utilizza la forma che essa ha su segnale e fondo come fattore discriminante (vedi figura 3.7). In questa analisi gli eventi sono selezionati con le stesse richieste sul leptone primario e sulla \cancel{E}_t illustrate nella sezione 3.1 e richiedendo inoltre la presenza di almeno tre getti con $E_t > 15$ GeV (in $|\eta| < 2$) e di un quarto getto con $E_t > 8$ GeV (in $|\eta| < 2.4$)

La distribuzione di \mathcal{H} sui dati è mostrata in fig. 3.8. Come si può vedere la distribuzione sul campione così selezionato è incompatibile con quella prevista da VECBOS per il fondo. È anche mostrato un campione di dati selezionato richiedendo almeno 4 getti con $E_t > 8$ GeV (in $|\eta| < 2.4$), che è arricchito di fondo per bassi valori di \mathcal{H} (minori di 200 GeV), e può essere usato per verificare le

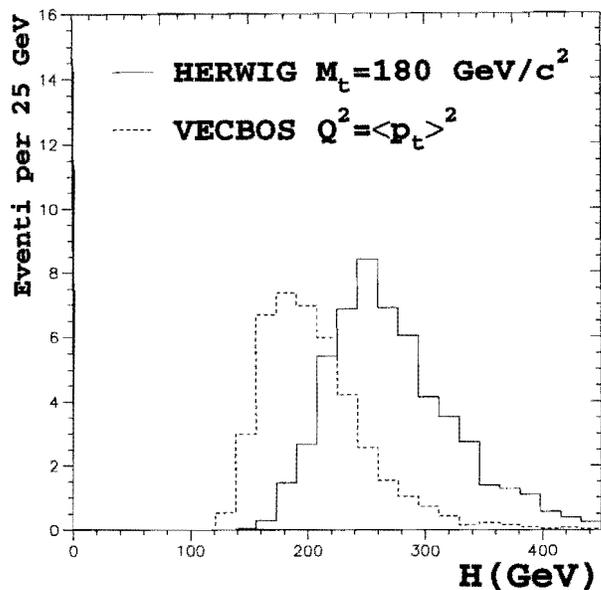


Figura 3.7: Forma della variabile \mathcal{H} su un campione di top (linea continua) e su un campione di fondo (linea tratteggiata).

previsioni di VECBOS.

3.5 L'analisi ES

Un altro tipo di analisi (*Struttura dell'Evento* [113] o ES nel seguito) sviluppato a CDF effettua dei tagli basati sulla direzione e sulla grandezza degli impulsi trasversi dei getti.

3.5.1 Scelta dei tagli cinematici

Il primo passo di questa analisi è la selezione di un campione di W con 3 o più getti con i seguenti tagli:

- ① Identificazione del leptone primario come in 3.1,
- ② $\cancel{E}_t > 25 \text{ GeV}$
- ③ $M_t(l\nu) > 40 \text{ GeV}/c^2$
- ④ $E_t^{jet} > 20 \text{ GeV}$
- ⑤ $|\eta(jet)| < 2$

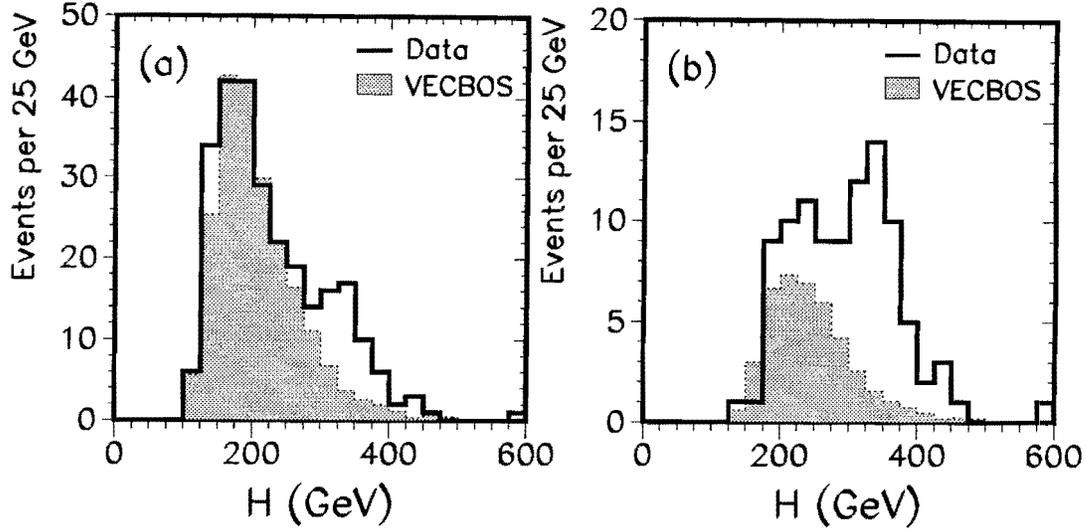


Figura 3.8: Distribuzioni di \mathcal{H} su un campione arricchito di top (destra) e di fondo (sinistra). L'istogramma tratteggiato è la distribuzione di fondo nella percentuale attesa nei due campioni.

$$\textcircled{6} \quad \Delta R(\text{jet} - \text{jet}) > 0.7$$

Prima di effettuare questi tagli, le energie dei getti sono corrette per le perdite di energia fuori dal cono e per l'energia dell'evento sottostante; la \cancel{E}_t è calcolata utilizzando le energie dei getti corrette per la perdita di energia fuori dal cono (queste correzioni sono state discusse nella sezione 2.3.3). Descriviamo brevemente il significato di questi tagli. I tagli ① e ② sono effettuati per individuare il leptone e il neutrino provenienti dal decadimento del W . Il taglio ③ richiede che la massa trasversa del sistema leptone-neutrino sia più compatibile con quella attesa per eventi di W (un largo picco jacobiano a circa $80 \text{ GeV}/c^2$) che col fondo, che invece popola prevalentemente la regione a M_t più bassi. La massa trasversa è definita in maniera standard come

$$M_t = \sqrt{2E_t \cancel{E}_t (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (3.9)$$

dove ϕ è l'angolo azimuthale tra il leptone e la \cancel{E}_t . Richiederemo poi la presenza di almeno tre getti centrali (taglio ⑤) e di $E_t > 20 \text{ GeV}$. Si richiede infine (taglio ⑥) che i tre getti più energetici siano ben separati tra di loro (ΔR è la distanza nello spazio $\eta - \phi$): questa richiesta è fatta anche per favorire il confronto tra i dati e il MC VECBOS che genera partoni nello stato finale con un simile taglio (per evitare problemi di divergenze).

Da un confronto tra MC di top e di fondo di W +jets si nota che la E_t dei primi tre getti dell'evento è un buon discriminante tra segnale e fondo. Questo potere

discriminante è già presente quando si confronta il jet più energetico nell'evento (vedi fig. 3.11) per i due casi ed è molto maggiore per il secondo jet (vedi fig. 3.5.2) ed il terzo getto nell'evento (vedi fig. 3.5.2).

Sono state provate varie combinazioni delle E_t del secondo e terzo getto dell'evento, guidati dalla necessità di aumentare il rapporto S/N e di utilizzare una combinazione abbastanza semplice. Una possibilità è realizzata da una funzione detta *absolute likelihood*, L_{abs} , così definita:

$$L_{\text{abs}} = \left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE_{t2}} \right) \times \left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE_{t3}} \right) \quad (3.10)$$

cioè come il prodotto delle distribuzioni differenziali delle energie trasverse dei due getti, ognuna normalizzata ad area unitaria. Poichè le E_t dei due getti sono correlate la L_{abs} non è una vera e propria likelihood. Questa funzione può essere definita per ogni processo per il quale disponiamo di un modello. In particolare noi lo facciamo per eventi di QCD ($L_{\text{abs}}^{\text{QCD}}$) e top ($L_{\text{abs}}^{\text{top}}$). Si definisce poi una *relative likelihood*, L_{rel} , del top relativamente alla QCD come il rapporto:

$$L_{\text{rel}} = \frac{L_{\text{abs}}^{\text{top}}}{L_{\text{abs}}^{\text{QCD}}} \quad (3.11)$$

Questa grandezza permette di paragonare facilmente un qualsiasi evento all'aspettativa di top e QCD e discriminare facilmente tra eventi che sembrano più top ed eventi che sembrano più QCD.

Noi effettueremo un taglio su questa variabile e richiederemo che gli eventi del nostro campione di top abbiano $L_{\text{rel}} > 1$ (o anche $\ln(L_{\text{rel}}) > 0$).

Un'altra variabile che è usata in questa analisi sfrutta la proprietà che i getti prodotti nel decadimento di un sistema pesante come il sistema $t\bar{t}$ sono emessi più centralmente dei getti prodotti in processi di QCD, che invece tendono ad essere emessi in direzione della linea dei fasci. Se θ^* è l'angolo tra il getto e la direzione del fascio di protoni nel sistema di riposo dell'evento, una variabile che si è rivelata utile è $\cos \theta^*$. Nella nostra analisi quando applicheremo questo taglio, richiederemo che il $\cos \theta^*$ dei tre jet più energetici di questo evento sia minore di 0.7:

$$|\cos \theta_{1,2,3}^*| < 0.7 \quad (3.12)$$

In figura 3.9 e 3.10 confrontiamo l'effetto dei tagli che abbiamo appena descritto su un campione di MC di top (PYTHIA, $M_{\text{top}} = 170 \text{ GeV}/c^2$) e su uno di VECBOS ($Q^2 = M_W^2$).

3.5.2 Il campione di dati

L'analisi ES utilizza entrambi i tagli appena descritti per definire il suo campione di top. Poichè per la nostra misura di $|V_{tb}|$, avere una grossa statistica è particolarmente importante (purchè resti ragionevole la quantità di fondo), il nostro

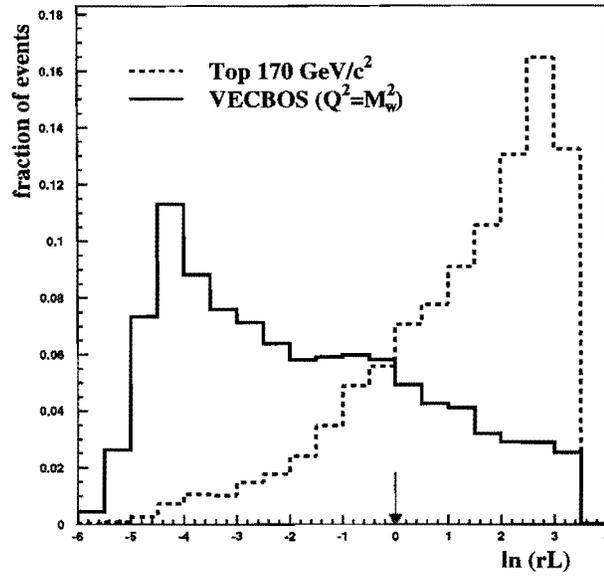


Figura 3.9: Forma della variabile $\ln L_{rel}$ su MC di top (linea tratteggiata) e fondo (linea continua). La freccia indica dove viene applicato il nostro taglio.

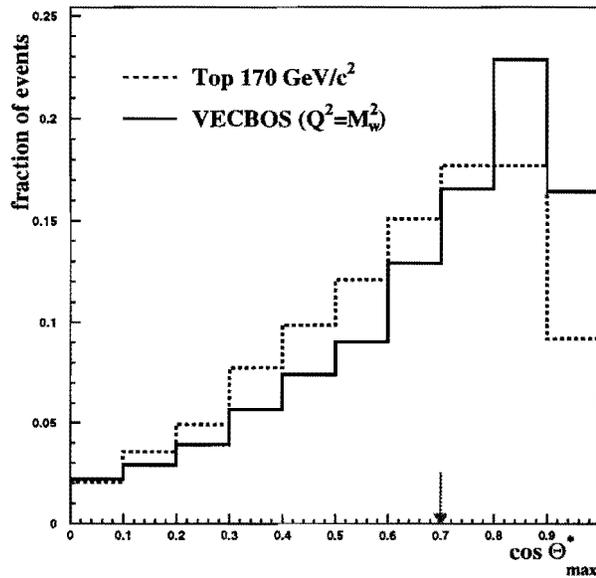


Figura 3.10: Forma della variabile $\cos \theta^*$ su MC di top (linea tratteggiata) e fondo (linea continua). La freccia indica dove viene applicato il nostro taglio.

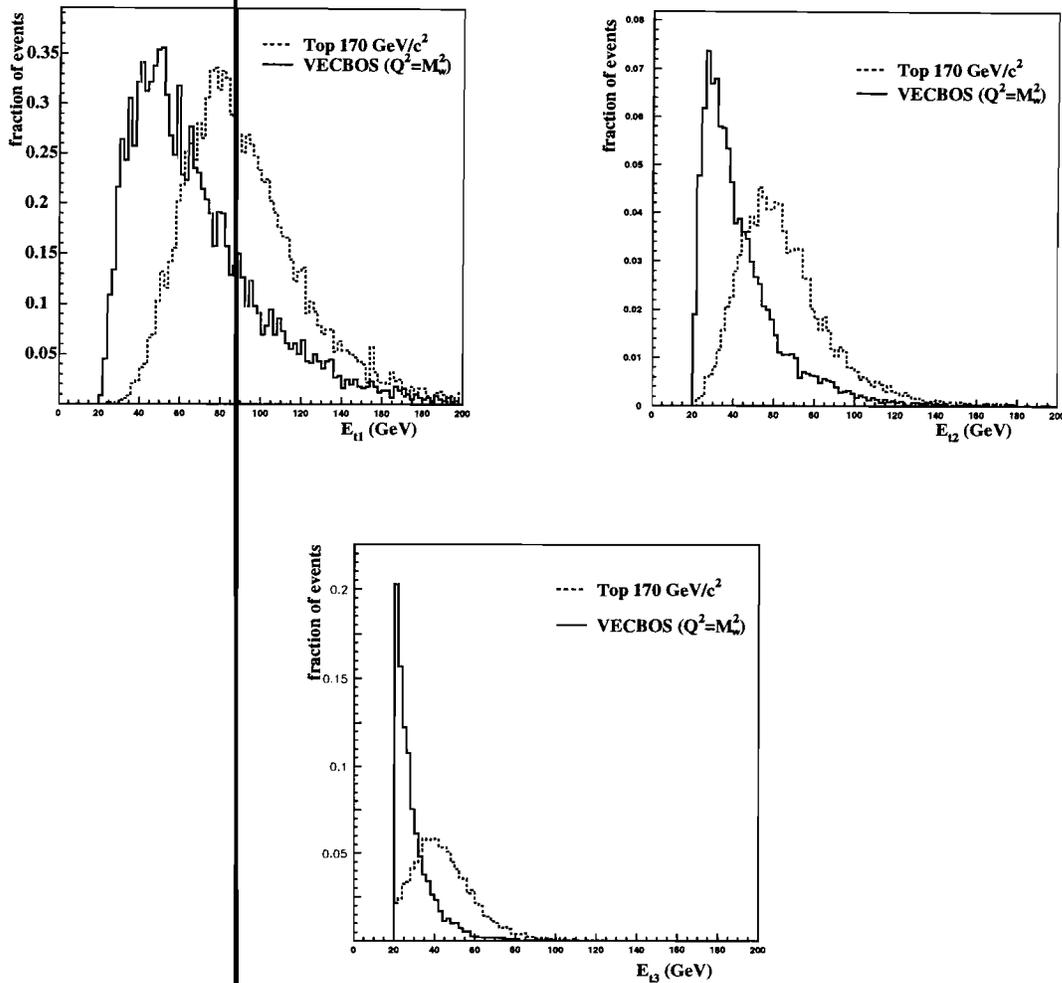


Figura 3.11: Confronto tra VECBOS (linea continua) e top MC (linea tratteggiata) per la E_i del primo (in alto a sinistra), secondo (in alto a destra) e terzo (in basso) getto più energetico dell'evento.

campione primario di top sarà ottenuto utilizzando solo il taglio in L_{rel} (campione I, nel seguito). Questo risultato sarà controllato su un campione più puro, ma di statistica molto limitata, ottenuto applicando anche il taglio in $\cos \theta^*$ (campione II).

