Indice

1 Il bosone di Higgs nel Modello Standard **5**
1.1 Il Modello Standard 5
1.2 Simmetria Elettrodebole 7
1.3 Rottura spontanea di simmetria e teorema di Goldstone 10
1.4 Meccanismo di Higgs nel Modello Standard e settore bosonico 11
1.5 Lagrangiana di Yukawa e settore fermionico 14
1.6 Parametri liberi della teoria 15
1.7 Processi di produzione dell'Higgs ai collider adronici e canali di decadimento 15
1.8 Processi di fondo $b\bar{b}$ 18

2 Limiti sulla massa del bosone di Higgs **21**
2.1 Limiti teorici 21
2.2 Limiti ottenuti dalle ricerche sperimentali 23
2.3 Ricerca del bosone di Higgs al Tevatron 24

3 Il sistema di accelerazione e il rivelatore CDF **29**
3.1 Il sistema di accelerazione 29
3.1.1 La produzione di protoni 30
3.1.2 La produzione di antiprotoni 30
3.1.3 Il Tevatron 31
3.2 Il rivelatore **CDF** 32
3.2.1 Il sistema di riferimento del rivelatore 32
3.2.2 Il sistema di tracciatura 33
3.2.3 La ricostruzione delle tracce 39
3.2.4 Apparato per la misura del tempo di volo 43
3.2.5 Il sistema calorimetrico 44
3.2.6 La ricostruzione dei jet 45
3.2.7 Il rivelatore di muoni 49

4 Trigger **50**
4.1 Il sistema di trigger a **CDF** 50
4.2 Upgrade del sistema di trigger a **CDF** 58
4.3 Trigger per la ricerca del canale $H \to b\bar{b}$ 60
4.3.1 Il trigger HighPtBjet 60
4.3.2 I nuovi trigger per la ricerca dell'Higgs 62

5 Uso delle simulazioni Monte Carlo e richieste off-line **65**
5.1 La simulazione Monte Carlo 65
5.1.1 Descrizione dei Monte Carlo utilizzati 65
5.2 Dataset utilizzati 67
5.3 Simulazione del trigger HighPtBjet 67
5.4 Prerequisiti 72
5.5 Richieste off-line per la ricostruzione dell'evento 74
5.5.1 L'Algoritmo di b-tag SecVtx 75
5.5.2 Richieste off-line 82
5.6 Efficienze sul segnale 84

6 Selezione del processo $H \to b\bar{b}$ **85**
6.1 Composizione del campione 86
6.2 Caratteristiche fisiche del segnale e del fondo prevalente 91
6.3 Correlazione tra le variabili 103
6.4 Estrazione del segnale tramite l'uso di Reti Neurali 104
6.4.1 Artificial Neural Networks 105
6.4.2 Reti neurali per la selezione del segnale $H \to b\bar{b}$ 108

7 Risultati e Conclusioni **114**
7.1 Significanza statistica del segnale $H \to b\bar{b}$ 114
7.2 Prospettive 117
7.3 Conclusioni 118

Introduzione

Il bosone di Higgs è l'unica particella del Modello Standard che non è ancora stata rivelata. Essa riveste un ruolo particolare nel quadro della teoria sia perché è l'unico bosone scalare sia perché, tramite due meccanismi distinti, contribuisce in modo fondamentale all'interpretazione della massa delle particelle, sia nel settore bosonico che nel settore fermionico. La teoria del Modello Standard e il ruolo del bosone di Higgs in questa teoria sono descritti nel capitolo 1.

I prossimi anni saranno cruciali per la ricerca dell'Higgs. Si prevede che con i dati raccolti al nuovo Collider adronico LHC entro poco tempo, si potrà scoprire la particella o escluderne l'esistenza. Nel frattempo, i rivelatori **CDF** e **D0** al collider Tevatron di Fermilab, stanno raccogliendo dati e perfezionando le tecniche di analisi al punto che inizia ad intravedersi la possibilità concreta che la ricerca dell'Higgs in questi esperimenti possa raggiungere valori di sensibilità prossimi alla sezione d'urto prevista dal Modello Standard. Il rivelatore **CDF** e il suo sistema di trigger sono descritti nei capitoli 3 e 4.

Limiti sperimentali e teorici, descritti nel capitolo 2, escludono valori della massa della particella all'infuori dell'intervallo $114 \div 190\ GeV/c^2$.

Poichè le probabilità di decadimento dipendono fortemente dalla massa dell'Higgs anche le tecniche di analisi cambiano a seconda della regione esplorata. Ai collider adronici la ricerca nella regione a bassi valori della massa è stata finora condotta in canali in cui l'Higgs è prodotto associato a bosoni vettori. Infatti, pur essendo meno probabili, questi canali risultano ad alta purezza di segnale.

L'analisi condotta in questa tesi riguarda la ricerca dell'Higgs nel processo di decadimento $b\bar{b}$ *inclusivo*, cioè indipendente dalla produzione associata di bosoni vettori.

Rispetto agli altri canali di ricerca, quello analizzato è caratterizzato da una sezione d'urto più alta e quindi da un maggior numero di eventi di segnale, ma dalla presenza di un fondo molto più abbondante e a priori difficilmente distinguibile dal segnale.

Per questo motivo le prospettive per la ricerca in questo canale dipendono

fortemente dalla possibilità di distinguere il segnale dalla grande quantità di fondo. In questa tesi viene affrontato per la prima volta uno studio sulla effettiva possibilità sperimentale di ottenere questa distinzione con il rivelatore **CDF** e un trigger specifico per la selezione online di eventi con jet contenenti b quarks, come spiegato nei capitoli 4 e 5.

La ricerca di caratteristiche distintive del segnale è stata condotta attraverso un'analisi ragionata di molte variabili fisiche, sia nel loro significato fisico in relazione alla teoria, sia in termini di risoluzione nel processo di ricostruzione col rivelatore **CDF** . Gli studi e i metodi per la distinzione del segnale sono descritti nel capitolo 6. Il capitolo 7 riassume i risultati ottenuti con le tecniche sviluppate e conclude con le prospettive per la ricerca del bosone di Higgs a **CDF** per basse masse.

Capitolo 1

Il bosone di Higgs nel Modello Standard

In questo capitolo descriviamo brevemente il Modello Standard (SM) e le sue caratteristiche fondamentali. Il bosone di Higgs occupa un ruolo fondamentale in questo modello teorico: tutti i campi nella Lagrangiana della teoria che descrivono particelle massive ricevono il proprio termine di massa dall'interazione con il campo scalare del bosone di Higgs. Il meccanismo che porta all'introduzione di questo bosone viene chiamato *meccanismo di Higgs* e fu introdotto per la prima volta nell'ambito delle teorie di campo quantistico nel 1960 da Peter Higgs. Il meccanismo di Higgs fu poi applicato da Steven Weinberg ad una teoria di gauge non abeliana che unifica la descrizione della interazione elettromagnetica e dell'interazione debole.

Nel prossimo capitolo verranno discussi i limiti teorici sulla massa di questo bosone e lo stato attuale delle ricerche sperimentali.

1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard della fisica delle particelle comprende sia la teoria dell'interazione elettrodebole sia la cromodinamica quantistica (QCD) ed è in ottimo accordo con le misure sperimentali [4]. Ha predetto con precisione l'esistenza e la massa del quark top [5, 6], e recentemente la frequenza di mescolamento dei mesoni B_s[7, 8, 9].

Il modello prevede due tipi di particelle: i fermioni di spin 1/2 e i bosoni di spin intero. In generale i fermioni costituiscono la materia mentre i bosoni sono i mediatori delle interazioni. I fermioni sono ulteriormente suddivisi in due gruppi, leptoni e quark. Il leptone conosciuto da più tempo è l'elettrone,

Quark			carica
$\begin{pmatrix} up \\ down \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} charm \\ strange \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} top \\ bottom \end{pmatrix}$	$+2/3$ $-1/3$
Leptoni			carica
$\begin{pmatrix} e \text{ (elettrone)} \\ \nu_e \text{ (neutrino elettronico)} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$	-1 0

Tabella 1.1: Le tre famiglie di quark e leptoni nel Modello Standard.

altri due leptoni più pesanti sono il muone e il tau, altri tre leptoni molto leggeri sono i neutrini ν_e, ν_μ e ν_τ.

I quark sono presenti in natura solo in stati legati detti genericamenti adroni. I più comuni esempi di adroni sono il protone, stato legato di due quark up a un quark down uud, e il neutrone (udd), che costituiscono i nuclei atomici.

Quark e leptoni sono classificati in tre famiglie distinte, come descritto in tabella 1.1 Le tre famiglie hanno caratteristiche simili, si distinguono per la massa delle particelle.

Le interazioni tra le particelle sono governate da quattro interazioni; esse sono, in ordine di intensità: interazione forte, interazione elettromagnetica, interazione debole e interazione gravitazionale. Queste interazioni si propagano tramite lo scambio dei bosoni elencati in tabella 1.2.

Il Modello Standard descrive le tre interazioni più intense, la gravità non è descritta da questo modello e i suoi effetti non sono rivelabili negli esperimenti di fisica delle particelle ai collider.

La parte della teoria che descrive l'interazione forte è detta *cromodinamica quantistica*, o QCD. L'interazione forte è responsabile dei legami tra i quark negli adroni, e tra protoni e neutroni nei nuclei, l'intensità di questa forza è infatti maggiore della repulsione elettrica tra particelle di uguale carica in questi stati legati. Questa interazione è mediata dallo scambio gluoni, il cui numero è pari al numero di generatori indipendenti del gruppo di simmetria di gauge della Lagrangiana di QCD. Poichè tale gruppo di simmetria è SU(3), il numero di gluoni indipendenti è otto. La carica dell'interazione forte è detta carica di colore, ed è convenzionalmente identificata nei tre colori rosso, verde e blu.

Una caratteristica peculiare dell'interazione forte è quella di aumentare al crescere della distanza tra le particelle, al punto che oltre una certa distanza risulta energeticamente più conveniente la creazione di altri quark dal vuoto quantico. Questa caratteristica è legata al fenomeno cosiddetto del *confinamento*, cioè in natura, alle scale di energia ordinarie, non possono trovarsi

quark liberi; a questa scala tutti gli adroni osservati sono senza colore, cioè privi di carica forte, e sono quindi formati da opportune combinazioni di quark neutre rispetto alla carica di colore.

La descrizione dell'interazione debole e dell'interazione elettromagnetica è stata unificata ad opera di Glashow, Salam, e Weinberg [10, 11, 12] in unica teoria detta elettrodebole.

Interazione	bosone propagatore	massa
Forte	gluone	0
Elettromagnetica	fotone	0
Debole	$W^{\pm}$	80 GeV/c^2
	Z^0	91 GeV/c^2
Gravitazione	gravitone	0

Tabella 1.2: Mediatori delle diverse interazioni nel Modello Standard.

1.2 Simmetria Elettrodebole

Mentre l'interazione forte riguarda solo i quark, l'interazione elettrodebole coinvolge tutto il settore fermionico, cioè sia i quark che i leptoni.

La descrizione di questa interazione è nell'ambito di quelle teorie di campo quantistiche cosiddette teorie di *gauge* non-abeliane. Ciò significa che il gruppo della simmetria di *gauge* è un gruppo non-abeliano, cioè non commutativo.

Il gruppo di simmetria di gauge della Lagrangiana elettrodebole è il prodotto $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ di un gruppo unitario $SU(2)$ *left* detto di *isospin* per il gruppo abeliano $U(1)_Y$ detto di *ipercarica*. L'agettivo *left* si riferisce al fatto che nella rappresentazione fondamentale del gruppo i campi fermionici sono *left-handed*.

I generatori di $SU(2)_L$ sono indicati con T_i, mentre Y è il generatore di $U(1)_Y$. I commutatori di questi generatori sono dati da:

$$[T^a, T^b] = i\epsilon^{abc}T_c, \quad [Y, Y] = 0 \quad [Y, T^a] = 0 \tag{1.1}$$

Nella rappresentazione fondamentale di $SU(2)$ i generatori T^a sono proporzionali alle matrici di Pauli σ^a, nella rappresentazione banale sono nulli. Il generatore Y coincide con l'identità. I bosoni mediatori dell'interazione sono rappresentati da campi di *Klein-Gordon*, detti anche campi di gauge, e sono particolari combinazioni lineari dei generatori del gruppo di gauge.

Al generatore del gruppo $U(1)_Y$ corrisponde il campo B_μ, ai tre generatori del gruppo $SU(2)_L$ corrispondono i tre campi di gauge $W_\mu^{1,2,3}$. Il propagatore dell'interazione elettromagnetica, corrispondente al campo A^μ in elettrodinamica quantistica (QED), è dato dalla combinazione $Q = T_3 + Y$.

I termini cinetici dei campi di gauge sono dati da:

$$-\frac{1}{4}W^{a\mu\nu}W_{a\mu\nu} \quad -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{1.2}$$

dove

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + g\epsilon^{abc}W^b_\mu W^c_\nu \tag{1.3}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.4}$$

Le particelle di Fermi sono associate a campi spinoriali detti di *Dirac*. Tali campi vengono scomposti nelle due possibili chiralità *left-handed* e *right-handed*: $\psi = \psi_L + \psi_R$; i campi *left* e i campi *right* vengono assegnati a differenti rappresentazioni del gruppo di gauge. Consideriamo ad esempio il settore leptonico, i campi *left-handed* sono assegnati alla rappresentazione fondamentale di $SU(2)$ (isodoppietti), mentre i campi *right-handed* sono assegnati alla rappresentazione banale (isosingoletti).

Se non si considera l'estensione del Modello Standard che assegna massa ai neutrini, i campi fermionici sono:

$$e_L = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e} \\ \psi_e \end{pmatrix}_L \quad e_R = (\psi_e)_R \tag{1.5}$$

e_L rappresenta i campi *left* ed è un doppietto di $SU(2)$ a cui si assegna autovalore di ipercarica $Y = -1/2$, e_R è singoletto di $SU(2)$ con autovalore di ipercarica $Y = 1/2$.

L'assegnazione di tutti i campi fermionici alle opportune rappresentazioni del gruppo di gauge è illustrata in tabella 1.3. L'autovalore di ipercarica è assegnato in modo tale che l'autovalore dell'operatore di carica elettrica $Q = T_3 + Y$ di ogni particella coincida con la carica osservata sperimentalmente.

Per descrivere le interazioni tra bosoni e fermioni è necessario introdurre la derivata covariante, che permette di costruire termini della Lagrangiana che rispettino la simmetria di gauge e siano invarianti per trasformazioni di Lorentz.

$$D^\mu \equiv \partial^\mu + igW^\mu_a T_a + ig'B^\mu Y \tag{1.6}$$

dove g, g' esprimono gli accoppiamenti indipendenti dei campi bosonici appartenenti ai due gruppi $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, con i campi fermionici. La derivata

Famiglia	1	2	3	Y	T^3	Q
Leptoni	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$-1/2$ $-1/2$	$1/2$ $-1/2$	0 -1
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	-1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$1/6$ $1/6$	$1/2$ $-1/2$	$+2/3$ $-1/3$
	u_R d_R	c_R d_R	t_R b_R	$+2/3$ -1/3	0 0	$+2/3$ -1/3

Tabella 1.3: Assegnazioni dei campi di Dirac alle opportune rappresentazioni del gruppo $SU(2) \otimes U(1)_Y$. Per ogni campo sono riportati gli autovalori dei generatori T_3 e Y.

covariante consente di costruire il seguente termine della Lagrangiana che esprime l'interazione tra bosoni e fermioni:

$$\mathcal{L} = \overline{e_L} i\gamma_\mu D^\mu e_L + \overline{e_R} i\gamma_\mu D^\mu e_R \tag{1.7}$$

dove $\overline{e_L} = e_L^\dagger \gamma_0$

Fino a questo punto tutti i campi introdotti nella Lagrangiana rappresentano particelle prive di masse. L'introduzione dei termini di massa non è immediata: qualsiasi termine di massa, sia nel settore bosonico che in quello fermionico, violerebbe la simmetria di gauge, che è l'ipotesi fondamentale alla base della costruzione della Lagrangiana elettrodebole.

I termini di massa risultano dall'introduzione di un altro campo scalare attraverso un meccanismo detto *rottura spontanea di simmetria* che verrà discusso nel prossimo paragrafo.

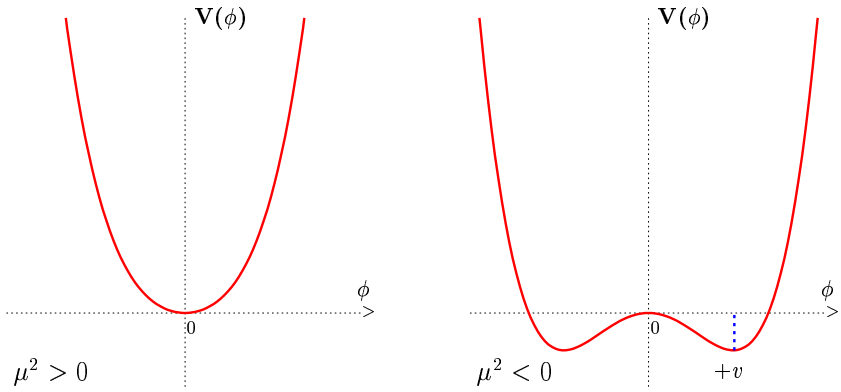


Figura 1.1: Esempio di rottura spontanea di simmetria. Il potenziale V del campo scalare ϕ; a sinistra nel caso in cui $\mu^2 > 0$ e a destra per $\mu^2 < 0$ [1].

1.3 Rottura spontanea di simmetria e teorema di Goldstone

In generale con il termine rottura spontanea di simmetria si intende riferirsi a sistemi la cui Lagrangiana presenta delle simmetrie di cui non godono le configurazioni di energia minima. Il termine spontanea si riferisce al fatto che la rottura di simmetria può dipendere da un parametro che non è fissato a priori, ma che assume valori diversi al variare di determinate condizioni, quali ad esempio la temperatura. Tale situazione è da tempo studiata in fisica classica e quantistica, ed è alla base di alcuni fenomeni come il ferromagnetismo e la superconduttività.

La prima applicazione della rottura spontanea di simmetria alle teorie di campo quantistiche è legata al teorema di Goldstone [22]. Consideriamo una semplice Lagrangiana, il cui potenziale è mostrato in figura 1.1

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - V(\phi) \tag{1.8}$$

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda\phi^4 \tag{1.9}$$

dove ϕ è un campo scalare di Klein-Gordon. La Lagrangiana è simmetrica per riflessioni $\phi \to -\phi$. Se $\mu^2 \geq 0$ allora il minimo del sistema si trova nell'origine, e $\mathcal{L}$ è la Lagrangiana di una particella di spin zero con massa μ, e λ costante di accoppiamento di un vertice di autointerazione quartico. Se

$\mu^2 < 0$ il potenziale $V(\phi)$ ha una due minimi per $\phi = \pm v$ dove $v \equiv \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ e non più in $\langle \phi^2 \rangle = 0$ come nel caso precedente. v rappresenta il valore di aspettazione nel vuoto del campo ϕ.

È necessario espandere le equazioni 1.8 e 1.9 attorno ad uno dei due punti di equilibro v o $-v$; definiamo $\phi = v + \sigma$, e sostituiamo nella Lagrangiana, si ottiene:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \mu^2 \sigma^2 - \sqrt{-\mu^2 \lambda}\sigma^3 - \frac{\lambda}{4}\sigma^4 + const. \tag{1.10}$$

La nuova Lagrangiana descrive una particella di massa $\sqrt{2}\mu$, con vertici di autointerazione a 3 e 4 gambe descritti dai termini σ^3 e σ^4. Dopo l'espansione attorno al punto di equilibrio la simmetria $\phi \to -\phi$ non è più evidente, il campo fisico σ non gode della stessa simmetria.

Questo è l'esempio più semplice di rottura di simmetria in una teoria di campo quantistica [3].

Il comportamento di questi sistemi nel caso generale in cui i campi hanno più dimensioni è formalizzato nel teorema di Goldstone.

Teorma di Goldstone 1 *Se la lagrangiana di una teoria di campo quantistica è invariante per trasformazioni continue e globali di un gruppo di $\mathcal{G}$ di Lie di dimensione n, e le configurazioni di equilibrio del sistema sono invarianti per trasformazioni di un gruppo $\mathcal{H}$ di dimensione m, sottogruppo di $\mathcal{G}$, si dice che $\mathcal{G}$ è spontaneamente rotto in $\mathcal{H}$. Allora la Lagrangiana descrive un sistema in cui sono presenti $n - m$ particelle di spin zero e massa nulla dette* bosoni di Goldstone

1.4 Meccanismo di Higgs nel Modello Standard e settore bosonico

La rottura di simmetria in una teoria di campo quantistico che gode di una simmetria di gauge presenta risvolti differenti. Le simmetrie del teorema di Goldstone sono simmetrie *globali*, diverso è il caso in cui la Lagrangiana gode di simmetrie *locali*, cioè funzione delle coordinate x^μ.

In tale situazione si verifica il *meccanismo di Higgs*, ovvero i bosoni di Goldstone a massa nulla non sono fisicamente indipendenti rispetto ai bosoni di gauge. Una semplice trasformazione di gauge fa in modo che i gradi di libertà legati ad ogni bosone di Goldstone conferiscano massa ad altrettanti bosoni di gauge [23, 24, 25, 26].

Nel seguito è descritta l'applicazione di questo meccanismo al caso della Lagrangiana elettrodebole.

Introduciamo un doppietto di $SU(2)$ di campi scalari complessi:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

al doppietto ϕ assegniamo autovalore di ipercarica $Y = 1$.

Questo campo permette di introdurre il seguente termine nella Lagrangiana:

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{1.12}$$

Il potenziale del campo ϕ presenta una valle di minimi per $|\phi| = \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$; fissiamo il minimo del potenziale in

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

ed esprimiamo ϕ attorno al minimo scelto:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e^{i \frac{\xi^a(x) T^a}{v}} \tag{1.13}$$

Il gruppo di simmetria residua $\mathcal{H}$ è rappresentato dal generatore $Q = Y + T_3$, che viene identificato con il gruppo $U(1)_{em}$.

Operiamo ora la seguente trasformazione di gauge:

$$\begin{cases} W^\mu \to W^\mu \\ B^\mu \to B^\mu \\ \phi(x) \to \phi(x) e^{-i \frac{\xi^a(x) \sigma^a}{v}} \end{cases} \tag{1.14}$$

Grazie a questa trasformazione il campo ϕ non dipende più dai campi $\xi^a(x)$, e vale identicamente

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \text{ con } v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{1.15}$$

Grazie a questa particolare scelta di gauge i tre campi $\xi^a(x)$ sembrano spariti dalla lagrangiana. In realtà questi campi non sono indipendenti rispetto ai campi di gauge dei bosoni vettori, la ridefinizione della gauge rende esplicito un termine di massa per tre dei quattro campi di gauge, e i gradi di libertà dei campi ξ^a riappaiono sotto forma di un grado di libertà aggiuntivo di ogni bosone vettore con massa[1].

[1] i bosoni vettori a massa nulla hanno solo due possibili polarizzazioni indipendenti lungo il piano trasversale alla direzione dell'impulso, i bosoni vettori massivi hanno anche la polarizzazione longitudinale

Per esplicitare quanto detto operiamo la seguente ridefinizione dei campi:

$$W_\mu^\pm = \frac{W_{1\mu} \mp iW_{2\mu}}{\sqrt{2}} \tag{1.16}$$

$$Z_\mu = cos\theta_W W_{3\mu} - sin\theta_W B_\mu \tag{1.17}$$

$$A_\mu = sin\theta_W W_{3\mu} + cos\theta_W B_\mu \tag{1.18}$$

dove $tan(\theta_W) = \frac{g'}{g}$, e riscriviamo la parte bosonica della Lagrangiana:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_B = & - \frac{1}{4} W_{a\mu\nu} W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{2} \frac{(h(x)+v)^2}{4} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{(h(x)+v)^2}{4} g^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \end{aligned} \tag{1.19}$$

Sono comparsi dei termini di massa proporzionali al quadrato di v, valore di aspettazione nel vuoto del campo ϕ. La ridefinizione dei campi scelta al passaggio precedente corrisponde ad una diagonalizzazione della matrice di massa dei campi di gauge, le masse dei bosoni vettori valgono quindi:

$$\begin{aligned} M_{W_\mu^\pm} &= \frac{gv}{2} \\ M_{Z_\mu} &= \frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \\ M_{A_\mu} &= 0 \end{aligned}$$

Dallo sviluppo del potenziale della parte scalare della Lagrangiana si ricava per la massa del bosone di Higgs la seguente relazione:

$$M_{higgs} = \sqrt{2\lambda} v \tag{1.20}$$

In questo contesto il parametro v fissa la scala di rottura della simmetria elettro-debole, il suo valore può essere dedotto dalla misura degli altri parametri ed è $v \sim 246\ GeV$.

L'intero settore bosonico della teoria è regolato dal valore di quattro parametri: g e g', costanti di interazione caratterizzanti i due gruppi di simmetria $SU(2)$ ed $U(1)$, e i parametri μ^2 e λ che descrivono il potenziale scalare del campo ϕ.

La costante di accoppiamento elettromagnetica coincide con la costante di interazione del gruppo di simmetria residuo $U(1)_{em}$, e può essere espressa mediante due dei quattro parametri fondamentali:

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{1.21}$$

1.5 Lagrangiana di Yukawa e settore fermionico

La presenza del campo scalare ϕ consente l'introduzione di un ulteriore termine invariante, dovuto all'accoppiamento tra il campo scalare stesso e i campi fermionici. Tale termine è detto Lagrangiana di Yukawa.

$$\mathcal{L}_Y = -y_e \bar{e}_R \bar{\phi} e_L - y_d \bar{d}_R \bar{\phi} d_L - y_u \bar{u}_R \bar{\phi} u_L + h.c.^2 \tag{1.22}$$

sviluppando al solito il campo ϕ attorno al punto di equilibrio si ottiene, sommando i termini h.c. e sfruttando le proprietà delle matrici γ:

$$\mathcal{L}_Y = -y_e \frac{1}{\sqrt{2}}(h+v)\bar{\psi}_e \psi_e - y_d \frac{1}{\sqrt{2}}(h+v)\bar{\psi}_d \psi_d - y_u \frac{1}{\sqrt{2}}(h+v)\bar{\psi}_u \psi_u \tag{1.23}$$

Il termine introdotto è invariante per la simmetria di gauge $SU(2) \otimes U(1)$ e dallo sviluppo di ϕ attorno al valore di aspettazione nel vuoto si ottengono i termini di massa per i campi fermionici. Le masse dei fermioni sono date dalla seguente relazione:

$$m_f = y_f \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{1.24}$$

in aggiunta a questi termini compaiono anche i termini di accoppiamento con il campo scalare di Higgs, la cui costante di interazione è data da:

$$hf\bar{f} \sim \frac{m_f}{v} \tag{1.25}$$

I diagrammi di Feynmann a tre gambe che descrivono gli accoppiamenti dell'Higgs sono mostrati in figura 1.2.

[2] termini hermitiani coniugati

Figura 1.2: Principali accoppiamenti del bosone di Higgs nel Modello Standard con i bosoni di gauge (V=W/Z) e con i fermioni.

1.6 Parametri liberi della teoria

Mentre il settore bosonico è interamente regolato da quattro parametri liberi[3] il settore fermionico richiede l'introduzione di molti più parametri. Oltre alle masse dei nove fermioni carichi, sono richiesti quattro parametri per la caratterizzazione degli elementi della matrice unitaria di mescolamento tra gli autostati di massa e gli autostati di interazione elettrodebole (matrice CKM). Altri due parametri emergono dalla parte riguardante le interazioni forti: α_s e θ_{vac}.

In definitiva il Modello standard delle interazioni elettro-deboli richiede la determinazione per via sperimentale di diciannove parametri non prevedibili a priori dalla teoria, e il numero di tali parametri sale con l'introduzione della massa dei neutrini e di una matrice di mescolamento del settore leptonico.

Questa situazione è piuttosto insoddisfacente; nonostante il Modello Standard sia in ottimo accordo con le verifiche sperimentali, la ricerca in fisica teorica volge i propri studi verso teorie di carattere più fondamentale che permettano di includere l'interazione gravitazionale in un unico modello.

1.7 Processi di produzione dell'Higgs ai collider adronici e canali di decadimento

I diagrammi di Feynmann dei quattro principali processi di produzione del bosone di Higgs ai collider adronici sono illustrati in Fig. 1.3:

1. produzione diretta per fusione di gluoni e loop di top: $gg \to H$;
2. fusione di una coppia $t\bar{t}$: $gg \to Ht\bar{t}$; si noti che l'unica differenza con il processo precedente è l'apertura di una gamba nel loop di top;

[3] ovvero non previsti dalla teoria.

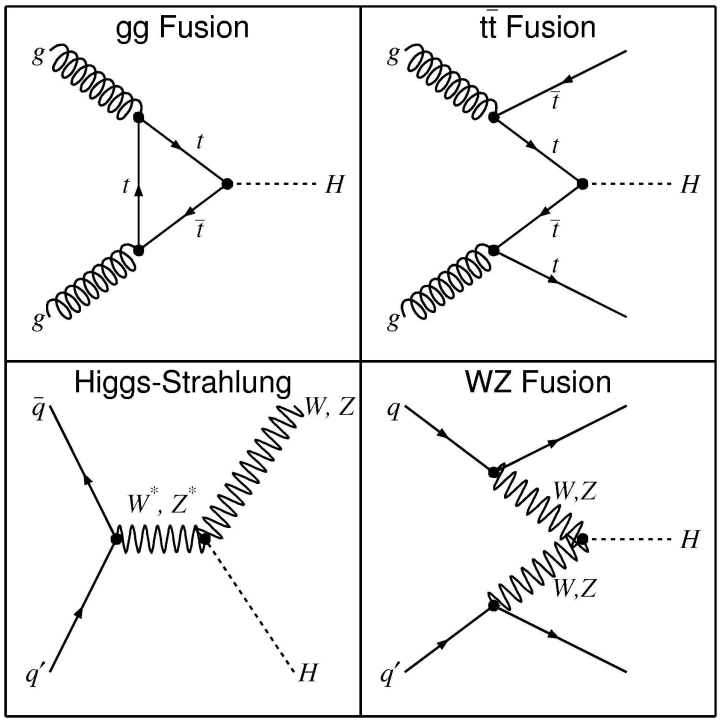


Figura 1.3: Canali di produzione del bosone di Higgs ai collider adronici.

3. produzione associata a bosoni vettori: $qq' \to HV$;

4. fusione di bosoni vettori: $qq' \to qq'VV \to qq'H$

Il processo di produzione dominante è la fusione di gluoni. La sezione d'urto di tale processo riceve consistenti contributi dalle correzioni radiative, e all'energia di centro di massa del Tevatron è dell'ordine del pb. In Fig. 1.4 è illustrato l'andamento della sezione d'urto prevista dal Modello Standard per i vari processi in funzione della massa del'Higgs.

In Fig. 1.5 sono mostrate le ampiezze dei possibili modi di decadimento del bosone di Higgs in funzione della massa. Dall'analisi del grafico risultano due diversi comportamenti: per masse inferiori a 135 GeV/c^2 il canale di decadimento principale è in una coppia $b\bar{b}$, mentre per masse superiori il canale principale è in una coppia di bosoni W^+W^-. In figura 1.5 è mostrata la larghezza totale di decadimento dell'Higgs in funzione della massa.

Il canale studiato in questa tesi è il canale di decadimento in coppie $b\bar{b}$ *inclusivo*, cioè indipendente dal canale di produzione. Questo canale

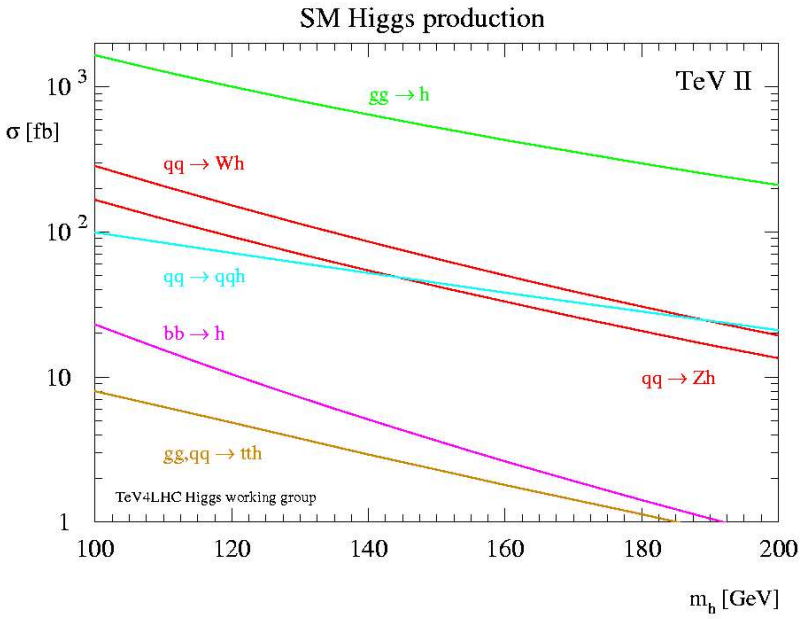


Figura 1.4: Produzione del bosone di Higgs MS al Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV). In verde *fusione di gluoni*, in rosso *Higgs-Strahlung*, in azzurro *fusione di bosoni vettori* e in oro *produzione associata con quark pesanti* di tipo t.

di decadimento è particolarmente favorito nella regione di massa dell'Higgs compresa tra 115 e 135 GeV/c^2. All'interno di questa regione le difficoltà maggiori di separazione del segnale dal fondo sono in prossimità del limite inferiore di 115 GeV/c^2. Lo studio è stato quindi condotto nell'ipotesi di $M_H = 120\ GeV/c^2$, ma può facilmente essere esteso a valori superiori di massa.