Il primo passo di questa analisi è la selezione di un campione di W con tre o più getti con i tagli ① a ⑥, illustrati nella sezione precedente. Utilizzando un campione di dati del RUN 1B (circa 90 pb^{-1}), alla fine selezioniamo un campione di 214 eventi. Di questi, 98 eventi hanno come leptone primario un elettrone e 116 un muone. La distribuzione in L_{rel} di questi eventi è mostrata in figura 3.12. In questa figura abbiamo anche evidenziato gli eventi contenenti un getto di b , individuati dall'algoritmo SECVTX. La maggior parte dei tag si addensa a

$\ln(L_{\text{rel}}) > 0$, in quello che abbiamo chiamato campione I, come atteso per gli eventi di top. L'analogia distribuzione dopo aver applicato il taglio in $\cos\theta^*$ mostra che gli eventi con tag si addensano nella regione che abbiamo chiamato campione II (figura 3.13).

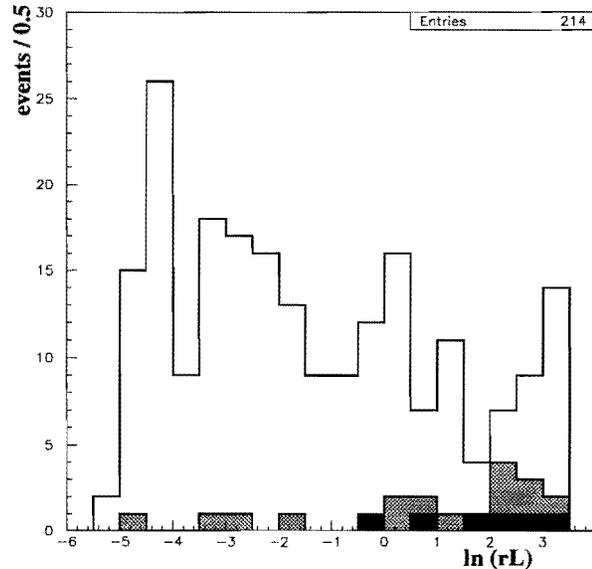


Figura 3.12: Distribuzione in L_{rel} del nostro campione di $W+$ tre o più getti. Sono indicati anche gli eventi con uno (ombreggiatura chiara) e con due (ombreggiatura scura) tag di SECVTX .

Per comodità riportiamo il numero di eventi nel campione I e II nella tabella 3.1. Sono anche riportati il numero di eventi con uno o due tag di SECVTX .

	0	1	2	totale
I	53	10	5	68
II	17	3	4	24

Tabella 3.1: Numero di eventi (e tag) nei campioni I e II.

Una stima della percentuale di eventi di top e fondo nei due campioni sarà fatta in seguito.

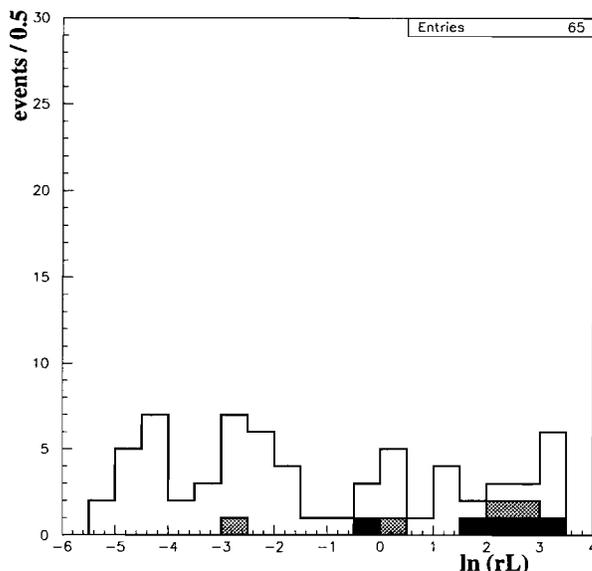


Figura 3.13: Distribuzione in L_{rel} del campione di $W+$ tre o più getti dopo aver applicato il taglio in $\cos \theta^*$. Sono indicati anche gli eventi con uno (ombreggiatura chiara) e con due (ombreggiatura scura) tag di SECVTX.

3.6 Determinazione del fondo per l'analisi ES

In questa sezione calcoleremo il fondo nei campioni I e II prima e dopo il tagging di SECVTX. Le tecniche illustrate impiegano una combinazione di simulazione e, dove possibile, dati stessi per limitare le incertezze teoriche associate all'uso dei MC.

3.6.1 Fondo prima del tagging

In questa sezione vogliamo dare una stima del fondo prima del tagging nei campioni I e II. Il contributo dominante è rappresentato da tutti i processi di QCD che producono un W e getti nello stato finale. Come abbiamo già avuto modo di ricordare, questo fondo può essere stimato tramite il MC VECBOS. Gli altri contributi al fondo sono tutti meno rilevanti. Una parte di essi, che chiameremo fondo non- W , include tutti i processi in cui per errore sia stato individuato un candidato W : in questa categoria rientrano i processi di QCD nei quali sia stato ricostruito un leptone che passa i nostri tagli di selezione e la produzione diretta di $b\bar{b}$ nel quale il leptone proveniente dal decadimento semileptonico di uno dei due b sia abbastanza isolato da essere scambiato per un leptone da W . Altri processi di fondo includono invece un vero W , come per la produzione di WW e

WZ , o eventi come ZZ e decadimenti della Z del tipo $Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$, nei quali uno dei due leptoni venga scambiato per il leptone da W e l'altro non sia stato ricostruito.

Usando una combinazione di dati e MC è possibile dare una stima di tutti questi contributi e calcolare quindi il fondo totale. Noi useremo questo procedimento per calcolare il fondo dopo il tagging di SECVTX. Per calcolare il fondo prima del tagging, invece, useremo una tecnica differente. Questa tecnica si basa sull'ipotesi—verificata con il MC—che tutti i fondi che abbiamo elencato si distribuiscano approssimativamente in L_{rel} , come il fondo dominante in W +getti di QCD.

Per prima cosa assumeremo che tutti gli eventi a $\ln(L_{rel}) < 0$ siano fondo: in questa maniera possiamo automaticamente normalizzare il MC ai nostri dati, senza essere costretti ad usare la normalizzazione assoluta che è affetta da grosse incertezze teoriche e poi dedurremo il fondo nei nostri campioni, utilizzando le percentuali previste da VECBOS per gli eventi a $\ln(L_{rel}) < 0$ e $\ln(L_{rel}) > 0$:

$$b_b = \frac{1 - f_1}{f_1} \cdot N_{neg} \quad (3.13)$$

dove f_1 è la frazione di tutti gli eventi a $\ln(L_{rel}) < 0$, misurata sul MC VECBOS e N_{neg} è il numero di eventi (dati) a $\ln(L_{rel}) < 0$. La frazione f_1 è pari a:

$$f_1 = 0.77 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst}) \quad \text{campione I} \quad (3.14)$$

$$f_1 = 0.80 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}) \quad \text{campione II} \quad (3.15)$$

L'errore statistico che abbiamo riportato tiene conto della statistica finita del nostro Monte Carlo. L'errore sistematico è ottenuto variando due dei parametri del MC a cui più è sensibile la distribuzione in L_{rel} . Uno di essi è la scala delle interazioni forti Q^2 . Questa dipendenza nasce dal fatto che il MC VECBOS contiene solo diagrammi a livello albero. Abbiamo quindi verificato l'effetto di una variazione del Q^2 da M_W^2 a $\langle p_t \rangle^2$ (vedi sezione 3.4.1) sulla quantità f_1 : la variazione risultante è riportata come errore su f_1 . Inoltre, poichè la variabile L_{rel} è definita in funzione delle E_t dei getti dell'evento, ci aspettiamo che la sua forma dipenda dalla precisione con la quale siamo riusciti a ricostruire l'energia dei partoni originari. Nella sezione 2.3.3 abbiamo detto che, dopo aver corretto le energie dei getti per l'energia persa nella clusterizzazione e per quella che proviene dall'evento sottostante, l'incertezza media sull'energia risultante è al massimo un 10 %. Calcoleremo la massima variazione su f_1 che si ottiene cambiando di ± 10 % l'energia dei getti e la sommeremo (in quadratura) all'errore sistematico che si ottiene variando il Q^2 , per ottenere l'errore totale su f_1 .

Dalla tabella 3.1 e dalle figure 3.12 e 3.13 si deduce che vi sono rispettivamente 150 e 43 eventi a $\ln(L_{rel}) < 0$ nei campioni I e II. Il fondo risulta allora:

$$b_b = 44.8 \pm 8.1 \quad \text{campione I} \quad (3.16)$$

$$b_b = 10.8 \pm 4.2 \quad \text{campione II} \quad (3.17)$$

Il fondo così calcolato è una sovrastima del vero fondo nel campione perchè abbiamo fatto l'ipotesi (pessimistica) che tutti gli eventi a $\ln(L_{\text{rel}}) < 0$ siano eventi di fondo. Gli eventi a $\ln(L_{\text{rel}}) < 0$ contengono, invece, una percentuale—seppur piccola—di eventi di top. Tale contributo può essere sottratto facilmente se si ha una stima del contenuto di top nel campione. Noi effettueremo questa correzione nel capitolo 5 quando useremo il fondo appena calcolato nella nostra analisi.

3.6.2 Fondo dopo il tagging: introduzione e fondo non- W

Il fondo agli eventi del campione di $W +$ getti che hanno un tag di SECVTX (fondo *dopo il tagging*) è costituito da varie sorgenti. Queste includono la produzione di W in associazione a coppie di quark pesanti ($Wc\bar{c}$ e $Wb\bar{b}$), tracce malmisurate che producono falsi tag, la produzione di W in associazione ad un singolo quark c , eventi non- W (inclusa la produzione diretta $b\bar{b}$) e la produzione di WW , WZ e $Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$. Il contributo dominante proviene dalle prime due sorgenti: la produzione di $Wb\bar{b}$ e $Wc\bar{c}$ e gli effetti degli errori nella ricostruzione delle tracce che causano falsi tag. Per questi due fondi sono possibili due diverse stime, che illustreremo nei dettagli tra breve: in un primo approccio (metodo 1) si dà una stima combinata dei due fondi usando i dati stessi mentre nel secondo modo (metodo 2) le due stime vengono fatte separatamente usando una combinazione di MC e dati. La stima dei fondi rimanenti è analoga per entrambi i metodi [114] [115] e sarà discussa adesso.

Il fondo $p\bar{p} \rightarrow Wc$ deriva da processi di eccitazione di sapore del tipo $sg \rightarrow Wc$ e $dg \rightarrow Wc$ ed è stato stimato tramite MC realizzati con tecniche simili a quelle per produrre eventi $Wc\bar{c}$ (vedi sezione 3.4.1). Il MC HERWIG, opportunamente modificato per includere gli elementi di matrice del processo in esame, è utilizzato per determinare F_c , frazione di eventi di W con tre o più getti dovuti a processi Wc , prima del tagging: $F_c = (8.5 \pm 2.5)\%$ sia per il campione I che per il II.

Lo stesso MC viene utilizzato per determinare l'efficienza di tagging di SECVTX su questo tipo di eventi:

$$\epsilon_I = (6.7 \pm 2.2)\% \quad \text{campione I} \quad (3.18)$$

$$\epsilon_{II} = (9.5 \pm 3.7)\% \quad \text{campione II} \quad (3.19)$$

già corretti per un fattore di scala dati/MC che discuteremo nel prossimo capitolo. Assumendo conservativamente che tutti gli eventi del nostro campione siano fondo ($N_I = 68$ per il campione I e $N_{II} = 24$ per il campione II) si ottiene:

$$N_{Wc}^I = N_I \times F_c \times \epsilon_I = 0.39 \pm 0.2 \quad \text{campione I} \quad (3.20)$$

$$N_{Wc}^{II} = N_{II} \times F_c \times \epsilon_{II} = 0.19 \pm 0.1 \quad \text{campione II} \quad (3.21)$$

Un risultato simile si ottiene utilizzando il MC PYTHIA al posto del MC HERWIG. La sottrazione del contributo del top e di altri fondi non- W , entram-

bi presenti nel nostro campione, è irrilevante data l'esiguità dei fondi calcolati nelle 3.20 e 3.21 e dati gli elevati errori statistici.

Passiamo ora alla determinazione del fondo non- W . In questo tipo di fondo includiamo il fondo dovuto agli eventi in cui sia stato erroneamente ricostruito un W : questo include anche il fondo dovuto alla produzione diretta di coppie $b\bar{b}$, in cui il leptone proveniente da un b viene scambiato per un leptone proveniente da un W . Il nostro campione di dati è stato selezionato (vedi sezione 3.5.1) con i tagli $\cancel{E}_t > 25$ GeV e $M_t > 40$ GeV/ c^2 , affinché questi eventi contenessero un W . Accanto a questo campione, vogliamo ora selezionare un campione arricchito di fondo non- W , invertendo questi tagli nella selezione degli eventi (richiederemo cioè $\cancel{E}_t < 25$ GeV e $M_t < 40$ GeV/ c^2). Il nostro campione originale e questo campione arricchito di fondo sono poi suddivisi in due regioni ciascuno, a seconda dell'isolamento del leptone primario: definiremo una regione di *alto* isolamento come la regione che contiene eventi che soddisfino il taglio d'isolamento originario ($I_{cal} < 0.1$) ed un'altra regione, di *basso* isolamento, che contiene eventi che soddisfino un taglio meno restrittivo ($0.1 < I_{cal} < 0.5$). Siano N_s^{alto} e N_s^{basso} (N_f^{alto} e N_f^{basso}), rispettivamente, il numero di eventi nelle regioni ad alto e basso isolamento per il campione di segnale (fondo). Se supponiamo che il rapporto tra queste due categorie di eventi sia uguale sia nella regione arricchita di segnale che in quella arricchita di fondo ($N_s^{alto}/N_s^{basso} = N_f^{alto}/N_f^{basso}$), possiamo ottenere il numero di eventi di fondo atteso nella regione ad alto isolamento dalla relazione:

$$N_s^{alto} = N_s^{basso} \times \frac{N_f^{alto}}{N_f^{basso}} \quad (3.22)$$

Questa tecnica può essere evidentemente utilizzata sia per il campione I che per il campione II. I risultati sono mostrati in tabella 3.2.

sorgente	I	II
WW	0.12 $^{+0.10}_{-0.08}$	0.075 $^{+0.09}_{-0.07}$
WZ	0.015 $^{+0.063}_{-0.005}$	0.00 $^{+0.06}_{-0.00}$
$Z \rightarrow \tau\tau$	0.003 $^{+0.030}_{-0.003}$	0.00 $^{+0.03}_{-0.00}$
$Z \rightarrow e^+e^-$	—	—
W c	0.39 \pm 0.2	0.19 \pm 0.1
non-W/Z	0.37 $^{+0.21}_{-0.18}$	0.24 $^{+0.20}_{-0.17}$
totale	0.90 \pm 0.31	0.51 \pm 0.25

Tabella 3.2: Tabella riassuntiva dei fondi dopo il tagging nei campioni I e II (esclusi falsi tag e $Wb\bar{b} + Wc\bar{c}$). Gli errori includono sia effetti statistici che sistematici.