Al Tevatron il meccanismo di produzione dominante è per fusione di gluoni, di conseguenza il contributo principale al canale studiato proviene dal diagramma $gg \to H \to b\bar{b}$. Altri contributi sono circa un ordine di grandezza inferiori. All'energia di centro di massa di 1.96 TeV, per $M_H = 120\ GeV/c^2$ la sezione d'urto di produzione $gg \to H$ calcolata al NNLO è: [2]

$$\sigma(gg \to H) = 1.006\ pb \tag{1.26}$$

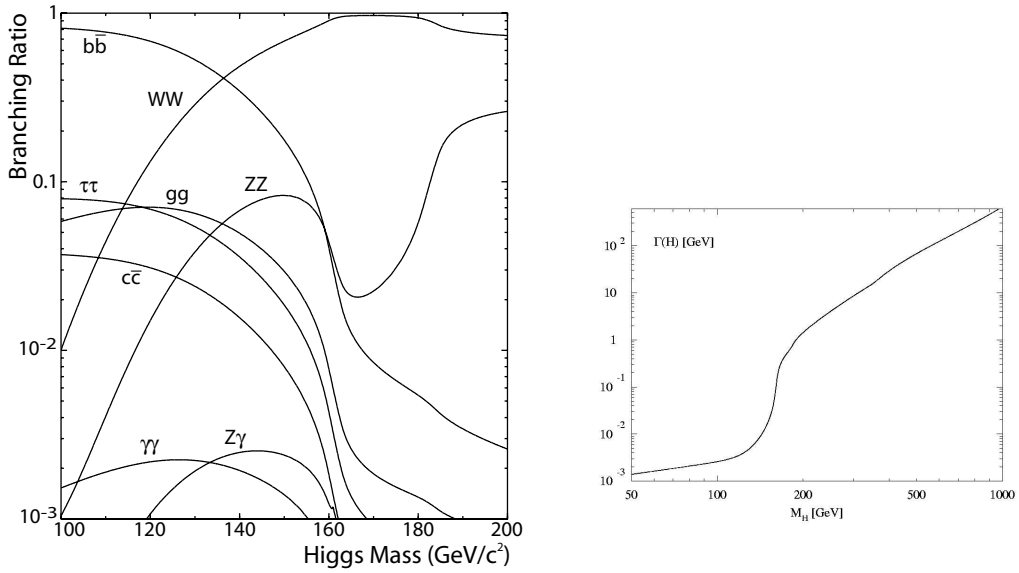


Figura 1.5: A sinistra larghezza relativa dei modi di decadimento del bosone di Higgs del Modello Standard in funzione della massa; a destra larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs in funzione della massa [27].

La larghezza relativa di decadimento in una coppia $b\bar{b}$ per $M_H = 120\ GeV/c^2$ è: [1]

$$\frac{\Gamma(H \to b\bar{b})}{\Gamma(H)} = 0.683 \tag{1.27}$$

1.8 Processi di fondo $b\bar{b}$

Il fondo principale per la ricerca del bosone di Higgs nel canale $H \to b\bar{b}$ è costituito dalla produzione di coppie $b\bar{b}$; tale produzione può essere classificata in tre categorie.[32]

- *flavour creation* Sotto questa categoria vanno i processi di creazione diretta di coppie dall'interazione inelastica di gluoni o di quark leggeri. In tali processi i quark b non sono presenti nello stato iniziale dell'urto partonico, ma sono presenti nello stato finale. A livello albero in questa categoria rientrano due processi: $q\bar{q} \to b\bar{b}$, e $gg \to b\bar{b}$.

- *flavour excitation* In questa categoria rientrano i processi di scattering di b quark presenti all'interno dei protoni, cioè si tratta di quei processi in cui un quark b è presente sia nello stato iniziale che nello stato finale

del processo di interazione partonico. I diagrammi che descrivono questi processi sono: $gb \to gb$, $qb \to qb$, $\bar{q}b \to \bar{q}b$ e i corrispondenti diagrammi con un $\bar{b}$ al posto del b. Nonostante i quark b non siano costituenti intrinseci dei protoni, a questi processi partecipano i quark del mare.

- *parton shower* La terza categoria comprende i processi in cui nessun b è presente nello stato finale dell'urto partonico, ma la generazione di coppie $b\bar{b}$ avviene successivamente per frammentazione all'interno dei jet adronici. Un esempio di questo genere di processi è il diagramma $gg \to gg \to gb\bar{b}$, detto *gluon splitting*.

Le tre differenti categorie di processi di creazione di coppie $b\bar{b}$ sono illustrati in Fig. 1.6

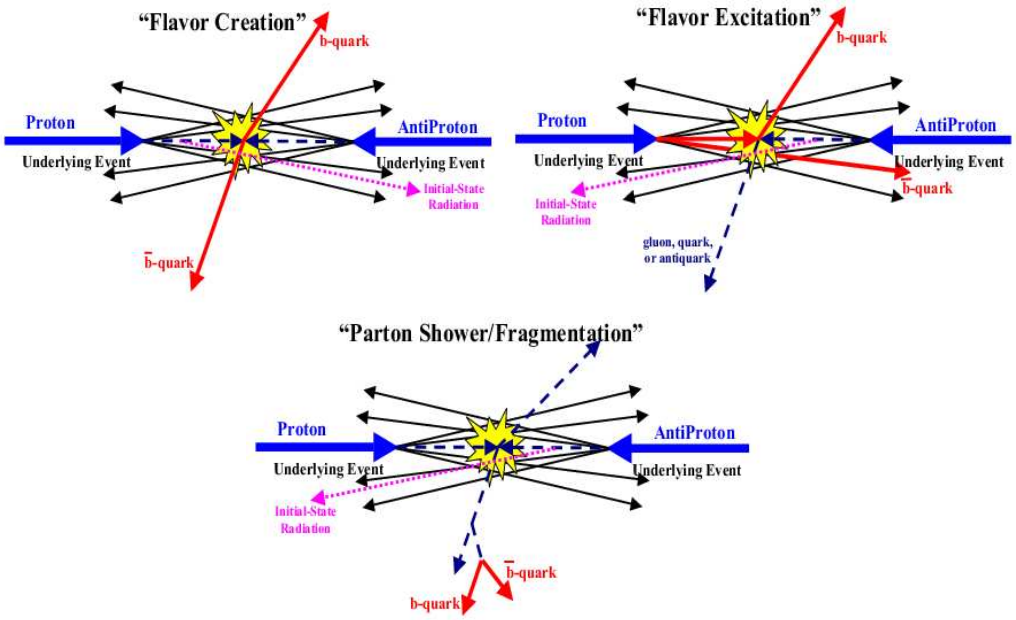


Figura 1.6: Le categorie di processi di creazione di coppie $b\bar{b}$. Fonte [32].

La simulazione dei processi di *flavour creation* è piuttosto semplice e non risente di grandi incertezze. I processi di *flavour excitation* risentono dell'incertezza nell'esatta determinazione delle densità partoniche di quark b all'interno dei protoni. Infine la simulazione dei processi di *parton shower* è influenzata dal modo in cui viene descritto il processo di adronizzazione, e risente delle maggiori incertezze.

Definiamo $\Delta\phi$ la differenza nel piano trasverso tra le direzioni dei due jet determinati dal processo di adronizzazione dei quark b. Ci si aspetta

che le coppie $b\bar{b}$ provenienti dal decadimento del bosone di Higgs tendano ad avere direzioni opposte, e presentino quindi una distribuzione di $\Delta\phi$ molto spostata verso valori prossimi a 180°, si veda in proposito il grafico in alto della Fig. 6.5.

Nella successiva analisi sarà pertanto opportuno selezionare la regione di questa variabile superiore a 90°. Le tre categorie descritte di processi di fondo $b\bar{b}$ presentano diverse distribuzioni in $\Delta\phi$. In Fig. 1.7 sono illustrate le previsioni per le tre classi di $b\bar{b}$ della simulazione Monte Carlo PYTHIA che è stata utilizzata in questa analisi. I processi principali nella regione cosiddetta *away*, cioè per $\Delta\phi > 90°$, sono quelli di *flavour creation*.

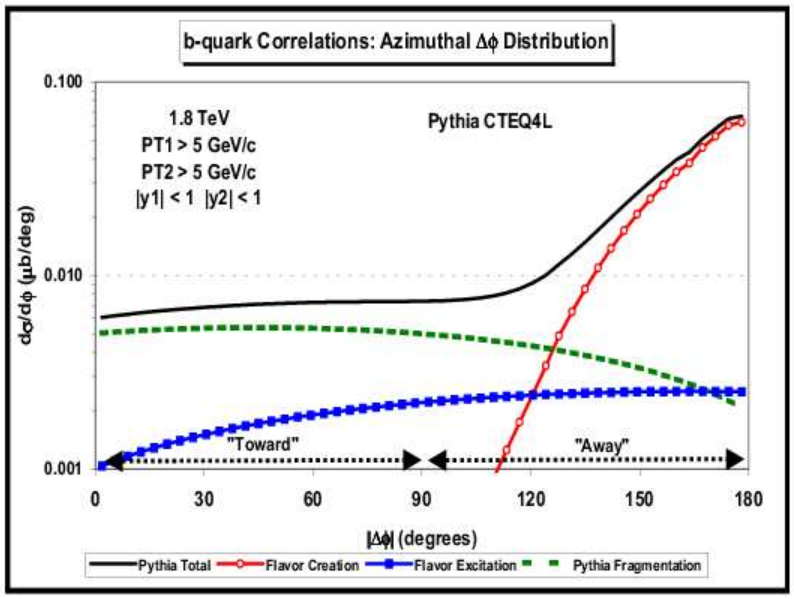


Figura 1.7: Predizioni della simulazione Monte Carlo PYTHIA. Fonte [32].

Anche per via di altre considerazioni generali, questa classe di processi costituiscono il fondo più difficile da distinguere dal segnale cercato. Infatti, al pari del processo $H \to b\bar{b}$, i processi di *flavour creation* presentano una coppia $b\bar{b}$ originata in un singolo urto partonico ad alta energia di centro di massa.

Capitolo 2

Limiti sulla massa del bosone di Higgs

In questo capitolo vengono presentati i limiti teorici e sperimentali sulla massa del bosone di Higgs. I limiti teorici derivano prevalentemente da considerazioni di coerenza del Modello Standard.

I diversi parametri del Modello Standard sono tra loro correlati e la misura di alcune grandezze permette di vincolare parametri della teoria non prevedibili a priori. I limiti sperimentali derivano sia da esclusioni in ricerche dirette sia da vincoli sul MS indotti da altre misure.

2.1 Limiti teorici

Sebbene la massa del bosone di Higgs M_H non sia predetta dal Modello Standard, alcuni limiti possono essere derivati da considerazioni teoriche di carattere generale.

- La richiesta di unitarietà nello scattering ad alta energia di bosoni massivi debolmente interagenti comporta un limite superiore di circa $1\ TeV$ su M_H.

- Altri limiti possono essere posti da ipotesi sulla scala di energia di soglia Λ oltre la quale gli accoppiamenti crescerebbero troppo e dovrebbero manifestarsi nuovi fenomeni.

- Un limite inferiore sulla massa del bosone di Higgs può essere derivato dalla richiesta di stabilità del vuoto. I contributi dei loop di quark top all'autointerazione del campo ϕ al crescere dell'energia spingono la costante di accoppiamento λ verso valori negativi, per i quali il potenziale

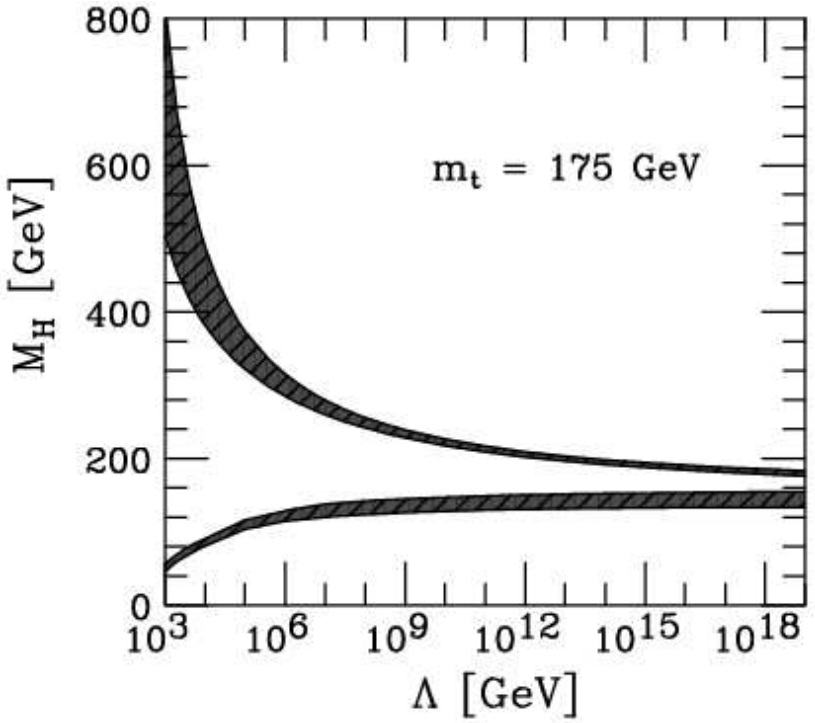


Figura 2.1: Limiti teorici sulla massa del bosone di Higgs. La massa del bosone di Higgs dipende dalla scala Λ alla quale il Modello Standard perde validità. Il limite superiore è dato dal vincolo di unitarietà quello inferiore dalla richiesta di stabilità del vuoto. [28]

.

di autointerazione diverrebbe negativo, rendendo lo stato di vuoto un punto di equilibrio instabile. Per evitare che ciò accada, il bosone di Higgs deve avere massa maggiore di un minimo fissato dal valore del *cut-off* Λ.

Nella figura 2.1 sono mostrati i valori di questi limiti in funzione della scala Λ a cui il Modello Standard perde validità. Si noti che affinché il Modello Standard sia valido fino alla scala delle teorie di grande unificazione(GUT): $\Lambda \approx 10^{16}\ GeV/c^2$, la massa dell'Higgs deve essere confinata nell'intervallo $130\ GeV/c^2 \leq M_h \leq 180\ GeV/c^2$ [27]. Un valore di M_H al di fuori di questo range richiederebbe l'esistenza di nuova fisica sotto la scala delle GUT.

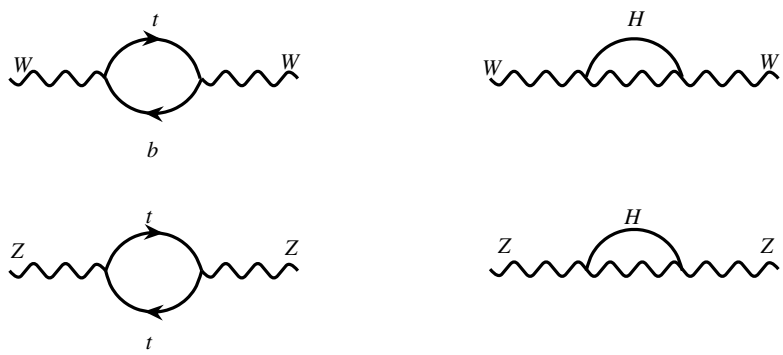


Figura 2.2: Loop radiativi dei bosoni W e Z. La precisa determinazione della massa dei bosoni di gauge e del quark top permette di porre un limite sulla massa del bosone di Higgs all'interno del Modello Standard.

2.2 Limiti ottenuti dalle ricerche sperimentali

La misura accurata della massa dei bosoni vettori $W^{\pm}$ e Z e della massa del quark top permettono di vincolare la massa del bosone di Higgs. La massa di queste particelle riceve un contributo dai diagrammi a un loop mostrati in figura 2.2.

Da questi diagrammi si possono ricavare le relazioni che legano la massa del bosone di Higgs alle masse dei bosoni di gauge.

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2(1-\sin^2\theta_W)} = 1 + \Delta\rho \tag{2.1}$$

$$\Delta\rho \equiv \frac{3G_F}{8\pi^2\sqrt{2}} m_t^2 + \frac{\sqrt{2}G_F 16\pi^2}{M_W^2}\{\frac{11}{3}\ln(M_H^2/M_W^2) + \ldots\} \tag{2.2}$$

dove G_F è la costante di Fermi. I diagrammi a loop di ordine superiore ricevono contributi principalmente dal quark top e dal bosone di Higgs. Il quark top è quello la cui massa è nota con maggior precisione. Tuttavia, a causa della dipendenza logaritmica di queste correzioni dalla massa dell'Higgs, l'intervallo di massa in cui è vincolato l'Higgs è piuttosto grande.

Il collider elettrone positrone LEP del CERN, ha misurato con notevole precisone le masse dei bosoni vettori e il parametro $\sin\theta_W$. Nel Run II del Tevatron, il miglioramento dell'errore sulla determinazione della massa del top e del bosone vettore W hanno abbassato l'intervallo di M_H ulteriormente.

La media mondiale della misura indiretta è attualmente $M_H = 85^{+39}_{-28}\, GeV/c^2$. Questo determina un limite superiore per la massa dell'Higgs al 95% CL di

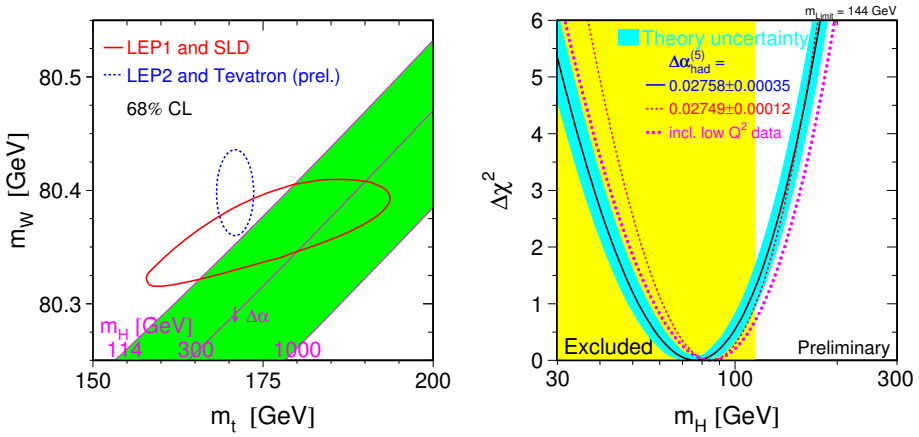


Figura 2.3: Limiti attuali per la massa dell'Higgs del Modello Standard. A destra limiti sperimentali ottenuti dalla misura della massa del bosone W e del quark top; a sinistra limiti ottenuti includendo tutte le misure [15].

166 GeV/c^2 [15]. In Fig. 2.3 è mostrata la regione di massa in cui è attesa la presenza del bosone di Higgs [29, 15].

Verso la fine del periodo di presa dati del LEP l'energia di interazione nel centro di massa fu aumentata per la ricerca diretta del bosone di Higgs. Ai collider elettrone positrone l'Higgs è prodotto in accoppiamento con il bosone Z. LEP fu capace di escludere masse dell'Higgs fino al valore si 114.4 GeV/c^2 come è mostrato in Fig. 2.3 a destra. Il limite atteso era di circa 115.3 GeV, ma in una delle analisi si trovò un eccesso di eventi di circa 3σ che abbassò il limite misurato. Questo eccesso non fu comunque sufficientemente significativo per poter dichiarare la scoperta del bosone di Higgs. Quando si aggiunge a queste analisi il limite all'interno del Modello Standard il valore superiore sulla massa sale a 199 GeV/c^2 [15].

2.3 Ricerca del bosone di Higgs al Tevatron

Al collider protone anti-protone Tevatron i meccanismi principali di produzione dell'Higgs sono quelli mostrati in Fig. 1.3.

Come spiegato in 1.7 la ricerca del bosone di Higgs presenta aspetti differenti nelle due regioni di massa $M_H < 135\ GeV/c^2$, e $135\ GeV/c^2 < M_H < 190\ GeV/c^2$.

Queste due regioni infatti sono caratterizzate da modi principali di decadimento diversi, come illustrato in Fig. 1.5: nella regione a bassa massa

l'Higgs decade prevalentemente in coppie $b\bar{b}$, mentre nella zona ad alta massa decade in coppie di bosoni vettori.

La ricerca del bosone di Higgs nella regione di bassa massa avviene principalmente nei canali di produzione associata VH, dove V rappresenta un bosone Z o W. Questi non sono i canali di produzione più probabili ma sicuramente sono i più semplici da rivelare sperimentalmente perché hanno fondo di QCD limitato. Allo scopo di limitare l'ambiguità nel distinguere i jet provienienti dall'Higgs dai jet provenienti dal bosone vettore associato, la ricerca si è limitata ai processi in cui i bosoni vettori decadono in leptoni. In questo modo si riduce il numero di eventi attesi in quanto solo una certa frazione di $W^{\pm}$ e Z decadono leptonicamente. A complicare il quadro si agiunge il fatto che il leptone τ è di difficile rivelazione e decade spesso in adroni. I processi principali sono:

$$p\bar{p} \rightarrow \quad ZH \rightarrow \quad \ell^+\ell^- b\bar{b} \tag{2.3}$$

$$p\bar{p} \rightarrow \quad WH \rightarrow \quad \ell\nu b\bar{b} \tag{2.4}$$

$$p\bar{p} \rightarrow \quad ZH \rightarrow \quad \nu\nu b\bar{b} \tag{2.5}$$

dove ℓ rappresenta un leptone carico (muone o elettrone), ν un neutrino e b il quark botton che dà origine a un b jet. Il canale $ZH \rightarrow \ell^+\ell^- b\bar{b}$ ha due leptoni nello stato finale, $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ un solo leptone e $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ non ne ha alcuno. In tutti questi canali l'osservazione dell'Higgs dipende dall'identificazione dei b jet e dalla misura della massa invariante della coppia $b\bar{b}$.

Nella regione ad alte masse l'identificazione del bosone Higgs risulta più agevole. Il decadimento più probabile è $H \rightarrow WW^*$; quando entrambi i W decadono in leptoni nessun processo di QCD può esser confuso con questo canale. I canali utilizzati sono:

$$h \rightarrow \quad WW^* \quad \rightarrow \ell\nu jj \text{ and } \ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu \tag{2.6}$$

$$h \rightarrow \quad ZZ^* \quad \rightarrow \ell\ell jj \text{ and } \ell\bar{\ell}\nu\bar{\nu} \tag{2.7}$$

$$W^{\pm}h \rightarrow \quad \ell^{\pm}\nu WW^* \quad \rightarrow \ell\nu\ell\nu\ell\nu \tag{2.8}$$

$$W^{\pm}h \rightarrow \quad \ell^{\pm}\nu WW^* \quad \rightarrow \ell^{\pm}\nu\ell^{\pm}\nu jj \tag{2.9}$$

La collaborazione **CDF** sta sviluppando molte analisi sfruttando tutti i canali possibili. Non avendo osservato alcun eccesso si sono posti dei limiti sulla sezione d'urto rispetto alle previsoni del Modello Standard come mostrato in figura 2.4.

Poiché al Tevatron vi sono due esperimenti che raccolgono dati per la ricerca del bosone di Higgs in canali di decadimento simili, le analisi dei due esperimenti possono essere combinate. Il risultato è mostrato in figura 2.5.

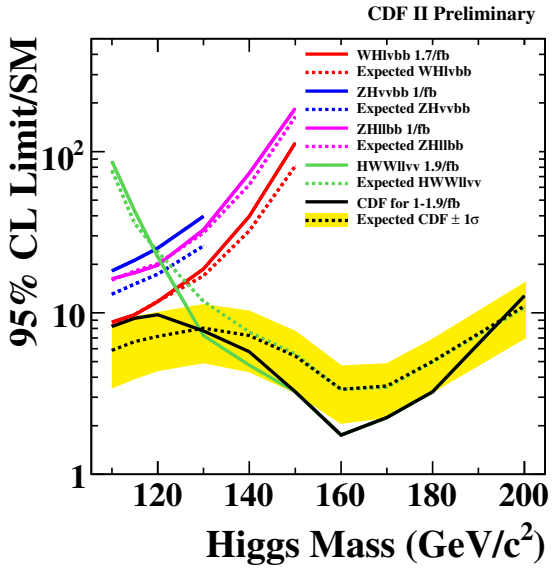


Figura 2.4: Limite superiore sulla sezione d'urto in funzione della massa del bosone di Higgs ottenuto all'esperimento **CDF** . La linea continua rappresenta il limite osservato mentre quella tratteggiata quello atteso.

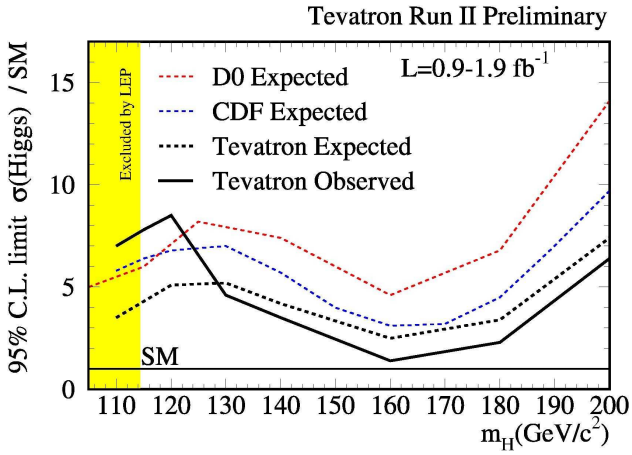


Figura 2.5: Limite superiore sulla sezione d'urto in funzione della massa del bosone di Higgs per gli esperimenti **CDF** e **D0**. La linea continua rappresenta il limite osservato mentre quella tratteggiata quello atteso.

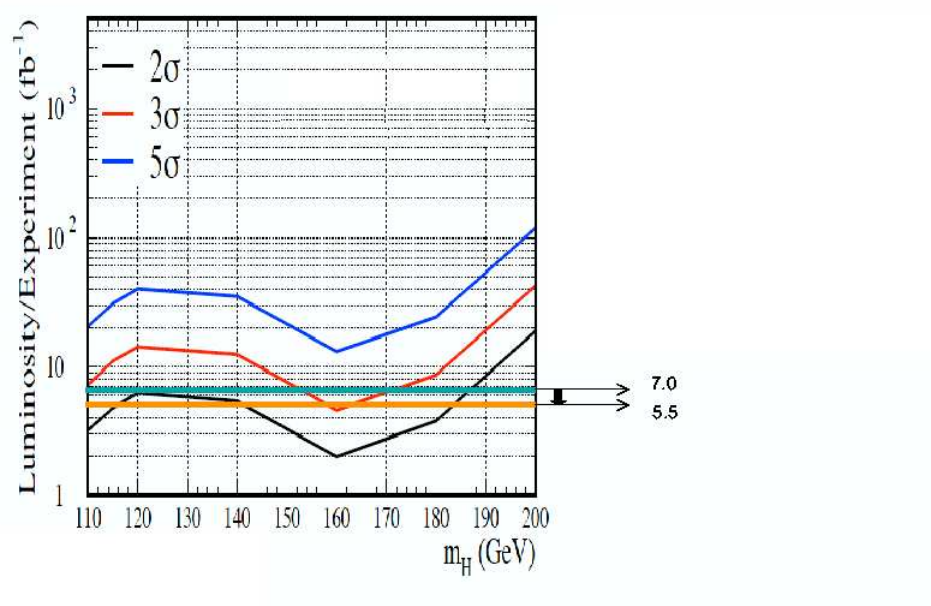


Figura 2.6: Stima della luminosità integrata che è necessario raccogliere per scoprire o escludere il bosone di Higgs al Tevatron. La riga orizzontale gialla corrisponde a $5.5fb^{-1}$ e quella celeste a $7fb^{-1}$, i due scenari attualmente possibili al Tevatron.

Poiché sia **CDF** che **D0** raccoglieranno dati ancora per due o tre anni è naturale chiedersi quali sono le prospettive di questi due esperimenti per la scoperta del bosone di Higgs o per l'esclusione di alcuni intervalli di massa. La figura 2.6 mostra la luminosità integrata necessaria per scoprire o escludere il bosone di Higgs. Queste previsioni assumono che non vi siano ulteriori miglioramenti nelle efficienze di trigger e nelle analisi. Con $7fb^{-1}$ di dati sarà possibile rivelare o escludere una regione di massa piuttosto importante.

Dopo il Tevatron la ricerca del bosone di Higgs proseguirà al collider LHC che inizierà a raccogliere dati nel 2008. Se l'Higgs è nella regione di bassa massa la ricerca verterà sopratutto sul canale $H \to \gamma\gamma$. Sebbene questo canale abbia una larghezza di decadimento piccola il fondo atteso è molto basso, e la grande sezione d'urto di produzione alla energia di LHC ne consentirà la scoperta.

Se l'Higgs ha massa più elevata sarà cercato nel decadimento cosidetto *golden mode*, che consiste nel processo $H \to ZZ \to \mu\mu\mu\mu$. Questo decadimento

permette anche la migliore risoluzione nella misura della massa dell'Higgs. Le significanze statistiche attese all'esperimento CMS a LHC per l'Higgs del Modello Standard sono riportate in Fig. 2.7.

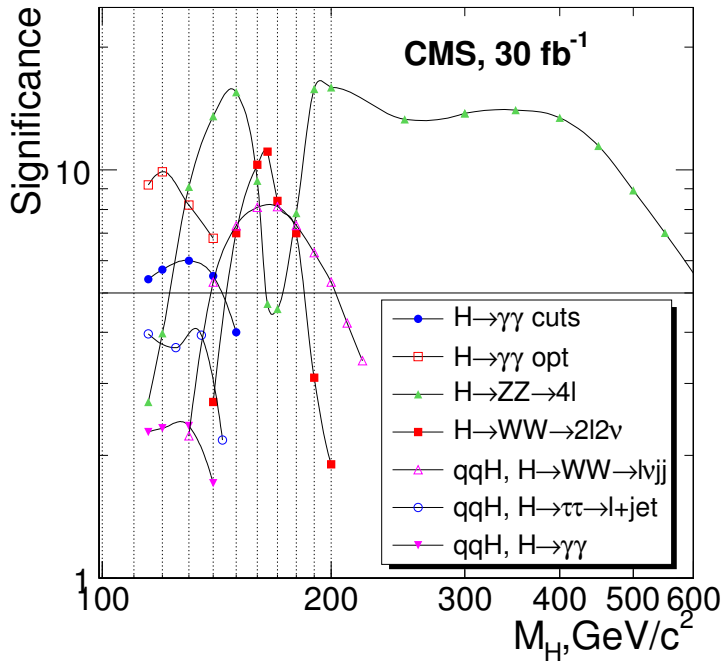


Figura 2.7: Significanze del segnale di Higgs all'esperimento CMS a LHC, ad energia di centro di massa di $\sqrt{s} = 14\ TeV$. La previsione si riferisce ad una luminosità integrata di 30 fb^{-1} raggiungibile in 3 anni di presa dati. Fonte [33]

Capitolo 3

Il sistema di accelerazione e il rivelatore CDF

Il rivelatore **CDF** (Collider Detector @ Fermilab) è operativo da quasi venti anni, e sin dall'inizio della sua attività (1988-1989) ha permesso di eseguire misure importanti per la ricerca in fisica delle particelle. In seguito, i miglioramenti apportati al rivelatore prima del Run I, tra cui l'impiego di un rivelatore di vertice a microstrip su silicio (SVX), hanno reso possibile la scoperta del *quark top* attraverso la rivelazione del decadimento $t \to Wb$. Nel frattempo ha avuto inizio un vasto programma di fisica adronica, con l'osservazione di nuovi stati finali contenenti quark b.

Negli ultimi anni la collaborazione **CDF** ha continuato a migliorare il rivelatore allo scopo di aumentare la sensibilità a nuove particelle estremamente rare e di difficile identificazione dal fondo adronico, tra cui il bosone di Higgs.

3.1 Il sistema di accelerazione

Successivamente al periodo di presa dati che va sotto il nome di Run I (1989-1994), nuove modifiche sono state apportate a tutto l'apparato in un lungo periodo (1995-2000), e dal 2001 **CDF** ha ripreso a raccogliere dati. Il numero di eventi raccolti per un determinato processo è dato dalla seguente espressione:

$$N_{eventi} = \sigma \cdot \epsilon \cdot \int \mathcal{L} \mathrm{d}t$$

dove σ è la sezione d'urto del processo fisico considerato, ϵ è l'efficienza di rivelazione e $\mathcal{L}$ è la luminosità istantanea dell'esperimento. La statistica raccolta può essere incrementata in quattro modi:

1. innalzando l'energia di centro di massa per aumentare la sezione d'urto;
2. perfezionando l'acceleratore per aumentare la luminosità;
3. allungando il periodo di presa dati;
4. migliorando l'accettanza del rivelatore e l'efficienza di trigger.