I fondi WW , WZ e ZZ dove $W \rightarrow c\bar{s}$ e $Z \rightarrow b\bar{b}$ sono calcolati usando il MC ISAJET [116]. Qui la più grossa incertezza è rappresentata dalle sezioni d'urto di produzione dibosonica utilizzata per normalizzare i risultati del

MC [117] [118] [119] [120] [121] [122]. Alle previsioni della teoria è stato assegnato un errore sistematico (circa il 30 %) che è ottenuto dalla differenza tra il calcolo a livello albero (LO) e quello all'ordine successivo della teoria (NLO). I risultati sono mostrati in tabella 3.2: il contributo del processo ZZ è trascurabile e non è stato elencato.

Anche il fondo dovuto al processo $Z \rightarrow \tau\tau$ viene calcolato usando il MC ISAJET. Qui il problema della normalizzazione della sezione d'urto per questo processo viene risolto ponendo la sezione d'urto per questo processo uguale a quella di $Z \rightarrow ee$ misurata da CDF [123]. Il risultato è riportato in tabella 3.2.

3.6.3 Fondo dopo il tagging: metodo 1

Nel corso della descrizione degli algoritmi di tagging (sezione 3.3.1), abbiamo detto che i tag con $L_{xy} > 0$ su un campione di getti generici sono spiegabili grazie al contributo di due sorgenti: falsi tag e veri decadimenti di sapori pesanti.

I falsi tag sono dovuti ad errori di tracciatura e a contaminazioni residue di particelle non primarie come conversioni di fotoni, K_s e Λ . Il secondo contributo (maggiore del precedente) è dovuto ai processi di QCD che portano alla produzione di veri sapori pesanti. In maniera arbitraria ma abbastanza comoda, questi processi possono essere suddivisi nelle seguenti categorie [124]:

- ① produzione di coppie ($p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}$),
- ② eccitazione di sapore (p. es., $qb \rightarrow qb$),
- ③ *splitting* di gluone nello stato finale ($p\bar{p} \rightarrow gg$ con $g \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}$),
- ④ *splitting* di gluone nello stato iniziale.

Nel seguito considereremo insieme i primi due contributi (come produzione *diretta* dovuta al processo duro) e trascureremo il quarto contributo che è previsto essere trascurabile. Il processo ③ è quello che da il contributo maggiore di sapori pesanti nei getti generici [125].

Il nostro scopo è di utilizzare un campione di getti generici per derivare una frequenza di tagging da applicare successivamente al campione del segnale, in maniera da associare ad ogni getto una probabilità di essere consistente col fondo. La somma di queste probabilità fornirà il fondo totale nel campione del segnale. Il campione utilizzato è una miscela di eventi di tre campioni diversi. Questi tre campioni sono stati ottenuti con un trigger che richiede la presenza nell'evento di almeno un getto con $E_t > 20$ GeV, $E_t > 50$ GeV e $E_t > 100$ GeV, rispettivamente.

La tecnica che vogliamo utilizzare si basa sull'assunzione che la frequenza di tagging nei campioni di getti generici sia uguale o maggiore (in maniera tale da fornire, al limite, una sovrastima del fondo) che nel campione di W con tre o più getti. Questa assunzione è stata verificata, per quanto riguarda il contributo

dovuto ai falsi tag, dal confronto con i risultati che si ottengono in altri campioni indipendenti. Per quel che riguarda la componente dovuta a veri sapori pesanti, tutte le predizioni teoriche [111] [125] e i MC (HERWIG e VECBOS) confermano che il contributo di b e c nel campione di getti generici è superiore a quello di produzione di W in associazione con $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ nel campione del segnale.

Per ottenere una predizione accurata del fondo, la frequenza di tagging nei campioni di getti generici viene parametrizzata in funzione delle variabili del getto dalle quali la dipendenza è più forte: queste sono la E_t del getto, il numero di tracce SVX taggabili contenute nel getto e la cosiddetta $\sum E_t$ (somma scalare delle E_t dei getti che hanno $E_t > 15$ GeV e sono contenuti in un intervallo $|\eta| < 2$). Con la parametrizzazione in funzione della E_t del getto teniamo conto della differenza in E_t dei due campioni (fondo e segnale) e del fatto che un getto di alta E_t contiene tracce di più alto p_t , che quindi possono essere taggate più facilmente. La dipendenza della frequenza di tagging col numero di tracce si spiega invece col fatto che coll'aumentare della confusione nel getto è più facile che l'algoritmo di tagging compia degli errori ed individui dei tag falsi. La dipendenza dalla $\sum E_t$ cerca di tener conto del contributo dell'*underlying event* e del Q^2 dell'urto duro.

L'attendibilità di questa parametrizzazione è controllata su altri campioni indipendenti; in particolare, sono stati usati un campione di eventi presi con un trigger che richiede almeno un getto di E_t maggiore di 140 GeV, un campione di eventi raccolti con un trigger che richiede che la $\sum E_t$ dell'evento sia maggiore di 300 GeV e un campione di elettroni da conversione di fotoni. In questi campioni, si confronta il numero di tag osservati con quello predetto dalla nostra estrapolazione, in funzione della E_t del getto, del numero di tracce nel getto e della $\sum E_t$. Il confronto (un esempio è riportato in fig. 3.14) mostra che la parametrizzazione che utilizziamo riflette correttamente la dipendenza della frequenza di tagging da queste variabile. Inoltre, la massima deviazione (circa il 15 %) che si osserva tra numero di tag osservati e numero di tag predetti nei vari campioni, viene assunta come errore sistematico sul fondo. L'errore statistico sul fondo predetto tiene conto, invece, dell'incertezza sui valori delle probabilità con i quali il fondo viene parametrizzato: questo è dovuto alla statistica finita dei campioni di getti generici.

Applicando questa tecnica otteniamo:

$$b_a^+ = 3.27 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.49(\text{syst}) \quad \text{campione I} \quad (3.23)$$

$$b_a^+ = 1.37 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.20(\text{syst}) \quad \text{campione II} \quad (3.24)$$

Il metodo 1 presenta il vantaggio di fornire una stima combinata dei due fondi principali nel nostro campione utilizzando i dati stessi. Questo metodo è così al riparo dalle incertezze teoriche sulla produzione di coppie di quark pesanti in interazione adroniche. Lo svantaggio di questo metodo è che il fondo viene sistematicamente sovrastimato. Questo è anche dovuto al fatto che nell'applicare

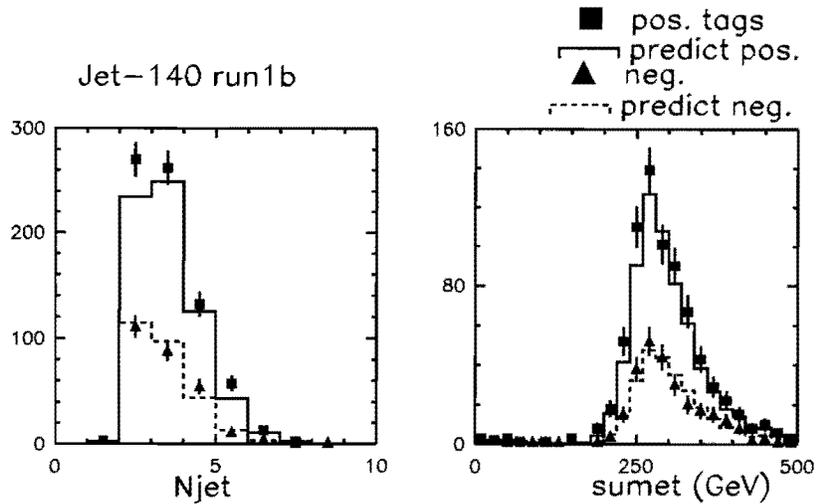


Figura 3.14: Numero di tag (positivi e negativi) osservati e predetti nel campioni di getti con trigger a 140 GeV. Il numero di tag è mostrato in funzione del numero di tracce nel getto (sinistra) e in funzione della $\sum E_t$ (destra) dell'evento.

la parametrizzazione al nostro campione, abbiamo supposto che in esso non vi fosse top. Questo è ovviamente falso e sarebbe necessario sottrarre il contributo del top dai valori che abbiamo appena determinato. Questa correzione è possibile e noi la effettueremo nel capitolo 5, quando useremo questi risultati per la nostra analisi.

3.6.4 Fondo dopo il tagging: metodo 2

Nell'articolo in cui CDF annunciava l'evidenza per la produzione di eventi $t\bar{t}$ [58], il metodo 1 era il metodo principale per la determinazione del fondo. Il metodo 2, che ora illustreremo, era utilizzato solo come un controllo. In questo articolo era infatti importante fornire una stima (meglio se conservativa) della significatività dell'eccesso di eventi osservato. Successivamente, molto lavoro è stato fatto nella comprensione dei MC di $Wb\bar{b}$ e $Wc\bar{c}$ (abbiamo discusso alcuni di questi aspetti nella sezione 3.4.1) e l'attendibilità di queste previsioni è cresciuta in maniera tale che nell'articolo in cui CDF confermava la scoperta del quark top [62], il metodo 2 era il metodo principale per la stima del fondo. Se infatti si vuole fare della fisica del top (come, per esempio, la misura della sua sezione d'urto di produzione) è opportuno dare una stima accurata del fondo piuttosto che una sua sovrastima. Anche noi nel capitolo 5 utilizzeremo principalmente il metodo 2.

Nel metodo 2 la stima delle due componenti che ci interessano (falsi tag e veri sapori pesanti) è fatta separatamente.

Per quanto riguarda i falsi tag, si utilizza la stessa tecnica descritta per il metodo 1, ma parametrizzando la frequenza di tagging a $L_{xy} < 0$ (sui getti generici) che, come abbiamo visto (sezione 3.3.1), è dominata da questo tipo di eventi. Questo metodo fornisce i seguenti risultati:

$$b_a^- = 0.86 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.17(\text{syst}) \quad \text{campione I} \quad (3.25)$$

$$b_a^- = 0.36 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}) \quad \text{campione II} \quad (3.26)$$

Gli errori sono calcolati come per il caso a $L_{xy} > 0$. L'errore statistico e il sistematico (circa il 20 %) sono maggiori che nel caso precedente per la minor statistica disponibile per la determinazione degli elementi delle probabilità di tagging.

La stima di $Wb\bar{b}$ e $Wc\bar{c}$ viene fatta separatamente tramite MC. Sia $b_{a,1}^W$ il fondo totale dovuto a questi due contributi, in cui uno solo dei sapori pesanti presenti produce un tag. Analogamente chiameremo $b_{a,2}^W$ il fondo totale quando entrambi i sapori pesanti sono taggati. Queste grandezze possono essere calcolate tramite le seguenti relazioni:

$$b_{a,1}^W = N_W \cdot (1 - f_3) \cdot (b_1^b + b_1^c) \cdot (1 - f_1) \quad (3.27)$$

$$b_{a,2}^W = N_W \cdot (1 - f_3) \cdot (b_2^b + b_2^c) \cdot (1 - f_1) \quad (3.28)$$

dove N_W è il numero di eventi nei nostri due campioni prima del taglio in L_{rel} , f_3 è la frazione di questi eventi che sono dovuti a fondo non- W , f_1 è la frazione di eventi a $\ln(L_{\text{rel}}) < 0$ e b_1^b e b_2^b sono le percentuali di eventi $Wb\bar{b}$ ($Wc\bar{c}$) in cui vengono taggati uno e due b , rispettivamente. Con un simile formalismo, b_1^c e b_2^c sono le percentuali di eventi in cui vengono taggati uno e due quark c .

Discutiamo queste relazioni un po' più in dettaglio. Il prodotto $N_W \cdot (1 - f_3)$ fornisce il numero di eventi di produzione di W nel campione: è questo il numero al quale normalizziamo il MC di $Wb\bar{b}$ e $Wc\bar{c}$. Il numero di eventi di fondo taggati è poi ottenuto moltiplicando questo numero di eventi totali per le percentuali b_i^b e b_i^c . Queste percentuali sono una funzione della frazione di eventi di fondo con uno o due getti che passano i nostri tagli e delle efficienze di b (e c) tagging misurate su questi campioni. I b_i sono ottenuti tramite appositi MC. Noi abbiamo usato due tecniche (vedi sezione 3.4.1). In un primo caso abbiamo utilizzato un MC di HERWIG in cui sono stati inseriti gli elementi di matrice dei processi $Wb\bar{b}$ e $Wc\bar{c}$. Nel secondo caso, tramite VECBOS abbiamo generato eventi W più partoni: ai partoni risultanti abbiamo assegnato le masse dei quark b o c e poi lo sciame è stato fatto evolvere tramite HERWIG. I due risultati sono consistenti entro le incertezze. L'ultima operazione è poi quella di moltiplicare il fondo così ottenuto per il fattore $(1 - f_1)$, in maniera tale da ottenere il fondo a $\ln(L_{\text{rel}}) > 0$, cioè in quelli che abbiamo chiamato campioni I e II.

I risultati della determinazione del fondo usando questo metodo sono:

$$b_{a,1}^W = 0.80 \pm 0.36(\text{stat} + \text{syst}) \quad \text{campione I} \quad (3.29)$$

$$b_{a,2}^W = 0.06 \pm 0.04(\text{stat} + \text{syst}) \quad \text{campione I} \quad (3.30)$$

$$b_{a,1}^W = 0.22 \pm 0.11(\text{stat} + \text{syst}) \quad \text{campione II} \quad (3.31)$$

$$b_{a,2}^W = 0.02 \pm 0.02(\text{stat} + \text{syst}) \quad \text{campione II} \quad (3.32)$$

3.6.5 Sommario

In tabella 3.3 riassumiamo i valori risultanti dai vari contributi al fondo che abbiamo calcolato nelle sezioni precedenti. In questa tabella riportiamo anche il fondo totale che si ottiene sommando al fondo non- W , il fondo rimanente determinato con i metodi 1 e 2. Come atteso, il fondo determinato col metodo 2 risulta inferiore rispetto a quello determinato utilizzando il metodo 1.

sorgente	I	II
$Wb\bar{b}, Wc\bar{c} + \text{falsi tag, Metodo 1}$	3.27 ± 0.49	1.37 ± 0.20
$Wb\bar{b}, Wc\bar{c}, \text{Metodo 2}$	0.80 ± 0.36	0.22 ± 0.11
Falsi tag, Metodo 2	0.86 ± 0.17	0.36 ± 0.07
$Wb\bar{b}, Wc\bar{c} + \text{Falsi tag (1b), Metodo 2}$	1.66 ± 0.40	0.58 ± 0.13
$WW, WZ, \rightarrow \tau\tau, \dots$	0.90 ± 0.31	0.51 ± 0.25
Totale Metodo 1	4.17 ± 0.58	1.88 ± 0.32
Totale Metodo 2	2.56 ± 0.51	1.09 ± 0.28

Tabella 3.3: Raffronto tra la determinazione del fondo usando il metodo 1 e il metodo 2.