Le modifiche apportate a **CDF** e al Tevatron hanno perseguito ognuna di queste quattro strategie per incrementare il numero di eventi di processi rari prodotti e raccolti, pur tenendo conto del fatto che rivelatore e acceleratore sono stati costruiti più di venti anni fa. In Figura 3.1 è mostrato uno schema del sistema di accelerazione di FERMILAB, i cui elementi principali sono descritti nel prossimo paragrafo. Ogni singolo periodo di presa dati è detto *run*; al termine di ogni *run* l'anello principale di accelerazione (Tevatron) viene svuotato è nuovamente riempito dai fasci di protoni e antiprotoni.

3.1.1 La produzione di protoni

Il processo di produzione dei protoni ha inizio con la ionizzazione dell'idrogeno. Gli ioni H^- prodotti vengono accelerati ad una energia di 750 KeV da un acceleratore modello Cockroft-Walton, ed in seguito portati all'energia di 400 MeV mediante un *Linac*. Il fascio di ioni è quindi guidato verso una sottile lastra di grafite allo scopo di strappare entrambi gli elettroni dagli ioni H^-. I protoni così ottenuti vengono quindi accelerati grazie ad un piccolo sincrotrone del raggio di 150 m (*Booster*) fino ad una energia di 8 GeV. L'utilizzo di cavità a radio frequenza permette poi di raggruppare i protoni in pacchetti, detti *bunch*, che vengono successivamente introdotti nell' iniettore principale.

3.1.2 La produzione di antiprotoni

Gli antiprotoni sono prodotti facendo interagire il fascio di protoni provenienti dall'iniettore principale (prelevati all'energia di 120 GeV) su un bersaglio di nickel. Una lente in litio collima il fascio di antiprotoni prodotti ad una energia di 8 GeV. I *bunch* di antiprotoni sono poi introdotti in un anello, detto *debuncher ring*, dove vengono stocasticamente raffreddati e raccolti in un fascio continuo; da qui vengono infine mandati nell'*accumulatore*, dove sono ulteriormente raffreddati. Quando un numero sufficientemente elevato di antiprotoni è disponibile, essi sono raffreddati in un pacchetto che viene iniettato nell'anello di riciclaggio detto *recycler ring*. Questo è un anello

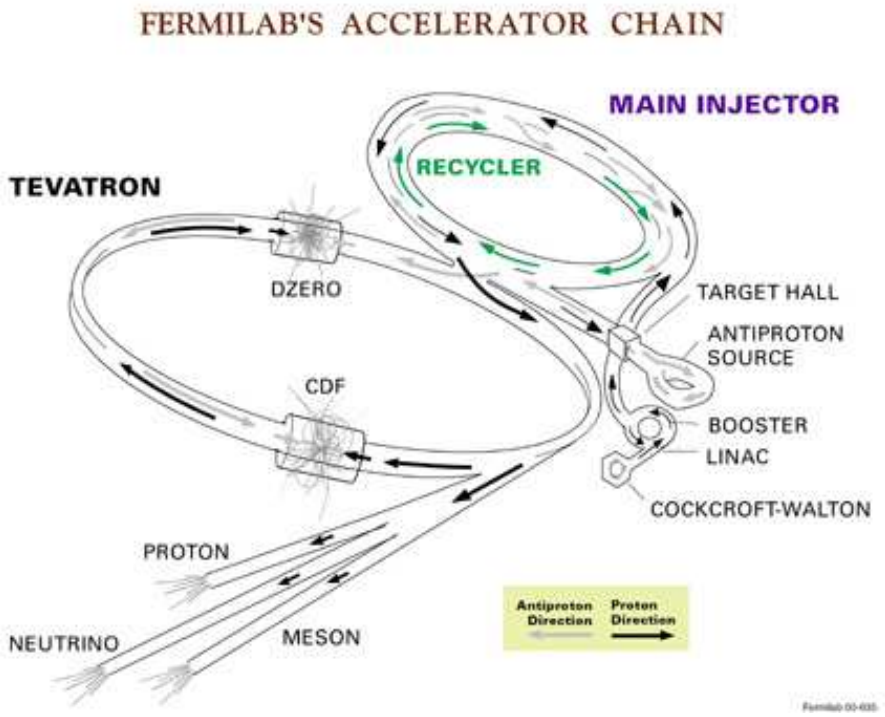


Figura 3.1: *Il complesso di accelerazione di FERMILAB.*

di accumulazione situato nella cavità che ospitava l'iniettore principale e costruito allo scopo di ottimizzare l'utilizzo degli antiprotoni prodotti. L'anello di riciclaggio da un lato ha la funzione di immagazzinare pacchetti di antiprotoni provenienti dall'accumulatore per mezzo di magneti permanenti, senza il rischio di una perdita di fascio dovuta ad una perdita di potenza, d'altra parte è in grado di recuperare alla fine di ogni run gli antiprotoni rimasti nel Tevatron e nell'iniettore principale.

3.1.3 Il Tevatron

Il Tevatron è l'anello di accelerazione principale del complesso di accelerazione di FERMILAB. Si tratta di un sincrotrone a magneti superconduttori di diametro 1 Km, progettato per accelerare protoni e antiprotoni ad un'energia nel centro di massa di 2 TeV. Una volta completata la fase di accelerazione, all'interno dei tubi a vuoto del Tevatron circolano in un verso 36 pacchetti di protoni, e altrettanti di antiprotoni in verso opposto. Essi sono raggruppati in tre treni da 12 pacchetti ciascuno; all'interno di ciascun treno la spaziatura temporale tra i pacchetti è di 396 ns.

La luminosità istantanea è data dalla seguente espressione:

$$\mathcal{L}_{ist.} \propto \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2+\sigma_{\bar{p}}^2)},$$

dove f è la frequenza di rivoluzione, B il numero di pacchetti per fascio, N_p e $N_{\bar{p}}$ il numero rispettivamente di protoni e antiprotoni per pacchetto, mentre σ_p e $\sigma_{\bar{p}}$ sono le sezioni trasversali dei fasci nel punto di interazione. Il fattore di proporzionalità dipende dalla risoluzione longitudinale del fascio e dalla sua dispersione nello spazio delle fasi. La massima luminositá istantanea raggiunta fino ad ora è $3 \times 10^{32}\, cm^{-2}\, s^{-1}$.

3.2 Il rivelatore CDF

3.2.1 Il sistema di riferimento del rivelatore

Il rivelatore **CDF** è stato progettato per studiare vari ambiti della fisica delle alte energie attraverso collisioni $p\bar{p}$.

Prima di descrivere il rivelatore ed analizzare i singoli apparati definiamo il **sistema di riferimento** adottato a **CDF** . Sia in coordinate cartesiane che in coordinate sferiche l'origine del riferimento è posta nel centro del rivelatore. Nel sistema cartesiano l'**asse** z coincide con l'asse dei fasci all'interno del rivelatore ed è rivolto nel verso di percorrenza dei protoni[1]. Il **piano trasverso** (x, y) è orientato in modo tale da completare la terna destrogira, con l'asse y rivolto verso l'alto e l'asse x rivolto verso l'esterno dell'anello. In coordinate sferiche l'angolo azimutale ϕ è misurato nel piano trasverso a partire dall'asse x, ed è definito positivo nel verso antiorario. L'angolo polare θ viene misurato rispetto al verso positivo dell'asse z. Poichè il rivelatore ha simmetria cilindrica rispetto all'asse z, risulta conveniente l'utilizzo delle coordinate cilindriche ϕ, r, z; in tal caso la coordinata r rappresenta la distanza dall'asse z nel piano trasverso. Frequentemente alla coordinata sferica θ viene preferita una variabile ad essa associata, la pseudorapidità:

$$\eta = -\log(\tan\theta/2)$$

Questa coincide con la rapidità longitudinale di una particella a massa nulla diretta lungo una direzione ad angolo polare θ:

$$y_L = \operatorname{atanh}(\beta_L) = \frac{1}{2}\log\left[\frac{1+\frac{v_z}{c}}{1-\frac{v_z}{c}}\right] = -\log\left[\sqrt{\frac{1-\frac{|v|}{c}\cos(\theta)}{1+\frac{|v|}{c}\cos(\theta)}}\right] = -\log(\tan\theta/2)$$

[1]In senso orario nel Tevatron, se lo si guarda dall'alto

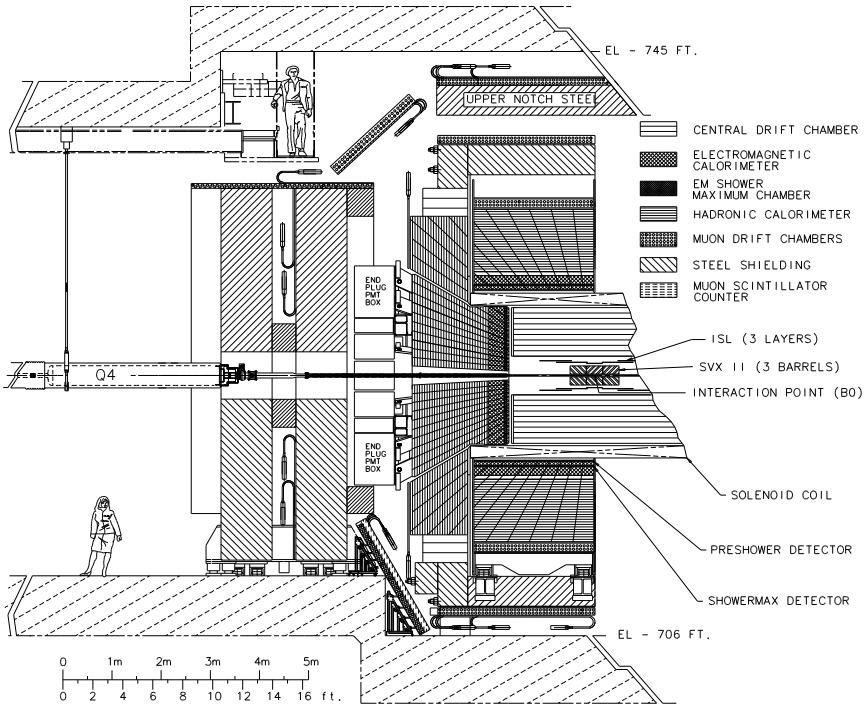


Figura 3.2: *Sezione del Rivelatore* **CDF** .

dove nell'ultimo passaggio si assume $m = 0$ e quindi $|v| = c$. L'uso di questa variabile è particolarmente conveniente nell'ambito dei *collider* adronici ad alta energia. La pseudorapidità infatti, come la rapidità longitudinale, è additiva per *boost* lungo l'asse z, e quindi gli intervalli di pseudorapidità sono invarianti per trasformazioni di Lorentz longitudinali. Ciò significa che un'incertezza nella determinzaione dell'impulso longitudinale trasferito nel processo non influisce sugli intervalli di pseudorapidità. Una sezione trasversale del rivelatore è mostrata in Fig. 3.2.

3.2.2 Il sistema di tracciatura

L'intero apparato di tracciatura è situato nella parte più interna del rivelatore. Esso è costituito da un sistema di tracciatura al silicio, con una copertura radiale da 1.35 a 28 cm, e da una camera a deriva con copertura radiale fino a 132 cm. Tutto il sistema è immerso in un campo magnetico assiale costante di 1.5 $Tesla$ generato da magneti superconduttori. Uno schema dell'apparato è mostrato in Fig. 3.3 mentre le sue caratteristiche tecniche sono riportate nella tabella 3.1.

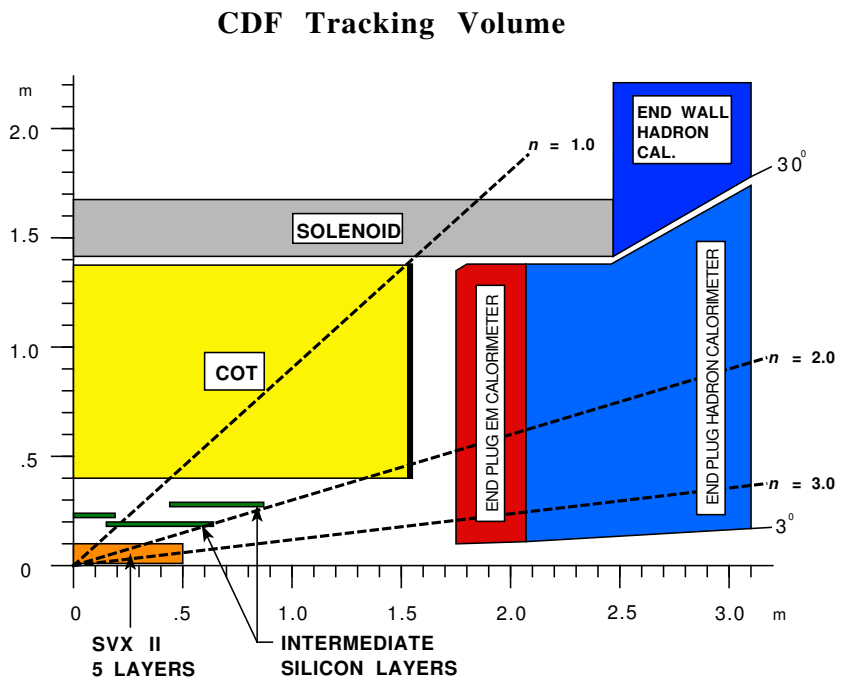


Figura 3.3: Schema generale del sistema di Tracciatura.

COT	
Copertura radiale	da 44 a 132 cm
Numero di *superlayers*	8
Fili per *superlayer*	12
Coordinate di Readout di SLs	+2 0 -2 0 +2 0 +2 0
Massima distanza di Drift	0.88 cm
Risoluzione per misura	180 μm
Copertura in rapidità	$\|\eta\| \leq 1.0$
Numero di Canali	30,240
Spessore del materiale	1.3% X_0
Layer 00	
Copertura Radiale	da 1.35 a 1.65 cm
Risoluzione per misura	6 μm (assiale)
Numero di canali	13,824
SVX II	
Copertura Radiale	da 2.4 a 10.7 cm,
Numero di *layer*	5
Coordinate di Readout	$r - \phi$ un lato per *layer*
Lato Stereo	$r - z, r - z, r - uv, r - z, r - uv(uv \equiv 1.2° stereo)$
Risoluzione per *pitch*	60-65$\mu m r - \phi$; 60-150 μm stereo
Risoluzione per misura	12 μm (assiale)
Lunghezza Totale	96.0 cm
Copertura in rapidità	$\|\eta\| \leq 2.0$
Numero di Canali	423,936
Spessore del materiale	3.5% X_0
ISL	
Copertura Radiale	da 20 a 28 cm,
Numero di *layer*	uno per $\|\eta\| < 1$, due per $1 < \|\eta\| < 2$
Coordinate di Readout	$r - \phi$ e $r - uv$ (1.2° stereo) per tutti i *layer*
Risoluzione per *pitch*	110μm (assiale); 146 μm (stereo)
Risoluzione per misura	16 μm (assiale)
Lunghezza Totale	174 cm
Copertura in rapidità	$\|\eta\| \leq 1.9$
Numero di Canali	268,800
Spessore del materiale	2% X_0

Tabella 3.1: Caratteristiche da progetto del sistema di tracciatura.

Il rivelatore al silicio

Il parte più interna del sistema di tracciatura è costituita da un sistema composito, costruito con tecnologia al silicio e formato da tre apparati distinti illustrati in Fig. 3.4 e 3.5:

- Il Layer più interno **L00**, posto sul tubo a vuoto del fascio.
- Il Silicon Vertex Detector **SVX II**;
- L'Intermediate Silicon Layer **ISL**;

I tre rivelatori sono costituiti da microstrip al silicio. Su un cristallo di silicio contaminato con elementi *pentavalenti* vengono ricavati solchi, con una precisione dell'ordine del micron, nei quali sono depositate strisce di silicio contaminato con elementi *trivalenti* dette *strip*. Il contatto tra i due tipi di materiali crea regioni localizzate che rilasciano cariche elettriche al passaggio di particelle cariche. Il passo tra le strisce è detto *strip pitch*, è dell'ordine di qualche decina di micron e varia nei diversi sottorivelatori. Ogni striscia è direttamente connessa ad un amplificatore. La risoluzione attesa è di $\sigma = d/\sqrt{12}$, con d il passo delle striscie, ma risoluzioni migliori si possono ottenere calcolando il centroide della distribuzione di carica raccolta da più strisce adiacenti.

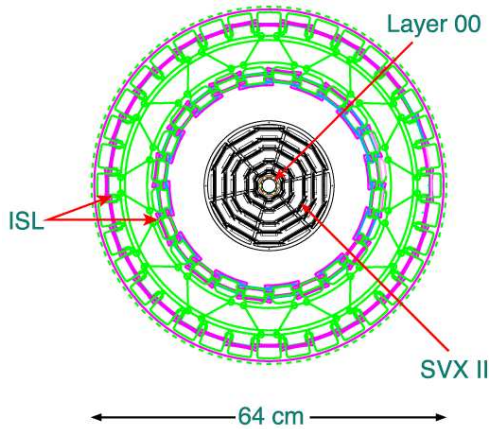


Figura 3.4: Veduta frontale del Rivelatore al Silicio

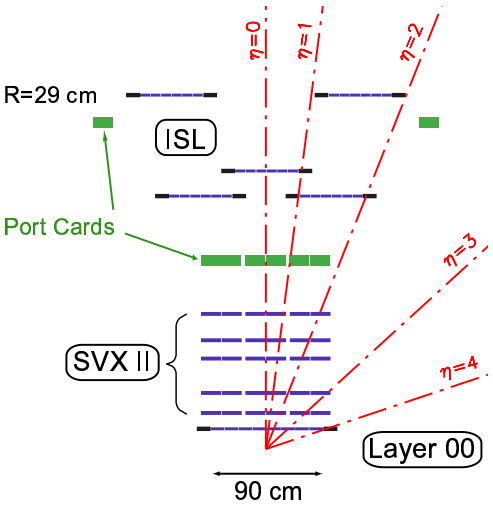


Figura 3.5: Schema della disposizione dei layer per il rivelatore al Silicio

Layer 00 Lo strato più interno del rivelatore al silicio, detto ***Layer 00*** (L00), è stato aggiunto dopo che l'intero rivelatore al silicio era stato progettato ed era già in fase di costruzione. Esso si trova ad una distanza di 1.5 *cm* dalla linea del fascio, ed è montato direttamente sul tubo a vuoto in cui circolano i fasci. L'aggiunta di questa parte al sistema di tracciatura permette di migliorare la risoluzione sul parametro d'impatto e quindi di ottenere una maggior precisione nella ricostruzione dei vertici primari e secondari, come sarà spiegato nei paragrafi 3.2.3 e 5.5.1. Diversamente dagli altri layer di silicio utilizzati per SVX II e per ISL, il L00 presenta strip di lettura solo da un lato e paralleli alla direzione del fascio. Perciò non fornisce informazioni longitudinali e il passaggio delle particelle è ricostruito solo nel piano trasversale.

SVX II Il fulcro del sistema di tracciatura al silicio è costituito dal rivelatore **SVX II**. Uno schema di SVX II è presentato in Fig. 3.6. Il rivelatore è diviso in tre barili (*barrel*) a sezione dodecagonale, ha una lunghezza complessiva di 1 m e una copertura in $|\eta|$ fino a 2; il suo centro coincide con il centro del rivelatore. Ogni barile contiene 5 strati di silicio, detti *layer*, numerati da 0 a 4 dall'interno verso l'esterno e divisi lungo ϕ in 12 settori ciascuno. Per ciascun layer, un lato è predisposto per la lettura delle variabili r-ϕ, mentre l'altro per la lettura della posizione in z degli hit. La lettura delle informazioni sul piano r-ϕ avviene per mezzo di strip parallele all'asse z, mentre la lettura della posizione in z avviene attraverso due tipi di strip inclinate: le *small angle stereo* e le 90° *stereo*.

Le prime sono presenti nei layer 2 e 4 e sono inclinate di $\pm 1.2°$ rispetto all'asse z; le seconde invece si trovano nei layer 0,1 e 3 e sono inclinate di 90° rispetto alla direzione del fascio. I chip per la lettura delle strip sono installati direttamente sui wafer di SVX II per consentire una rapida lettura delle informazioni per il sistema di trigger. La tabella 3.2 elenca le principali caratteristiche tecniche di SVX II. L'unità meccanica fondamentale di SVX II è denominata *ladder*, ed è costituita da quattro gruppi di rivelatori allineati lungo la direzione dei fasci. Al fine di minimizzare deviazioni per stress termico ogni ladder è inserita in una struttura di sostegno in fibra di Boro-Carbonio[2]. L'intera struttura dei rivelatori è allineata lungo la linea dei fasci ed è sorretta da uno scheletro in berillio che sostiene anche l'elettronica di lettura ed il sistema di raffreddamento dei rivelatori al silicio.

[2]La fibra utilizzata ha lo stesso coefficiente di espansione del silicio

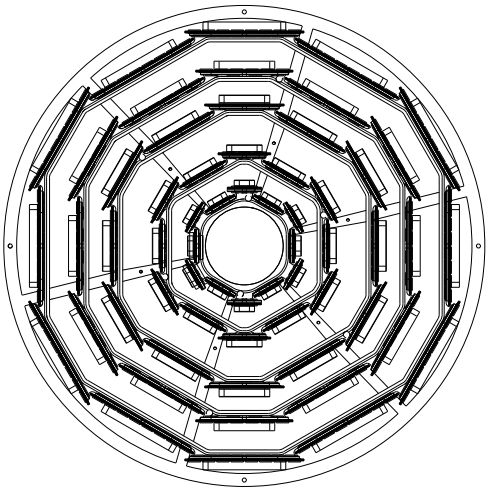


Figura 3.6: sezione trasversale di SVX II.

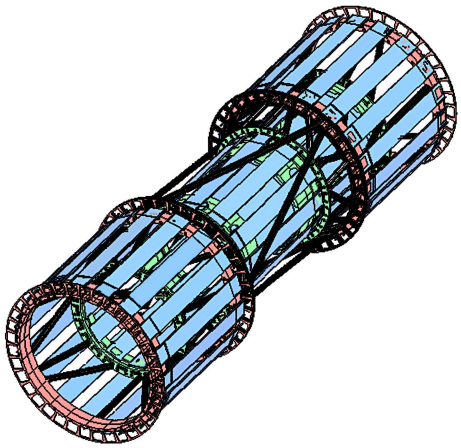


Figura 3.7: Struttura del rivelatore ISL

Proprietà	**Layer 0**	**Layer 1**	**Layer 2**	**Layer 3**	**Layer 4**
numero di strip ϕ	256	384	640	768	896
numero di strip Z	256	576	640	512	896
numero di *phi* chip	2	3	5	6	7
numero di Z chip	2	3	5	4	7
angolo stereo	90°	90°	+1.2°	90°	−1.2°
ϕ strip pitch (μm)	60	62	60	60	65
Z strip pitch (μm)	141	125.5	60	141	65
larghezza totale (mm)	17.140	25.594	40.300	47.860	60.170
lunghezza totale (mm)	74.3	74.3	74.3	74.3	74.3
larghezza attiva (mm)	15.300	23.746	38.340	46.020	58.175
lunghezza attiva (mm)	72.43	72.3	72.38	72.43	72.38
numero di rivelatori	144	144	144	144	144

Tabella 3.2: Dimensioni meccaniche di SVX II.

ISL L'Intermediate Silicon Layer illustrato in Fig. 3.7 si compone essenzialmente di uno o due strati di silicio situati a diverse distanze r dal fascio al variare della posizione in η. Esso è costituito:

- nella regione $|\eta| < 1$ da un singolo strato di silicio ad una distanza di 22 cm dalla linea del fascio;
- per $1 < |\eta| < 2$ da due strati di silicio messi a distanze rispettiva-

mente di 20 e 29 cm.

L'utilizzo di ISL permette di aumentare il numero di strati disponibili per la ricostruzione delle tracce a vantaggio di una riduzione del rumore e di una reiezione delle tracce false. Ogni strato presenta strip assiali su un lato e stereo sull'altro. Le informazioni vengono raccolte da entrambi i lati dei wafer di silicio. La struttura dei wafer è identica a quella utilizzata per il layer di SVX II.

La camera a deriva

La **COT** (*Central Outer Tracking*) è una camera a deriva caratterizzata da una geometria a celle aperte e da una simmetria cilindrica attorno all'asse dei fasci. Ha una copertura in r da 44 a 132 cm, ed una copertura in η fino a 1.

Come illustrato in Fig. 3.8, la COT è divisa lungo la direzione radiale in 8 superlayer, costituiti da strati alternati di fili paralleli all'asse z e di fili inclinati di 3° rispetto ad esso. Gli strati paralleli sono detti *assiali*, quelli inclinati sono detti *stereo*. Ogni cella contiene 12 fili su cui vengono raccolti gli elettroni prodotti per ionizzazione dal passaggio di particelle cariche nella miscela gassosa[3] presente all'interno della camera. Ai fili per la rivelazione sono alternati fili di campo spaziati di 3.8 mm. Il tempo di deriva dipende dalla particolare miscela di gas utilizzata, dal campo elettrico di drift di $2.5\,keV/cm$ e dalla distanza di deriva di 0.88 cm[4]. Tali parametri sono calibrati per un tempo massimo di deriva di 100 ns, inferiore ai 396 ns che intercorrono tra due incroci successivi dei fasci. Queste caratteristiche permettono alla camera un funzionamento ottimale anche in condizioni di alta luminostità e la possibilità di rivelare particelle cariche con buona efficienza fino a impulsi trasversi di 300 MeV.

3.2.3 La ricostruzione delle tracce

Sotto l'influsso di un campo magnetico longitudinale uniforme le particelle cariche seguono traiettorie elicoidali, il cui raggio di curvatura è direttamente legato all'impulso trasversale P_T della particella:

$$\rho = \frac{P_T}{|q|eB} \tag{3.1}$$

Le traiettorie delle particelle sono completamente descritte da cinque parametri: [35]

[3] Argon-Etano-Tetrafluoruro di Carbonio.
[4] Misurata al centro del superlayer

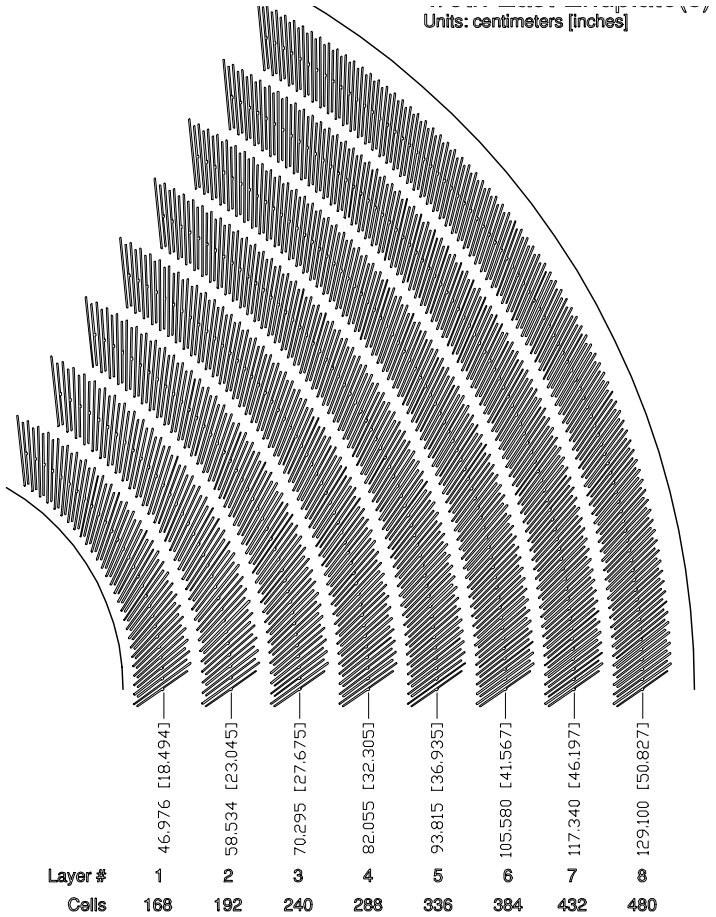


Figura 3.8: Schema della struttura a superlayer della COT

- $\cot\theta$: cotangente dell'angolo polare dell'elica, misurata al punto di minimo avvicinamento all'asse z;
- C : semi curvatura con segno dato dal segno della carica della particella;
- z_0 : coordinata z del punto di minimo avvicinamento all'asse del fascio;
- ϕ_0 : angolo azimutale dell'elica nel punto di minimo avvicinamento all'asse del fascio;
- d_0 : parametro d'impatto con segno: minima distanza dell'elica dall'asse del fascio nel piano trasversale, vedi Fig. 3.9.

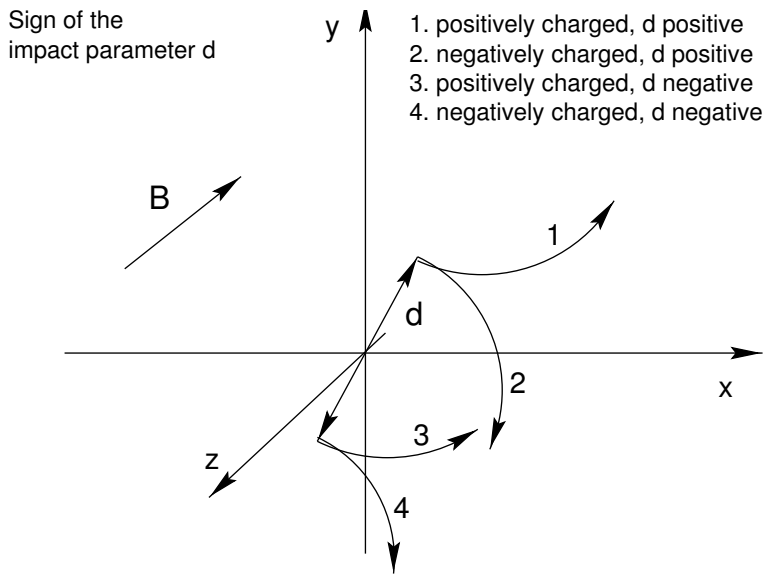


Figura 3.9: Convenzione per il segno del parametro d'impatto.

La ricostruzione delle tracce avviene tramite l'interpolazione dei punti individuati dal sistema di tracciatura con una traiettoria elicoidale. A tal fine sono stati sviluppati diversi algoritmi per la ricostruzione delle tracce. Alcuni utilizzano solo le informazioni dei rivelatori al silicio o del rivelatore COT, altri combinano le informazioni di tutto il sistema di tracciatura. L'algoritmo standard di ricostruzione è chiamato *Outside-In*. La ricostruzione delle tracce comincia dalle informazioni della camera a deriva e procede estrapolando le traiettorie dall'esterno verso l'interno, aggiungendo progressivamente le informazioni del sistema di tracciatura al silicio. Questo algoritmo di ricostruzione raggiunge ottime risoluzioni soprattutto nella regione centrale del rivelatore, grazie all'utilizzo delle informazioni provenienti sia dalla camera a deriva sia dal sistema di tracciatura più interno. Le risoluzioni caratteristiche previste per l'intero sistema di tracciatura sono mostrate in tabella 3.3.

Le risoluzioni attese tengono conto del materiale necessario per sorreggere la struttura di tracciatura e per il raffreddamento del silicio. Infatti l'interazione delle particelle con questo materiale determina fenomeni di scattering multiplo che peggiorano la risoluzione.

La calibrazione del sistema di tracciatura è stata eseguita dall'analisi di campioni noti. Dai decadimenti di J/ψ, ψ', $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$, in coppie di muoni è possibile misurare la massa invariante di queste particelle, e dal confronto con le medie mondiali eseguire la calibrazione del P_T. Le tracce prodotte dai decadimenti dei vari mesoni coprono un largo intervallo in P_T, permettendo così di valutare una funzione correttiva per ogni intervallo di

curvatura misurato.

Risoluzione		
	COT	COT+SVXII+ISL
$\delta P_T/P_T^2\,[(GeV/c)^{-1}]$	3×10^{-3}	1×10^{-3}
$\delta d\,[\mu\mathrm{m}]$	600	30
$\delta z_0\,[\mu\mathrm{m}]$	5×10^{3}	30
$\delta\cot\theta$	6×10^{-3}	4×10^{-4}

Tabella 3.3: Risoluzioni attese per i parametri delle tracce nel Run II.

Ricostruzione del vertice primario

La ricostruzione della posizione lungo l'asse z del vertice primario avviene tramite un algoritmo denominato *z-vertex finder* che combina le informazioni di tutte le tracce ricostruite con l'algoritmo *Outside-In* [36].

L'algoritmo inizia la ricostruzione calcolando la media z_V della coordinata z nel punto di minima distanza dal fascio di tutte le tracce. Successivamente viene calcolato il χ^2 di tutte le tracce rispetto a z_V:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(z_V - z_{0i})^2}{\sigma_i^2}$$

dove i è il numero della traccia, z_{0i} la coordinata in z della traccia i nel punto di minima distanza dal fascio e σ_i e l'incertezza di z_{0i}. Vengono escluse le tracce che danno un contributo al χ^2 maggiore di 3, e il vertice viene ricalcolato con la seguente formula

$$z_V = \frac{\sum_i \frac{z_{0i}}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}$$

La procedura viene ripetuta finchè non viene più esclusa alcuna traccia. La risoluzione nella determinazione della posizione longitudinale del vertice dipende dal numero di tracce nell'evento; per eventi del tipo $b\bar{b}$ la risoluzione stimata è dell'ordine di $\Delta z = 45\mu m$.

La ricostruzione tridimensionale del vertice primario viene eseguita da un altro algoritmo, denominato *PrimeVtx* [37]. Questo algoritmo comincia la ricostruzione a partire da una posizione approssimativa del vertice, denominata *seed*, che viene stimata nel piano $x-y$ dalla posizione del fascio, e lungo z dal risultato di *z-vertex finder* o dalla coordinata z_0 di una traccia ad alto

$\lvert z_0 - z_{\text{seed}} \rvert$	$\leq$	1 cm
P_T	$\geq$	0.5 GeV
$\lvert d_0 \rvert / \sigma_{d_0}$	$\leq$	3.0
strati assiali di almeno 6 hit nel rivelatore COT	$\geq$	2
strati stereo di almeno 6 hit nel rivelatore COT	$\geq$	2
hit nei rivelatori al Silicio	$\geq$	3

Tabella 3.4: Richieste di qualità delle tracce dell'algoritmo *PrimeVtx*.

P_T. Vengono selezionate le tracce che soddisfano i requisiti di tabella 3.4 e ordinate per valori decrescenti di P_T.

Le prime 30 tracce sono utilizzate per la determinazione del vertice primario. La traccia con il peggior χ^2 sopra un valore di soglia pari a 10 viene scartata e il fit del vertice ripetuto. La procedura viene iterata finchè nessuna traccia viene più esclusa.

La determinazione della posizione del vertice primario nel piano trasverso è particolarmente importante per l'algoritmo di identificazione dei quark b *SecVtx* che verrà descritto in 5.5.1. In [38] è descritta una misura della risoluzione nella posizione del vertice ricostruito da *PrimeVtx* lungo i tre assi. I risultati sono: $\Delta x = 26.5\ \mu m$, $\Delta y = 25.7\ \mu m$ e $\Delta z = 46.1\ \mu m$.

3.2.4 Apparato per la misura del tempo di volo

All'interno del campo magnetico, in una zona compresa tra il magnete e la camera a deriva, è situato un rivelatore dedicato alla misura del tempo di volo delle particelle detto ***Time-Of-Flight*** (TOF). Si tratta di una serie di barre di scintillatori lunghe 3 metri e spesse 4 cm. Lo spessore è limitato dallo spazio residuo tra la COT ed il magnete. Le barre hanno forma trapezoidale per facilitare il loro inserimento nella struttura cilindrica del magnete, e per aumentare il più possibile la copertura angolare della strumentazione.

Alle estremità di ogni barra alcuni fotomoltiplicatori effettuano misure di intensità dell'impulso luminoso e di tempo. Il *Tempo di Volo* di una particella è definito come l'intervallo temporale tra l'interazione nel vertice primario ed il segnale nel rivelatore TOF. Il tempo di volo può essere utilizzato nella procedura di identificazione delle particelle, detta *Particle IDentification* o PID. Infatti in relatività ristretta due particelle di uguale momento ma con diversa massa invariante percorrono un intervallo spaziale fissato in tempi diversi. L'incertezza sulla determinzazione della massa dipende fortemente dal momento della particella, per questo motivo sono richieste elevate riso-

luzioni temporali [34]. La risoluzione di un centinaio di picosecondi ottenuta a **CDF** permette di una separazione in K/π di 2σ per impulsi $p < 1.6\ GeV$.

3.2.5 Il sistema calorimetrico

A ridosso del magnete si trovano i **Calorimetri Adronici** e i **Calorimetri Elettromagnetici**. Tali rivelatori consistono di strati alternati di materiale scintillatore e di materiale passivo, costituito da piombo per i calorimetri elettromagnetici e ferro per i calorimetri adronici. La disposizione e la composizione di questi materiali è studiata per ottimizzare la rivelazione di particelle adroniche o fotoni ed elettroni.

Il sistema calorimetrico si divide in un sistema centrale ed un sistema frontale per coprire completamente il centro di interazione fino ad una regione di $\eta = 3.6$. Nel calorimetro centrale distinguiamo il settore elettromagnetico (CEM), più interno, e quello adronico (CHA), più esterno. Quest'ultimo è affiancato da un'estensione (WHA) che aumenta la copertura in η. Anche il sistema calorimetrico frontale è suddiviso in una parte più interna costituita dal calorimetro elettromagnetico ed una più esterna dove si trova il calorimetro adronico. Tutta la struttura è segmentata in torri calorimetriche lungo le direzioni η e ϕ dirette verso il centro di interazione; le informazioni di ogni torre vengono lette separatamente da un sistema di fotomoltiplicatori. La segmentazione del calorimetro varia leggermente a seconda della regione considerata: ogni torre ha una apertura in ϕ di circa $7.5°$ nella parte centrale e di $15°$ nelle regione frontale a valori di η più elevati. La segmentazione in pseudorapidità ha intervalli di 0.1 nella regione centrale, che crescono fino 0.60 nella regione più esterna.

La risoluzione in energia per i calorimetri è stata misurata tramite esposizione a fasci di test o grazie a studi eseguiti con raggi cosmici. Le analisi indicano una risoluzione di $16\%/\sqrt{E}$ per il calorimetro elettromagnetico e di $80\%/\sqrt{E}$ per il calorimetro adronico. Le risoluzioni sono state misurate nella rivelazione di un singolo elettrone (calorimetro elettromagnetico) o pione (calorimetro adronico).

la tabella 3.5 riassume tutte le caratteristiche del sistema calorimetrico di **CDF** .

Nella Parte centrale del sistema calorimetrico, sono situati due rivelatori di posizione, il **CPR** e il **CES**. Si tratta di due piccoli rivelatori posti sotto (CPR) e all'interno (CES) del calorimetro Elettromagnetico centrale. Il loro scopo è quello di facilitare l'identificazione della particella o del jet che ha determinato un deposito energetico nel calorimetro elettromagnetico. Pochi

	CEM	**CHA**	**WHA**	**PEM**	**PHA**
copertura η	< 1.1	< 0.9	$0.7 < \|\eta\| < 1.3$	$1.3 < \|\eta\| < 3.6$	$1.3 < \|\eta\| < 3.6$
n. di moduli	48	48	48	24	24
η torri/mod	10	8	6	12	10
n. di canali	956	768	676	960	864
assorbitore (mm)	Pb (3.0)	Fe (25.4)	Fe (50.8)	Pb(4.6)	Fe (50.8)
Spessore	$19X_0, 1\Lambda_0$	$4.5\Lambda_0$	$4.5\Lambda_0$	$21X_0, 1\Lambda_0$	$7\Lambda_0$
Risol. pos.	0.2×0.2	10×5	10×5		
Risol. Energia	$\frac{13.5\%}{\sqrt{E_T}} \oplus 1.7\%$	$\frac{75\%}{\sqrt{E_T}} \oplus 3\%$	$\frac{80\%}{\sqrt{E_T}}$	$\frac{16\%}{\sqrt{E_T}} \oplus 1\%$	$\frac{80\%}{\sqrt{E_T}} \oplus 5\%$

Tabella 3.5: Caratteristiche costruttive e prestazioni del sistema calorimetro. La risoluzione sulla posizione è data da $r \cdot \phi \times z\ cm^2$ ed è misurata per particelle incidenti di 50 GeV.

hit in queste camere sono il segno del passaggio di una singola particella, mentre un elevato numero di hit può indicare la presenza di un vero e proprio jet elettromagnetico.

3.2.6 La ricostruzione dei jet

In generale i jet adronici sono il risultato del processo di frammentazione dei partoni provenienti dall'interazione $p\bar{p}$. Tale frammentazione dà luogo ad uno sciame di particelle in un cono il cui asse coincide con la direzione originale del partone.

L'algoritmo off-line di ricostruzione dei jet a **CDF** è denominato *Jet clustering*, e utilizza una procedura a cono fisso. Il jet viene ricostruito in un cono di angolo di apertura di valore fissato nel piano $\eta - \phi$, misurato in radianti e definito come

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

Il valore tipico per l'apertura del cono è 0.4 rad, ma in alcuni casi risulta preferibile l'utilizzo di un angolo più ampio pari 0.7 rad.

L'algoritmo di ricostruzione del jet procede nel seguente modo [39]:

- Ad ogni torre calorimetrica viene assegnato un vettore nello spazio (r, η, ϕ) il cui modulo corrisponde all'energia trasversa depositata nella torre. L'origine del vettore giace nel punto di interazione, e la direzione è data dal baricentro energetico della torre.

- Le torri calorimetriche con $E_T > 1GeV$ vengono ordinate per valori di E_T decrescente, e attorno ad esse sono raggruppate tutte le torri in un raggio ΔR.

- Le variabili del jet vengono calcolate assegnando ad ogni torre un quadrimomento a massa nulla di energia pari all'energia depositata nella torre e di direzione data dal vettore posto nel centro di interazione e diretto verso il centro della torre calorimetrica. Solo le torri con $E_T > 100\ MeV$ vengono considerate. Posizione ed E_T del jet sono date allora dalle seguenti espressioni:

$$E_T^{jet} = \sum_{i=1}^{N} E_T^i$$
$$\eta^{jet} = \sum_{i=1}^{N} \frac{E_T^i \eta_i}{E_T^i}$$
$$\phi^{jet} = \sum_{i=1}^{N} \frac{E_T^i \phi_i}{E_T^i}$$

  dove N è il numero di torri associate al jet, $E_T^i = E^i \sin(\theta^i)$ è l'energia trasversa della torre i ed η^i e ϕ^i le sue cordinate.

- La procedura viene iterata considerando le torri in un raggio ΔR attorno alla nuova direzione del jet calcolata, finchè l'insieme di torri assegnate al jet risulta stabile.

- Infine viene calcolato il quadrimomento del jet tramite le seguenti

espressioni:

$$
\begin{aligned}
E_{jet} &= \sum_{i=1}^{N} E_i \\
P_{x,jet} &= \sum_{i=1}^{N} E_i \sin\theta_i \cos\phi_i \\
P_{y,jet} &= \sum_{i=1}^{N} E_i \sin\theta_i \sin\phi_i \\
P_{z,jet} &= \sum_{i=1}^{N} E_i \cos\theta_i \\
P_{T,jet} &= \sqrt{P_{x,jet}^2 + P_{y,jet}^2} \\
\phi_{jet} &= \tan\frac{P_{y,jet}}{P_{x,jet}} \\
\sin\theta_{jet} &= \frac{P_{T,jet}}{\sqrt{P_{x,jet}^2 + P_{y,jet}^2 + P_{z,jet}^2}} \\
E_{T,jet} &= E_{jet}\sin\theta_{jet}
\end{aligned}
$$

Correzioni all'energia dei jet

Il quadrimomento del jet ricostruito nel modo descritto è definito *non corretto* o *raw* perchè risente di errori di misura dovuti sia ed effetti fisici che ad effetti del rivelatore:

- alcune particelle dello sciame possono trovarsi fuori dal cono di ricostruzione del jet, determinando una sottostima dell'energia;
- particelle molto penetranti, come i muoni, non rilasciano completamente la loro energia nel calorimetro, altre, come i neutrini non sono affatto rivelate;
- particelle di P_T molto basso possono essere perse per le forti deflessioni nel campo magnetico all'interno del sistema di tracciatura;
- alcune regioni del rivelatore (*crack*), non sono coperte dal calorimetro, in particolare le zone di confine tra i diversi calorimetri;
- interazioni provenienti dai residui partonici dell'urto o da altre interazioni nello stesso incrocio dei fasci possono indurre un flusso di energia che interferisce con la misura dell'energia dei jet.

Livello	Tipo di correzione
Livello 0	Scala di energia del calorimetro
Livello 1	Correzione dipendente da η: f_η
Livello 2	Correzione dipendente dal tempo (ora inclusa nel Livello 0)
Livello 3	Non usata
Livello 4	Correzione dovuta alle interazioni $p\bar{p}$ multiple: $Mp\bar{p}I$
Livello 5	Scala di energia assoluta: $(P_T^{calo} \rightarrow P_T^{particle})$, f_{jes}
Livello 6	Correzione per i residui partonici dell'evento, UE
Livello 7	Correzione per l'energia fuori dal cono, OOC

Tabella 3.6: Convenzione per i livelli di correzione dell'energia dei jet

Per tenere conto di tutti questi effetti sono stati sviluppati alcuni algoritmi di correzione all'energia e al quadrimomento dei jet [39]. Le correzioni vengono classificate in 7 sucessivi livelli elencati in tabella 3.6

La forma più generale di correzione applicata al P_T di un jet è data da: [40]

$$\begin{aligned} P_T(\Delta R, P_T, \eta) &= [P_T^{raw}(\Delta R) \times f_\eta(\Delta R, P_T^{raw}, \eta) - Mp\bar{p}I(\Delta R)] \times f_{jes}(\Delta R, P_T^{raw}) - \\ &\quad -UE(\Delta R) + OOC(\Delta R, P_T^{raw}) \end{aligned}$$

dove ΔR è il raggio del cono, P_T^{raw} è il momento del jet misurato, cioè prima della correzione, η è la pseudorapidità del jet rispetto al centro del rivelatore. f_η, $Mp\bar{p}I$, f_{jes}, UE e OOC sono le correzioni al jet di seguito brevemente descritte.

f_η Correzione dipendente da η. La risposta del sistema calorimetro non è omogenea in pseudorapidità, sia per la presenza di punti di giunzione tra le varie regioni del calorimetro (*cracks*), sia perchè i diversi sottorivelatori del sistema calorimetrico hanno risposte differenti. La correzione f_η compensa questa disomogeneità.

$Mp\bar{p}I$ Questa correzione tiene conto del'ulteriore flusso di energia proveniente dalla presenza di interazioni multiple. La correzione viene fatta tramite la stima del numero di vertici primari di interazione nell'evento.

f_{jes} Scala assoluta di energia dei jet. L'energia assoluta di un jet è definita come l'energia della particella che ha prodotto il jet. Lo scopo di questa correzione è quello di risalire dall'energia depositata nel calorimetro all'energia della particella che ha dato origine allo sciame rivelato. In

linea di principio la correzione dovrebbe tenere conto del sapore del partone originario, tuttavia, poichè tale informazione non è nota a priori, questa correzione è generica.

UE *Underlying Event.* Questa correzione sottrae il flusso addizionale di energia proveniente dai residui partonici non direttamente coinvolti nel processo di urto inelastico.

OOC *Out-Of-Cone energy.* Questa correzione integra nell'energia del cono la radiazione del jet che ci si aspetta fuoriscire dal raggio del cono ΔR considerato.

Le varie correzioni energetiche sono suddivise in livelli per permettere ad ogni analisi di utilizzare il livello più opportuno per il tipo di eventi considerato. Dall'esperienza di altre analisi condotte con l'utilizzo di b-jet si è deciso in questo studio di applicare ai jet tutte le correzioni fino al livello 5.

3.2.7 Il rivelatore di muoni

Il sistema di rivelazione dei muoni è situato nella parte più esterna del rivelatore ed è disposto in modo da offrire la massima copertura angolare rispetto al centro di interazione. La sua collocazione esterna tiene conto dell'elevato potere di penetrazione dei muoni, caratteristica che già da sola facilita l'identificazione di queste particelle. Il sistema di rivelazione è un complesso di scintillatori e camere proporzionali interposti da materiale assorbente. Rispetto al Run I l'accettanza angolare di questo sotto rivelatore risulta aumentata. La difficoltà di estendere il rivelatore in un'ampia regione di spazio è stata risolta con lo sviluppo di più rivelatori indipendenti ma che seguono la stessa filosofia costruttiva e di rivelazione: CMU, CMP, CMX, IMU, FMU. I primi quattro dispositivi coprono la regione centrale fino ad $|\eta| < 1.5$. I sistemi CMP, CMX e IMU aumentano la copertura in η (CMX e IMU) e migliorano le prestazioni nella parte centrale, già coperta da CMP. In generale le camere a deriva sono organizzate in celle adiacenti con una granularità, a livello di trigger, di 2.5° di arco azimutale. Infine un sistema di rivelatori muonici (FMU) è stato posto a coprire le regioni frontale e posteriore del rivelatore.

Capitolo 4

Trigger

Nella fisica ai collider adronici, la frequenza con cui vengono generati urti tra i fasci di particelle è molto maggiore di quella con cui è possibile memorizzare le informazioni registrate dal rivelatore. Molti dei canali di produzione o di decadimento ricercati sono infatti estremamente rari, ed è necessario raggiungere alti valori di luminosità istantanea per poter raccogliere in un tempo ragionevole un numero sufficiente di eventi di interesse. Ciò è particolarmente vero per la ricerca del bosone di Higgs, la cui sezione d'urto di produzione al Tevatron nell'intervallo di massa $115 \div 170\ GeV/c^2$ è dell'ordine del pb, a fronte di una sezione d'urto totale $p\bar{p}$ per processi inelastici misurata al Tevatron di $59.3 \pm 2.3\ mb$ [41].

In tali condizioni il trigger ha un ruolo fondamentale nella selezione degli eventi, e per ottenere i risultati migliori lo sviluppo del trigger e l'analisi off-line devono essere inseriti in un unica strategia.

4.1 Il sistema di trigger a CDF

La frequenza di collisione dei fasci a Tevatron è di $2.53\ MHz$, che corrisponde ad un intervallo temporale tra due incroci consecutivi di $396\ ns$, mentre la velocità di scrittura degli eventi consente di registrare ad una frequenza massima di circa $120\ Hz$. La luminosità istantanea è dell'ordine dei $10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$, che moltiplicata per la sezione d'urto inclusiva $p\bar{p}$ per processi inelastici all'energia di centro di massa del collider, ci permette di stimare la frequenza di collisione intorno ai $6\ MHz$, cioè mediamente più di una collisione per ogni incrocio dei fasci.

Il sistema di trigger deve permettere una drastica riduzione della frequenza, mantenendo la più alta efficienza possibile sul segnale cercato. Per fare questo vengono elaborate molto velocemente le informazioni del rivelatore per

calcolare delle quantità cosiddette *primitive* sulle quali vengono effettuate le selezioni on-line.

Il sistema di trigger a **CDF** è articolato in tre diversi livelli; ad ogni passaggio da un livello di trigger al successivo la progressiva scrematura degli eventi permette un maggior tempo di elaborazione e la ricostruzione di primitive più precise per l'identificazione delle variabili fisiche caratterizzanti.

In Fig. 4.1 è rappresentato una schema dei primi due livelli di trigger a **CDF** , mentre in Fig. 4.2 sono descritte le frequenze di ingresso e di decisione ai tre livelli di trigger [43].

Livello 1

La frequenza di ingresso dei segnali a Livello 1 è data dalla frequenza di collisione dei fasci, cioè 2.53 MHz. I segnali in uscita dal rivelatore sono inizialmente incanalati in una pipeline di 14 eventi, sincronizzata con l'elettronica di Livello 1. Questo fornisce un tempo di decisione di circa $5\mu s$[1], sufficiente per evitare totalmente la perdita di eventi a questo livello dovuta al tempo morto di elaborazione del trigger. Il Livello 1 permette di ridurre la frequenza a $50KHz$ per il successivo Livello 2.

Come illustrato nel diagramma di Fig. 4.1 le decisioni del trigger di Livello 1 si basano sulle informazioni provenienti dal sistema calorimetrico, dal rivelatore COT e dal rivelatore di muoni. Un sistema hardware elabora le rispettive informazioni in tre classi di primitive: L1CAL, L1TRACK e L1MUON.

L1CAL Le torri calorimetriche vengono unite in coppie lungo η definite *torri di trigger*. Le torri di trigger possono essere utilizzate per costruire due tipi di primitive calorimetriche di Livello 1, definite ripettivamente *object* e *global*. Le primitive di tipo *object* sono le energie adroniche e calorimetriche e la posizione di singole torri di trigger, che vengono utilizzate direttamente per una rozza ricostruzione dei jet adronici o elettromagnetici. Le primitive calorimetriche di tipo *global* si riferiscono a caratteristiche globali dell'evento e vengono elaborate tramite le informazioni di tutte le torri di trigger. Esse sono l'energia trasversa totale $\sum E_T$, definita come la somma delle energie trasverse di tutte le torri di trigger, e l'energia trasversa mancante $\not{E}_T$ definita come

$$\vec{\not{E}}_T = -\sum_i (E_T^i)\vec{n}_i$$

[1] l'intervallo tra due incroci dei fasci è 396 ns, $14 \cdot 396\ ns = 5.544\mu s$

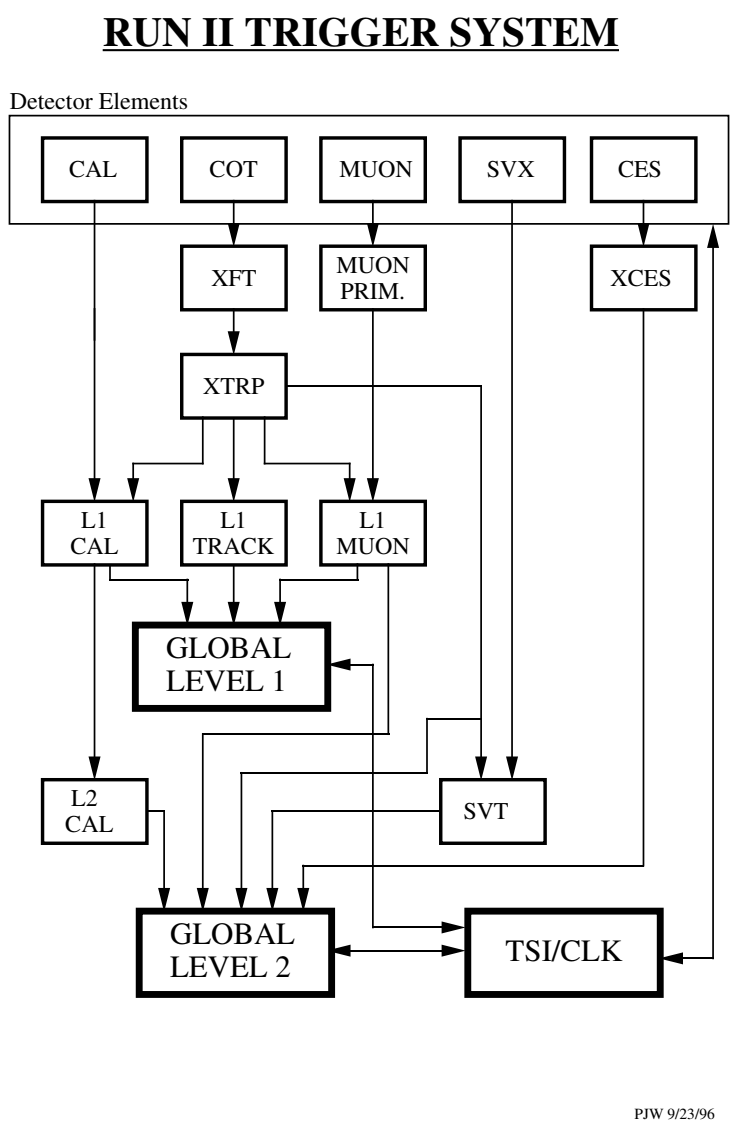


Figura 4.1: Schema dei Livelli di trigger 1 e 2 a **CDF** .

dove E_T^i è l'energia trasversa della torre calorimetrica i, e $\vec{n}_i$ è un vettore unitario che congiunge il centro del rivelatore con il centro della torre i.

L1TRACK Le informazioni del rivelatore COT vengono elaborate da un algoritmo di ricostruzione di tracce chiamato e**X**tremely **F**ast **T**racker (XFT). Tale algoritmo esegue una ricostruzione veloce delle traiettorie nel piano $r - \phi$ e restituisce P_T e ϕ_0 delle tracce. Gli hit nel rivelato-

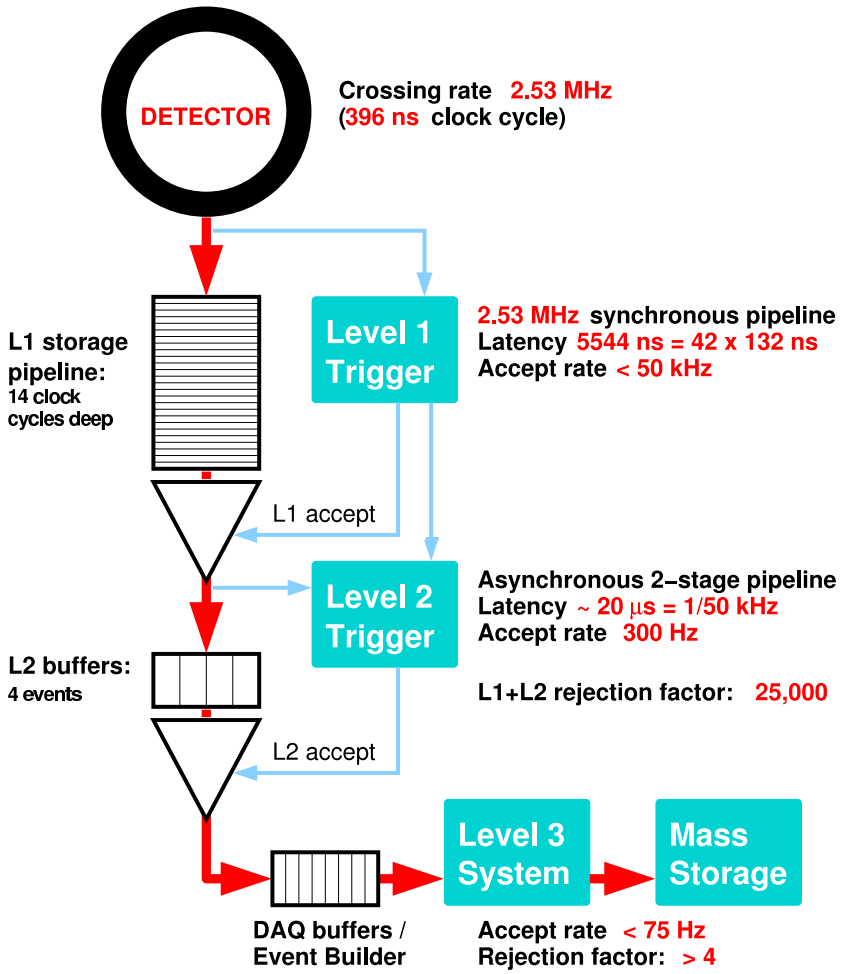


Figura 4.2: Frequenze di ingresso e di decisione del sistema di trigger a **CDF** .

re vengono analizzati da moduli detti *Finder*, ogni modulo elabora le informazioni di quattro celle consecutive del COT indipendentemente dagli altri, e tramite un confronto con una lista predefinita determina se nelle celle analizzate è presente un segmento di traccia. Il processo è mostrato in Fig. 4.3. I segmenti trovati dai moduli *Finder* vengono trasmessi ad un altro modulo, detto *Linker*, che individua le combinazioni di segmenti appartenenti ad una stessa traccia.

L1MUON I muoni vengono ricostruiti a Livello 1 combinando le informazioni provenienti dal sistema di rivelazione dei muoni[2] con le tracce

[2]Hit negli scintillatori e nelle camere a deriva.

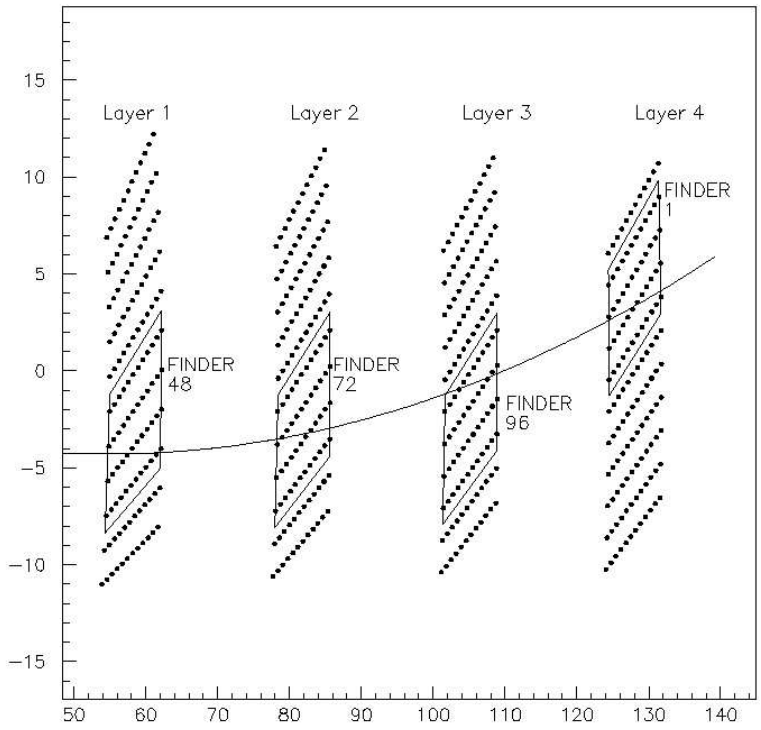


Figura 4.3: Segmenti di tracce nel rivelatore COT individuati dai moduli *Finder*.

ricostruite da XFT.

Livello 2

Gli eventi selezionati dal Livello 1 vengono impilati in quattro buffer e indirizzati verso il successivo Livello 2. Il Livello 2 è una combinazione di trigger sia hardware che software; la sua frequenza di ingresso è inferiore a 50 Hz ed è dovuta alla frequenza di selezione del Livello 1. Tale frequenza non è uniforme, ma può subire delle oscillazioni sia per effetti statistici che per le condizioni di presa dati.

Per questo motivo al secondo livello di trigger può verificarsi una perdita di eventi per il tempo morto di elaborazione dei dati; in condizioni normali questa perdita è al di sotto del 10% [43]. La frequenza media di selezione del livello 2 è di 300 Hz. A Livello 2 il tempo di elaborazione è di $20\,\mu s$, sufficiente per ricostruire delle primitive piuttosto complesse.

Oltre alle primitive già disponibili a Livello 1, vengono elaborate due nuove categorie: le primitive L2CAL e le SVT.

L2CAL Per l'identificazione dei jet adronici ed elettromagnetici, le torri calorimetriche vengono riunite in gruppi, detti *cluster*, di torri contigue. L'algoritmo di ricostruzione, definito *pacman*, è illustrato in Fig. 4.4, e procede in quattro passi succssivi:

1. date due soglie di E_T, la più alta denominata *seed* e la seconda *shoulder*, vengono identificate le due classi di torri che superano rispettivamente una o l'altra di queste due soglie;
2. le torri di tipo *seed* e quelle di tipo *shoulder* vengono ordinate per valori crescenti di η e ϕ;
3. procedendo in ordine lungo gli assi η e ϕ all'energia di ogni torre oltre la soglia seed vengono sommate le energie delle torri contigue che superano la soglia shoulder. Di ogni torre aggiunta vengono poi considerate le torri adiacenti, e se queste superano a loro volta la soglia shoulder vengono aggiunte al cluster;
4. l'algoritmo segna le torri già appartenenti ad un cluster per evitare che vengano aggiunte ad altri cluster.

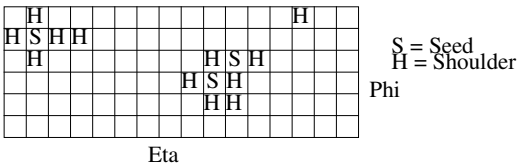
I passi 3 e 4 vengono ripetuti finchè non è esaurita la lista di torri *seed*.

Dei jet di Livello 2 così ricostruiti possono essere utilizzate per le selezioni di trigger l'E_T e le coordinate della torre seed in η e ϕ.

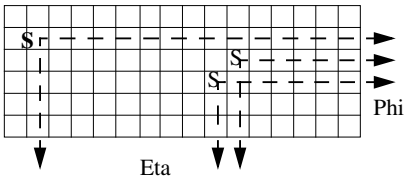
SVT Le informazioni del sistema di tracciatura al silicio vengono elaborate insieme alle tracce XFT da un algoritmo di ricostruzione di tracce definito **S**ilicon **V**ertex **T**racker (SVT) [44].

L'algoritmo SVT è illustrato in Fig. 4.6 e schematizzato in Fig.4.5.

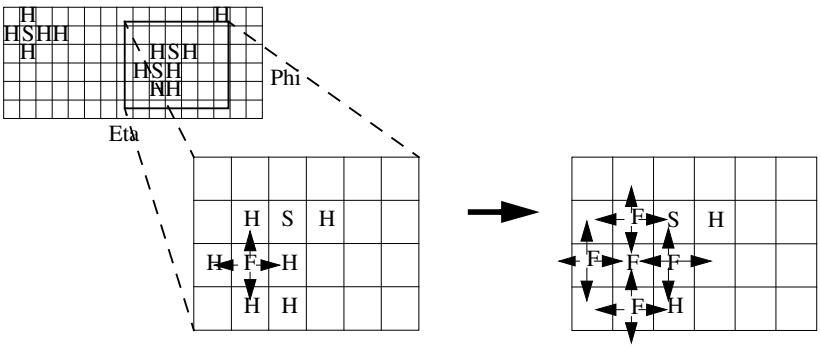
- La ricostruzione delle tracce comincia con un algoritmo denominato *Hit Finder* che individua gruppi di hit in ogni strato del rivelatore SVX, e per ognuno di essi calcola un centroide in corrispondenza del punto più probabile di intersezione tra lo strato a cui appartiengono gli hit e la traiettoria della particella.
- I centrodi calcolati da Hit Finder sono riuniti in *superstrip* di 300 μm e vengono associati alle tracce XFT per mezzo di una *memoria associativa* (AM) che cerca traiettorie predefinite (*road*) nell'insieme di hit e tracce.