Capitolo 4

L'efficienza di tagging su dati e MC

Abbiamo visto nel capitolo precedente come l'identificazione di un getto di b in eventi candidati top, possa sensibilmente diminuire il fondo di QCD. È importante per quantificare questi risultati, determinare accuratamente l'efficienza degli algoritmi di b -tagging che abbiamo descritto. Questo calcolo può essere effettuato utilizzando un MC di top, purchè si sia sicuri che il MC descriva bene gli eventi che ci interessano. In questo capitolo, determineremo per prima cosa il valore dell'efficienza di b -tagging sul MC di top. Effettueremo poi un confronto tra dati e MC su un campione indipendente e da questo confronto determineremo un fattore di scala per il quale bisogna moltiplicare l'efficienza sui dati perchè sia in accordo col MC [127]. Useremo poi questo fattore per correggere la nostra efficienza su eventi di top.

4.1 Efficienza su eventi di top

L'efficienza di tagging dell'algoritmo SECVTX è misurata su un MC di top. Noi useremo il Monte Carlo PYTHIA per eventi $t\bar{t}$, ottenuto ad una massa del top $M_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$. Definiremo l'efficienza per evento, ε_{ev} , come il rapporto tra il numero di eventi in cui almeno un getto di b è stato taggato e il numero totale di eventi del nostro campione. I valori di ε_{ev} per i campioni I e II (definiti nel capitolo 3) di W con tre o più getti e nel campione dileptonico sono riportati in tabella 4.1.

In questa tabella abbiamo anche riportato il valore di ε_j , efficienza per getto. Questa efficienza, definita in una maniera che ci sarà utile nel prossimo capitolo, è data dal rapporto tra il numero totale di getti di b taggati e il numero totale di getti di b taggabili. Per getto taggabile, intendiamo un getto in $|\eta| < 2.0$ con una $E_t > 15 \text{ GeV}$ nel caso dei campioni I e II ($E_t > 10 \text{ GeV}$ nel caso del campione dileptonico) e che contenga due tracce taggabili da SECVTX. Per traccia taggabile intendiamo una traccia che soddisfi tutti i tagli di qualità elencati nella sezione 3.3.2 tranne la richiesta sulla significatività del parametro d'impatto.

campione	ε_{ev}	ε_j
dileptoni	0.44 ± 0.04	0.55 ± 0.02
I	0.46 ± 0.01	0.56 ± 0.01
II	0.50 ± 0.02	0.57 ± 0.01

Tabella 4.1: Efficienze *per evento* (ε_{ev}) e *per getto* (ε_j) nel campione dileptonico e nei nostri due campioni di W con tre o più getti.

L'efficienza ε_{ev} è maggiore nel campione II che nel campione I. Questo è spiegabile col fatto che il taglio aggiuntivo in $\cos\theta^*$ seleziona un campione di eventi con getti più centrali e quindi con più possibilità di essere taggati. Entro gli errori riportati, invece, il comportamento di ε_j appare insensibile alla selezione effettuata.

Gli errori riportati nella tabella sono solamente statistici. Una stima dell'errore sistematico sull'efficienze di tagging sarà data nel seguito di questo capitolo.

Per l'efficienza ε_j abbiamo anche verificato una possibile dipendenza dal fatto che ci sia un solo getto di b taggabile nell'evento, due getti di b taggabili nell'evento e che uno dei due getti sia stato già taggato. Per verificare questa possibilità abbiamo misurato un insieme di efficienze ε_j , definite in maniera differente, sullo stesso MC di PYTHIA. Le efficienze che abbiamo misurato sono le seguenti:

$\varepsilon_j^{(1)}$: rapporto tra il numero di getti di b taggati e il numero di getti di b taggabili (è quella che abbiamo chiamato anche ε_j),

$\varepsilon_j^{(2)}$: efficienza di taggare un getto di b quando c'è solo un getto di b taggabile nell'evento,

$\varepsilon_j^{(3)}$: efficienza di taggare un getto di b quando ci sono due getti di b taggabili nell'evento,

$\varepsilon_j^{(4)}$: efficienza di taggare entrambi i b dell'evento

I risultati (sul campione I) sono mostrati in tabella 4.2, dove abbiamo anche riportato il valore che si ottiene utilizzando solo ε_j . È evidente che queste efficienze sono consistenti l'una con l'altra entro gli errori statistici: questo giustifica l'assunzione di usare solo ε_j . Risultati analoghi si ottengono sul campione II e su quello dileptonico.

4.2 Il campione di muoni inclusivi a basso p_t

Se vogliamo verificare, utilizzando i dati, che il nostro Monte Carlo fornisca un valore attendibile per l'efficienza di tagging in eventi di top, abbiamo bisogno di

Eff.	valore	Eff.	valore
$\varepsilon_j^{(1)}$	0.57 ± 0.01	ε_j	0.57 ± 0.01
$\varepsilon_j^{(2)}$	0.56 ± 0.03	ε_j	0.57 ± 0.01
$\varepsilon_j^{(3)}$	0.59 ± 0.02	ε_j	0.57 ± 0.01
$\varepsilon_j^{(4)}$	0.34 ± 0.02	ε_j^2	0.33 ± 0.01

Tabella 4.2: Confronto tra varie definizioni di efficienza di tagging per getto (prime due colonne) e la definizione generica che utilizzeremo nella nostra analisi (seconde due colonne). Gli errori sono solo statistici.

un campione di eventi contenenti dei getti di b con uno spettro di p_t il più simile possibile a quello dei getti di b in eventi di top.

Noi abbiamo utilizzato un campione di muoni inclusivi raccolti con un trigger che richieda un muone con $p_t > 7$ GeV/c. Ci si aspetta che questo campione sia arricchito di eventi di produzione di $b\bar{b}$ in cui uno dei due b sia decaduto semileptonicamente in un muone. In questi eventi cerchiamo un getto che rinculi contro il muone, proveniente dal decadimento (generico) dell'altro b dell'evento. È su questo getto di rinculo che vogliamo studiare l'efficienza di tagging di SECVTX. Se vogliamo utilizzare questo campione dobbiamo riuscire anche a misurare la frazione di eventi effettivamente provenienti da produzione di $b\bar{b}$. Bisognerà inoltre assicurarsi che il diverso intervallo di p_t in cui questi eventi sono raccolti (il trigger leptonic richiede $p_t > 7$ GeV/c mentre negli eventi di top la soglia è a $p_t > 15$ GeV/c, come detto nella sezione 2.4.1) non alteri apprezzabilmente il nostro risultato.

Noi selezioniamo eventi aventi il vertice primario ben contenuto nell'SVX ($|z^{pv}| < 30$ cm) e con uno e un solo muone che passi i seguenti tagli:

- ① il muone è CMU-CMP,
- ② $P_t > 8$ GeV/c,
- ③ $E_{e.m.} < 2$ GeV,
- ④ $E_{had} < 6$ GeV,
- ⑤ $|D| < 0.2$ cm,
- ⑥ $|z^{pv} - z_0^\mu| < 5$ cm,
- ⑦ $|\Delta x|_{\text{CTC-CMU}} < 2$ cm,
- ⑧ $|\Delta x|_{\text{CTC-CMP}} < 5$ cm.

Descriviamo brevemente questi tagli. Per prima cosa richiediamo che il muone abbia un segmento di traccia sia nella camera CMU che nella CMP per ridurre il fondo da adroni che superano il calorimetro (taglio ①); sempre per questo motivo, richiediamo che l'energia depositata dal candidato muone nei calorimetri elettromagnetico e adronico ($E_{e.m.}$ e E_{had} , rispettivamente) sia compatibile con quella di una particella al minimo di ionizzazione (tagli ③ e ④); il taglio ⑤ sul parametro d'impatto della traccia associata al muone rispetto alla linea dei fasci e il taglio ⑥ sulla differenza tra la coordinata z_0 della traccia del muone e la coordinata z del vertice primario (z^{pv}) sono effettuati per assicurarsi che il muone provenga dal vertice d'interazione (e quindi non sia un raggio cosmico); infine, gli ultimi due tagli, ⑦ e ⑧, richiedono che una traccia ricostruita nella CTC sia compatibile con i segmenti di traccia ricostruiti nelle camere dei muoni CMU e CMP.

Se si esclude il taglio in p_t , questi tagli sono molto simili ai tagli standard per identificare un leptone da W in eventi di top. La differenza fondamentale è che nel caso del campione di muoni inclusivi non facciamo alcun taglio d'isolamento. I muoni provenienti dai decadimenti semileptonici del b sono infatti accompagnati da un getto formato dai prodotti della frammentazione del quark. Diremo che il muone forma un getto se esiste almeno una traccia CTC (a parte il muone stesso) di $p_t > 400$ GeV/c in un cono di 0.4 attorno al muone e definiremo l'energia di questo getto come la somma degli impulsi delle tracce nel cono.

Richiederemo inoltre che questo getto sia taggabile secondo la definizione data nella sezione precedente e, per guadagnare in statistica, abbasseremo la soglia della E_t da 15 a 10 GeV/c.

Poichè siamo interessati a eventi $b\bar{b}$, richiederemo la presenza di un altro jet taggabile con $E_t > 10$ GeV/c, che sia contenuto in $|\eta| < 2$ e che sia opposto al muone ($150^\circ < \Delta\phi < 210^\circ$). Lo chiameremo getto *opposto* nel seguito.

Abbiamo applicato questa selezione ad un sottoinsieme del campione del RUN 1B (circa 30 pb^{-1}), ottenendo un totale di 18581 eventi con un getto opposto. Di questi, 845 sono taggati da SECVTX: di quest'ultimi, 205 hanno un tag anche sul getto del muone (eventi con doppio tag).

4.2.1 Confronto con il Montecarlo

La composizione del campione di dati che stiamo esaminando è rappresentata da processi di QCD che generano coppie di sapori pesanti e da eventi in cui sia stato ricostruito per errore un muone da b . Le sorgenti di sapori pesanti in interazioni $p\bar{p}$ sono state già discusse in un altro contesto nella sezione 3.6.3. A questi processi va aggiunto, per completare la composizione del campione, il contributo dei falsi muoni da b : poichè abbiamo richiesto che il muone abbia attraversato sia la camera CMU che la CMP, ci aspettiamo che il contributo dominante sia rappresentato da veri muoni provenienti dal decadimento in volo di K e π che non

sono stati assorbiti nel calorimetro. Riassumiamo tutti questi contributi nella lista seguente:

- ① produzione diretta (inclusa l'eccitazione di sapore) di $b\bar{b}$,
- ② produzione diretta (inclusa l'eccitazione di sapore) di $c\bar{c}$,
- ③ *splitting* di gluone nello stato finale: $g \rightarrow b\bar{b}$,
- ④ *splitting* di gluone nello stato finale: $g \rightarrow c\bar{c}$,
- ⑤ decadimenti in volo di K e π .

Il nostro scopo è di generare dei campioni di MC per tutti e 5 i processi appena illustrati.

Campioni di produzione diretta di $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ possono essere ottenuti facilmente da qualsiasi MC oggi disponibile. Più problematica è la produzione dei campioni ③ e ④. Il motivo principale è dovuto alla efficienza estremamente bassa per questi processi se si usano le tecniche di MC standard. Fortunatamente, come illustreremo nella prossima sezione, è stato recentemente sviluppato un algoritmo che usato in combinazione con HERWIG permette di ottenere coppie di sapori pesanti da *splitting* di gluoni con alta efficienza [124]. Per poter usufruire di questa possibilità abbiamo deciso di generare tutti i nostri campioni usando il MC HERWIG. Come già avevamo fatto per il MC PYTHIA, anche in questo caso abbiamo spento il meccanismo di decadimento degli adroni B interno ad HERWIG e l'abbiamo sostituito con quello del MC di CLEO.

È risultato estremamente difficile generare un campione realistico di eventi di fondo (campione ⑤): per questo motivo, dopo diversi tentativi poco soddisfacenti, si è preferito determinare l'efficienza di tagging sul fondo da un'analisi complessiva del campione di dati, che effettueremo nella sezione 4.3.

Nella tabella 4.3 riportiamo il numero di eventi di muone con getto opposto nei dati e nei campioni di MC. Per quest'ultimi abbiamo anche riportato la luminosità equivalente e il minimo p_t del partone (o del gluone) che abbiamo usato nel generare il campione. Questi tagli sono stati scelti in maniera tale da influenzare il meno possibile il meccanismo di produzione, mantenendo un'efficienza ragionevole.

In tabella 4.4 mostriamo le frequenze di tagging di SECVTX per questi campioni. Nella seconda colonna (etichettata col simbolo $\mu(+)$) riportiamo la frequenza di tag a $L_{xy} > 0$ sul getto del muone; la terza colonna (simbolo $\mu(-)$) riporta invece la frequenza di tagging a $L_{xy} < 0$ sul getto del muone. Le analoghe quantità per il getto opposto sono riportate nella quarta e quinta colonna. Nella sesta colonna, infine, riportiamo la frequenza di eventi che hanno un tag positivo sia sul getto del muone che sul getto opposto (doppi tag). Si può notare che dalla parte del muone la frequenza di tagging è dominata da veri b e che le frequenze di tagging sono simili sia per i b che vengano da produzione diretta che per quelli

sample	p_t^{min} (GeV/c)	L (pb^{-1})	eventi
data	N/A	30.	18581
$b\bar{b}$	10.	16.2	3287
$c\bar{c}$	15.	4.2	234
$g \rightarrow b\bar{b}$	20.	8.8	416
$g \rightarrow c\bar{c}$	20.	2.0	19

Tabella 4.3: Campioni di dati e MC utilizzati in questa analisi.

da splitting di gluone. Questo è vero anche per la produzione di c . Dalla parte del getto opposto, la frequenza di tagging è dominata da produzione diretta di $b\bar{b}$. La frequenza di doppi tag, infine, è anch'essa dominata dalla produzione diretta di $b\bar{b}$.

	$\mu(+)$	$\mu(-)$	$A(+)$	$A(-)$	doppi
data	17.50^{+25}_{-24} %	0.84^{+07}_{-08} %	5.51^{+13}_{-16} %	0.23^{+04}_{-01} %	1.75^{+08}_{-07} %
$b\bar{b}$	35.71^{+88}_{-83} %	0.70^{+15}_{-14} %	14.48^{+63}_{-64} %	0.18^{+09}_{-06} %	5.05^{+39}_{-39} %
$c\bar{c}$	$6.84^{+2.1}_{-1.6}$ %	$1.71^{+1.3}_{-0.81}$ %	$2.56^{+1.5}_{-1.0}$ %	$0.^{+80}_{-0.}$ %	$0.^{+80}_{-0.}$ %
$g \rightarrow b\bar{b}$	$36.06^{+2.5}_{-2.4}$ %	$2.64^{+1.04}_{-0.77}$ %	$4.33^{+1.3}_{-0.98}$ %	$0.^{+46}_{-0.}$ %	0.24^{+56}_{-21} %
$g \rightarrow c\bar{c}$	$10.52^{+12.25}_{-6.79}$ %	$0.^{+9.2}_{-0.}$ %	$0.^{+9.2}_{-0.}$ %	$0.^{+9.2}_{-0.}$ %	$0.^{+9.2}_{-0.}$ %

Tabella 4.4: Frequenza di tagging di SECVTX su dati e MC. Le grandezze indicate con μ (A) si riferiscono al getto del muone (opposto); il segno indicato si riferisce a tag positivi o negativi.

4.2.2 Generazione di eventi di splitting di gluoni

Lo splitting di gluoni è implementato in maniera diversa a seconda del generatore di MC che si sta usando. In HERWIG si possono generare coppie di sapori pesanti provenienti da splitting di gluoni semplicemente producendo un numero enorme di eventi con getti di gluoni nello stato finale e poi raccogliendo solo gli eventi in cui una coppia di sapori pesanti è stata prodotta dallo splitting del gluone. Questa operazione è necessaria perchè HERWIG, come la maggior parte dei MC, produce eventi con *peso unitario*, cioè con la stessa frequenza con la quale appaiono in natura. Quando si studiano processi rari come quello che ci interessa, questa caratteristica diventa subito un problema perchè si è costretti a generare una quantità enorme di eventi (con un tempo di computazione che diventa proibitivo anche per i calcolatori commerciali più veloci), la maggior parte dei quali non sarà poi realmente utilizzata. Nel nostro caso la situazione è complicata dal fatto che nello stato finale cerchiamo un muone con un p_t minimo di 10 GeV/c,

proveniente dal quark b (o c) e quindi non possiamo porre un taglio troppo alto, in generazione, sul p_t del partone iniziale. Per esempio, nel caso del processo $g \rightarrow b\bar{b}$, se effettuiamo un taglio sul p_t del gluone a 20 GeV, la percentuale di eventi che ci interessa rispetto a quella totale è di appena lo 0.5 %. Questa percentuale sale solo all'1.5 % se innalziamo la soglia in p_t a 50 GeV/c.

Recentemente è stato sviluppato un algoritmo [124] che permette di produrre sapori pesanti da splitting di gluoni in maniera efficiente. Questo algoritmo può essere interfacciato a HERWIG in maniera tale da *forzare* quest'ultimo a produrre almeno una coppia di sapori pesanti nello stato finale, partendo da un generico processo $2 \rightarrow 2$ di partoni. Questa interfaccia, detta HERFORCE è stata realizzata per la versione di HERWIG in uso a CDF [128].

Senza entrare nelle complesse problematiche teoriche interessate, diremo semplicemente che questo algoritmo si basa sulla possibilità di formulare la probabilità di generare una data configurazione di sapore ed impulso ad un certo livello della sciamata adronica, in una maniera tale che sia possibile forzare la produzione di coppie di quark al livello n -esimo dello sciame. Ciò avviene spegnendo la produzione di $g \rightarrow q\bar{q}$ durante i primi $(n - 1)$ -esimi livelli e spegnendo il processo $g \rightarrow gg$ al livello n -esimo. Una conseguenza di questo algoritmo è che gli eventi prodotti sono dotati di un peso, cioè ogni configurazione generata contribuisce in maniera diversa all'integrale che fornisce la molteplicità totale delle configurazioni. Il peso è dato dal prodotto delle probabilità di ogni stadio della sciamata. Questo significa che gli eventi prodotti prima di essere utilizzati alla stregua degli altri MC che abbiamo utilizzato, devono subire un processo di *unweighting* [129] [130].

In breve, la tecnica di unweighting consiste nel calcolare per ogni evento generato il rapporto, f_w , tra il suo peso ed il peso più grande di tutto il campione. Si estrae poi un numero casuale, R , secondo una distribuzione piatta compresa tra 0 e 1; se $R < f_w$ l'evento è accettato, altrimenti l'evento è rigettato (questa tecnica corre il rischio di essere molto inefficiente se il peso più grande del campione è molto grande relativamente alla media di tutti i pesi).

Per finire, abbiamo tenuto conto della possibilità che lo splitting di gluone avvenga in eventi di produzione diretta di $b\bar{b}$. Poichè questa possibilità è già inclusa nel campione ① (vedi sezione precedente), per evitare doppi conteggi, questi eventi sono stati rimossi a mano dai campioni ③ e ④.

4.3 Determinazione del fattore di scala

Nelle sezioni precedenti abbiamo determinato per 5 campioni di eventi (uno di dati e quattro di MC) il conteggio del numero di eventi con un tag (positivo o negativo) dalla parte del muone, con un tag (positivo o negativo) dalla parte del getto opposto e il numero di eventi con un tag positivo sia sul getto del muone che sul getto opposto. Vogliamo ora trovare una combinazione lineare dei vari

contributi descritti dal MC più una componente di fondo, che si avvicini il più possibile al numero di conteggi osservati nei dati.

Questa operazione sarà realizzata effettuando un fit globale ai dati, usando il criterio della massima verosimiglianza (*likelihood fit*). Nel fit permetteremo alle quantità misurate di variare in accordo alle loro distribuzioni statistiche e inoltre aggiungeremo due parametri liberi da determinare col fit. Il primo è un fattore di scala (comune al getto del muone e a quello opposto) sull'efficienza di tagging dei dati rispetto al MC. Lo chiameremo s_ε ed è proprio il fattore di scala che vogliamo determinare. Un secondo fattore di scala, s_x , moltiplica invece tutte le sezioni d'urto MC dei processi elementari che abbiamo generato, per tener conto delle incertezze teoriche su queste quantità.

A titolo di esempio, il numero di tag positivi sul getto del muone, N_μ^+ è descritto dalla seguente equazione:

$$N_\mu^+ = s_\varepsilon(N_{fk}\varepsilon_{fk}^+ + s_x L_{da} \sum_{i=1}^4 (\varepsilon_\mu^+)_i N_i / L_i) \quad (4.1)$$

dove N_{fk} e ε_{fk}^+ sono rispettivamente il numero di eventi e l'efficienza di tagging sul fondo e N_i e $(\varepsilon_\mu^+)_i$ sono le analoghe quantità sul campione i -esimo (vedi sezione 4.2). Infine L_i e L_{da} sono la luminosità generata per il campione i -esimo e la luminosità dei dati, rispettivamente. Relazioni analoghe possono essere scritte per le probabilità di tagging negativo, N_μ^- , e per le analoghe quantità misurate sul getto opposto. Per quanto riguarda il fondo, assumeremo $\varepsilon_{fk}^+ = \varepsilon_{fk}^-$ (cioè che l'efficienza di tagging positivo e negativo sia la stessa per eventi di fondo) e lo lasceremo libero di fluttuare nel fit date le incertezze ad esso associate. Il numero di eventi con un tag sia sul getto del muone che sul getto opposto (doppio tag) è invece dato dalla seguente relazione:

$$N_{dbl} = s_\varepsilon^2 s_x L_{da} \sum_{i=1}^4 (\varepsilon_A^+)_i (\varepsilon_\mu^+)_i N_i / L_i \quad (4.2)$$

dove il pedice A indica che la quantità si riferisce al getto opposto. In questa relazione abbiamo supposto che il contributo del fondo ai tag doppi sia trascurabile.

I risultati del fit per il numero di getti opposti totali e per quelli taggati sono mostrati in tabella 4.5. La riga con l'etichetta *dati* mostra la quantità misurata direttamente sui dati mentre nella riga successiva (*predizione*) abbiamo riportato i risultati del fit. Come si può vedere l'accordo è buono in tutti i casi. Nelle righe rimanenti riportiamo il contributo relativo dei vari processi al campione dei dati, come stimato dal fit. Come si può vedere, prima del tagging il campione è composto da eventi $b\bar{b}$ al 36 % circa (più un 8 % circa, dovuto allo splitting di gluone in $b\bar{b}$). Infine, il risultato del fit per il fattore di scala è il seguente:

$$s_\varepsilon = 0.97 \pm 0.075 \quad (4.3)$$

processo	A	A(+)	doppi
dati	18581	845	205
fit	18581 \pm 136.3	848.9 \pm 26.4	205.4 \pm 14.3
$b\bar{b}$	36.20 \pm 3.04 %	95.06 \pm 0.91 %	97.70 \pm 0.90 %
$c\bar{c}$	10.34 \pm 1.07 %	3.16 \pm 1.61 %	0.60 \pm 0.36 %
$g \rightarrow b\bar{b}$	7.89 \pm 0.73 %	1.28 \pm 0.64 %	1.70 \pm 0.80 %
$g \rightarrow c\bar{c}$	2.37 \pm 0.50 %	0.02 \pm 0.03 %	0. %
fondo	43.20 \pm 4.80 %	0.48 \pm 0.64 %	0. %

Tabella 4.5: Confronto tra dati e predizioni del fit. Sono anche mostrate le predizioni del fit per la composizione del campione.

4.3.1 Dipendenza dei risultati con l'energia

Abbiamo detto precedentemente che lo spettro in E_t dei getti opposti nel campione di muoni inclusivi non coincide con quello dei b in eventi di top. Inoltre noi abbiamo abbassato la soglia in E_t dei getti a 10 GeV per aumentare la statistica del nostro campione. Ora vogliamo verificare se tutto ciò ha alterato la nostra misura.

Abbiamo ripetuto la nostra analisi dopo aver applicato dei tagli via via crescenti sulle E_t del getto del muone e del getto opposto. Applicheremo il taglio simmetricamente, cioè sulle E_t dei due getti allo stesso tempo. È difficile aumentare il taglio più di un certo valore senza perdere completamente in statistica. Per questa ragione riportiamo i risultati ottenuti tagliando a E_t maggiori di 10, 15 e 20 GeV. I risultati sono mostrati in tabella 4.6.

	$E_t > 10$ GeV	$E_t > 15$ GeV	$E_t > 20$ GeV
s_ϵ	0.97 \pm 0.075	0.96 \pm 0.096	0.98 \pm 0.11

Tabella 4.6: Andamento del risultato del fit per s_ϵ ottenuto con diverse soglie in energia dei getti.

Non si osserva alcuna variazione apprezzabile dell' s_ϵ con l' E_t del getto. L'effetto principale sembra essere un peggioramento dell'errore statistico. Una misura a più alta statistica sarebbe necessaria per coprire tutto l'intervallo di E_t dei b da top e confermare questo risultato.

4.4 Commento ai risultati

Nella sezione precedente siamo riusciti tramite un fit a determinare simultaneamente la composizione del campione di muoni con un getto opposto e a rendere

compatibili le efficienze di SECVTX su dati e MC tramite un fattore di correzione: $s_\varepsilon = 0.97 \pm 0.075$.

Come si vede questo fattore è molto vicino ad uno e dimostra che i processi fisici interessati e il rivelatore CDF (in particolare il rivelatore di vertice SVX) sono ben simulati. Quando nel seguito della nostra analisi useremo l'efficienza di tagging di SECVTX la correggeremo sempre per questo fattore. Più che per la correzione che questo fattore introduce (che è evidentemente molto piccola), questo fattore di scala è importante per il suo errore. L'errore sul fattore di scala sarà da noi utilizzato come una stima dell'errore sistematico sull'efficienza di tagging: questo perchè il fattore di scala, per sua stessa definizione, ingloba tutta la nostra ignoranza sull'efficienza di tagging.

Data l'importanza del b -tagging nella ricerca del top a CDF, la misura del fattore di scala è stata ripetuta in altre analisi indipendenti. Una di esse [131] usa una tecnica simile per determinare s_ε . In quest'analisi si fa l'assunzione—peraltro confermata dai nostri risultati—che il campione di doppi tag sia un campione puro di eventi $b\bar{b}$. Altre differenze rispetto alla nostra analisi risiedono nel MC utilizzato (PYTHIA al posto di HERWIG) per la generazione dei campioni e nel fatto che il confronto con i dati è effettuato su un campione di elettroni con un getto opposto (invece dei muoni), selezionati con tagli simili ai nostri. Questa analisi fornisce il risultato: $s_\varepsilon = 0.95 \pm 0.07$, in buon accordo col nostro.

Nell'analisi che ha portato alla scoperta del top a CDF [62], il valore del fattore di scala utilizzato è stato $s_\varepsilon = 0.96 \pm 0.07$, ottenuto mediando i due risultati precedenti.

Data la similitudine delle tecniche utilizzate dalle due analisi e dei campioni di dati utilizzati, si può ipotizzare che la discrepanza (seppur statisticamente poco rilevante) tra i due risultati possa essere attribuita alle differenze in generazione tra i MC HERWIG e PYTHIA. Poichè nel capitolo successivo per la determinazione di $|V_{tb}|$ useremo sempre il MC PYTHIA, nel seguito useremo, per consistenza, il fattore di scala $s_\varepsilon = 0.95 \pm 0.07$.

Capitolo 5

Determinazione di B e $|V_{tb}|$

In questo capitolo affrontiamo quello che è l'argomento principale e originale di questa tesi: una misura del rapporto di decadimento del top in bottom: $B = \Gamma(t \rightarrow Wb)/\Gamma(t \rightarrow Wq)$. Da questa misura dedurremo una stima diretta dell'elemento V_{tb} della matrice CKM.

Nei capitoli precedenti abbiamo già determinato alcune delle quantità necessarie alla nostra misura. I campioni di top che utilizzeremo sono stati introdotti nel capitolo 3; in questo stesso capitolo abbiamo anche calcolato il fondo in questi campioni. L'efficienza di tagging di SECVTX è stata calcolata e discussa nel capitolo 4.

In questo capitolo vogliamo illustrare il metodo che utilizzeremo per la misura di B , calcolare le altre quantità che ci servono e alla fine effettuare il fit che ci porterà a porre un limite inferiore a B . Infine, discuteremo come è possibile trasformare il limite su B in un limite inferiore su $|V_{tb}|$ [126] [132].

5.1 Problematiche connesse alla determinazione di B

In linea di principio non è difficile misurare B . Sarebbe sufficiente selezionare un campione di top e contare quante volte c'è un getto di b nell'evento. Un primo problema sorge però subito. Poichè le previsioni dei fit globali alla matrice CKM danno un $|V_{tb}|$ nell'intervallo $0.9989 \div 0.9993$ (vedi equazione 1.5), cioè molto vicino a uno, è necessaria una grossa statistica per essere sensibili a decadimenti diversi da $t \rightarrow Wb$. Alla fine di questo capitolo, quando discuteremo i risultati di questa analisi, vedremo subito che la statistica attuale è insufficiente e lo sarà ancora finchè non saranno disponibili i dati futuri al Tevatron (Run II e Run III) e a LHC. Altri problemi per la misura nascono dal fatto che ovviamente il nostro campione di top contiene del fondo e che gli algoritmi di b -tagging non hanno efficienza unitaria: questo ci impone di confrontare le nostre misure con le previsioni di un MC. Ma c'è di più: molte delle analisi utilizzate a CDF per selezionare un campione di top, come abbiamo visto, utilizzano come segnatura proprio la presenza di un getto di b nell'evento. Questa non solo è una richiesta

che generalmente riduce la statistica del campione ma ci costringe anche a dover dedurre B solo dal rapporto tra il numero di eventi in cui due getti di b sono taggati e quello in cui un solo getto è taggato [133] [134].

In questo lavoro noi vogliamo invece utilizzare un campione di top selezionato senza la richiesta di avere a priori un tag di b . Questo ci permetterà di avere un campione di buona statistica e di poter desumere B utilizzando anche il rapporto tra eventi con un tag e nessun tag. Inseriremo così un ulteriore vincolo al nostro fit.