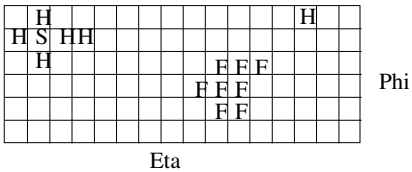
1. The inputs from DIRAC are checked to see if they are over the seed or shoulder threshold.



2. The Cluster Control board tells the DCAS's to enable their Phi and Eta address lines for all seeds. The Control board then selects the seed with the lowest Eta address, and then within that Eta, the lowest Phi address to begin cluster finding.



3. Cluster finding then begins with the selected seed sending a "found" bit to its four orthogonal neighbors. If the neighbors are over the shoulder threshold and receive a "found" bit, they in turn send out the signal to their four orthogonal neighbors, and so on, and so on.



4. When a tower is "found" it is disabled from being found in another cluster. i.e. if the tower is a seed and is found in a cluster initiated by another seed, it will not enable its address lines when the control board prompts for seed addresses. After one cluster is found, the tower energy values are enabled into an adder tree. Steps two through four are repeated until all clusters are found.

Figura 4.4: Algoritmo di Livello 2 per la ricostruzione dei jet.

- Quando la memoria associativa individua una traiettoria nell'insieme di hit di SVT e tracce di XFT, tutte le informazioni vengono passate al modulo *Track Fitter*, che valuta P_T, ϕ_0 e d_0 di ogni traccia.

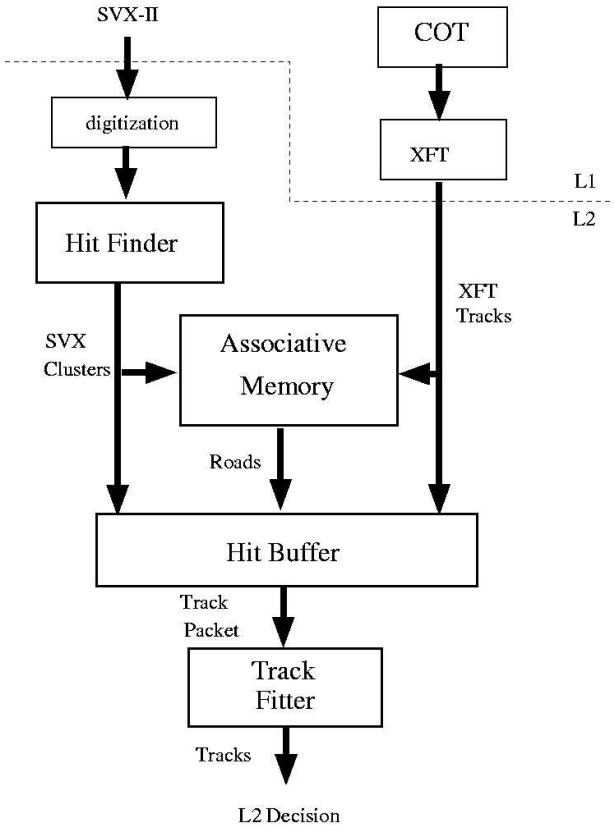


Figura 4.5: Schema a blocchi dell'algoritmo di ricostruzione delle tracce SVT.

Per valori di $P_T > 2\,GeV/c$ la risoluzione nel parametro di impatto delle tracce SVT così ricostruite è di $\simeq 35\,\mu m$. A questa va aggiunta l'incertezza nella posizione del fascio che è $\simeq 33\,\mu m$ per una risoluzione totale $\sigma_{d_0} \simeq 48\,\mu m$ [46]. Le risoluzioni sulle altre variabili sono $\sigma_{\phi_0} \simeq 1\,mrad$ e $\sigma_{P_T} \simeq 0.3\%$.

Livello 3

Al livello 3 la ricostruzione e selezione degli eventi avviene in un sistema Linux, con programmazione ad oggetti C++. Le primitive utilizzate sono molto simili alle variabili off-line. Ad esempio i jet sono ricostruiti con gli stessi algoritmi descritti in 3.2.6, con l'unica differenza che a livello 3 vengono

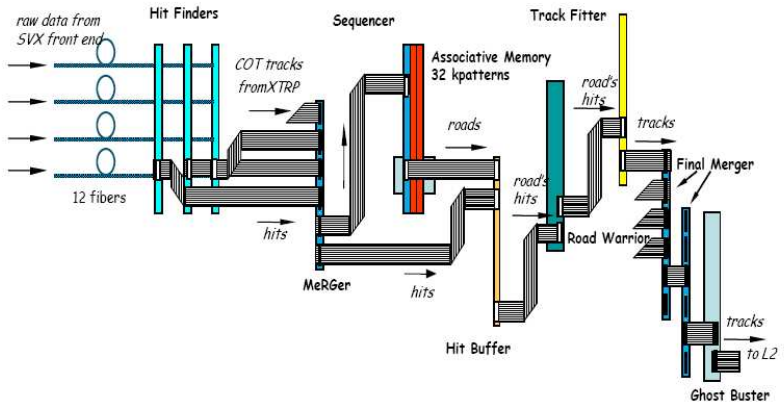


Figura 4.6: Connessione dei vari moduli di ricostruzione di SVT [45]

costruiti attorno al centro del rivelatore, mentre nella ricostruzione off-line viene utilizzato il vertice di interazione primario. Dopo le selezioni del livello 3 la frequenza è di circa 100 Hz, e gli eventi possono essere memorizzati su nastro per le successive analisi. Ogni evento occupa circa 250 KB.

Prescalo

In determinate condizioni di alta luminosità, le selezioni di alcuni trigger possono non essere sufficienti a garantire un'adeguata riduzione della frequenza. Per evitare che questi trigger occupino tutta la banda disponibile e rendano in pratica inservibile il rivelatore è stato introdotto un meccanismo di prescalo che riduce artificialmente la frequenza di selezione. Il prescalo può essere utilizzato in due diversi modi: prescalo statico o prescalo dinamico; nel primo caso gli eventi vengono ridotti di un fattore costante indipendentemente dalle condizioni di presa dati, nel secondo caso il fattore di riduzione viene modificato continuamente al variare della luminosità per mantenere la frequenza di selezione entro i limiti stabiliti.

Un terzo meccanismo di riduzione consiste nell'attivare il trigger solo quando la luminosità scende al di sotto di una determinata soglia.

4.2 Upgrade del sistema di trigger a CDF

Nel corso del 2007 la collaborazione **CDF** è stata impegnata nel miglioramento delle prestazioni del sistema di trigger. Tale sforzo è stato necessario per poter mantenere alti livelli di efficienza sui segnali cercati anche alle alte

luminosità che il Tevatron ha raggiunto negli ultimi anni. L'aggiornamento del trigger riguarda sia il settore calorimetrico[49] che quello di ricostruzione delle tracce XFT[50]; grazie a questi upgrade ora sono disponibili ai Livelli 1 e 2 del trigger nuove primitive che ricostruiscono le variabili fisiche con maggior dettaglio e informazione.

L'upgrade del sistema di trigger calorimetrico ha consentito lo sviluppo di nuovi algoritmi di ricostruzione dei jet a livello 2. La ricostruzione dei jet, che prima veniva eseguita in hardware, è ora affidata ad un computer ed è interamente gestita da un software. Il procedimento di ricostruzione descritto nel paragrafo 4.1 è stato sostituito da un'algoritmo molto simile a quello off-line descritto in 3.2.6. L'unica differenza è che a livello 2 la procedura non viene iterata, ma è eseguita una sola volta per risparmiare tempo di calcolo.

La ricostruzione consiste nei seguenti passaggi:

1. vengono identificate e ordinate tutte le torri di trigger con E_T al di sopra della soglia *seed* (al massimo 25);

2. partendo dalla torre *seed* di E_T piú alta viene sommata l'E_T di tutte le torri in un cono di ampiezza $R = 0.7\,rad$, e vengono calcolate η e ϕ del cono con una media pesata in E_T di tutte le torri utilizzate;

3. le torri sommate in un cono vengono escluse dall' utilizzo in un altro cono;

4. i passi 2 e 3 vengono ripetuti su tutte le torri *seed*;

5. vengono selezionati solo i primi 20 jet con E_T al di sopra dei $3\,GeV$.

L'upgrade dell'algoritmo di XFT consente invece di avere a disposizione a Livello 2 informazioni che permettono una ricostruzione tridimensionale delle tracce. Come descritto in 3.2.2 il rivelatore COT alterna strati di fili assiali (perfettamente longitudinali) a strati di fili stereo, inclinati rispetto all'asse z. Confrontando la differenza nella posizione tra gli strati assiali e quelli stereo è possibile derivare la posizione longitudinale e l'angolo polare della traccia.

Già a Livello 1 è disponibile per ogni traccia XFT una variabile denominata *stereo confirm* che verifica la coerenza delle informazioni tridimensionali della traccia. In pratica viene derivata la coordinata z della traccia nei punti di attraversamento dei vari strati stereo, e si verifica che questi punti possano effettivamente appartenere ad unica traccia.

A Livello 2 invece sono disponibili delle vere e proprie variabili tridimensionali; il software di ricostruzione elabora le informazioni proveniente dalle banche di trigger e ricostruisce, oltre all'angolo ϕ e alla curvatura, le variabili z e $\mathrm{cotan}(\theta)$.

4.3 Trigger per la ricerca del canale $H \to b\bar{b}$

L'analisi presentata in questa tesi è stata condotta sugli eventi selezionati da un particolare trigger denominato *HighPtBjet*, progettato e ottimizzato appositamente per la selezione di eventi del processo $gg \to H \to b\bar{b}$ [47]. Si prevede inoltre di applicare lo stesso studio su di un nuovo trigger, studiato appositamente per la ricerca dell'higgs nel canale $H \to b\bar{b}$, che utilizza gli ultimi upgrade del trigger di **CDF** .

4.3.1 Il trigger HighPtBjet

Le caratteristiche del trigger HighPtBjet sono studiate per selezionare eventi arricchiti in coppie di jet ad alto momento trasverso, contenenti ognuno almeno una traccia SVT ad alto parametro di impatto. Poichè i mesoni contenenti quark b hanno una vita media dell'ordine del ps, la loro lunghezza di decadimento è superiore a quella dei quark più leggeri. Richiedendo la presenza nei jet di tracce ad alto parametro di impatto il campione raccolto dal trigger risulta arricchito in jet da quark b.

L'ultima versione del trigger consiste nelle seguenti richieste:

- Livello 1: L1_TWO_TRK2_&_TWO_CJET5
  - Due torri calorimetriche centrali ($|\eta| \leqslant 1.317$) di $E \geqslant 5GeV$
  - Due tracce XFT con $P_T \geqslant 2.04\,GeV/c$, aventi hit in almeno 4 strati del rivelatore COT, e *stereo confirm* [3].
- Livello 2: L2_BJET15_D120_DPS
  - Due jet centrali ($|\eta| \leqslant 1.523$) di $E_T \geqslant 15GeV$ ricostruiti con l'algoritmo descritto in 4.1.
  - Due tracce SVT con parametro d'impatto d_0 compreso tra 120 e 1000 μm, $\chi^2 \leqslant 15$ e $P_T \geqslant 2\,GeV/c$
  - Matching esclusivo tra jet e tracce SVT in $|\delta\phi| \leqslant 1.04\,rad$ (una traccia distinta per ogni jet distinto)
  - Coordinata z delle due tracce SVT in una combinazione compatibile con la provenienza dal medesimo vertice di interazione [48].
  - Prescalo Dinamico di un fattore compreso nell'intervallo $1 \div 80$

[3] vedi definizione in 4.2

- Livello 3: L3_HIGHPT_BJET_DPS
  - Due jet ricostruiti in $\Delta R \leqslant 0.4 rad$ di $E_T \geqslant 20\,GeV$
  - Due tracce COT con $|\eta| \leqslant 1.2$ e $P_T \geqslant 2\,GeV/c$, accoppiate in $|\delta\phi| \leqslant 0.015$ e $|\delta C| \leqslant 0.00015$ a tracce SVT con parametro di impatto compreso tra 100 e $1000\,\mu m$ e con $\chi^2 \leqslant 25$
  - Due tracce nel rivelatore al silicio con parametro di impatto $d_0 \geqslant 80\mu m$

Il trigger ha subito alcune modifiche nel corso del Run II. Esso compare con la denominazione HIGH_PT_BJET nelle versioni dalla v-1 alla v-15; successivamente, con l'introduzione del prescalo dinamico a Livello 2 reso necessario dall'aumento della luminosità, lo stesso trigger è stato rinominato in HIGH_PT_BJET_DPS, di cui sono presenti nei dati finora disponibili le versioni dalla v-1 alla v-4. A parte le prime versioni di test, la variazione più significativa si riscontra nel passaggio del trigger HIGH_PT_BJET dalla v-10 alla v-11, in cui il valore minimo del parametro di impatto delle tracce SVT a livello due è cambiato da 100 a 120 μm. Poiché la maggior parte dei dati è stata raccolta con quest'ultima configurazione, per gli scopi di questa tesi si è preferito prendere in considerazione solo le versioni succesive alla v-11 per non affrontare problemi di disomogeneità. Dopo la versione 11 il trigger non ha più subito sostanziali variazioni, le differenze tra queste ultime versioni sono:

- variazioni nelle soglie per l'algoritmo di ricostruzione dei jet a Livello 2 nelle regioni del calorimetro escluse dal trigger (versioni 13 e 14);
- introduzione del prescalo dinamico nel passaggio da HIGH_PT_BJET_v-15 ad HIGH_PT_BJET_DPS_v-1.
- aumento della soglia di prescalo massimo da 10 a 20 a 80 nelle versioni HIGH_PT_BJET_DPS_v-2 e v-4;
- introduzione a Livello 1 della richiesta di coerenza tridimensionale per le tracce XFT (*stereo confirm*) nel trigger HIGH_PT_BJET_DPS nel passaggio dalla v-2 alla v-3.

Le versioni del trigger considerate in questa tesi sono riportate in tabella 4.1.

Trigger path	versioni	run range
HIGH_PT_BJET	v-11 ÷ v-15	184418 - 205253
HIGH_PT_BJET_DPS	v-1 ÷ v-4	202971 - 247913

Tabella 4.1: Versioni del trigger utilizzate

4.3.2 I nuovi trigger per la ricerca dell'Higgs

Al fine di sfruttare le nuove caratteristiche del sistema di trigger è stato recentemente studiato e proposto un nuovo trigger per la ricerca dell'higgs nel canale $H \to b\bar{b}$ che entrerà presto in fase di test [51].

La caratteristica principale di questo trigger è quella di arrichire il campione in jet provenienti dall'adronizzazione di quark b mediante il riconoscimento on-line di alcune variabili caratteristiche di questi jet. Oltre al parametro di impatto d_0 delle tracce SVT, viene elaborata una stima della lunghezza di decadimento del quark che ha dato origne al jet.

Consideriamo un jet, e supponiamo che all'interno del jet vi sia un vertice secondario di decadimento. Definiamo R_b la proiezione nel piano trasverso della distanza tra il vertice primario e il vertice secondario, ϕ_b la coordinata azimutale dell'asse del jet, d_0 il parametro di impatto di una traccia appartenente al vertice secondario e ϕ il suo angolo.

Vale allora la relazione

$$d_0 = -R_b \tan(\phi - \phi_b)$$

che per piccoli angoli[4] può essere approssimata in

$$d_0 \simeq -R_b(\phi - \phi_b)$$

Individuando una coppia di tracce ad alto P_T all'interno dello stesso jet, la pendenza nel piano $d_0 - \phi$ tra i punti corrispondenti a queste due tracce fornisce una stima della distanza R_b. Tale variabile è in effetti una stima della lunghezza di decadimento del mesone che ha dato origine al jet; jet provenienti da quark b tendono quindi ad avere valori più alti di R_b, come illustrato in Fig. 4.7.

La selezione delle tracce nel trigger richiede che vi sia corrispondenza nella coordinata ϕ e nella curvatura tra la ricostruzione di XFT e quella di SVT a Livello 2, e tra ricostruzione COT e SVT a Livello 3. Il Livello 3 applica le

[4] in questo caso $\Delta\phi < 0.7\ rad$ che è l'angolo di apertura del cono di ricostruzione del jet

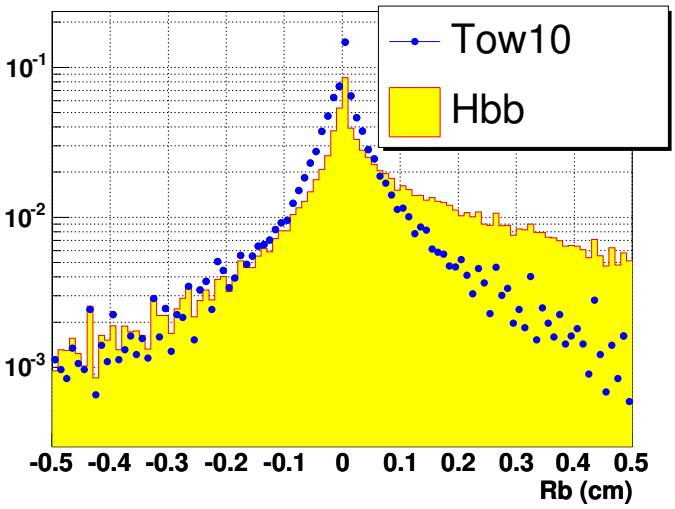


Figura 4.7: Distribuzione della variabile R_b per eventi $H \to b\bar{b}$ e per eventi di fondo. Gli eventi di fondo dati raccolti con un trigger che richiede solamente una torre calorimetrica di Livello 1 con $E > 10\ GeV$.

stesse richieste del livello precedente, ma sostituisce le primitive disponibili a Livello 2 con quelle di Livello 3.

I tre livelli di trigger consistono nelle seguenti richieste.

- Livello 1
  - Due torri calorimetriche con $E \geqslant 10\,GeV$ ed $E \geqslant 8\,GeV$
  - Due tracce XFT con $\Delta\phi \leqslant 0.7$ e *stereo confirm.*
- Livello 2
  - Due jet centrali ($\eta \leqslant 1.0$) di $E_T \geqslant 15\,GeV$ il primo ed $E_T \geqslant 10\,GeV$ il secondo ricostruiti con l'algoritmo di cono di ampiezza $\Delta R = 0.7$
  - Due tracce ibride (corrispondenza tra XFT e SVT in $\Delta\phi \leqslant 0.02\,rad$ e in $\Delta c \leqslant 0.0001\,cm^{-1}$) di cui almeno una con $d_0 > 150\,\mu m$
  - Corrispondenza tra le due tracce selezionate e uno dei due coni in $\Delta R \leqslant 0.7$. La corrispondenza puó essere verificata in un angolo solido grazie all'informazione stereo del nuovo algoritmo di XFT.
  - Lunghezza di decadimento ricostruita dalla coppia di tracce: $R_b > 0.1\,cm$

- Livello 3
  - Due jet centrali ($\eta \leqslant 1.0$) di $E_T \geqslant 15\,GeV$ il primo ed $E_T \geqslant 10\,GeV$ il secondo
  - Due tracce ibride (corrispondenza tra COT e SVT in $\Delta\phi \leqslant 0.02\,rad$ e in $\Delta c \leqslant 0.0001\,cm^{-1}$) di cui almeno una con $d_0 > 150\,\mu m$
  - Corrispondenza tra le due tracce selezionate e uno dei due coni in $\Delta R \leqslant 0.7$

Questo trigger, sfruttando le nuove primitive, è in grado di raccogliere dati fino ad una luminosità di 3×10^{32} cm^{-2}s^{-1} senza necessità di prescalo e con una efficienza sul segnale $H \to b\bar{b}$ di ~ 13 % per $m_H = 120\,GeV$.

Capitolo 5

Uso delle simulazioni Monte Carlo e richieste off-line

5.1 La simulazione Monte Carlo

Un importante strumento di analisi in fisica delle particelle è dato dalle cosiddette simulazioni *MonteCarlo*. Le origini nello sviluppo di questo metodo risalgono alla metà degli anni 40 all'interno del Progetto Manhattan. I formalizzatori del metodo sono John von Neumann e Stanislaw Marcin Ulam. Il nome Monte Carlo fu assegnato in seguito da Nicholas Constantine Metropolis in riferimento al celebre casinò [53].

Il simulatore MonteCarlo di processi fisici utilizzato in questa analisi è PYTHIA [54]. Le distribuzioni di probabilità dei processi fisici vengono simulate tramite la generazione casuale di numeri; il programma simula il processo di interazione $p\bar{p}$ assegnando ad ogni sottoprocesso la probabilità prevista dalla teoria.

In un secondo momento la simulazione del processo fisico ottenuta tramite PYTHIA viene passata attraverso la simulazione del rivelatore **CDF** .

5.1.1 Descrizione dei Monte Carlo utilizzati

In questo studio sono state utilizzate tre diverse simulazioni Monte Carlo per i processi:

- produzione di Higgs per fusione di gluoni e decadimento in una coppia di quark b, $gg \to H \to b\bar{b}$; massa del bosone di Higgs $m_H = 120\ GeV$;
- produzione $b\bar{b}$ nei processi di *flavour creation* descritti in 1.8;
- produzione di coppie $c\bar{c}$.

MonteCarlo	N. eventi
$gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$, $m_H = 120\ GeV$	300 K eventi
bb flavour creation	8 M eventi
$c\bar{c}$	2 M eventi

Tabella 5.1: Simulazioni Monte Carlo utilizzate

In tabella 5.1 sono riportati il numero di eventi per ognuna delle tre simulazioni Monte Carlo.

Nelle parte della generazione degli eventi che simula il rivelatore può verificarsi che la posizione del fascio non venga impostata in modo corretto. In tal caso i parametri di impatto delle tracce SVT risultano simulati in modo sbagliato e gli eventi devono pertanto essere scartati. Su ogni campione MonteCarlo si è verificato in quali *run* il parametro di impatto delle tracce SVT fosse corretto, mediante un grafico d_0 medio *vs* numero di *run*. Come mostrato in Fig. 5.1 per il Monte Carlo di fondo $b\bar{b}$, i valori medi del parametro di impatto sono normalmente attorno ai $200\mu m$, mentre per alcuni *run* tale valore è notevolmente più alto.

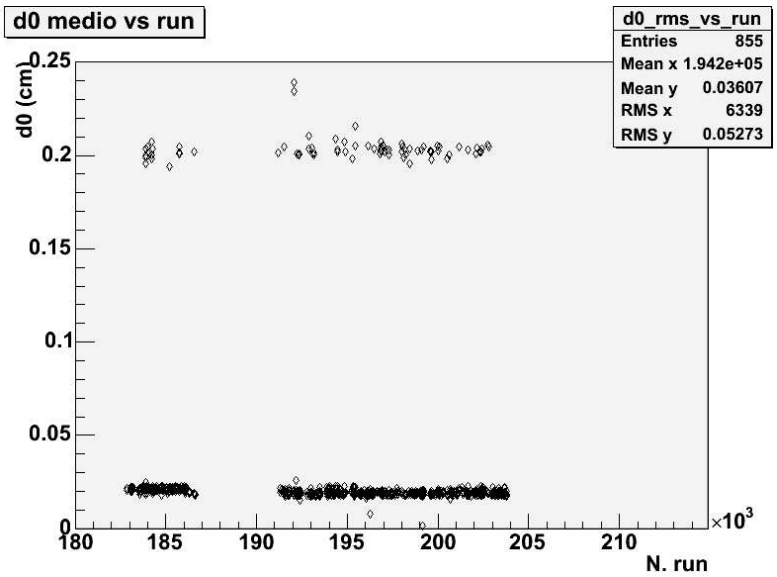


Figura 5.1: Parametro di impatto medio delle tracce SVT in funzione del numero di *run* nel Monte Carlo $b\bar{b}$.

5.2 Dataset utilizzati

Il trigger considerato utilizza il parametro di impatto delle tracce SVT a Livello 2, per cui è necessario che i dati analizzati siano stati raccolti in *run* in cui è verificato il buon funzionamento del rivelatore SVX.

Lo stato dei vari rivelatori viene monitorato on-line durante la presa dati. Per ogni rivelatore è possibile verificare in quali *run* si è verificato il corretto funzionamento, e di conseguenza stilare delle liste definite *Good Run List*. Nei dataset utilizzati è stata applicata la *SVT Good Run List*.

I dataset raccolti con il trigger HighPtBjet utilizzati per l'analisi sono elencati in tabella 5.2.

Dataset	N. eventi	intervallo di *run*
ebjt0h	17 M eventi	191208 ÷ 203799
ebjt0i	37 M eventi	203819 ÷ 233111

Tabella 5.2: Dataset utilizzati

È stata calcolata la luminosità integrata del periodo di presa dati corrispondente all'intervallo di *run* considerato. La misura della luminosità a **CDF** viene effettuata tramite i rivelatori Cherenkov (CLC); questi rivelatori misurano il numero medio di interazioni per incrocio dei fasci μ, che è legato alla luminosità $\mathcal{L}$ dalla relazione:

$$\mu \cdot f_{BC} = \sigma_{p\bar{p}} \cdot \mathcal{L}$$

dove f_{BC} è la frequenza di incrocio dei fasci a Tevatron (2.53 MHz) e $\sigma_{p\bar{p}}$ la sezione d'urto inelastica $p\bar{p}$. La misura della luminosità risente di un errore sistematico totale del 5.8%, dovuto all'errore sistematico sulla determinazione di μ stimato in 4.2% e all'errore del 4% sulla misura della sezione d'urto inclusiva $p\bar{p}$. Il valore di luminosità calcolato tiene conto del prescalo dinamico a Livello 2 e di un fattore di correzione pari a 1.019 dovuto agli ultimi aggiornamenti sulla misura della sezione d'urto inelastica $\sigma(p\bar{p}) \to X$ [42].

I risultati ottenuti sono riportati in tabella 5.3.

5.3 Simulazione del trigger HighPtBjet

Il numero di eventi di segnale attesi è dato dall'espressione:

$$N = \sigma(gg \to H \to b\bar{b}) \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon \tag{5.1}$$

Trigger	Luminosità (pb^{-1})
HIGH_PT_BJET	360 ± 21
HIGH_PT_BJET_DPS	785 ± 46
Totale	1145 ± 51

Tabella 5.3: Luminosità integrata per i trigger HighPtBjet nel intervallo di *run* $191208 \div 233111$.

dove ϵ è l'efficienza di rivelazione complessiva dovuta sia alle richieste di trigger che ad altre richieste off-line. Per stimare il numero di eventi attesi è quindi necessario valutare tale efficienza. A tal fine è stata effettuata una attenta analisi e ricostruzione delle richieste del trigger HighPtBjet; applicando tali richieste alla simulazione Monte Carlo del processo $gg \to H \to b\bar{b}$ è stato possibile simulare l'effetto del trigger e stimarne l'efficienza.

Un altro scopo della simulazione è quello di identificare esattamente gli oggetti che soddisfano le richieste del trigger. Nel caso del trigger HighPtBjet, la caratterizzazione degli eventi avviene principalmente al Livello 2, nel senso che il Livello 1 consiste di richieste piuttosto generiche e preliminari, e il Livello 3 ha delle richieste meno restrittive del Livello 2. Perciò è necessario identificare esattamente gli oggetti di livello 2 che soddisfano le richieste del trigger, tale identificazione infatti è necessaria per ricostruire un'esatta corrispondenza con le primitive ricostruite off-line, sulle quali si basa l'analisi, e per studiare gli effetti del trigger su queste variabili.

Per facilitare la simulazione dei trigger sui Monte Carlo, all'interno della collaborazione CDF è stato sviluppato un software di simulazione del trigger denominato *TrigSim* [55], che per ogni evento verifica se sono soddisfatte o meno le richieste dei vari trigger. La simulazione di *TrigSim* è disponibile solo per i Livelli 1 e 2; la simulazione del Livello 3 risulta comunque complicata dal fatto che alcune primitive non vengono memorizzate, ma devono essere ricostruite off-line. Inoltre alcune informazioni sulle tracce di Livello 3 non sono state memorizzate correttamente [56], e in generale non è possibile avere un esatta simulazione di questo livello di trigger [57]. Tuttavia, essendo le primitive di Livello 3 molto simili alle primitive off-line, questo problema viene risolto richiedendo delle selezioni piú restrittive sulle corrispondenti variabili off-line.

Simulazione del Livello 1

Non essendo necessario ai fini dell'analisi identificare esattemente gli oggetti di livello 1 che soddisfano le selezioni del trigger, per la simulazione di questo

livello si è fatto affidamento prevalentemente sulla ricostruzione di *TrigSim*. Sono state eseguite alcune verifiche di controllo sulle variabili E_T e η delle torri calorimetriche di trigger.

Simulazione del Livello 2

Per la simulazione del Livello 2 è stato attentamente analizzato il codice di selezione effettivamente utilizzato nel trigger, in modo da poter ricostruire fedelmente non solo le richieste sulle variabili dei jet e delle tracce, ma anche le selezioni più complesse come la corrispondenza esclusiva traccia-jet e la verifica sulle coordinate longitudinali delle tracce. Infatti solo la lettura del codice ha fornito l'interpretazione univoca di queste richieste e il valore esatto dell'angolo di matching [1]. La simulazione è stata testata sia nel confronto con *TrigSim* sui campioni di MonteCarlo, sia nel confronto con la versione non prescalata del trigger vero e proprio nel dataset *ebjt0h*. In questo dataset infatti, oltre agli eventi raccolti dal trigger HighPtBjet, sono presenti eventi raccolti con un trigger simile ma meno restrittivo, denominato HIGH_PT_BJET_LOOSE_DPS. Poiché le richieste di questo trigger sono più deboli, gli eventi selezionati possono soddisfare o meno le richieste del trigger HighPtBjet, e consentono quindi un ampio margine di confronto tra il trigger e la simulazione. I risultati del confronto sono riportati nelle tabelle 5.4 e 5.5. A causa del prescalo non è possibile effettuare un confronto altrettanto stringente nelle ultime versioni del trigger.

Le richieste del trigger di Livello 2 sono state suddivise in quattro passaggi; ad ogni passaggio le nuove richieste vengono aggiunte alle precedenti:

1. almeno due jet centrali con $E_T \geqslant 15 GeV$;
2. almeno due tracce SVT con parametro d'impatto d_0 compreso tra 120 e 1000 μm, $\chi^2 \leqslant 15$ e $P_T \geqslant 2\ GeV$;
3. matching esclusivo tra jet e tracce SVT in $|\delta\phi| \leqslant 1.04\ rad$
4. Coordinata z delle due tracce SVT compatibile con la provenienza dal medesimo vertice di interazione

Per ogni passaggio viene contato il numero di eventi che soddisfa le richieste della simulazione ma non ha passato il trigger (vero o simulato da *TrigSim*) e viceversa. I risultati del confronto sono riportati nelle tabelle 5.4 e 5.5.

[1] $1.04 rad$

Richieste della simulazione	N. di eventi che passano il trigger ma non passano la simulazione	N. di eventi che passano la simulazione ma non passano il trigger
1) Due Jet	0	100166
2) Due tracce SVT	0	73726
3) Matching esclusivo	0	2098
4) Δz SVT compatibile con 0	0	0

Tabella 5.4: Confronto tra trigger e simulazione nel dataset ebjt0h. Campione di eventi: $200\,K$

Richieste della simulazione	N. di eventi che passano il trigger ma non passano la simulazione	N. di eventi che passano la simulazione ma non passano il trigger
1) Due Jet	0	44670
2) Due tracce SVT	0	18313
3) Matching esclusivo	0	471
4) Δz SVT compatibile con 0	0	0

Tabella 5.5: Confronto tra trigger e simulazione nel campione MC del processo $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$. Campione di eventi selezionati dal livello 1: $80\,K$

Simulazione del Livello 3

Il terzo livello del trigger HighPtBjet consiste principalmente nella conferma di alcune delle richieste del livello precedente. Come spiegato, la simulazione di questo livello non può essere accurata come nel caso precedente, le richieste vengono simulate direttamente sulle variabili off-line che presentano alcune differenze rispetto alle primitive di livello 3. La simulazione consiste nella richieta di:

- due jet di apertura $\Delta R = 0.4\,rad$ con $E_T \geqslant 20\,GeV$;
- due tracce off-line con $|\eta| \leqslant 1.2$ e $P_T \geqslant 2\,GeV/c$, accoppiate in $|\delta\phi| \leqslant 0.015$ e $|\delta C| \leqslant 0.00015$ a tracce SVT con parametro di impatto compreso tra 100 e $1000\,\mu m$ e con χ^2 del fit di ricostruzione minore di 25;
- delle stesse tracce del punto precedente si richiede che almeno due abbiano parametro di impatto $d_0 \geqslant 80\mu m$;

A differenza dei jet di trigger i jet off-line sono ricostruiti attorno al vertice primario di interazione, mentre a livello 3 sono ricostruiti attorno al centro del rivelatore. Le stesse tracce off-line vengono utilizzate sia in sostituzione delle tracce COT di livello 3, sia al posto delle tracce ricostruite nel rivelatore al silicio. Queste differenze tra il trigger e la simulazione vengono risolte applicando sia ai dati che ai MonteCarlo delle selezioni off-line più restrittive che discuteremo nel prossimo paragrafo. Dopo tali richieste le incertezze nella simulazione del trigger sono del tutto trascurabili.

La simulazione del trigger restituisce le efficienze riportate in tabella 5.6, l'errore indicato è quello dovuto alla statistica del MC, non è presente una stima dell'errore sistematico.