Un campione che presenta queste caratteristiche è il campione dileptonico discusso nel capitolo 3. In questo campione infatti la selezione prescinde dalla presenza di un tag di b . Inoltre questo campione ha un fondo molto basso. Purtroppo la statistica di questo campione è estremamente limitata (solo 7 eventi).

In associazione al campione dileptonico vogliamo utilizzare un campione di top di W con tre o più getti selezionato con un taglio cinematico in L_{rel} e $\cos \theta^*$ (vedi capitolo 3). Il nostro campione sarà quello selezionato col solo taglio in L_{rel} (campione I); controlleremo poi il risultato sul campione II (ottenuto applicando anche il taglio in $\cos \theta^*$) che però ha una statistica più limitata.

Il campione I (e il II) sono costruiti in maniera da risultare disgiunti dal campione dileptonico. Eventi di W +getti che contengono un secondo leptone vengono trasferiti al campione dileptonico. Possiamo quindi facilmente combinare i risultati ottenuti sui due campioni. Questo ci permetterà di aumentare la nostra statistica totale. Inoltre la determinazione di B su due campioni affetti da diverse sistematiche è utile come controllo sull'attendibilità della misura.

5.2 La tecnica della misura

L'idea alla base della tecnica che ora descriveremo è quella di descrivere il numero di eventi nei dati con un modello nel quale B è un parametro libero. Questa procedura è effettuata simultaneamente in ognuno dei sottoinsiemi nel quale possiamo dividere il nostro campione a seconda del numero di tag: nessun tag, un tag, due tag. Se chiamiamo n_0 , n_1 e n_2 questi numeri, rispettivamente, e facciamo temporaneamente l'ipotesi che il nostro algoritmo di tagging sia efficiente al 100 % e che il fondo sia nullo, possiamo scrivere:

$$\begin{aligned} n_0 &= N_{top} \cdot (a_0 + a_1 \cdot (1 - B) + a_2 \cdot (1 - B)^2) \\ n_1 &= N_{top} \cdot (a_1 \cdot B + 2 \cdot a_2 \cdot B \cdot (1 - B)) \\ n_2 &= N_{top} \cdot a_2 \cdot B^2 \end{aligned}$$

dove B è il rapporto di decadimento che vogliamo misurare, N_{top} è il numero di eventi di top nel campione e le accettanze a_0 , a_1 e a_2 sono definite dai seguenti rapporti, ricavati da un MC in cui il top decade in bottom al 100 %:

a_0 : rapporto tra il numero totale di eventi con nessun getto di b taggabile e numero totale di eventi,

a_1 : rapporto tra il numero totale di eventi con uno e un solo getto di b taggabile e numero totale di eventi,

a_2 : rapporto tra il numero totale di eventi con due getti di b taggabili e numero totale di eventi;

Le relazioni possono essere facilmente generalizzate al caso in cui l'efficienza di tagging non sia pari a uno. Il contenuto di top nei tre sottoinsiemi (che noi indicheremo con t_0 , t_1 e t_2) può essere scritto in termini delle quantità appena definite come:

$$\begin{aligned} t_0 &= n_0 + n_1 \cdot (1 - \varepsilon_j) + n_2 \cdot (1 - \varepsilon_j)^2 \\ t_1 &= n_1 \cdot \varepsilon_j + n_2 \cdot 2 \cdot \varepsilon_j \cdot (1 - \varepsilon_j) \\ t_2 &= n_2 \cdot \varepsilon_j^2 \end{aligned}$$

dove abbiamo chiamato ε_j l'efficienza *per getto* taggabile di SECVTX: questa efficienza è definita come il rapporto tra il numero totale di getti taggati e il numero di getti taggabili (la *taggabilità* è definita nel capitolo 3 e questa efficienza è stata discussa nel capitolo 4).

Infine, non resta che tener conto del contributo del fondo che noi indicheremo con b_0 , b_1 e b_2 , ottenendo così:

$$\begin{aligned} N_0 &= t_0 + b_0 \\ N_1 &= t_1 + b_1 \\ N_2 &= t_2 + b_2 \end{aligned}$$

dove gli N_i sono il numero di eventi attesi in ogni sottoinsieme con i tag nel campione.

Noi vogliamo effettuare un fit al numero di eventi nei dati usando questo modello ed un MLE (*Maximum Likelihood Estimator*). Si assume che il numero di eventi osservati in ogni categoria sia distribuito in modo Poissoniano. Le accettanze a_i , i fondi b_i e l'efficienza di tagging sono vincolati all'interno della funzione di likelihood da termini gaussiani con media e deviazione standard pari ai valori da noi stimati in maniera indipendente.

Il numero totale di eventi di top nel campione, N_{top} , è lasciato completamente libero e assorbe la normalizzazione globale. Un approccio alternativo sarebbe stato quello di forzare questo numero ad essere consistente con la sezione d'urto di produzione di top misurata a CDF [62]. Questo numero è però ancora affetto da una grossa incertezza sperimentale, così abbiamo preferito rendere la nostra misura completamente indipendente dal valore della sezione d'urto.

Avendo fatto questa scelta, possiamo anche incorporare a_0 nella normalizzazione di N_{top} e usare solo i rapporti delle accettanze $r_1 = a_1/a_0$ e $r_2 = a_2/a_0$. La nostra analisi risulta così dipendente solo dal rapporto tra le accettanze piuttosto che dal loro valore assoluto: questo è un risultato positivo perchè molte

delle incertezze sistematiche sulle accettanze (per esempio, quella del trigger) si cancellano nel rapporto.

5.3 Determinazione dei parametri in ingresso al fit

Prima di poter effettuare il fit dobbiamo determinare l'efficienza di tagging ε_j , le accettanze e il contributo del fondo. Alcune di queste grandezze sono già state calcolate: le riportiamo qui per convenienza.

5.3.1 Efficienza di tagging

L'efficienza di tagging per getto nel campione dileptonico e nei campioni I e II è stata calcolata nel capitolo precedente:

	DIL	campione I	campione II
ε_j	0.55 ± 0.02	0.56 ± 0.01	0.57 ± 0.01

Tabella 5.1: Efficienza di SECVTX per getto sui campioni della nostra analisi.

L'errore che abbiamo indicato è puramente statistico. Nel capitolo precedente abbiamo discusso come bisogna moltiplicare l'efficienza di tagging ε_j per un fattore di scala $s_\varepsilon = 0.95 \pm 0.07(\text{stat} + \text{syst})$ perchè ci sia accordo tra dati e MC. Noi abbiamo deciso di applicare questa correzione dinamicamente nel fit, inserendo il fattore di scala come un ulteriore parametro libero, vincolato al solito da un termine gaussiano.

5.3.2 Fondo nei campioni

Il contributo del fondo deve essere calcolato separatamente per ognuno dei tre sottoinsiemi nel quale dividiamo i campioni, in base al numero di tag trovati.

Cominciamo col discutere il fondo nei campioni I e II. Il fondo del sottoinsieme del campione con un tag, b_1 , è stato calcolato nel capitolo 3, utilizzando due diverse tecniche che abbiamo chiamato Metodo 1 e Metodo 2. Le useremo tutt'e due per controllare la stabilità del nostro risultato rispetto al fondo. Prima di applicare il Metodo 1, effettueremo una piccola correzione. Ricordiamo che il fondo totale è la somma di due contributi: una parte fornisce una stima combinata di falsi tag e fondo da $Wb\bar{b}$ e $Wc\bar{c}$ e l'altra parte una stima dei fondi rimanenti (Wc , WW e così via). Il primo contributo è calcolato applicando al nostro campione una parametrizzazione calcolata sui dati di getti generici: ma

questa è chiaramente una sovrastima del fondo perchè il nostro campione contiene una percentuale di eventi di top. Possiamo ora sottrarre questo contributo. Questa correzione viene effettuata dinamicamente nella procedura di fit: ad ogni iterazione del fit disponiamo infatti di una stima degli eventi di top nel campione ($= t_0 + t_1 + t_2$) che possiamo sottrarre facilmente.

Il fondo calcolato col Metodo 2 è molto meno sensibile al contributo del top nel campione. Tuttavia, anche in questo caso abbiamo sottratto (con una tecnica analoga a quella appena descritta per il Metodo 1) il contributo del top ovunque ciò si rendesse necessario.

Il fondo nel sottoinsieme a 2 tag, b_2 , è stato calcolato (utilizzando il metodo 2) nel capitolo 5 ed è essenzialmente consistente con zero con un grosso errore (vedi tabella 5.2).

	Campione I	Campione II
b_2	0.06 ± 0.04	0.02 ± 0.02

Tabella 5.2: Fondo doppio taggato (metodo 2).

Il fondo nel sottoinsieme di eventi non taggati, b_0 , è dato dalla differenza tra il fondo totale prima del tagging, b_b , e il fondo taggato. Il fondo totale prima del tagging è stato calcolato nella sezione 3.6 tramite la relazione:

$$b_b = \frac{1 - f_1}{f_1} \cdot N_{neg} \quad (5.1)$$

dove ricordiamo che f_1 è la frazione di tutti gli eventi di VECBOS a $\ln(L_{rel}) < 0$ e N_{neg} è il numero di eventi (dati) a $\ln(L_{rel}) < 0$. Anche in questo caso possiamo effettuare una correzione per tener conto che c'è una percentuale, anche se piccola, di eventi di top anche a $\ln(L_{rel}) > 0$. Sottrarre questo contributo (nel fit) modificando la relazione precedente come segue:

$$b_b = \frac{1 - f_1}{f_1} \cdot \left(N_{neg} - \frac{f_2}{1 - f_2} \cdot (t_0 + t_1 + t_2) \right)$$

dove f_2 è la frazione di eventi di top a $\ln(L_{rel}) < 0$. La somma $t_0 + t_1 + t_2$ fornisce infatti il numero di eventi di top a $\ln(L_{rel}) > 0$ e dobbiamo estrapolarlo tramite MC a $\ln(L_{rel}) < 0$. Utilizzando lo stesso MC di top che abbiamo utilizzato per determinare accettanze ed efficienze si ottengono i valori riportati in tabella 5.3. L'errore sistematico su f_2 è stato stimato variando l'energia dei getti in alto e in basso, di una quantità pari all'incertezza media sulla determinazione della loro energia (circa un 10 %, vedi sezione 2.3.3).

Per quanto riguarda le analoghe quantità per il campione dileptonico, esse sono riportate nella tabella 5.4.

	Campione I	Campione II
f_2	$0.25 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst})$	$0.23 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst})$

Tabella 5.3: Frazione di eventi di top a $\ln(L_{\text{rel}}) < 0$ nei due campioni.

parametro	valore
b_b	$1.77 \pm 0.40(\text{stat} + \text{syst})$
b_1	$0.08 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst})$
b_2	$0.01 \pm 0.01(\text{stat} + \text{syst})$

Tabella 5.4: Sommario dei parametri per il campione dileptonico.

Il fondo prima del tagging è stato discusso nel capitolo 3. Il fondo dopo il tagging, b_1 , è calcolato applicando la parametrizzazione del fondo di SECVTX a $L_{xy} > 0$; anche in questo caso si effettua poi una correzione per tener conto del contributo del top. Il fondo doppio taggato si suppone sia 10 volte più piccolo che il fondo b_1 (in analogia al caso dei campioni I e II) e si assegna ad esso un grosso errore (100 %).

5.3.3 Accettanze

Come abbiamo sottolineato nella sezione 5.2, descriviamo le nostre accettanze in termini di r_1 (r_2), definito come il rapporto tra il numero totale di eventi con uno e un solo (due) getti di b taggabili e il numero totale di eventi con nessun getto di b taggabile. Queste quantità sono ottenute usando il solito MC di top (PYTHIA $M_{\text{top}} = 170 \text{ GeV}/c^2$) e sono riportate in tabella 5.5.

Stimiamo due contributi all'errore sistematico. Il primo, dovuto alla scala dell'energie dei getti, è determinato cambiando l'energia dei getti di $\pm 10\%$. L'altro è dovuto agli effetti della radiazione di gluoni nello stato iniziale (*Initial State Radiation* o ISR) prodotta dal MC. Non è infatti ovvio che la quantità di ISR aggiunta dal MC sia quella giusta. Noi stimiamo l'effetto di queste incertezze teoriche studiando la variazione sulle nostre accettanze quando le ricalcoliamo con un MC del tutto simile a quello che abbiamo utilizzato finora ma in cui la ISR è stata spenta. L'incertezza risultante è poi sommata in quadratura a quella ottenuta variando l'energia dei getti.

Non includiamo invece alcuna incertezza dovuta all'efficienza dei tagli che effettuiamo per identificare i leptoni da W (che possono essere elettroni o muoni e quindi avere sistematiche diverse) e al trigger. Questo è giustificato dal fatto che abbiamo verificato che r_1 e r_2 sono essenzialmente costanti nei sottoinsiemi in cui possiamo suddividere il nostro campione a seconda del trigger che l'evento ha

passato e del tipo di leptone primario. Questo significa che gli effetti che abbiamo appena discusso si cancellano quando effettuiamo il rapporto tra le accettanze.

	r_1	r_2
DIL	$0.77 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst})$	$0.77 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.04(\text{syst})$
campione I	$0.81 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst})$	$1.07 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})$
campione II	$0.63 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst})$	$1.31 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst})$

Tabella 5.5: Sommario delle accettanze

5.4 Risultati del fit

Applicheremo la tecnica di fit che abbiamo discusso precedentemente al campione dileptonico e ai campioni I e II presi singolarmente. Inoltre, poichè quest'ultimi sono campioni scorrelati dal campione dileptonico, effettueremo anche un fit combinando il campione I (o il campione II) col campione di dileptoni.

Nella tabella 5.6 riportiamo il numero di eventi in questi tre campioni suddivisi per numero di tag per evento.

	0	1	2	totale
DIL	5	2	0	7
campione I	53	10	5	68
campione II	17	3	4	24

Tabella 5.6: Sommario del numero di eventi nei tre campioni

Il nostro campione principale è il campione I. Il campione II ha infatti una statistica minore ed inoltre, come si vede dalla tabella 5.5, l'errore sistematico relativo sulle accettanze è circa il doppio che nel campione I: questo significa che il taglio in $\cos\theta^*$ è molto sensibile al modello del MC (soprattutto alla ISR) e quindi è gestibile con difficoltà. Per quanto riguarda la stima del fondo useremo principalmente il metodo 2 perchè il metodo 1 fornisce una sovrastima del fondo: controlleremo che però i due risultati siano consistenti.

Il fit è eseguito due volte. Una prima volta mettiamo nella likelihood solo gli errori statistici. Se alcuni parametri hanno una stima combinata dell'errore statistico e sistematico, l'intero errore è inserito nel fit per essere conservativi. La seconda volta, il fit viene effettuato inserendo come errore sui parametri, la somma in quadratura dell'errore statistico e di quello sistematico. In questa maniera, dal confronto del risultato nei due casi, otteniamo una stima di quanto

pesino in proporzione i due errori nel fit. Il parametro incognito B è lasciato libero di variare anche al di fuori della sua frontiera fisica (l'intervallo $[0, 1]$).

I risultati del fit (per il campione I) sono mostrati nella tabella 5.7.

B	I (metodo 1)	I (metodo 2)
stat	$1.39^{+0.40}_{-0.37}$	$1.40^{+0.43}_{-0.39}$
stat + syst	$1.42^{+0.41}_{-0.39}$	$1.45^{+0.44}_{-0.42}$

Tabella 5.7: Risultati del fit usando il campione I. La prima (seconda) riga mostra i risultati quando solo gli errori statistici (entrambi gli errori) sono utilizzati nel fit

Si può vedere subito che i risultati del fit ottenuti con i due metodi di stima del fondo sono indistinguibili entro gli errori riportati. In tutti i casi il fit favorisce un valore più grande di uno, sebbene in tutti i casi il risultato sia consistente con uno entro una sigma. Inoltre, dal confronto dei risultati ottenuti con le due diverse stime dell'errore sui parametri, si nota che l'errore su B è dominato dall'errore statistico.

In tabella 5.8 mostriamo (con la solita suddivisione per numero di tag) il numero di eventi osservati nel nostro campione di dati, paragonato con il risultato del fit e col risultato che si ottiene forzando B ad essere uguale ad 1 nel fit. Come si può vedere il nostro risultato riproduce bene i dati, ma anche forzando $B = 1$ si ottiene una predizione soddisfacente.

	0	1	2
dati	53	10	5
fit	51.46	10.39	4.92
fit ($B=1$)	53.54	12.07	3.21

Tabella 5.8: Predizioni del fit paragonate al numero osservato di eventi (campione I).

In figura 5.1 mostriamo (per il campione I) l'andamento di $-2 \ln \mathcal{L}$ (dove \mathcal{L} è la likelihood del fit) in funzione del parametro B , nell'intervallo $[0, 2]$.

Il fit che abbiamo effettuato ci fornisce anche una stima della percentuale di top e di fondo presente nei nostri campioni. Il campione I risulta composto da un 63.4 % di fondo e da un 36.6 % di top; nel campione II invece, la percentuale di top è del 60 % e quella di fondo del 40 %. In figura 5.2 abbiamo riportato (per il campione I a L_{rel} maggiori e minori di 0) l'andamento della L_{rel} misurato sui dati, paragonato con una media pesata (con le proporzioni che abbiamo appena determinato) di top (PYTHIA a $M_{\text{top}} = 170 \text{ GeV}/c^2$) e fondo di VECBOS. Come si può vedere, l'accordo tra i dati e la previsione del fit è buono.

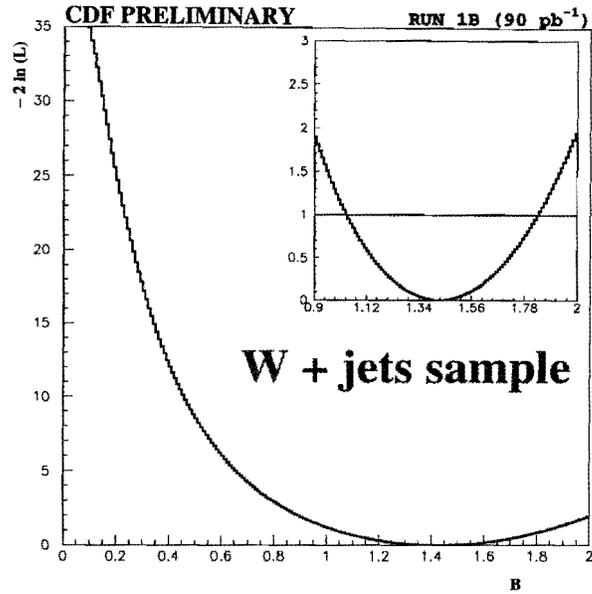


Figura 5.1: Andamento di $-2 \ln \mathcal{L}$ in funzione di B (campione I). L'inserto è un ingrandimento della regione attorno al minimo.

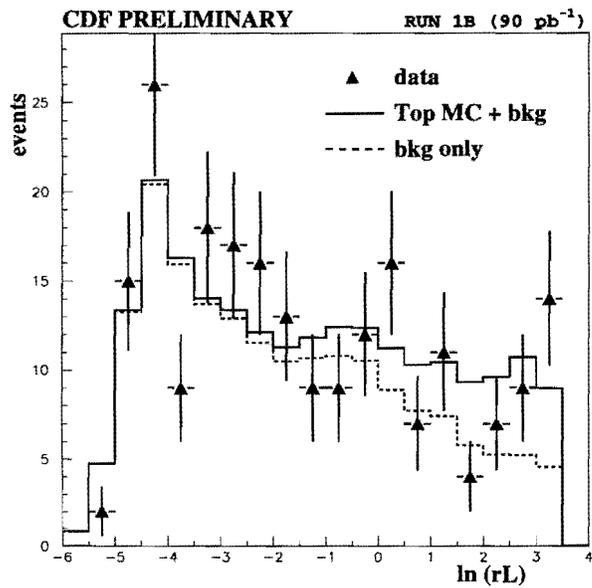


Figura 5.2: Andamento della L_{rel} per il campione I (triangoli con barre di errore). L'istogramma a linea continua è una media pesata di top e fondo (linea tratteggiata) nelle percentuali previste dal fit.

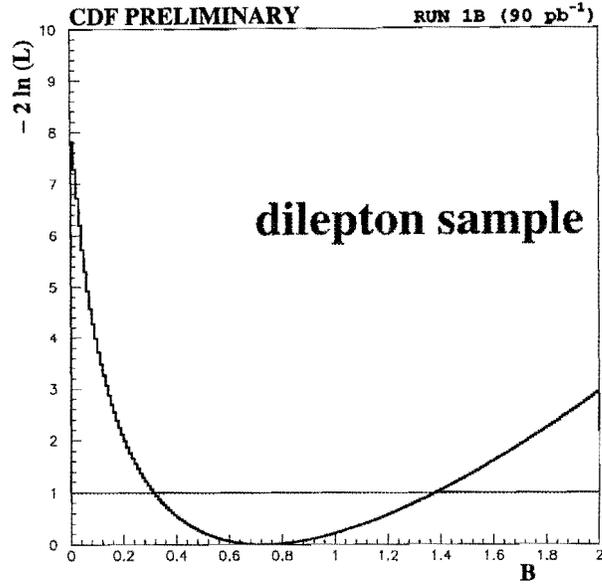


Figura 5.3: Andamento di $-2 \ln \mathcal{L}$ in funzione di B (campione di dileptoni).

Se applichiamo la stessa procedura di fit al campione dileptonico otteniamo i risultati di tabella 5.9.

B	DIL
stat	$0.72^{+0.65}_{-0.41}$
stat + syst	$0.72^{+0.66}_{-0.41}$

Tabella 5.9: Risultati del fit usando il campione dileptonico. La prima (seconda) riga mostra i risultati quando solo gli errori statistici (entrambi gli errori) sono utilizzati nel fit

Le previsioni del fit paragonate ai dati sono mostrate in tabella 5.10.

tags	0	1	2
data	5	2	0
fit	5.43	1.45	0.24
fit (B=1)	4.84	1.67	0.43

Tabella 5.10: Predizioni del fit paragonate al numero osservato di eventi (campione dileptonico)

Come si può vedere, in questo caso il fit favorisce un valore di B di circa 0.7 e anche in questo caso i risultati del fit sono in accordo con i dati. L'andamento di $-2 \ln \mathcal{L}$ in funzione di B è mostrato in figura 5.3.

5.4.1 Analisi combinata

Il campione I (II) e il campione dileptonico sono scorrelati e inoltre sono sicuramente affetti da differenti sistematiche. Ha quindi senso combinarli ed effettuare un fit globale ai due campioni di dati. Data la grossa differenza in statistica è evidente che il fit sarà dominato dal risultato sul campione W più getti.

B	campione I + DIL
stat	$1.23^{+0.37}_{-0.31}$
stat + syst	$1.25^{+0.38}_{-0.33}$
B	campione II + DIL
stat	$1.19^{+0.47}_{-0.43}$
stat + syst	$1.44^{+0.47}_{-0.44}$

Tabella 5.11: Risultati del fit combinando i campioni I e II col campione di dileptoni.

I risultati dei due fit (vedi tabella 5.11) sono consistenti l'uno con l'altro (e con quelli ottenuti precedentemente) e sono ancora leggermente maggiori di uno. Il confronto tra i dati e le previsioni del fit è mostrato in tabella 5.12 (campione I più dileptoni): l'accordo è molto buono. L'andamento della $-2 \ln \mathcal{L}$ in funzione

eventi	0	1	2
data	53	10	5
fit	52.16	11.23	4.18
fit (B=1)	53.57	12.08	3.19
data	5	2	0
fit	4.38	1.74	0.63
fit (B=1)	4.81	1.68	0.44

Tabella 5.12: Predizioni del fit paragonate al numero di eventi osservati. Il blocco superiore si riferisce al campione I e quello in basso al campione di dileptoni.

di B è mostrato in figura 5.4.

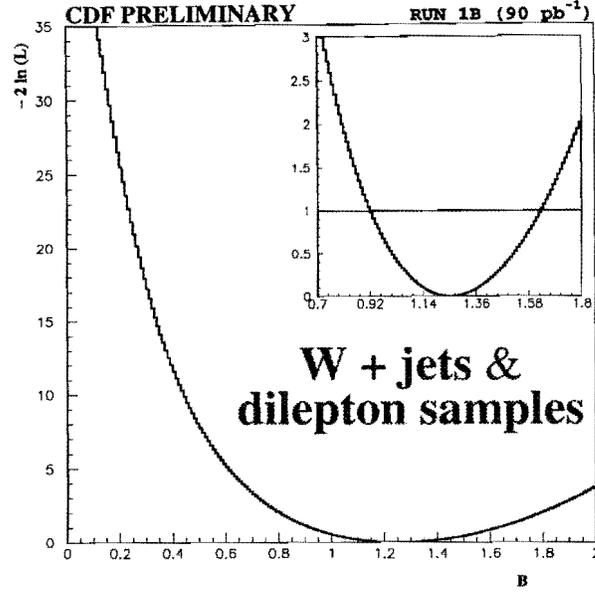


Figura 5.4: Andamento di $-2 \ln \mathcal{L}$ in funzione di B (campione I più dileptoni). L'inserto è un ingrandimento della regione attorno al minimo.

5.5 Determinazione di un limite inferiore su B

Un limite inferiore a B può essere ottenuto, in maniera standard [17], dal seguente integrale della likelihood:

$$P_{B > \bar{B}} = \frac{\int_{\bar{B}}^1 dB \int d^n \vec{x} \mathcal{L}(B, \vec{x})}{\int_0^1 dB \int d^n \vec{x} \mathcal{L}(B, \vec{x})} \quad (5.2)$$

dove abbiamo indicato con \vec{x} l'insieme di tutti gli altri parametri, oltre B , inclusi nella likelihood.

Vogliamo quindi, usando la relazione precedente, determinare \bar{B} tale che $P = 0.95$ (0.90). Effettueremo il calcolo in due tempi. Per prima cosa effettuiamo l'integrale più interno espandendo la \mathcal{L} all'ordine $\mathcal{O}(2)$ attorno al punto \vec{x}_0 per la quale la \mathcal{L} è massima (cioè dove la $-\ln \mathcal{L}$ è minima): $\mathcal{L}_{max}(B) = \mathcal{L}(B, \vec{x}_0) \geq \mathcal{L}(B, \vec{x})$, ottenendo:

$$\mathcal{L}^*(B) = \int d^n \vec{x} \mathcal{L}(B, \vec{x}) = \mathcal{L}_{max}(B) \sqrt{\det(C(B, \vec{x}_0))}$$

dove:

$$C(\vec{x}_0) = \left| -\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial x_i \partial x_j} \right|_{\vec{x}=\vec{x}_0}^{-1}$$

è la matrice di covarianza dei parametri \vec{x} . L'ipotesi alla base di questa espansione è che la $-\ln \mathcal{L}$ sia un paraboloide (cioè la \mathcal{L} sia proporzionale ad una gaussiana multivariata). Per il teorema del limite centrale questo è sicuramente vero in un intorno del massimo della \mathcal{L} . In questo calcolo, le grandezze $\mathcal{L}_{max}(B)$ e $C(\vec{x}_0)$ sono determinate fissando B ad un determinato valore e minimizzando la funzione $-\ln \mathcal{L}(B, \vec{x})$ rispetto alla variabile \vec{x} .

Possiamo allora riscrivere l'equazione 5.2 come:

$$P_{B > \bar{B}} = \frac{\int_{\bar{B}}^1 dB \mathcal{L}^*(B)}{\int_0^1 dB \mathcal{L}^*(B)}$$

Quest'ultima integrazione può essere effettuata facilmente in maniera numerica. I risultati sono mostrati in tabella 5.13.

	90 %	95 %
campione I	0.67	0.61
campione II	0.66	0.59
DIL	0.28	0.20
campione I+ DIL	0.67	0.61
campione II + DIL	0.66	0.60

Tabella 5.13: Limiti inferiori su B ottenibili nei vari campioni

5.6 Commento ai risultati

Dall'esame della tabella 5.13 si può notare che il miglior limite inferiore ($B > 0.61$ al 95 % CL) si ottiene quando combiniamo il campione I con il campione dileptonico. Questo è dovuto al fatto che la maggiore statistica ci permette di determinare B con un errore più basso.

Inoltre i limiti inferiori che useremo nel seguito per determinare $|V_{tb}|$ sono quelli ottenuti usando la somma (in quadratura) degli errori statistici e di quelli sistematici. Noi pensiamo che la procedura illustrata nella sezione precedente sia corretta anche se gli errori risultanti non sono necessariamente gaussiani. In questo fit abbiamo infatti a che fare con molti errori sistematici allo stesso tempo e molti di questi errori (stiamo pensando al caso dei fondi e del fattore di scala) sono la somma di molti contributi indipendenti: in questi casi l'ipotesi gaussiana è sicuramente ragionevole.

Per controllare queste assunzioni ed avere un'idea chiara di quale sia l'effetto dell'errore sistematico sul nostro risultato abbiamo deciso di effettuare un fit

iniziale usando solo gli errori statistici e di muovere ogni parametro del fit su e giù di una quantità uguale al corrispondente errore sistematico. In ognuno di questi casi il fit viene ripetuto e si registra l'effetto risultante sul limite inferiore. I risultati sono mostrati in tabella 5.14 (per il campione I + DIL)

quantità	-1σ	valore centrale (solo errore stat.)	$+1\sigma$
ε_j	0.64		0.63
s_ε	0.65		0.62
r_1	0.63		0.64
r_2	0.64		0.63
f_1	0.66		0.60
f_2	0.64		0.62
b_1	0.64	\vdots	0.63
b_2	0.64	0.64	0.63
$\varepsilon_{j,dil}$	0.64	\vdots	0.63
$r_{1,dil}$	0.63		0.64
$r_{2,dil}$	0.64		0.63
$b_{b,dil}$	0.63		0.64
$b_{1,dil}$	0.64		0.63
$b_{2,dil}$	0.76		0.64

Tabella 5.14: Limiti inferiori (tutti al 95 % CL) ottenuti scalando ogni parametro su e giù di una sigma dell'errore sistematico. Il valore centrale per le variazioni è ottenuto usando i soli errori statistici nel fit.

Come si può vedere nella maggior parte dei casi la nostra stima del limite inferiore su B è abbastanza conservativa. La ragione per cui non usiamo un metodo come questo per determinare un limite inferiore su B (prendendo per esempio il minore di tutti questi limiti inferiori) è che questo metodo non tiene in alcun modo conto delle correlazioni (o anticorrelazioni) tra i vari parametri.