Monte Carlo $gg \to H \to b\bar{b}$	
N. eventi nella Good Run List	181781
	Efficienza sul segnale
Livello 1	$75.1 \pm 0.2\%$
Livello 2	$15.9 \pm 0.1\%$
Livello 3	$12.2 \pm 0.1\%$

Tabella 5.6: Efficienze del trigger HighPtBjet sul segnale $gg \to H \to b\bar{b}$.

5.4 Prerequisiti

Nel caso di HighPtBjet, la selezione degli eventi avviene principalmente al secondo livello del trigger, dove gli oggetti a disposizione sono i jet ricostruiti con l'algoritmo descritto in 4.1 e le tracce SVT. I corrispondenti oggetti utilizzati nell'analisi sono i jet di ampiezza $0.4\,rad$ e le tracce off-line ricostruite tramite le informazioni dei rivelatori SVX e COT descritti in 3.2.2 e 3.2.2. A causa della risoluzione sperimentale, le variabili fisiche di questi ultimi presentano delle curve di salita in corrispondenza dei valori di taglio del trigger. Tali salite dovute alle richieste del trigger sono difficilmente modellabili, e risentono di molti effetti tra cui le calibrazioni del rivelatore; perciò è generalmente preferibile eliminare gli eventi che appartengono a queste regioni cinematiche.
Un altro fatto da tenere in considerazione è che in questo trigger non c'è nessun controllo sul fatto che gli oggetti calorimetrici dei vari livelli corrispondano agli stessi jet fisici. In particolare i coni di livello 3 potrebbero non essere ricostruiti sugli stessi jet su cui sono ricostruiti i cluster di livello 2. Questo fatto merita particolare attenzione in quanto la caratteristica peculiare del trigger HighPtBjet è quella di selezionare un campione arricchito in b-jet tramite la ricerca di tracce ad alto parametro di impatto. Queste tracce vengono selezionate in corrispondenza dei cluster di livello 2 (matching in $\Delta\phi \leqslant 1.04$), ma non vi è nessuna corrispondenza a livello 3 tra tracce e jet, o tra jet di livello 2 e jet di livello 3.

Questo può dare origine ad effetti indesiderati; per esempio può verificarsi che i coni off-line su cui verrà poi ricostruito l'evento in molti casi non contengano delle tracce ad alto parametro di impatto. In tal caso, poiché la frazione effettiva di b-jet è influenzata dalla presenza o meno di queste tracce nei jet, si introdurrebero notevoli complicazioni nell'analisi. In altri casi, essendo in genere i cluster-jet di Livello 2 di un evento più numerosi dei jet di Livello 3, può essere che le tracce ad alto d_0 selezionate dal trigger non corrispondano a nessun jet, ma derivino da effetti di interazione con il materiale del rivelatore o comunque da vertici di radiazione o da altri effetti difficilmente simulabili.

Per questi motivi sono state applicate alcune richieste sulle variabili off-line, analoghe alle richieste del trigger, ma più restrittive. Esse hanno lo scopo di eliminare tutte le incertezze dovute alle curve si salita di trigger, e di scartare quelle regioni cinematiche in cui non é semplice verificare che la simulazione Monte Carlo rispecchi adeguatamente i dati raccolti.

Le variabili off-line interessate dagli effetti del trigger sono l'E_T corretta a livello 5 dei jet off-line, e il parametro di impatto delle tracce off-line. Per selezionare una regione cinematica non influenzata da questi effetti pro-

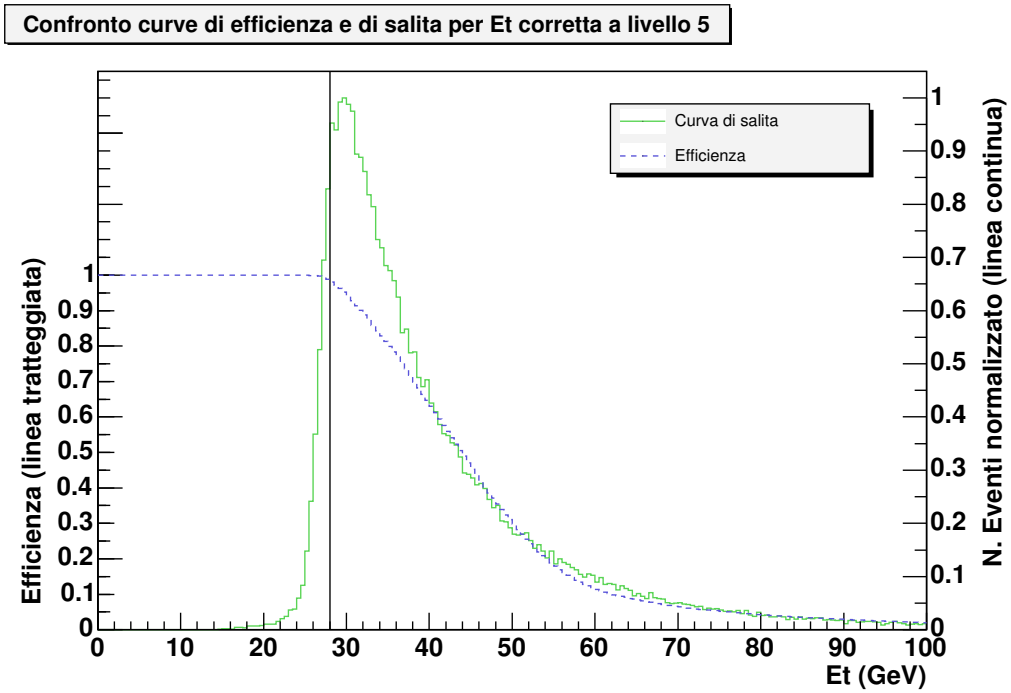


Figura 5.2: In verde curva di salita dell'E_T corretta a livello 5 del secondo jet più energetico in dati raccolti con il trigger HighPtBjet; in blu l'efficienza rispetto agli eventi selezionati dal trigger al variare di una soglia sulla stessa variabile per i due jet più energetici, valutata sul campione MC di segnale. La linea verticale rappresenta il valore di soglia 28 GeV

cediamo in questo modo: prima di tutto individuiamo i jet ricostruiti con l'algoritmo off-line a 0.4 rad che soddisfano le richieste di Livello 3 del trigger, cioè $E_T \geqslant 20\ GeV$, e li ordiniamo secondo valori di E_T non corretta decrescente. Poiché il trigger richiede almeno due jet, il cono maggiormente influenzato dalle richieste del trigger è il secondo in E_T. Per valutare il valore più appropriato di un taglio sull'E_T di livello 5 confrontiamo lo spettro di questa variabile del secondo jet nei dati raccolti con il trigger con le curve di efficienza sul segnale nel campione Monte Carlo al variare di un taglio progressivo sull E_T dei primi due jet; il confronto è illustrato in Fig. 5.2. Si vede che a 28 GeV la curva di salita è già al 93% del valore massimo, e la perdita di efficienza sul segnale è intorno al 3%, pertanto si è deciso di richiedere che i due jet più energetici superino questa soglia.

Per analizzare gli effetti del trigger sul parametro di impatto delle tracce off-line è necessario innanzitutto individuare esattamente le tracce SVT che soddisfano le richieste del trigger. Ciò è possibile grazie alla simulazione del

Livello 2 descritta nel paragrafo precedente: applicando infatti tale simulazione ai dati vengono identificate per ogni evento tutte le possibili coppie di tracce SVT che soddisfano le richieste del trigger[2]. Di tutte le coppie vengono prima selezionate quelle in cui entrambe le tracce hanno una corrispondenza in $0.4\,rad$ con i jet off-line. Dopo questa selezione, per ogni traccia SVT viene verificata l'esistenza di una traccia off-line corrispondente in $\Delta\phi \leqslant 0.015$ e Δcurvatura $\leqslant 0.00015\,cm^{-1}$. A questo punto è possibile confrontare il parametro di impatto delle tracce off-line così ricavate con la curva di efficienza sul segnale al variare di un taglio su questa stessa variabile, come ilustrato in Fig. 5.3. In questo caso sono state calcolate sia l'efficienza rispetto agli eventi selezionati dal trigger sia l'efficienza rispetto alle ulteriori selezioni off-line che verrano discusse nel prossimo paragrafo. In definitiva il valore di soglia scelto per questa variabile è 120 μm, che corrisponde ad un'efficienza del 56% rispetto al trigger e del 77% rispetto alle selezioni del paragrafo 5.5

A sostegno e verifica di questi studi sono stati ricavati i grafici di differenza tra le variabili off-line e le corrispondenti variabili di trigger illustrati in Fig. 5.4. Si vede che l'energia corretta dei jet è mediamente superiore all'energia non corretta di circa 7 GeV, e la differenza in parametro di impatto tra tracce off-line e tracce SVT è dell'ordine dei 50 μm.

5.5 Richieste off-line per la ricostruzione dell'evento

Il passo successivo dell'analisi consiste nell'identificazione di due b-jet A tal scopo viene utilizzato un algoritmo di identificazione chiamato SECondary VerTeX ($SecVtx$)[59], che si basa sul riconoscimento di un vertice secondario di interazione all'interno del jet. Infatti i mesoni contenenti quark b sono caratterizzati da una vita media dell'ordine del picosecondo[58], che corrisponde ad una lunghezza di decadimento $d = \tau \cdot \beta\gamma = \tau \cdot \frac{p}{m}$, che per valori di p superiori ai 15 GeV/c è intorno al mm. La misura della distanza sul piano trasverso tra il vertice primario e il vertice secondario all'interno del jet permette allora di identificare questo tipo di mesoni. Una raffigurazione schematica di questa ricostruzione è mostrata in figura 5.5.

All'interno della collaborazione CDF sono stati studiati e sviluppati altri algoritmi di b-tag, in particolare alcuni dei più recenti si basano sull'utilizzo di reti neurali artificiali[3]. Il vantaggio di questi algoritmi, oltre ad avere una maggior efficienza o purezza nella selezione, è quello di assegnare un

[2] compresa la richiesta di corrispondenza con i cluster di livello 2

[3] vedi [61] e [60]

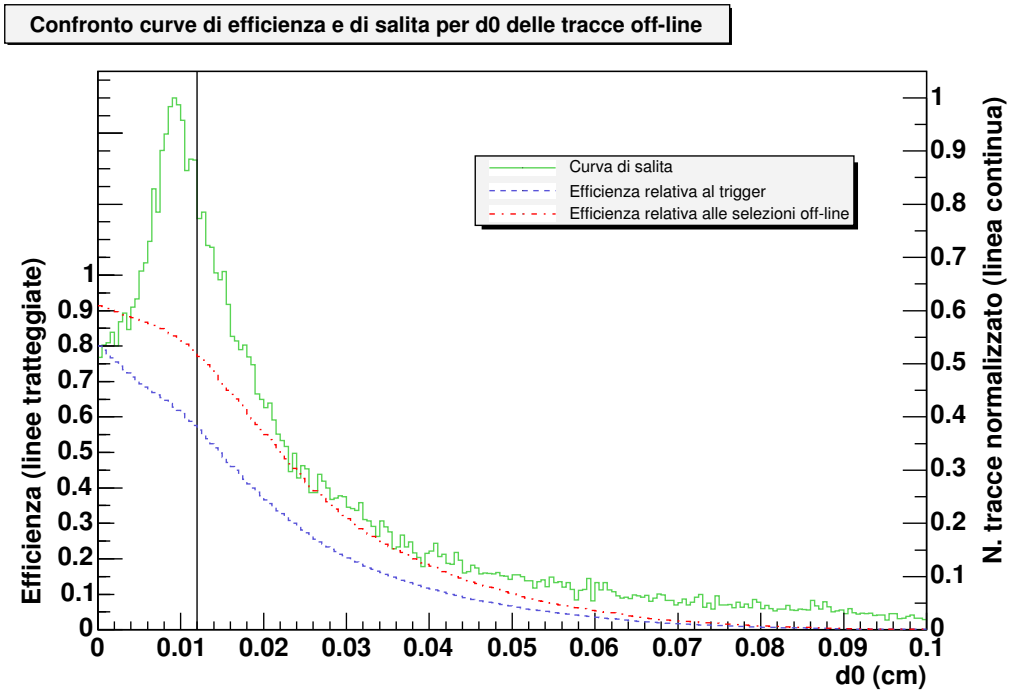


Figura 5.3: In verde curva di salita del parametro di impatto d_0 delle tracce off-line corrispondenti alle tracce SVT e ai jet di trigger in dati raccolti con il trigger HighPtBjet; in blu l'efficienza rispetto agli eventi selezionati dal trigger al variare di una soglia sulla stessa variabile per i due jet più energetici, valutata sul campione MC di segnale; in rosso la stessa efficienza rispetto agli eventi con due jet b-tag. La linea verticale rappresenta il valore di soglia $120\,\mu m$.

parametro continuo all'identificazione del b-jet. In questo modo, fissando una soglia su tale parametro, è possibile ottenere il rapporto più appropriato tra efficienza e purezza ai fini dell'analisi. In particolare l'algoritmo di cui alla nota [61], che attualmente è in fase di calibrazione, può risultare in futuro molto vantaggioso per la ricerca dell'Higgs nel canale $gg \to H \to b\bar{b}$.

5.5.1 L'Algoritmo di b-tag SecVtx

SecVtx è stato ampiamente utilizzato nel riconoscimento di b-jet ad alto momento trasverso nella fisica del top, e si presta alrettanto bene per la ricerca dell'Higgs, dove i b di decadimento hanno P_T dell'ordine dei $40 \div 50\ GeV/c$ [4]. L'algoritmo è disponibile in tre versioni: *loose*, *tight* e *ultratight*, di cui

[4] vedi i grafici di energia trasversa in fig. 6.5

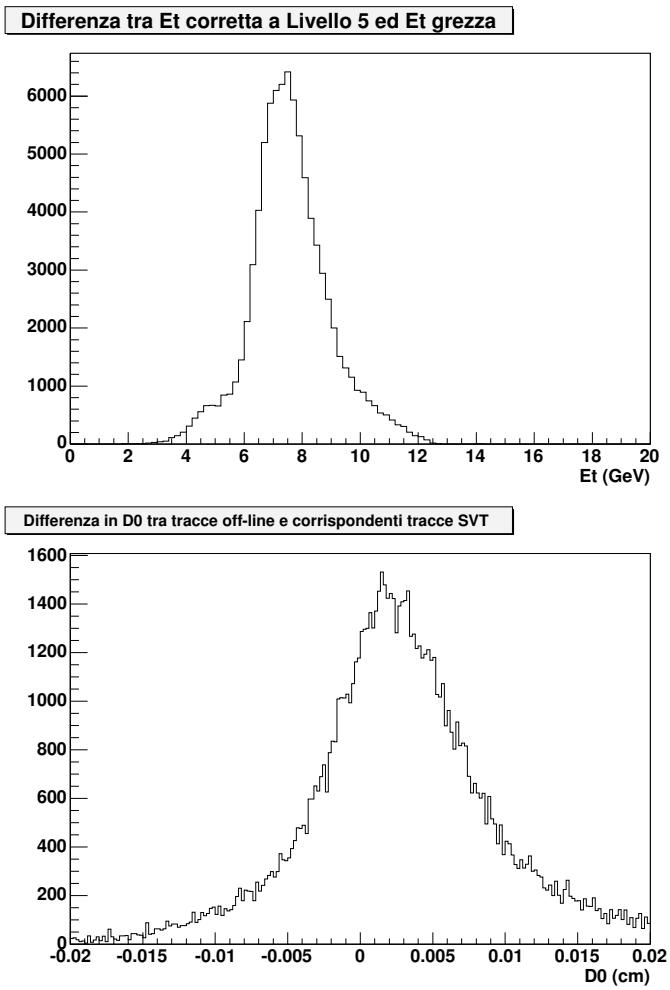


Figura 5.4: In alto differenza tra E_T corretta a livello 5 ed E_T non corretta in coni attorno alla regione di soglia del trigger; in basso differenza tra d_0 delle tracce off-line e d_0 delle corrispondenti tracce SVT che soddisfano le richieste di trigger

verrà descritta e utilizzata solo la versione *tight*. SecVtx può essere applicato sia ai jet di ampiezza 0.4 rad sia a quelli di ampiezza 0.7 rad. La misura della lunghezza di decadimento si basa, oltre che sul riconoscimento di un vertice secondario, sulla determinazione del vertice primario di interazione, il cui metodo è descritto in 3.2.3.

L'algoritmo SecVtx è schematizzato in Fig. 5.6, e tutti i valori di soglia delle richieste sono riportati in dettaglio in tabella 5.7. L'algoritmo procede nel seguente modo:

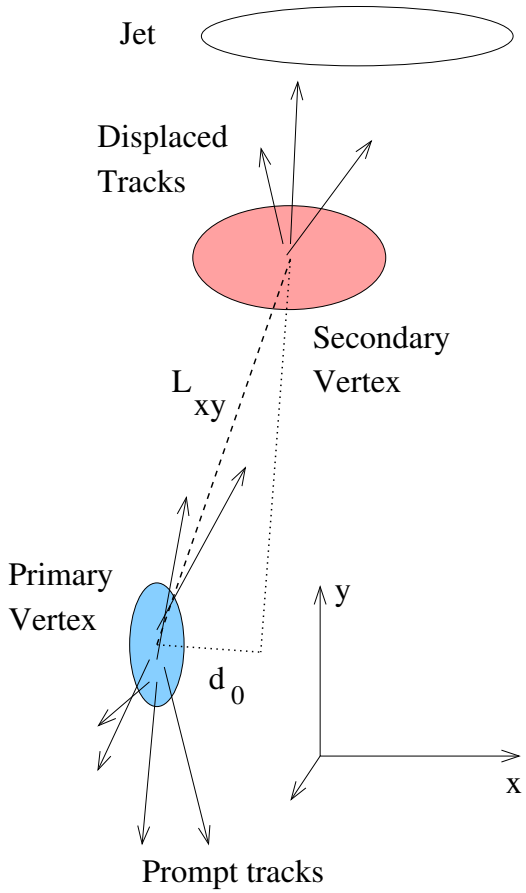


Figura 5.5: Vertice primario e vertice secondario ricostruito da SecVtx

- Determina il vertice primario dell'evento.
- Seleziona le tracce che soddisfano i requisiti riportati nella prima colonna della tabella 5.7 di momento trasverso P_T, parametro di impatto d_0, significanza del parametro di impatto $\frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$, distanza lungo z dal vertice primario $\delta(z_0)$, numero di strati di hit nel rivelatore SVX, e χ^2 del fit di ricostruzione della traccia.
- Seleziona i jet ricostruiti con l'algoritmo *Jetclu* descritto in 3.2.6 di ampiezza $\Delta R = 0.4\,rad$ (o $0.7\,rad$) che soddisfino $|\eta| < 2.4$ ed energia non corretta $E_T > 15\,GeV$.
- Associa le tracce ai jet in un angolo di corrispondenza in $\eta - \phi$ di $0.4\,rad$ (o $0.7\,rad$), e per ogni jet esegue la ricerca di un vertice secondario.

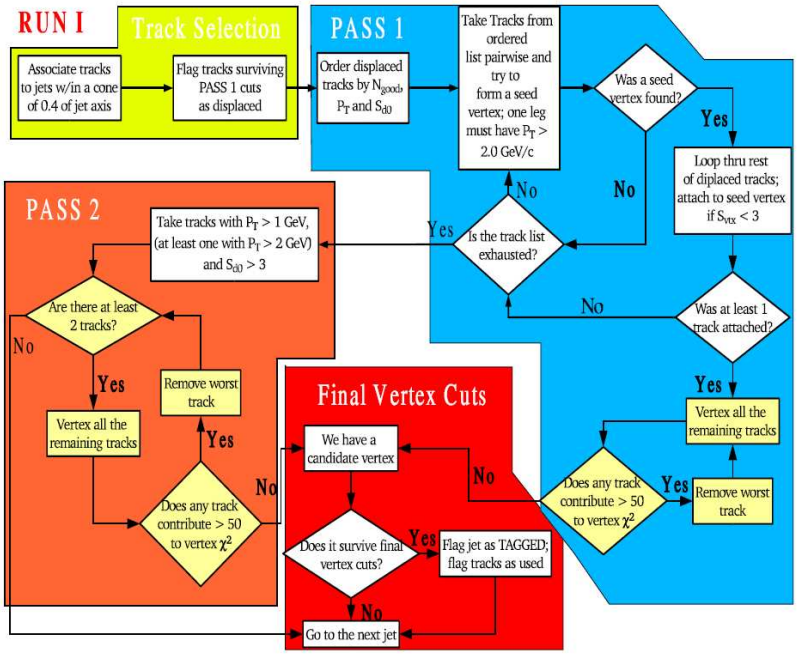


Figura 5.6: Diagramma a blocchi dell'algoritmo SecVtx

- Riconoscimento del vertice: Passaggio 1
  - Ordina le tracce selezionate per significanza del parametro di impatto, P_T e numero di strati di hit nel silicio.
  - Ricostruisce un vertice che includa almeno tre traiettorie e ottimizza la ricostruzione rimuovendo le tracce meno compatibili.
  - Scarta il vertice ricostruito se non soddisfa i requisiti della prima colonna della tabella 5.7 di χ^2 del fit, P_T di almeno una traccia, significanza di d_0 della terza traccia.
- Riconoscimento del vertice: Passaggio 2.
  Se il primo tentativo di ricostruzione fallisce:
  - Restringe le tracce selezionate ad un insieme che soddisfi i requisiti più restrittivi della colonna di destra della tabella 5.7
  - Ricostruisce un vertice che includa almeno due tracce
  - Scarta il vertice ricostruito se non soddisfa determinati requisiti più restrittivi rispetto a quelli del passaggio 1, riportati nella seconda colonna della tabella 5.7.

Variabile		SecVtx Tight	
		Passaggio 1	Passaggio 2
Requisiti delle tracce			
$P_T\,(GeV)$	$>$	0.5	1.0
Strati di hit in SVX	$>$	3	
$\frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$	$>$	2.0	3.5
$d_0\,(cm)$	$<$	0.15	
$\frac{\chi^2}{n.d.f.}$	$<$	8.0	
χ^2	$<$	45	30
$\delta(z_0)\,(cm)$	$<$	2.0	
Requisiti del vertice			
$\frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$ della terza traccia	$>$	4.0	
Almeno una traccia con P_T (GeV/c)	$>$	1.0	1.5
χ^2 del vertice primario	$<$	50	
χ^2 del fit del vertice	$<$	50	
$L_{xy}\,(cm)$	$<$	2.5	1.2
Significanza $\frac{L_{xy}}{\sigma_{L_{xy}}}$	$>$	7.5	

Tabella 5.7: Richieste dell'algoritmo SecVtx per l'identificazione dei b-jet

- Calcola la distanza tra vertice primario e vertice secondario, e la proietta prima lungo l'asse del jet, e poi nel piano trasversale.
- Per ridurre il numero di falsi per interazione con il materiale o per l'identificazione di particelle neutre a lunga vita media vengono scartati i vertici per i quali $L_{xy} > 2.5\,cm$ se identificati nel Passaggio 1, o $L_{xy} > 1.2\,cm$ se identificati nel Passaggio 2.
- Se nel primo o nel secondo passaggio viene ricostruito un vertice, il jet è identificato come b-jet se la significanza della distanza sul piano trasversale tra vertice primario e vertice secondario soddisfa: $\frac{L_{xy}}{\sigma_{L_{xy}}} > 7.5$.

Efficienza di identificazione di SecVtx e Scale factor dati-Monte Carlo

Data la complessità dell'algoritmo di identificazione dei b-jet appena descritto, non è corretto stimarne l'efficienza basandosi esclusivamente su simulazioni Monte Carlo. Infatti molte variabili utilizzate dall'algoritmo come la

molteplicità di tracce di un evento o il numero di hit nei rivelatori, dipendono fortemente dalla simulazione del rivelatore, e sono in genere difficilmente modellabili. Per questo motivo si rende necessario misurare un fattore di correzione dell'efficienza tra dati e Monte Carlo denominato *Scale Factor* (SF).

Questo fattore può essere calcolato in due diversi modi, il primo si basa sull'identificazione di un elettrone del vertice secondario, il secondo sull'identificazione di un muone[5]. Descriviamo brevemente il secondo metodo: in un campione di dati possibilmente ricco di b-jet si identificano coppie di jet di cui uno è identificato b da SecVtx, e l'altro, che definiamo *muon-jet*, contiene una traccia riconosciuta come traiettoria di un μ. La distribuzione del momento trasverso rispetto all'asse del jet di questa traccia dipende fortemente dalla massa della particella che l'ha originata, e risulta molto diversa per i b-jet rispetto ai jet provenienti da quark c o da quark leggeri o gluoni. Grazie a questo è possibile misurare la frazione di b-jet nel campione di muon-jet. Allora, nell'ipotesi che l'efficienza di b-tag sia indipendente dal fatto che nell'evento sia presente un altro jet identificato b, dal confronto nel campione di muon-jet tra il numero totale di b-jet e la frazione di b-jet nel sottoinsieme di jet identificati b da SecVtx è possibile ricavare l'efficienza di quest'ultimo. Il confronto diretto con l'efficienza su un campione Monte Carlo fornise lo *Scale factor* cercato. Il valore misurato dalla combinazione dei due metodi sui dati raccolti con una luminosità integrata di $1.2\,fm^{-1}$ è $0.95 \pm 0.01 \pm 0.04$ per i jet di ampiezza $0.4\,rad$[65]. Sui jet di ampiezza $0.7\,rad$ esiste una misura con il metodo del muone su una luminosità di $0.98 fm^{-1}$, il cui risultato è $0.900 \pm 0.007 \pm 0.036$ [56].

I trigger analizzati richiedono una soglia sul parametro di impatto delle tracce SVT, che è una variabile fortemente correlata ad alcune richieste di SecVtx come la significanza del parametro di impatto delle tracce off-line e la distanza L_{xy}. Per questo motivo ci si aspetta in generale un diverso valore di *Scale Factor* dati-MonteCarlo nei campioni analizzati rispetto ad un generico campione raccolto senza richieste di trigger sul parametro di impatto.

Lo *Scale Factor* specifico per il campione HighPtBjet è stato misurato per i jet di ampiezza $0.7\,rad$ nella nota [56]. La tecnica utilizzata per questa misura include la richiesta di una corrispondenza tra le primitive di trigger e le variabili off-line molto simile a quella utilizzata in questa analisi e descritta in 5.4; l'unica differenza sostanziale è che in [56] tutti gli angoli di corrispondenza sono a $0.7\,rad$. Grazie alla richiesta di corrispondenza con il trigger, la misura di *Scale Factor* ottenuta in [56] nel campione HighPtBjet è il prodotto dello *Scale Factor* di SecVtx per lo *Scale Factor* di efficienza sui b-jet dello

[5]vedi ad esempio [62], [56] e [63] per il muone e [64] per l'elettrone

Ampiezza del jet	SF SecVtx su un campione generico	SF SecVtx × SF del trigger sul campione HighPtBjet
$0.7\,rad$	$0.900 \pm 0.007 \pm 0.036$ [56]	$1.029 \pm 0.009 \pm 0.034$[56]
$0.4\,rad$	$0.95 \pm 0.01 \pm 0.04$[65]	0.98 ± 0.05[68]

Tabella 5.8: Scale Factor dati-Monte Carlo.

Ampiezza del jet	efficienza di SecVtx su un campione generico	efficienza SecVtx × efficienza del trigger sul campione HighPtBjet
$0.7\,rad$	$0.360 \pm 0.003 \pm 0.010$	$0.262 \pm 0.002 \pm 0.008$
$0.4\,rad$	$0.388 \pm 0.006 \pm 0.006$	0.22 ± 0.01

Tabella 5.9: Efficienze di SecVtx sui dati. Fonti: [63] [56] .

stesso trigger HighPtBjet; il valore ottenuto é $1.029 \pm 0.009 \pm 0.034$. Per i jet a 0.4 *rad* non è presente una vera e propria misura, ma in [68] è stata eseguita una stima, e una verifica di compatibilità con il valore misurato per i coni a 0.7 *rad*. Il risultato di questa stima è 0.98 ± 0.05. Tuttavia questo studio non terrà conto di questi fattori di correzione. Infatti una loro misura accurata è necessaria per la determinazione degli errori sistematici che va oltre lo scopo di questa tesi. I valori misurati in altre analisi lasciano comunque supporre che lo *Scale Factor* sia circa 1 con buona approssimazione.

I vari *Scale Factor* e le efficienze misurate sui dati sono riassunti nelle tabelle 5.8 e 5.9.

Identificazione di falsi b-jet

Non tutti i jet identificati da SecVtx sono realmente dei b-jet. A causa di diversi fattori, tra cui la risoluzione dell'apparato, le interazioni con il materiale o il riconoscimendo di particelle neutre a lunga vita media, una certa frazione di jet identificati sono jet di charm, di quark leggeri (u, d, s) o jet di gluoni.

Per l'analisi delle frazioni di falsi b-jet all'interno dei campioni selezionati da SecVtx è utile definire la seguente caratteristica: un jet si dice *b-tag negativo* se soddisfa tutti i requisiti per l'identificazione di SecVtx, con l'unica differenza che il segno della proiezione sull'asse del jet della distanza tra il vertice primario e il vertice secondario L_{xy} è negativo. Ciò significa che il

vertice secondario ricostruito si trova nell'emisfero opposto rispetto al jet. Per antonomasia i jet normalmente identificati da SecVtx, cioè con segno positivo di L_{xy}, si diranno *b-tag positivi*. Ovviamente la particolare situazione dei b-tag negativi, in cui il vertice sta all'infuori del jet, non ha significato fisico, ma è dovuta all'incertezza di misura su L_{xy} o all'identificazione di vertici dovuti all'interazione con il materiale del rivelatore. Tuttavia proprio per questo ci si aspetta che i b-tag negativi siano un campione di jet le cui caratteristiche sono molto simili ai falsi b-jet, e che il loro numero sia confrontabile con il numero di falsi b presente nel campione.

La composizione dei jet selezionati con SecVtx e dei b-tag negativi è stata studiata accuratamente al variare dell'energia trasversa dei jet, ad esempio in [69]. La frazione delle diverse componenti viene stimata ricostruendo la massa della particella che ha dato origine al vertice di decadimento identificato da SecVtx. Tale variabile è definita *massa del vertice*, e viene ricostruita in questo modo: di ogni traccia utilizzata dall'algoritmo SecVtx per identificare il vertice secondario viene ricostruito il quadrimomento, assegnando alla particella la massa del π. Tutti i quadrimomenti così ottenuti vengono sommati, e viene calcolata la massa invariante del quadrimomento risultante.

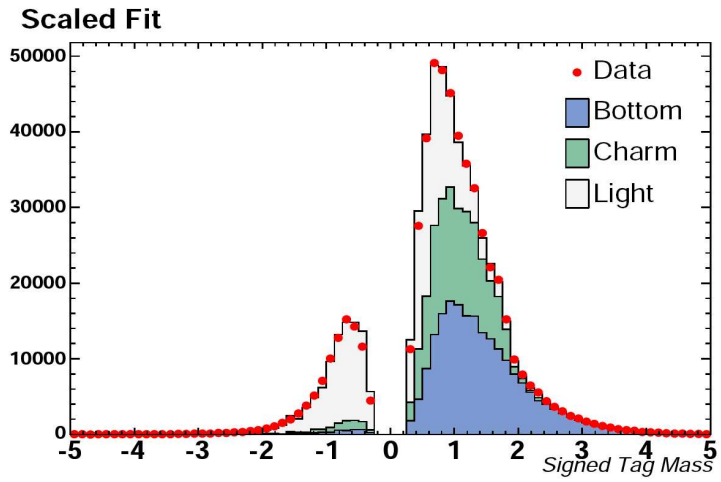
La massa del vertice è una stima della massa della particella che ha dato origine al vertice di decadimento considerato, e presenta distribuzioni molto diverse a seconda che questa particella sia una b, un c o un quark leggero o un gluone.

Dopo aver ricavato dai Monte Carlo la distribuzione che questa variabile ha nei diversi tipi di jet, si esegue un fit sulla distribuzione di questa variabile nei dati, e dal risultato del fit si ottengono direttamente le frazioni cercate. Il risultato di una procedura di questo tipo è mostrato in Fig. 5.7, presa da [66]. Qui lo studio delle frazioni viene fatto anche nel campione di b-tag negativi per i quali viene assegnato un valore negativo alla massa del vertice.

Tuttavia, come per lo Scale Factor, i risultati generali non possono essere applicati direttamente al campione raccolto con il trigger HighPtBjet. Infatti, come già spiegato in 5.5.1, ci si aspetta che le richieste del trigger sul parametro di impatto delle tracce SVT modifichino le prestazioni di SecVtx. Per questo motivo nel prossimo capitolo la procedura descritta verrà utilizzata per l'analisi di composizione sul campione raccolto con il trigger HighPtBjet.

5.5.2 Richieste off-line

La ricostruzione dell'evento si basa essenzialmente sul riconoscimento di due b-jet. Sul campione raccolto dal trigger, dopo aver applicato le richieste descritte in 5.4, viene effettuata un ulteriore selezione. Per ogni evento si



(kJets)	Positive	Negative	Excess
Data	466.4	95.2	371.1
Bottom	204 ± 5	4.2 ± 0.1	200 ± 5
Charm	133 ± 6	7.1 ± 0.3	127 ± 6
Light	129 ± 9	84 ± 6	448 ± 3
	$\chi^2/ndof = 0.91$		

Figura 5.7: Fit sulla distribuzione della massa del vertice in GeV/c^2 per jet di $E_T > 20\ GeV$. Fonte: [66]

individuano i jet che soddisfano i requisiti di Livello 3 di trigger e i prerequisiti off-line, cioè che hanno E_T non corretta $\geqslant 20\,GeV$ ed E_T corretta a livello 5 $\geqslant 28\,GeV$.