Un'altra serie di controlli che abbiamo effettuato riguardano la variazione di alcuni parametri del MC. Per quanto riguarda il fondo, abbiamo già dimostrato che il risultato è insensibile alla determinazione del fondo utilizzando due metodi indipendenti. Effetti sistematici su accettanze ed efficienze sono stati controllati usando un MC simile a quello utilizzato precedentemente ma nel quale abbiamo spento la radiazione di gluoni nello stato iniziale. Effetti simili sono stati controllati usando un MC ad una massa del top differente ($M_{top} = 180 \text{ GeV}/c^2$). Infine abbiamo anche usato un differente MC (HERWIG ad una massa del top $M_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$) e rilasciato un po' i tagli di qualità sulle tracce che definiamo taggabili.

Tutti i risultati sono consistenti l'un l'altro e mostrano che il nostro risultato è il più conservativo (vedi tabella 5.15).

campione MC	95 % CL
PYTHIA $M_{\text{top}} = 170 \text{ GeV}/c^2$	0.61
fondo Metodo 1	0.62
PYTHIA $M_{\text{top}} = 170 \text{ GeV}/c^2$ no ISR	0.62
PYTHIA $M_{\text{top}} = 170 \text{ GeV}/c^2$	0.61
HERWIG $M_{\text{top}} = 170 \text{ GeV}/c^2$	0.64

Tabella 5.15: Confronto tra il limite inferiore su B ottenuto nella nostra analisi (prima riga) e quello ottenuto variando alcuni parametri del MC.

5.7 Determinazione di $|V_{tb}|$

Il limite inferiore su B che abbiamo appena ottenuto può essere trasformato in un limite inferiore su $|V_{tb}|$, modulo dell'elemento V_{tb} della matrice CKM.

Se supponiamo che vi siano solo tre generazioni di quark e che siano ammessi solo decadimenti del tipo $t \rightarrow W + q_d$, dove q_d è un qualunque quark di tipo *down*, la grandezza B è legata a $|V_{tb}|$ dalla relazione:

$$B = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2}$$

dove abbiamo trascurato la differenza di massa tra i quark di tipo down in maniera tale da poter semplificare i vari spazi delle fasi nel rapporto. Questo è giustificato dal fatto che lo spazio delle fasi è dominato dal fattore $1/M_{\text{top}}^2$ ed è molto piccolo.

Se supponiamo che valga la relazione 1.3 per $i = 3$ (cioè per il top) si ha:

$$|V_{tb}|^2 + |V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 = 1$$

Questo equivale ad assumere l'unitarietà (almeno nel settore del top). Si ottiene così:

$$B = |V_{tb}|^2 \Rightarrow |V_{tb}| = \sqrt{B}$$

Sostituendo (vedi tabella 5.11) $B = 1.23 \pm 0.37$ (stat + syst) in questa relazione, si ottiene:

$$|V_{tb}| = 1.12 \pm 0.16 \text{ (stat + syst)} \quad (5.3)$$

Se invece utilizziamo i limiti inferiori su B di tabella 5.13, ne deduciamo i limiti inferiori su $|V_{tb}|$ che sono riportati in tabella 5.16.

	campione II + DIL	campione II + DIL
90 % CL	$ V_{tb} > 0.82$	$ V_{tb} > 0.81$
95 % CL	$ V_{tb} > 0.78$	$ V_{tb} > 0.77$

Tabella 5.16: Limiti su $|V_{tb}|$ assumendo l'unitarietà.

Se rilasciamo l'ipotesi di unitarietà otteniamo:

$$|V_{tb}| = \sqrt{\frac{B}{1-B}(|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2)} \quad (5.4)$$

Da questa relazione vogliamo ottenere un limite inferiore su $|V_{tb}|$, utilizzando le stime di $|V_{ts}|$ e $|V_{td}|$ ottenute dai fit globali alla matrice CKM (vedi equazione 1.5). Assumendo una distribuzione gaussiana per le stime di questi due elementi della matrice, si può dimostrare che si può ottenere una stima del livello di confidenza su $|V_{tb}|$ ponendo $|V_{ts}|$ e $|V_{td}|$ uguali al loro valor medio nell'equazione 5.4. Otteniamo così i risultati di tabella 5.17.

	sample I + DIL	sample II + DIL
90 % CL	$ V_{tb} > 0.0572$	$ V_{tb} > 0.0559$
95 % CL	$ V_{tb} > 0.0502$	$ V_{tb} > 0.0492$

Tabella 5.17: Limiti su $|V_{tb}|$ rilasciando la richiesta di unitarietà.

5.8 Conclusioni

Abbiamo misurato i valori di B e $|V_{tb}|$ studiando i decadimenti diretti di top in beauty. Le nostre stime sono in accordo con i risultati ottenuti da un'altra analisi effettuata a CDF su un campione di top di W +getti selezionato richiedendo la presenza di almeno un getto taggato da SECVTX, combinato con il campione di dileptoni [133] [134].

Il limite ottenuto da questa analisi senza richiedere l'unitarietà è però meno stringente del nostro: $|V_{tb}| > 0.022$ (al 95 % CL) [135].

Il nostro risultato, sebbene ancora limitato dalla statistica, mostra come CDF, dopo la scoperta del top, sia in grado di esplorare la fisica del top ed in particolare quella dei suoi decadimenti.

Ci aspettiamo quindi degli importanti sviluppi sul fronte di questo tipo di fisica quando i previsti miglioramenti al Tevatron (Run II) saranno completati e permetteranno di ottenere un aumento di statistica di almeno un ordine di grandezza.

Bibliografia

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [2] A. Becquerel, Compt. Rend. **122**, 501, 509 (1896).
- [3] E. Rutherford, Phil. Mag., ser 6, **21**, 669 (1911).
- [4] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934).
- [5] R. P. Feynman e M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 1860 (1958).
- [6] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [7] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [8] A. Salam, in *Elementary particle theory* (Stoccolma, 1968), p. 367.
- [9] G. Arnison *et al.* (UA1 Collaboration), Phys. Lett. **B122**, 103 (1983).
- [10] M. Banner *et al.* (UA2 Collaboration), Phys. Lett. **B122**, 476 (1983).
- [11] G. Arnison *et al.* (UA1 Collaboration), Phys. Lett. **B126**, 398 (1983).
- [12] P. Bagnaia *et al.* (UA2 Collaboration), Phys. Lett. **B129**, 130 (1983).
- [13] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [14] M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [15] R. Barbieri, INFN IFUP-TH06/95 (1995).
- [16] L.-L. Chau e W.-Y. Keung, Phys. Rev. Lett. **53**, 1802 (1984).
- [17] L. Montanet *et al.*, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994) e aggiornamento parziale per l'edizione del 1996 disponibile sulle pagine WWW del PDG (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [18] R. Forty, in *Proceedings of the XXVII International Conference on High-Energy Physics* (Bristol, 1995).

- [19] M. S. Alam *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2885 (1995).
- [20] A. Ali e C. Greub, DESY-95-117 (1995).
- [21] A. J. Buras *et al.*, Phys. Rev. **D50**, 3433 (1994).
- [22] G. Belanger e C. Q. Geng, Phys. Rev. **D43**, 140 (1991).
- [23] S. Adler *et al.*, BNL-62327 (1995).
- [24] D. J. Fox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1504 (1974).
- [25] S. Catani *et al.*, CERN-TH/96-21 (1996).
- [26] I. Bigi *et al.*, Phys. Lett. **B181**, 157 (1986).
- [27] S. Dawson e S. Willenbrock, Nucl. Phys. **B284**, 449 (1987).
- [28] S. L. Glashow *et al.*, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).
- [29] G. L. Kane e M. E. Peskin, Nucl. Phys. **B195**, 29 (1982).
- [30] R. Ammar *et al.*, Phys. Rev. **D49**, 5701 (1994).
- [31] D. P. Roy e S. Uma Sankar, Phys. Lett. **B243**, 296 (1990).
- [32] R. Aleksan, relazione alla sessione plenaria della Conferenza EPS-HEP, Brussels, 27 Luglio–2 Agosto, 1995.
- [33] A. Passeri, relazione alla sessione PA8 della Conferenza EPS-HEP, Brussels, 27 Luglio–2 Agosto, 1995.
- [34] D. G. Charlton, relazione alla sessione PA8 della Conferenza EPS-HEP, Brussels, 27 Luglio–2 Agosto, 1995.
- [35] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **75**, 11 (1995).
- [36] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), FERMILAB-PUB-95/033-E (1995).
- [37] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **73**, 220 (1994).
- [38] J. Alitti *et al.* (UA2 Collaboration), Phys. Lett. **B276**, 354 (1992).
- [39] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).
- [40] W. R. Innes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 1240 (1977).
- [41] D. Decamp *et al.*, Phys. Lett. **B236**, 511 (1990).
- [42] J. D. Bjorken e S. J. Brodsky, Phys. Rev. **D1**, 1416 (1970).

- [43] S. Brandt *et al.*, Phys. Lett. **12**, 57 (1964).
- [44] E. Fahri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 1587 (1977).
- [45] H. Yoshida *et al.* (VENUS Collaboration), Phys. Lett. **B198**, 570 (1987).
- [46] K. Abe *et al.* (VENUS Collaboration), Phys. Lett. **B234**, 382 (1990).
- [47] G. S. Abrams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2447 (1989).
- [48] P. Abreu *et al.* (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B242**, 536 (1990).
- [49] G. Arnison *et al.* (UA1 Collaboration), Phys. Lett. **B147**, 493 (1984).
- [50] C. Albajar *et al.* (UA1 Collaboration), Z. Phys. **C48**, 1 (1990).
- [51] T. Akesson *et al.* (UA2 Collaboration), Z. Phys. **C46**, 179 (1990).
- [52] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **64**, 142 (1990).
- [53] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **64**, 147 (1990).
- [54] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D43**, 664 (1991).
- [55] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **68**, 447 (1992).
- [56] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D45**, 3921 (1992).
- [57] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **72**, 2138 (1994).
- [58] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D50**, 2966 (1994).
- [59] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994).
- [60] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D51**, 4623 (1995).
- [61] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2422 (1995).
- [62] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **74**, 2626 (1995).
- [63] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. **74**, 2632 (1995).
- [64] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D52**, R2605 (1995).
- [65] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **75**, 3997 (1995).
- [66] L. Demortier, in *Proceedings of the International Europhysics Conference on High-Energy Physics*, Brussels, Belgium (1995).
- [67] S. Van der Meer, Rev. Mod. Phys. **57**, 699 (1985).

- [68] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A271**, 387 (1988).
- [69] D. Amidei *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A350**, 73 (1994).
- [70] P. Azzi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A360**, 137 (1995).
- [71] F. Bedeschi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A268**, 50 (1988).
- [72] S. Bhadra *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A268**, 92 (1988).
- [73] L. Balka *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A267**, 272 (1988).
- [74] S. Bertolucci *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A267**, 272 (1988).
- [75] Y. Fukui *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A267**, 272 (1988).
- [76] G. Brandenburg *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A267**, 257 (1988).
- [77] S. Cihangir *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A267**, 249 (1988).
- [78] G. Ascoli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A268**, 33 (1988).
- [79] K. Byrum *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A268**, 46 (1988).
- [80] F. Bedeschi, CDF 371 (1985).
- [81] P. Billoir, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **225**, 352 (1984).
- [82] P. Billoir *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A241**, 115 (1985).
- [83] R. Fruhwirth, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A262**, 444 (1987).
- [84] P. Billoir, Comput. Phys. Commun., **57**, 390 (1989).
- [85] R. E. Kalman, J. Basic Eng., **82**, 34 (1961).
- [86] R. E. Kalman e R. S. Bucy, J. Basic Eng., **83**, 95 (1961).
- [87] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D45**, 1448 (1992).
- [88] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D47**, 4857 (1993).
- [89] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **70**, 1376 (1993).
- [90] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D43**, 2070 (1991).
- [91] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D50**, 5550 (1994).
- [92] D. Amidei *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A269**, 51 (1988).

- [93] G. W. Foster *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A269**, 93 (1988).
- [94] D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. **B313**, 535 (1995).
- [95] G. Watts, tesi di Ph. D., Università di Rochester (1994).
- [96] S. Dell’Agnello, tesi di Dottorato, Università di Pisa (1993).
- [97] S. Dell’Agnello, F. Tartarelli *et al.*, CDF 2288 (1993).
- [98] S. Dell’Agnello, F. Tartarelli *et al.*, CDF 2416 (1994).
- [99] W. Yao, F. Tartarelli *et al.*, CDF 2716 (1994).
- [100] B. Denby *et al.*, I.E.E.E. Trans. Nucl. Science **37**, 248 (1990).
- [101] F. Bedeschi *et al.*, CDF 2945 (1995).
- [102] G. Marchesini e B. R. Webber, Nucl. Phys. **B310**, 461 (1988).
- [103] G. Marchesini *et al.*, Comput. Phys. Commun., **67**, 465 (1992).
- [104] H.-U. Bengtsson e T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun., **46**, 43 (1987).
- [105] P. Avery *et al.*, Cornell Internal Note CSN-212 (1985).
- [106] B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- [107] C. Peterson *et al.*, Phys. Rev. **D27**, 105 (1983).
- [108] G. Altarelli e G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).
- [109] F. A. Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B357**, 32 (1991).
- [110] F. A. Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B321**, 39 (1989).
- [111] M. Mangano *et al.*, Nucl. Phys. **B405**, 536 (1993).
- [112] S. Rolli, CDF 3321 (1995).
- [113] M. Cobal, tesi di Dottorato, Università di Pisa (1993).
- [114] F. Bedeschi, F. Tartarelli *et al.*, CDF 2704 (1994).
- [115] M. Cobal *et al.*, CDF 2990 (1995).
- [116] F. Paige e S. D. Protopopescu, BNL Report No. 38034 (1986).
- [117] J. Ohnemus *et al.*, Phys. Rev. **D44**, 1403 (1991).
- [118] S. Frixione, Nucl. Phys. **B410**, 280 (1993).

- [119] J. Ohnemus *et al.*, Phys. Rev. **D44**, 3477 (1991).
- [120] S. Frixione *et al.*, Nucl. Phys. **B383**, 3 (1992).
- [121] B. Mele *et al.*, Nucl. Phys. **B357**, 409 (1991).
- [122] J. Ohnemus *et al.*, Phys. Rev. **D43**, 3626 (1991).
- [123] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D43**, 3626 (1991).
- [124] M. H. Seymour, Z. Phys. **Z63**, 99 (1994).
- [125] M. L. Mangano *et al.*, Nucl. Phys. **B373**, 295 (1992).
- [126] F. Bedeschi, F. Tartarelli *et al.*, CDF 3369 (1995).
- [127] F. Bedeschi, F. Tartarelli *et al.*, CDF 2912 (1995).
- [128] G. Chiarelli, CDF 2981 (1995).
- [129] B. R. Webber, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **36**, 253 (1986)
- [130] M. L. Mangano, CDF 1665 (1992).
- [131] W. Yao *et al.*, CDF 2989 (1995).
- [132] F. Bedeschi, F. Tartarelli *et al.*, CDF 3400 (1995).
- [133] T. J. LeCompte, CDF 2939 (1995).
- [134] T. J. LeCompte e R. Roser, CDF 3056 (1995).
- [135] T. J. LeCompte, in *Proceedings of the 2nd Rencontres du Vietnam, International Conference on Particle Physics and Astrophysics*, Ho Chi Ming City, Vietnam (1995).