Si richiede allora che all'interno di questo insieme vi siano almeno due jet identificati come b-jet dall'algoritmo SecVtx nella versione tight. Così facendo si verifica sia nei dati che nei Monte Carlo che nel 95% dei casi i due jet identificati contengono ognuno una delle due traccie con parametro di impatto $d_0 \geqslant 120\,\mu m$. Nel rimanente 5% una delle due tracce ad alto parametro di impatto resta all'interno di un altro cono, tuttavia si è preferito non scartare questi eventi.

Infine si richiede che l'angolo nel piano trasverso tra i due b-jet $\Delta\phi$ sia $\geqslant 1.7\ rad$, per ridurre le componenti di fondo $b\bar{b}$ *flavour-excitation* e *Parton Shower* descritte nel paragrafo 1.8. Per valori inferiori di tale angolo la

frazione di $b\bar{b}$ generati dal processo di decadimento del bosone di Higgs è del tutto trascurabile.

5.6 Efficienze sul segnale

Per ognuno dei Livelli di trigger e per le richieste di cui ai paragrafi 5.4 e 5.5, sono state calcolate le efficienze di selezione sugli eventi del Monte Carlo del processo $gg \to H \to b\bar{b}$. Per le selezioni off-line valutiamo anche il fattore di riduzione sui dati. I risultati sono riportati in tabella 5.10 e 5.11.

Monte Carlo $gg \to H \to bb$	
N. eventi nella Good Run List	181781
	Efficienza sul segnale
Livello 1	75.1%
Livello 2	15.9%
Livello 3	12.2%
Prerequisiti	6.72%
Richieste Off-line	3.17%

Tabella 5.10: Efficienze di trigger e di selezione per HighPtBjet.

	Dataset HighPtBjet	
N. eventi nella Good Run List raccolti dal trigger (luminositá prescalata $1.15 \pm 0.05\, fm^{-1}$)	$20,823,495$	
	Eventi selezionati	fattore di riduzione
Prerequisiti	$4,084,928$	5.1
Richieste per la ricostruzione off-line	$532,933$	39.1

Tabella 5.11: Eventi osservati nei dati raccolti dal trigger HighPtBjet e dopo le selezioni off-line

Il numero totale di eventi selezionati nei dati è 532933. L'efficienza complessiva sul segnale è $\epsilon = 3.17\%$, che corrisponde ad un numero di eventi atteso pari a

$$N = \sigma(gg \to H \to b\bar{b}) \cdot L \cdot \epsilon = 0.683 \cdot 1145 \cdot 0.0317 \simeq 25 \qquad (5.2)$$

Capitolo 6

Selezione del processo $H \to b\bar{b}$

Come spiegato in 1.7, il canale $H \to b\bar{b}$ è il modo di decadimento più probabile per il bosone di Higgs nel caso in cui la sua massa invariante sia inferiore ai 135 GeV/c^2. Tuttavia la ricerca dell'Higgs in questo canale è ostacolata dalla presenza del fondo di $b\bar{b}$ prodotto nei processi descritti in 1.8, che ha una sezione d'urto diverse migliaia di volte maggiore. Una recente misura della sezione d'urto inclusiva del processo $p\bar{p} \to b\bar{b}$ al Tevatron, per jet centrali con $\eta \leqslant 1.2$ ed $E_T \geqslant 32$ e 35 GeV, restituisce il valore di $5.66 \pm 0.17 \pm 0.13$ nb [68], a fronte di una sezione d'urto di produzione dell'Higgs prevista dell'ordine del pb

Per questo motivo, nonostante il numero di eventi di Higgs in questo canale di decadimento sia superiore ad ogni altro nella regione di massa $m_H \lesssim 135$ GeV/c^2, le prospettive per questa ricerca dipendono fortemente dalla possibilità di distinguere il segnale dalla grande quantità di fondo.

In questo capitolo viene affrontata per la prima volta un'analisi sulla effettiva possibilità sperimentale di ottenere questa distinzione.

Dopo aver applicato le selezioni discusse in 5.5.2 al campione raccolto dal trigger HighPtBjet, e in particolare avendo richiesto che in ogni evento vi siano due jet identificati come b-jet dall'algoritmo SecVtx, ci si aspetta che il campione ottenuto sia composto prevalentemente da eventi $b\bar{b}$, originati dai processi di *flavour creation*, *flavour excitation* o *parton shower* descritti in 1.8.

Nella prima parte di questo capitolo viene valutata la composizione effettiva del campione selezionato; in particolare si è stimata la purezza di b-jet e la contaminazione del campione in jet da quark charm, e in jet da quark leggeri o da gluoni.

Dopo aver verificato che il campione raccolto e selezionato è composto prevalentemente di eventi $b\bar{b}$, l'analisi si concentra sull'estrazione del segnale $H \to b\bar{b}$ dal fondo di $b\bar{b}$ generati nel processo dominante di *flavour creation*.

Per prima cosa vengono analizzate le distribuzioni di molte variabili fisiche dell'evento, e dal confronto tra il campione Monte Carlo di segnale e il campione Monte Carlo di fondo vengono individuate quelle piú discriminanti. La massa invariante del di-jet, cioè la massa ottenuta dal quadrimomento risultante dalla somma dei quadrimomenti dei due b-jet, oltre ad essere una delle variabili più discriminanti è anche quella di maggior interesse per la fisica del modello standard, come discusso nel capitolo 1. Per questo motivo le variabili analizzate vengono separate in due classi a seconda che siano poco correlate o molto correlate alla massa invariante.

Nella parte finale del capitolo sono state sviluppate e ottimizzate diverse reti neurali per l'estrazione del segnale sulla base di queste due classi di variabili.

6.1 Composizione del campione

Come spiegato in 5.5.1, a causa delle richieste di trigger sul parametro di impatto delle tracce SVT, non è possibile applicare al campione HighPtBjet i risultati generali sulla composizione in b, c e quark leggeri dei jet selezionati da SecVtx.

Il campione selezionato consiste di coppie di jet ricostruiti con l'algoritmo *JetClu* descritto in 3.2.6, identificati b da SecVtx e contententi tracce off-line con parametro di impatto $d_0 \geqslant 120\mu m$ corrispondenti alle tracce SVT con $d_0 \geqslant 120\mu m$ che soddisfano le richieste del trigger HighPtBjet. Per stimarne la composizione siè utilizzato un metodo analogo a quello applicato in [68] in un campione raccolto con lo stesso trigger, e in [67] su un trigger con analoghe richieste sul parametro di impatto delle tracce SVT.

Le principali sorgenti di fondo nel campione sono le coppie di jet $b\bar{b}$, le coppie di jet $c\bar{c}$, coppie di jet da quark leggeri o gluoni o, in misura ridotta, coppie miste dei vari tipi di jet. Poiché, come descritto in 1.8, la componente $b\bar{b}$ è il fondo principale e irriducibile nello studio del canale $H \to b\bar{b}$, ai fini della successiva analisi ciò che interessa è una stima della frazione di $b\bar{b}$ nel campione selezionato, e non l'esatta composizione della rimanente frazione di coppie di jet non b. Le altre componenti infatti presentano maggiori caratteristiche distintive rispetto al segnale, e come risulterà dallo studio di composizione sono presenti nel campione in quantità molto minore rispetto alla componente $b\bar{b}$.

Quindi per prima cosa valutiamo la composizione di un campione di singoli jet, considerando in un unico insieme tutti i jet selezionati; una volta ottenuta la frazione di b nei singoli jet b-tag è possibile in un secondo momento estrapolare la frazione di $b\bar{b}$ nelle coppie di jet b-tag.

Lo studio di composizione del campione di singoli jet viene realizzato mediante un fit sulla distribuzione della variabile *massa del vertice* definita in 5.5.1[1]. Vengono costruite tre diverse distribuzioni di questa variabile, una caratteristica dei quark b, una per i quark c, e un ultima comprensiva sia dei jet da quark leggeri sia dei jet da gluoni. Le distribuzioni dei quark b e dei quark c vengono ricavate applicando il trigger e le richieste off-line ai Monte Carlo di $b\bar{b}$ e di $c\bar{c}$, mentre la distribuzione di quark leggeri viene ricavata dai dati selezionando all'interno degli eventi che soddisfano i prerequisiti descritti in 5.4 i *b-tag negativi* definiti in 5.5.1. Come spiegato in 5.5.1, e come illustrato in Fig. 5.7, il campione di b-tag negativi è infatti composto prevalentemente di quark leggeri e gluoni. Le tre distribuzioni descritte sono mostrate in Fig. 6.1, e in tabella 6.1 è riportato il numero di jet per ognuna di esse.

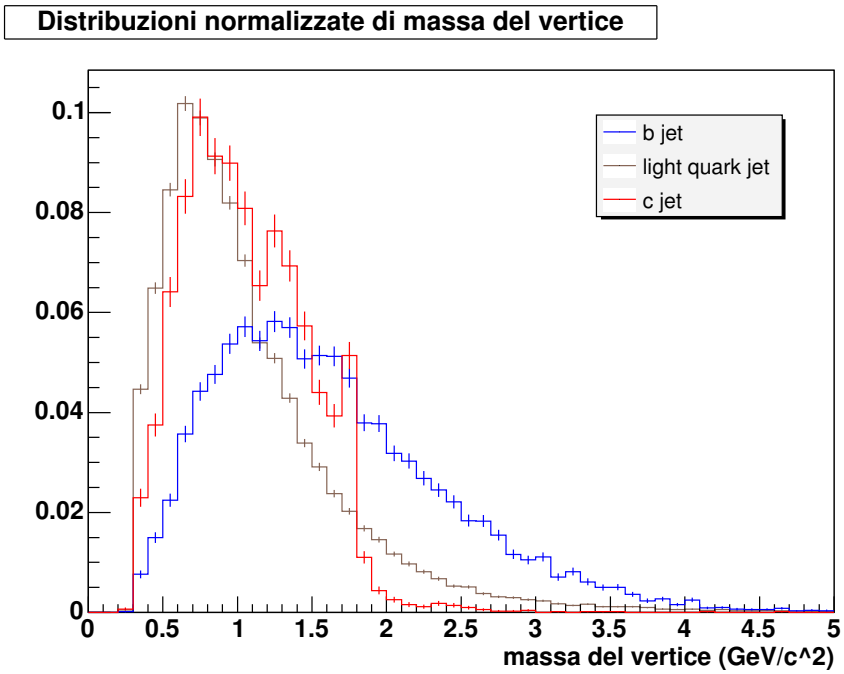


Figura 6.1: Distribuzioni di massa del vertice per i quark b per i quark c e per i quark leggeri

Le distribuzioni di massa del vertice per i quark c e per i quark leggeri differiscono in modo significativo dalla distribuzione per i quark b, ma non

[1]la massa del vertice è la massa della particella che ha dato origine al vertice secondario identificato da SecVtx, e ricostruita mediante le tracce

	N. Jet
b-tag negativi dai dati (quark leggeri)	46 K
quark b dal Monte Carlo $b\bar{b}$	13 K
quark c dal Monte Carlo $c\bar{c}$	7 K
dati	350 K

Tabella 6.1: Numero di jet nelle distribuzioni di massa del vertice.

sono tra loro altrettanto differenti. Per questo motivo ci aspettiamo che il fit abbia una buona sensibilità nel distinguere la frazione di quark b dalla frazione di quark non-b, ma non sia altrettanto sensibile nel distinguere tra le varie componenti di c, di quark leggeri e di gluoni.

La funzione di fit viene costruita con gli istogrammi normalizzati ad area unitaria di Fig. 6.2:

$$F(b, c, q) = b \cdot h_b + c \cdot h_c + q \cdot h_q$$

dove h_i sono gli istogrammi delle ditribuzioni di b, c e quark leggeri, mentre b, c e q sono i parametri liberi del fit e rappresentano le frazioni delle diverse componenti presenti nel campione.

Dato che la statistica della distribuzione dei b-tag positivi nei dati è molto maggiore di quella delle distribuzioni dei Monte Carlo e dei b-tag negativi, è necessario che la procedura di minimizzazione del fit tenga conto sia delle incertezze statistiche dei dati sia di quelle delle distribuzioni delle diverse tipologie di jet.

A tal fine la procedura di minimizzazione viene eseguita tramite la classe `TFractionFitter` delle librerie di ROOT. Come descritto in [70] il fit tiene conto delle incertezze statistiche di tutte le distribuzioni. Viene eseguito un fit binnato di massima verosimiglianza facendo variare le distribuzioni all'interno della loro incertezza statistica. Questo dà luogo a termini aggiuntivi alla likelihood complessiva, e in sostanza viene introdotto un parametro di fit per ogni bin. Tuttavia la minimizzazione rispetto a questi parametri è condotta analiticamente piuttosto che inserendoli come parametri formali di fit. Il fit si basa sulla seguente funzione di *likelihood*:

$$\ln(\mathcal{L}) = \sum_i [d_i \cdot \ln(f_i) - f_i] + \sum_{j,i} [h_{ji} \cdot \ln(H_{ji}) - h_{ji}]$$

Dove l'indice i va da 1 a 50 e rappresenta il numero di bin, l'indice j va da 1 a 3 e rappresenta le componenti del fit (b, c, e lightquark), d è l'istogramma dei dati, f è l'istogramma di predizione, h_j sono gli istogrammi originali delle frazioni e H_j sono gli istogrammi delle frazioni variati all'interno della loro incertezza statistica.

I risultati del fit sono riportati in Fig. 6.2 e in tabella 6.2. Per ogni bin viene valutato il residuo normalizzato all'incertezza statistica dei dati:

$$r_i = \frac{f_i - d_i}{\sqrt{d_i}}$$

il cui istogramma è mostrato in basso in Fig. 6.2; i residui presentano una distribuzione casuale il cui centroide è prossimo a zero. Il χ^2 su gradi di libertà del fit è 1.04.

Grazie alla particolare procedura di fit utilizzata, l'errore sulle frazioni mostrato in tabella 6.2 tiene conto anche dell'incertezza dovuta al fatto che le distribuzioni utilizzate nel fit non sono ideali ma sono ricavate da campioni a statistica finita. Tuttavia manca la determinazione di un errore sistematico dovuto all'utilizzo delle simulazioni Monte Carlo.

	Frazione	Errore
b jet	0.950	0.014
c jet	0.029	0.033
quark leggeri	0.021	0.028
χ^2/n.d.f. del fit	49/47	

Tabella 6.2: Risultati del fit di composizione del campione di singoli jet.

Gli errori sulle frazioni relative di quark c e di quark leggeri sono comparabili con le frazioni stesse. Infatti, come si osserva in Fig. 6.1, le distribuzioni di massa del vertice di questi jet sono molto simili tra loro, e il fit non è in grado di distinguerle all'interno del campione. La distribuzione di quark b è invece molto differente, e la frazione di b-jet nel campione risulta quindi ben determinata e pari al $95.0 \pm 1.4\%$.

Per derivare la composizione in $b\bar{b}$ del campione di doppi jet, ipotizziamo che in prima approssimazione non ci sia nessuna correlazione tra l'identificazione di un b o di un falso b nei due jet dello stesso evento. Ovvero ipotizziamo che la probabilità che uno dei due jet sia effettivamente un quark b (o $\bar{b}$) sia del tutto indipendente dal fatto che l'altro jet sia un quark $\bar{b}$ (o b) oppure no. In questa ipotesi la frazione di $b\bar{b}$ nel campione di eventi è semplicemente il quadrato della frazione di b nel campione di singoli jet, e cioè $90 \pm 2\%$.

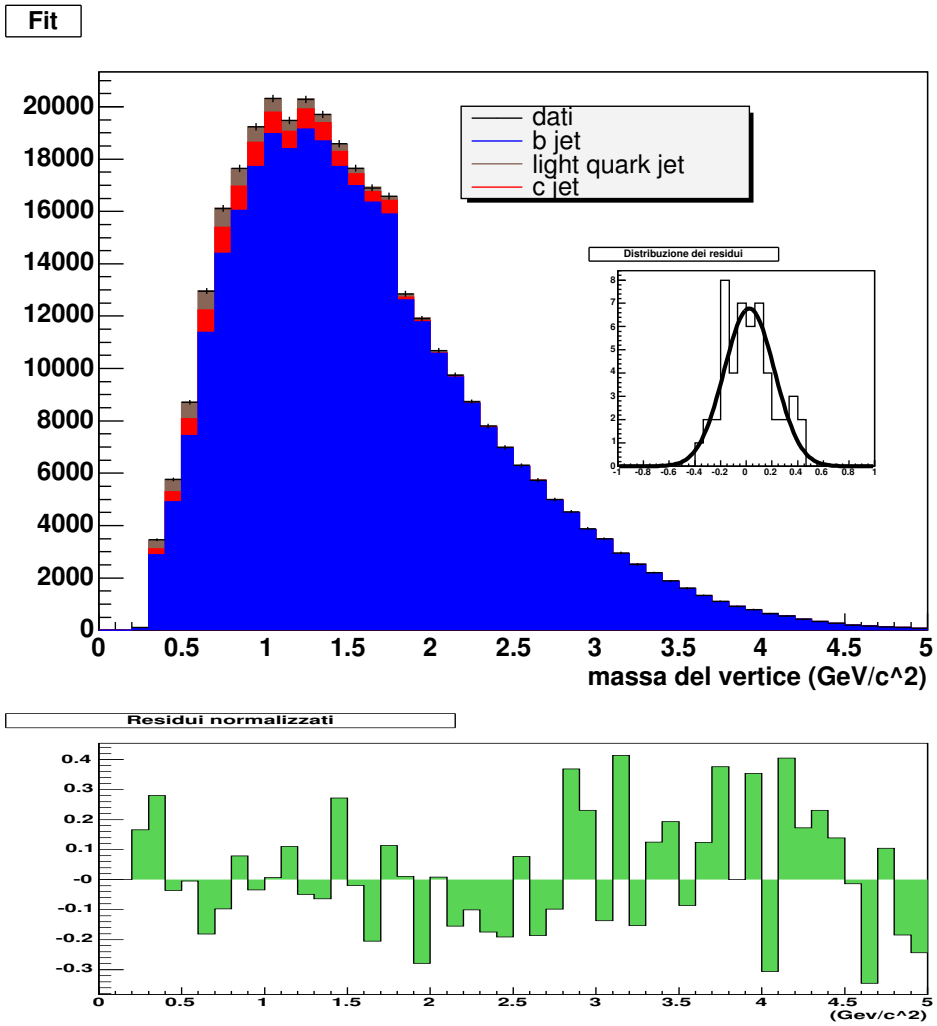


Figura 6.2: Risultati del Fit di composizione del campione. Per ogni bin sono sovrapposti le componenti di b, c, e lightquark. I residui sono normalizzati in ogni bin rispetto all'errore statistico dei dati

Tuttavia, anche ipotizzando possibili correlazioni, poichè la frazione di b nel campione di singoli jet è prossima a 1, la frazione di $b\bar{b}$ nelle coppie di jet non può variare di molto: nell'ipotesi di totale correlazione negativa la frazione di $b\bar{b}$ non può essere inferiore al 90%, mentre nell'ipotesi di totale correlazione positiva non può essere superiore al 95%.

La stima effettuata è compatibile con il risultato trovato in [68] su un campione raccolto con lo stesso trigger HighPtBjet e sul quale sono state applicate richieste pressoché identiche. In quel caso la luminosità integrata

è di 260 pb^{-1} e il periodo di presa dati è antecedente a quello considerato in questa analisi. Il confronto è mostrato in tabella 6.3.

	Luminosità (fb^{-1})	Frazione di bb
Risultato in [68]	0.26	$87 \pm 4\%$
Risultato ottenuto	1.15	$90 \pm 2\%$

Tabella 6.3: Confronto delle frazione stimata di $b\bar{b}$ nel campione HighPtBjet con due b-tag positivi con i risultati precedenti a luminosità inferiore.

6.2 Caratteristiche fisiche del segnale e del fondo prevalente

Dopo aver appurato che la componente principale del campione è effettivamente costituita da coppie di jet $b\bar{b}$, affrontiamo un confronto sistematico tra il segnale di Higgs e il fondo. Come illustrato in Fig.1.7, il processo dominante di produzione del bosone di Higgs al Tevatron è $gg \to H \to b\bar{b}$. La produzione di coppie $b\bar{b}$, invece avviene prevalentemente per *flavour creation*, come discusso in 1.8. Pertanto l'analisi effettuata si concentra nella distinzione del processo specifico $gg \to H \to b\bar{b}$ da questo particolare insieme di processi di creazione di coppie $b\bar{b}$.

La ricostruzione dell'evento consiste anzitutto nella selezione di due b-jet. Come mostrato in Fig. 6.3, dopo le selezioni effettuate, in circa il 99.5% dei casi i jet identificati b dall'algoritmo SecVtx sono solamente due. Ciò si verifica sia nei dati che nei Monte Carlo di segnale e di fondo. Quindi, nella grande maggioranza degli eventi la scelta dei due b-jet non presenta ambiguità. Nel rimanente 0.5% in cui sono presenti tre o quattro b-tag positivi, vengono selezionati i due b-jet più energetici.

I quadrimomenti dei due b-jet selezionati vengono corretti con l'algoritmo di correzione di livello 5 descritto in 3.2.6 e ordinati per valori decrescenti di E_T corretta. Il quadrimomento risultante dalla somma dei quadrimomenti dei due jet viene definito quadrimomento del *dijet*.

Tutti gli altri jet dell'evento vengono anch'essi corretti con lo stesso algoritmo di correzione e ordinati per valori decrescenti di E_T corretta. Di questi, quelli che superano la soglia di $E_T \geqslant 8\ GeV$ vengono selezionati a

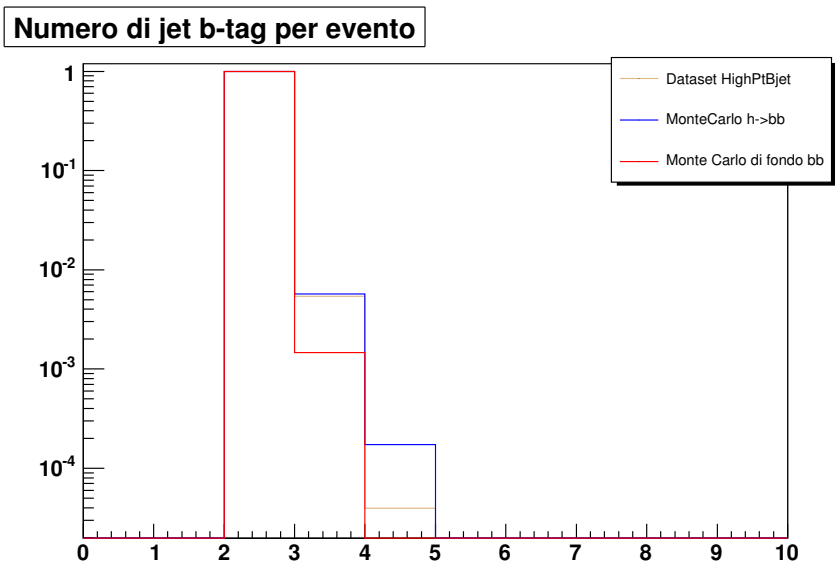


Figura 6.3: Numero di b-tag positivi in ogni evento dopo le selezioni off-line.

costituire l'insieme dei *jet rimanenti*. Il quadrimomento risultante dalla somma dei quadrimomenti di tutti i jet rimanenti viene definito quadrimomento di *rinculo*.

In molti casi la misura delle variabili fisiche nel piano trasversale all'asse del fascio è vantaggiosa rispetto all'asse longitudinale di interazione per motivi sia teorici che sperimentali.

Molte variabili, soprattutto a livello di trigger, hanno una risoluzione diversa nei due casi: la posizione del vertice di interazione nel piano trasversale viene stimata a livello di trigger dalla posizione del fascio, e ha una risoluzione dell'ordine dei 35 μm, mentre la posizione longitudinale viene fissata nel centro del rivelatore e ha un'incertezza di circa 30 cm. Una risoluzione longitudinale comparabile con quella trasversale può essere ottenuta solo off-line. Poichè la ricostruzione dei jet ai vari livelli di trigger avviene prendendo come riferimento in z il centro del rivelatore, l'incertezza sulla posizione del vertice primario si riflette in un'indeterminazione sull' angolo polare. Analogamente le tracce SVT sono ricostruite esclusivamente nel piano trasverso, e il loro parametro di impatto è misurato solo in tale piano.

Inoltre nel piano trasverso il rivelatore copre tutto l'angolo ϕ, ed è quindi possibile realizzare il bilancio dell'energia e misurare l'energia mancante dovuta all'emissione di neutrini o di particelle non rivelate. Lungo l'asse longitudinale non è possibile realizzare un analogo bilancio, dato che particelle

che subiscono piccole deviazioni dalla direzione del fascio non sono rivelabili, e non è possibile sapere l'esatto momento longitudinale dei partoni che contribuiscono al processo.

Infine dal punto di vista teorico tutte le previsioni dei processi che avvengono nell'urto $p\bar{p}$ risentono dell'incertezza nella misura delle funzioni di distribuzione partoniche. Tale incertezza ha poca influenza nel piano trasverso, dove i singoli partoni hanno momenti inferiori al GeV, e trascurabili rispetto al Q^2 dei processi considerati, ma non lungo l'asse longitudinale, dove l'incertezza nelle distribuzioni partoniche determina un incertezza nel Q^2 stesso della reazione.

Per questi motivi conviene, dove possibile, mantenere separate le componenti trasversali e longitudinali, privilegiando le prime rispetto alle ultime.

Descriviamo le variabili analizzate:

Massa invariante del dijet La massa invariante della somma dei due b-jet. Fig. 6.4.

Momento trasverso P_T del dijet Modulo della proiezione sul piano trasversale dell'impulso tridimensionale del dijet. Fig. 6.4

Momento longitudinale P_l del dijet Modulo della proiezione sull'asse longitudinale dell'impulso tridimensionale del dijet. Di questa variabile è stato analizzato anche lo spettro con segno per verificare che in nessuna distribuzione vi fossero asimmetrie. Fig. 6.4

η del dijet Pseudorapità del quadrimomento del dijet. Fig. 6.4

$\Delta\phi$ tra i due b-jet Proiezione sul piano trasverso dell'angolo tra i due b-jet. Fig. 6.5

$|\Delta\eta|$ tra i due b-jet Modulo della differenza di pseudorapidità tra i due b-jet. Fig. 6.5

E_T del primo e del secondo b-jet Energie trasverse dei due b-jet, ordinati in valori decrescenti di E_T corretta. Fig. 6.5

P_T^{Diff} Differenza dei Pt dei due b-jet normalizzata alla loro somma: $P_T^{Diff} = \frac{P_{T;1}-P_{T;2}}{P_{T;1}+P_{T;2}}$. Fig. 6.6.

L_{xy} dei due b-jet Distanza nel piano trasverso tra il vertice primario e il vertice secondario identificato da SecVtx, come definita in 5.5.1. Fig. 6.6.

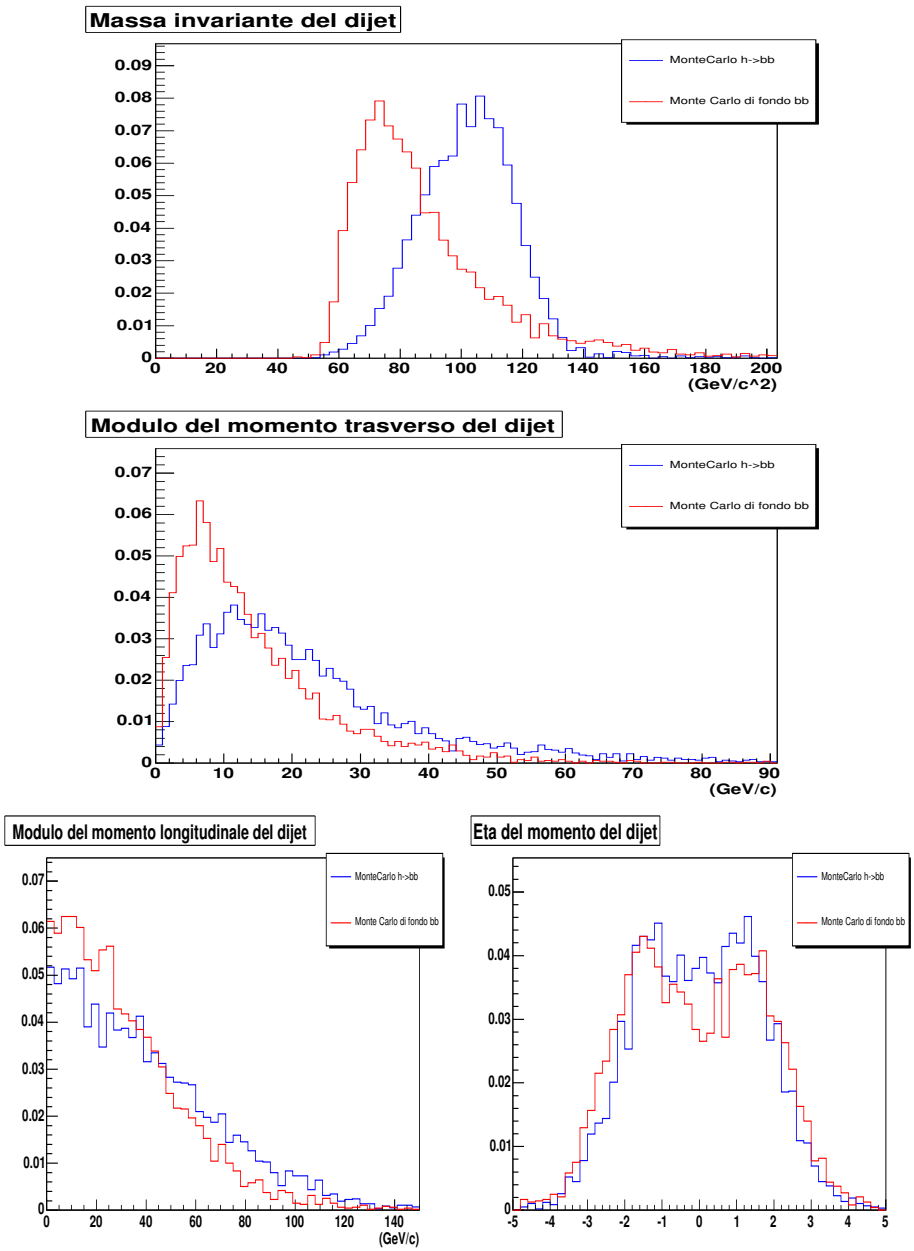


Figura 6.4: Confronto tra segnale $H \to b\bar{b}$ e fondo $b\bar{b}$ delle distribuzioni del dijet: in alto massa invariante, in mezzo modulo del momento trasverso, in basso a sx modulo del momento longitudinale, in basso a destra pseudorapidità.

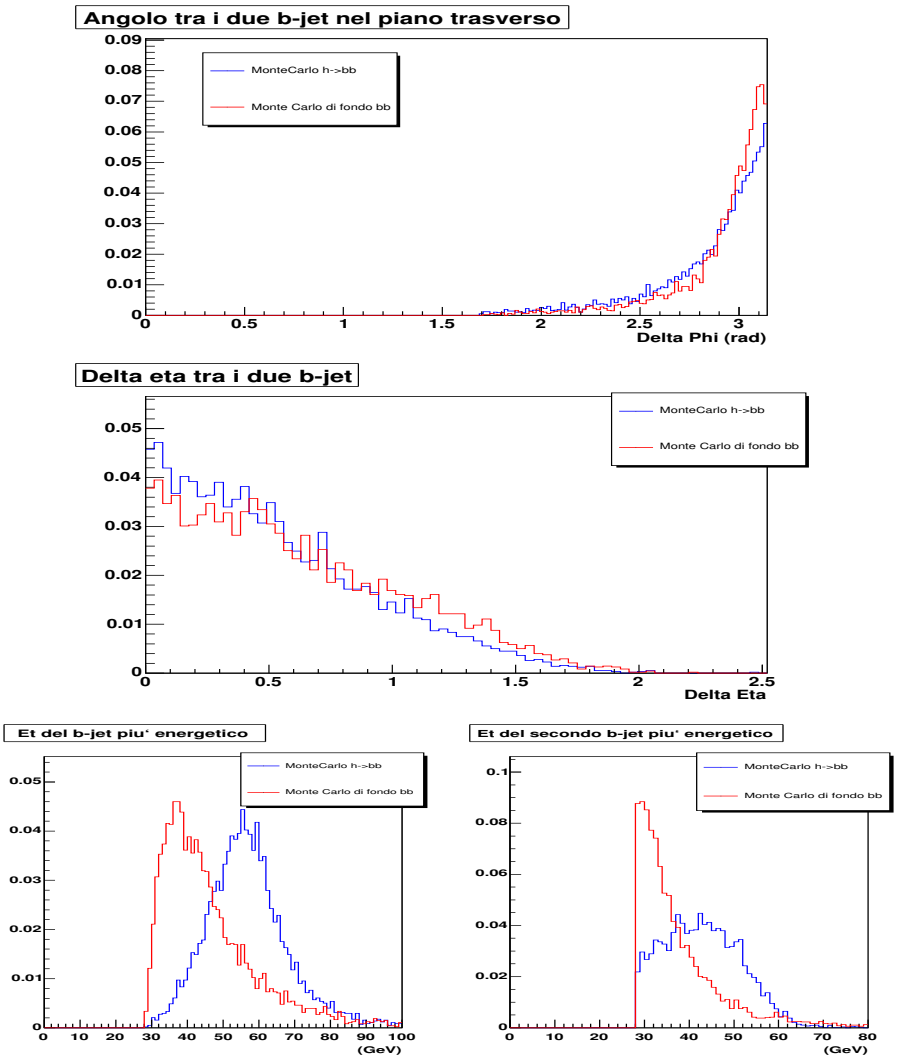


Figura 6.5: Confronto tra segnale $H \to b\bar{b}$ e fondo $b\bar{b}$ delle distribuzioni dei due b-jet. Dall'alto: $\Delta\phi$ tra i due b-jet, $|\Delta\eta|$, E_T

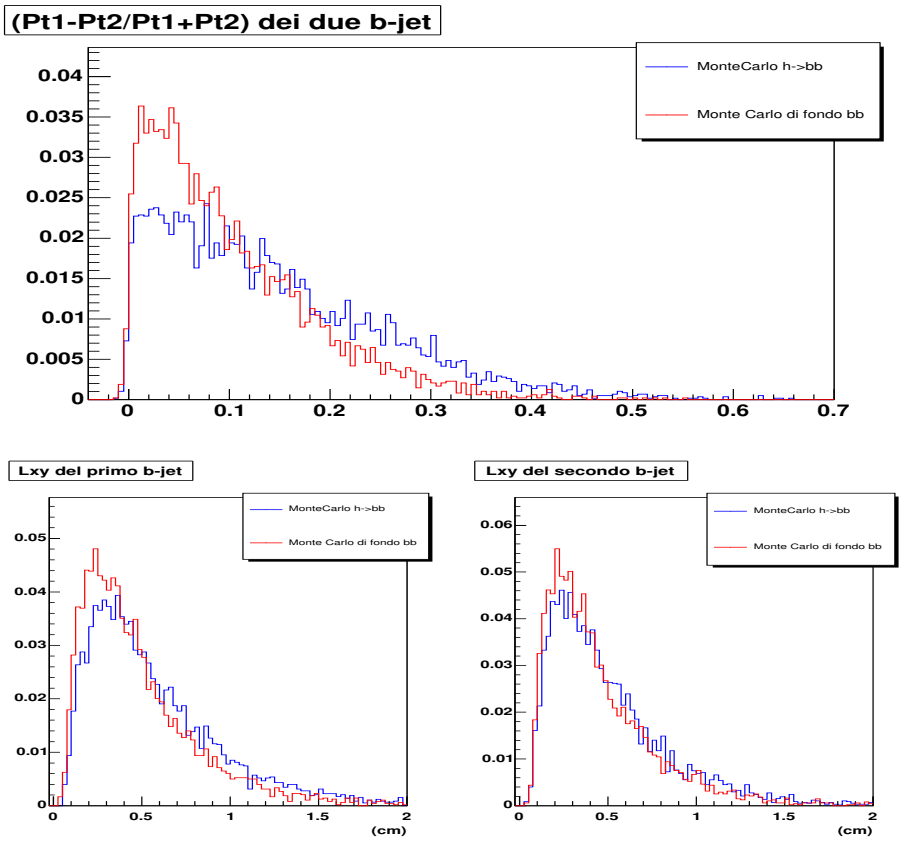


Figura 6.6: Confronto tra segnale $H \to b\bar{b}$ e fondo $b\bar{b}$ delle distribuzioni dei due b-jet. In alto: $\frac{P_{T;1}-P_{T;2}}{P_{T;1}+P_{T;2}}$, in basso: lunghezza di decadimento L_{xy}

$cos(\theta)$ **Coseno dell'angolo di decadimento** Coseno dell'angolo tra la direzione dell'impulso tridimensionale del dijet e la direzione dell'asse di decadimento dei due b-jet nel sistema di riferimento del centro di massa del dijet. Poichè il bosone di Higgs è una particella scalare, la sua sezione d'urto di decadimento differenziale $\frac{d\sigma}{d\Omega}(H \to b\bar{b})$ è costante. Ponendo l'asse polare lungo un qualsiasi riferimento e integrando in $d\phi$ si ottiene $\frac{d\sigma}{dcos(\theta)}$ costante. Nei diversi processi che contribuiscono al fondo $b\bar{b}$ sono invece presenti particelle non scalari, che determinano una sezione d'urto differenziale non omogenea nell'angolo solido. Prendendo allora come asse polare la direzione del dijet, l'andamento della sezione d'urto differenziale rispetto al coseno dell'angolo tra la direzione di decadimento e quest'asse non è costante. Le distribuzioni osservate sono mostrate in Fig. 6.7. Le due distribuzioni sono molto più simili di quello che ci aspettiamo dalla teoria perché sono convolute con le risoluzioni sperimentali e modificate per effetto dell'accettanza angolare del rivelatore e del trigger.

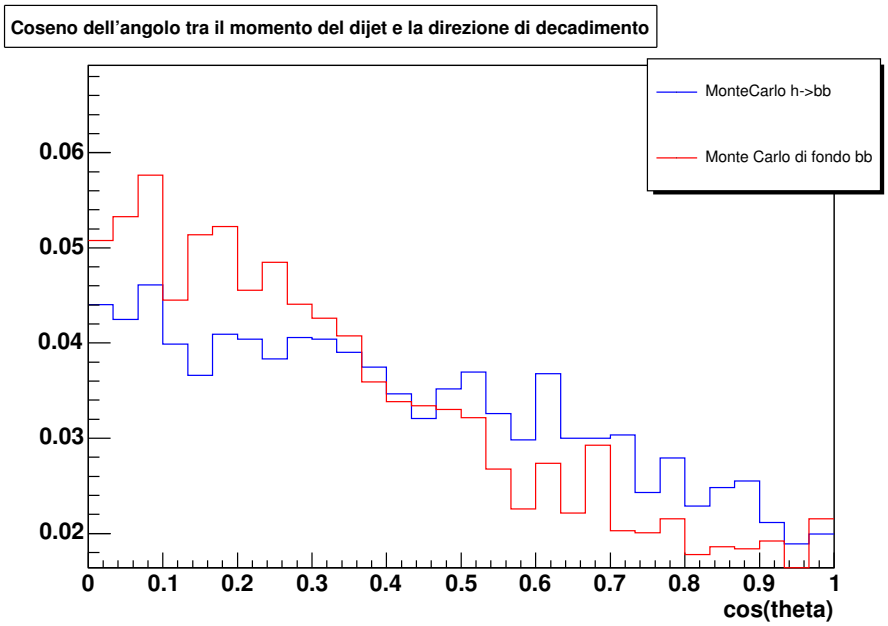


Figura 6.7: Confronto tra segnale $H \to b\bar{b}$ e fondo $b\bar{b}$ della distribuzione del coseno dell'angolo di decadimento.

$\not{E}_T$ **Energia mancante nel piano trasverso** L'energia mancante è definita inizialmente dal bilancio sul piano trasverso dell'energia delle torri calorimetriche:

$$\vec{\not{E}}_T^{\,0} = -\sum_i (E_T^i)\vec{n}_i$$

dove E_T^i è l'energia trasversa della torre calorimetrica i, e $\vec{n}_i$ è la direzione del vettore unitario che congiunge il centro del rivelatore con la torre i. All'energia mancante possono essere applicate diverse correzioni, legate alla posizione esatta del vertice primario, alla presenza di muoni che depositano solo parzialmente la loro energia nel sistema calorimetrico e ad altri errori nella misura dell'energia.

In questa analisi vengono utilizzati soprattutto jet calorimetrici la cui energia viene corretta con l'algoritmo descritto in 3.2.6. Per motivi di consistenza è allora opportuno correggere la $\not{E}_T^0$ tenendo conto delle correzioni applicate ai jet. La $\not{E}_T^0$ viene prima scomposta lungo gli assi x e y; a ognuna di queste due componenti viene sottratta la corrispondente correzione lungo l'asse considerato di ogni jet dell'evento:

$$(\not{E}_T^{Corr})_x = (\not{E}_T^0)_x - (\sum_{jet} E_T^{j;Corr} - E_T^{j;0})_x$$

$$(\not{E}_T^{Corr})_y = (\not{E}_T^0)_y - (\sum_{jet} E_T^{j;Corr} - E_T^{j;0})_y$$

dove $E_T^{j;Corr}$ e $E_T^{j;0}$ sono rispettivamente le energie corretta a livello 5 e non corretta del jet j. Infine dalle due componenti x e y corrette viene ricostruita la $(\not{E}_T)^{Corr}$. Fig. 6.8

$\sum E_T$ **Energia totale dell'evento** Energia ottenuta sommando le E_T dei due b-jet e di tutti i *jet rimanenti*. Fig. 6.8

Significanza dell'E_T mancante Energia mancante normalizzata rispetto all'incertezza sull'energia totale: $\frac{\not{E}_T}{\sqrt{\sum E_T}}$. Fig. 6.8

H_T Somma dell'energia totale e dell'energia mancante: $H_T = \sum E_T + \not{E}_T$.

E_T **del primo jet rimanente** Energia trasversa del jet rimanente di più alta E_T corretta. Fig. 6.9.

Massa del primo jet rimanente Massa del jet rimanente di più alta E_T corretta. Fig. 6.9.

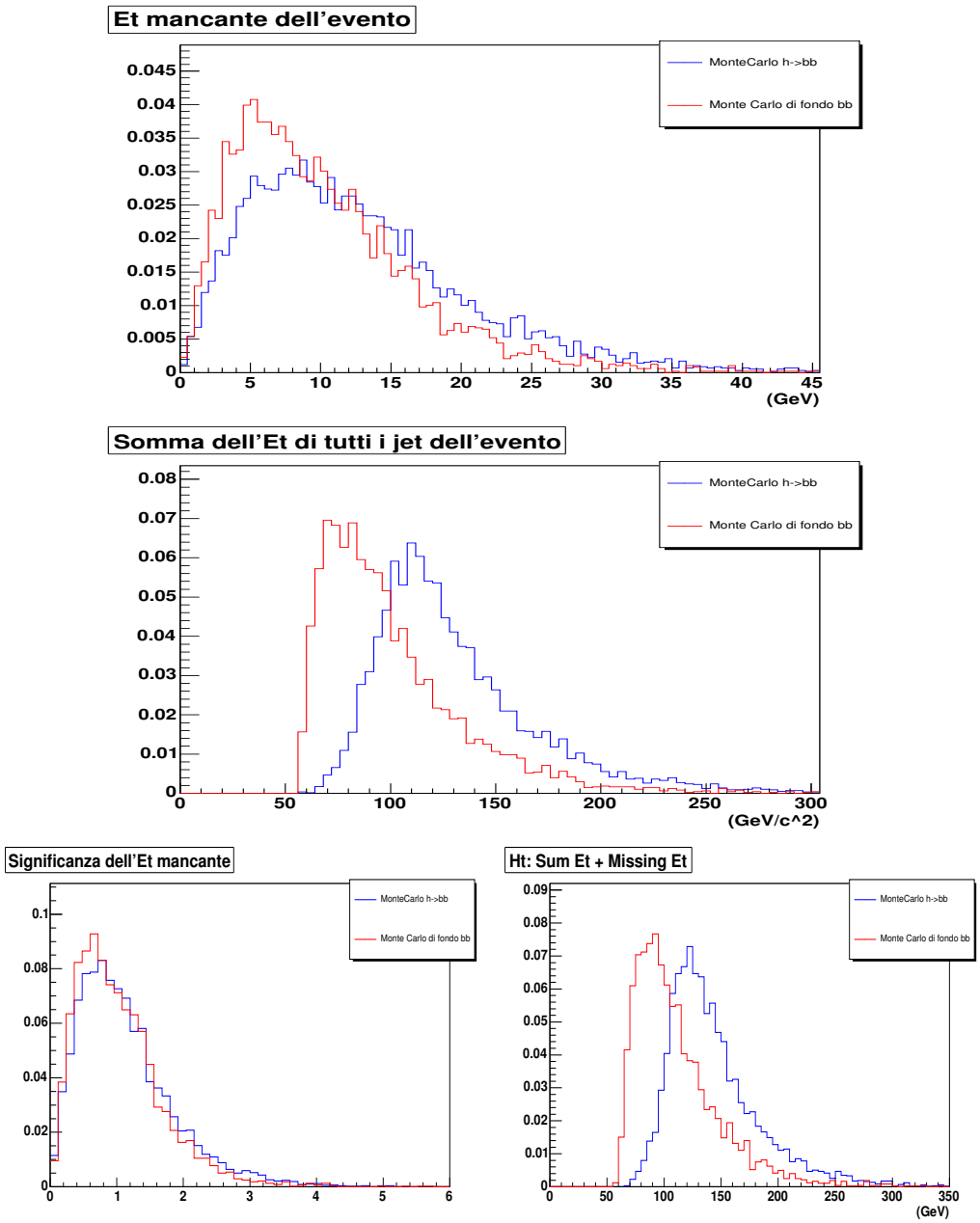


Figura 6.8: Energie trasverse globali. In alto $\not\!\!E_T$, in mezzo $\sum E_T$, in basso a sx significanza della $\not\!\!E_T$, in basso a dx H_T.

P_T **di rinculo** Modulo dell'impulso nel piano trasverso del quadrimomento di rinculo. Fig. 6.9.

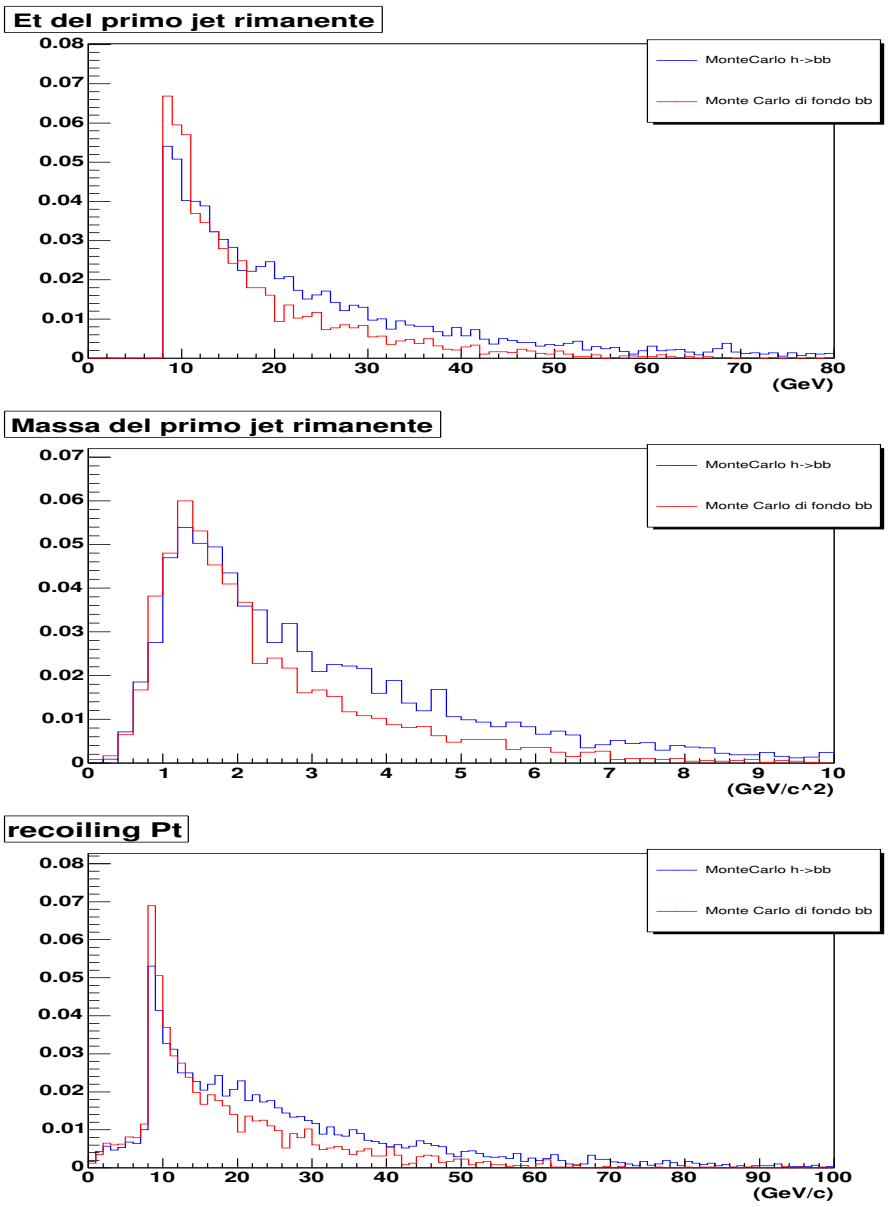


Figura 6.9: Confronto tra segnale $H \to b\bar{b}$ e fondo $b\bar{b}$. In alto: E_T del primo jet rimanente, in mezzo: massa invariante dello stesso jet, in basso: P_T del quadrimomento risultante dalla somma di tutti i jet rimanenti

$\sqrt{\hat{s}}$ **Energia di centro di massa della reazione** $\hat{s}$ è definita come $\hat{s} = x_1 x_2 s$ dove x_1 e x_2 sono le frazione di impulso dei due partoni che partecipano alla reazioni, ed s è il quadrato dell'energia di centro di

massa dell'urto $p\bar{p}$, che a Tevatron vale $(1.96TeV)^2$. Date la somma delle energie di tutti i jet nell'evento $\sum E$ e la somma di tutti i momenti longitudinali dei jet $\sum P_z$, si ha $\hat{s} = (\sum E)^2 - (\sum P_z)^2$.

Centralità La Centralità del flusso di energia dell'evento definita come $C = \frac{\sum E_T}{\sqrt{\hat{s}}}$.

Sfericità e aplanarità Per ogni evento consideriamo i due b-jet e tutti i jet rimanenti, e costruiamo un tensore normalizzato dei momenti:

$$M_{ab} = \frac{\sum_j P_{ja} P_{jb}}{\sum_j P_j^2}$$

dove a e b sono indici sulle tre coordinate spaziali e j è un indice sui jet dell'evento. M_{ab} è una matrice simmetrica è può essere diagonalizzata. Siano Q_i i suoi autovalori (normalizzati) in ordine crescente:

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1, \qquad 0 \leq Q_1 \leq Q_2 \leq Q_3$$

Il tensore dei momenti può essere utilizzato per ricavare informazioni sulla geometria dell'evento. In particolare, per un evento *sferico*, si ha $Q_1 \approx Q_2 \approx Q_3$, per eventi che giacciono in un piano si ha $Q_1 \ll Q_2$ e infine per eventi collineari si ha $Q_2 \ll Q_3$. Particolari combinazioni di questi autovalori definiscono variabili dette *topologiche*, in particolare la sfericità S e la aplanarità A sono definite come

$$S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2) \qquad A = \frac{3}{2}Q_1$$

Per definizione A e S assumono valori nell'intervallo $[0, 1]$. Eventi collineari o coplanari hanno aplanarità nulla, eventi con almeno quattro jet a distribuzione isotropa hanno sfericità pari a 1.

Dal confronto tra le diverse variabili emergono alcune caratteristiche distintive del segnale $H \to b\bar{b}$ rispetto al fondo $b\bar{b}$. Come è naturale aspettarsi, gli eventi di Higgs sono caratterizzati da valori più alti di energia di centro di massa della reazione, si veda in proposito in Fig. 6.10 il grafico di $\sqrt{\hat{s}}$. A questa considerazione si lega il fatto che le diverse misure di energia nel piano trasverso, $\sum E_T$, $\not{E}_T$ e H_T presentano distribuzioni a valori più alti per il segnale che per il fondo.

Un'altro aspetto importante della reazione è il maggior impulso trasverso del dijet negli eventi di segnale. Poichè il processo di creazione $gg \to H$ è un processo a tre corpi, a livello albero il bosone di Higgs viene prodotto con P_T

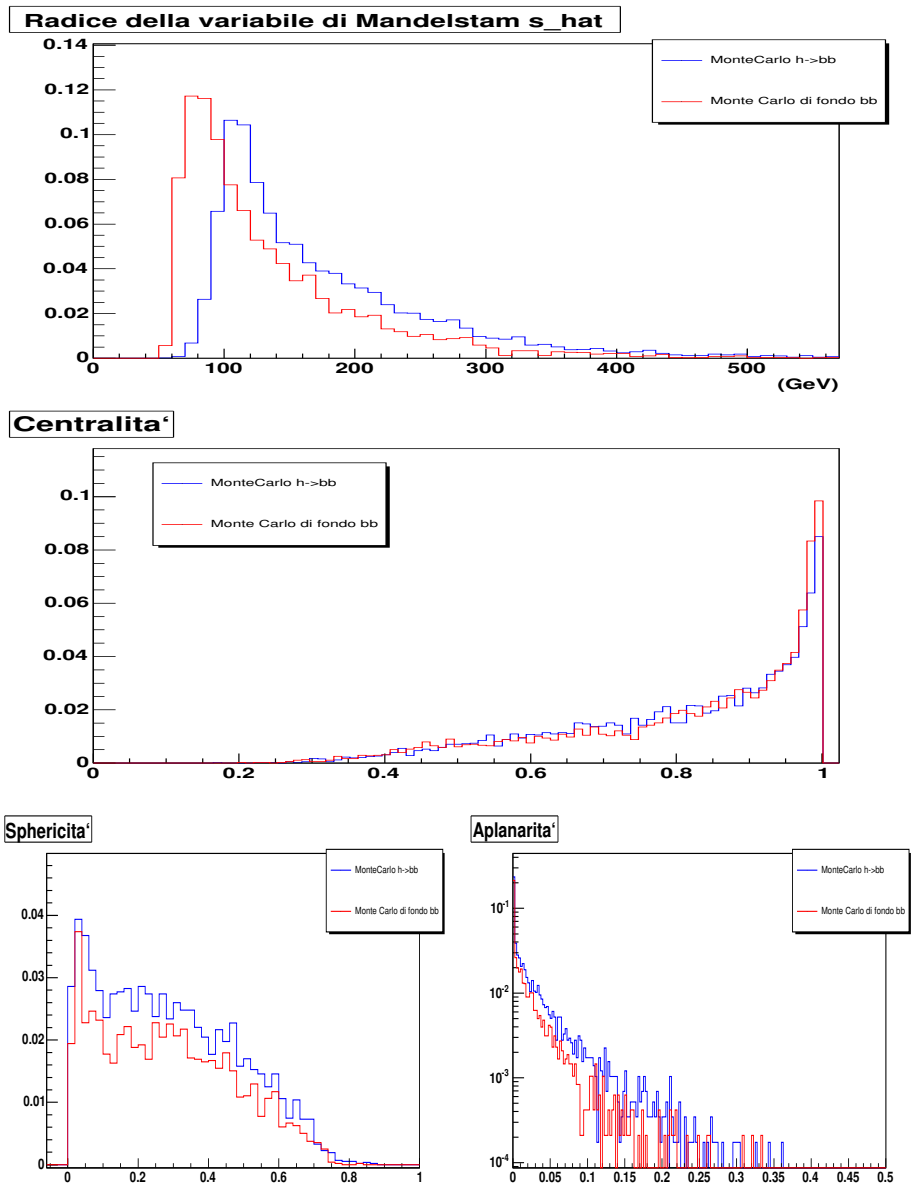


Figura 6.10: Confronto tra segnale $H \to b\bar{b}$ e fondo $b\bar{b}$. In alto: $\sqrt{\hat{s}}$, in mezzo: centralità , in basso a sx: sfericità , a dx: aplanarità

nullo. La distribuzione in P_T osservata in Fig. 6.4 è dovuta a correzioni radiative al diagramma principale [1]. Dalla differenza con la distribuzione del fondo si deduce che negli eventi di segnale è più probabile avere effetti radiativi rispetto agli eventi di fondo. A questo si collega la maggior probabilità

di avere nell'evento di segnale un terzo jet ad E_T più elevata.

Infine la variabile $cos(\theta)$, pur non essendo molto discriminante rispetto ad altre, ha un'importanza teorica particolare, essa è infatti legata allo spin del bosone di Higgs che è l'unica particella scalare della teoria.

6.3 Correlazione tra le variabili

La massa di una particella è una delle sue caratteristiche fondamentali e identificative. In fisica delle particelle l'osservazione di una risonanza nello spettro di massa invariante è stata spesso utilizzata per l'identificazione di particelle e per la scoperta di nuovi stati. Ai fini dell'analisi che stiamo proponendo può risultare conveniente dividere le variabili analizzate nel paragrafo precedente in due classi a seconda della loro correlazione con la massa invariante del dijet ricostruito dai due b di decadimento. Questa suddivisione corrisponde a due possibili strategie generali di analisi. Infatti un'estrazione del segnale basata solo su variabili poco correlate permette di preservare l'informazione sulla massa invariante per passi successivi dell'analisi. D'altra parte invece un'estrazione basata anche sulla massa invariante e sulle variabili ad essa correlate è molto più sensibile alla ricerca del segnale ma distorce inevitabilmente la distribuzione di questa variabile, e preclude la possibilità di effettuare in seguito una misura diretta della massa con tecniche tradizionali. Per poter valutare quale futura strategia di analisi determina la maggior sensibilità sviluppiamo entrambi i metodi di estrazione.

La correlazione viene valutata sul campione di dati raccolti con il trigger HighPtBjet e selezionati con le richieste discusse in 5.4 e 5.5 mediante la formula del coefficiente di correlazione lineare di Pearson:

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\left(\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \sum_i (y_i - \bar{y})^2 \right)^{\frac{1}{2}}}$$

Consideriamo poco correlate alla massa del dijet quelle variabili per cui $\rho \lesssim 0.3$, e correlate quelle per cui $\rho > 0.3$. I coefficienti di correlazione sono riportati in tabella 6.4.

Le variabili L_{xy} dei due b-jet, nonostante abbiano un coefficiente di correlazione inferiore a 0.3, vengono considerate correlate alla massa per ragioni fisiche. Infatti ci aspettiamo che la lunghezza media di decadimento dei b-jet sia direttamente legata al momento dei quark b, secondo la relazione $< L >= \tau \cdot \beta\gamma = \tau \cdot \frac{p}{m_b}$, e il momento dei quark b è a sua volta direttamente correlato alla massa della particella che li ha originati. Il basso coefficiente di correlazione è dovuto al fatto che la correlazione riguarda il valor medio di

Variabili poco correlate ($\rho \lesssim 0.3$)		Variabili correlate ($\rho \gtrsim 0.3$)	
Variabile	ρ	Variabile	ρ
$\Delta\phi$ tra i b-jet	0.14	E_T del primo b-jet	0.89
$\lvert\Delta\eta\rvert$ tra i b-jet	0.25	E_T del secondo b-jet	0.91
P_T^{Diff}	0.19	$\sum E_T$	0.70
E_T del primo jet rimanente	0.18	H_T	0.69
Massa del primo jet rimanente	0.16	$\sqrt{\hat{s}}$	0.47
$cos(\theta)$	0.20	L_{xy} del primo b-jet	0.23
$\not{E}_T$	0.22	L_{xy} del secondo b-jet	0.21
$\not{E}_T/\sqrt{\sum E_T}$	0.04		
P_T del rinculo	0.19		
$\lvert\eta\rvert$ del dijet	-0.04		
P_T del dijet	0.31		
P_l del dijet	0.30		
Sfericità	0.04		
Aplanarità	0.08		
Centralità	-0.06		

Tabella 6.4: Coefficienti di correlazione delle variabili con la massa invariante del dijet

questa variabile, mentre la sua effettiva distribuzione è legata alla probabilità di decadimento ed è descritta da una legge esponenziale.

6.4 Estrazione del segnale tramite l'uso di Reti Neurali

Come accennato in 6.3 la suddivisione delle variabili in due classi a seconda della loro correlazione con la massa invariante riflette due possibili strategie di analisi. In questo paragrafo svilupperemo due differenti algoritmi per l'estrazione del segnale, il primo basato sull'insieme di variabili poco correlate, il secondo basato su tutte le variabili. Entrambi gli algoritmi consistono nell'utilizzo di una rete neurale artificiale appositamente allenata a distinguere gli eventi di segnale dagli eventi di fondo.

6.4.1 Artificial Neural Networks

Le reti neurali sono sistemi logici liberamente ispirati alla struttura cerebrale, e sono un importante risultato della ricerca nel campo dell'intelligenza artificiale. Le reti neurali nascono storicamente come modelli semplificati per lo studio dei sistemi neurali biologici, ma vengono attualmente applicate per la soluzione di diversi problemi in molti campi, dalla ricostruzione di immagini alla finanza. In fisica delle particelle l'utilizzo di reti neurali è spesso legato alla soluzione di problemi di classificazione, in particolare nella distinzione di eventi *interessanti* da eventi *non interessanti*, cioè nella distinzione del segnale dal fondo.

La rete neurale utilizzata è del tipo *multilayer perceptron* (MLP), e consiste di un certo numero di elementi fondamentali, detti *neuroni* (*perceptron*), collegati attraverso *sinapsi* in una struttura a strati, come illustrato in Fig. 6.11

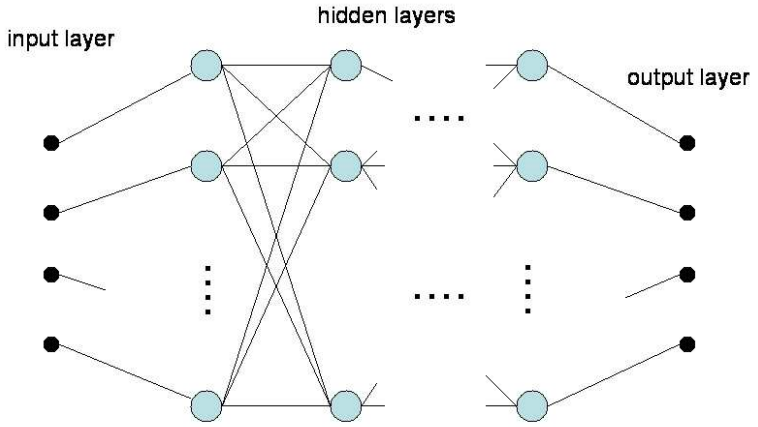


Figura 6.11: Struttura di un *multilayer perceptron.*

Il primo strato contiene un neurone per ogni variabile di input, seguono uno o più strati intermedi detti *hidden layer* e infine un ultimo strato costituito da un uno o più neuroni di output. Ad ogni neurone corrisponde un parametro di soglia θ, e ad ogni sinapsi corrisponde un parametro di peso ω. Ogni neurone accetta in input una combinazione lineare dei valori trasmessi dai neuroni dello strato precedente attraverso le sinapsi, e trasmette allo strato successivo un valore compreso tra 0 e 1 dato da una funzione di

trasferimento:

$$n_{i,l}(\vec{\xi}) = \Theta\Big(\sum_j \omega_{ij}\xi_j - \theta_{i,l}\Big)$$

dove $n_{i,l}$ è l'output del neurone i dello strato l, ξ_j sono i valori di input trasmessi dallo strato precedente, ω_{ij} sono i pesi dati dalle sinapsi ai vari valori di input e $\theta_{i,l}$ è un valore di soglia specifico per il neurone $n_{i,l}$. La funzione $\Theta(x)$ è detta funzione di soglia, nel caso più semplice è una funzione a gradino di Heaviside, ma può essere in generale una funzione a valori in $[0,\ 1]$ che sale rapidamente attorno ad $x = \theta$. Nelle reti utilizzate la funzione di soglia dei neuroni è una funzione sigmoidea:

$$S(x) = \frac{1 - e^{-x}}{1 + e^{-x}}$$

In questa analisi viene utilizzata una classe particolare di reti neurali definita *Feed Forward Neural Network* (FFNN); in queste reti la trasmissione delle informazioni avviene sempre da uno strato al successivo e la struttura di connessione tra i singoli elementi non presenta alcun tipo di *feedback*. In definitiva l'intera rete agisce come una funzione delle variabili di input nell'intervallo $[0,\ 1]$, i cui parametri sono i pesi ω e le soglie θ: $NN^{output} = f(\vec{\xi}, \omega, \theta)$.

Si dimostra che le reti di tipo *Feed Forward* possono approssimare ogni funzione continua. In particolare i MLP hanno una semplice interpretazione geometrica: nel caso in cui le funzioni di soglia dei singoli neuroni sono funzioni a gradino di Heaviside, la rete individua un ipersuperficie di *classificazione* nello spazio delle variabili di input. Lo spazio delle variabili viene così separato in due regioni, in una di esse la funzione di trasferimento della rete neurale restituisce zero, nell'altra restituisce 1. Un esempio di come avviene la classificazione nel caso bidimensionale è ilustrato in Fig. 6.12. Sostituendo le funzioni di Heaviside con funzioni di soglia continue l'output della rete assume valori continui tra zero e uno.

Per poter usare una FFNN come strumento di classificazione è necessario che i pesi e le soglie vengano correttamente determinati; tale determinazione avviene mediante un algoritmo detto di *training*, o allenamento. Si assegna per convenzione il valore zero agli eventi di fondo, e il valore uno agli eventi di segnale. L'output della rete neurale viene valutato su un campione di eventi appartenenti alle due classi, detto campione di *training*, e confrontato direttamente con il valore assegnato. Il confronto avviene mediante la valutazione di una funzione detta di *errore*, la cui formulazione più semplice è:

$$f(NN^{output}, \nu) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(NN_i^{output} - \nu_i)^2$$

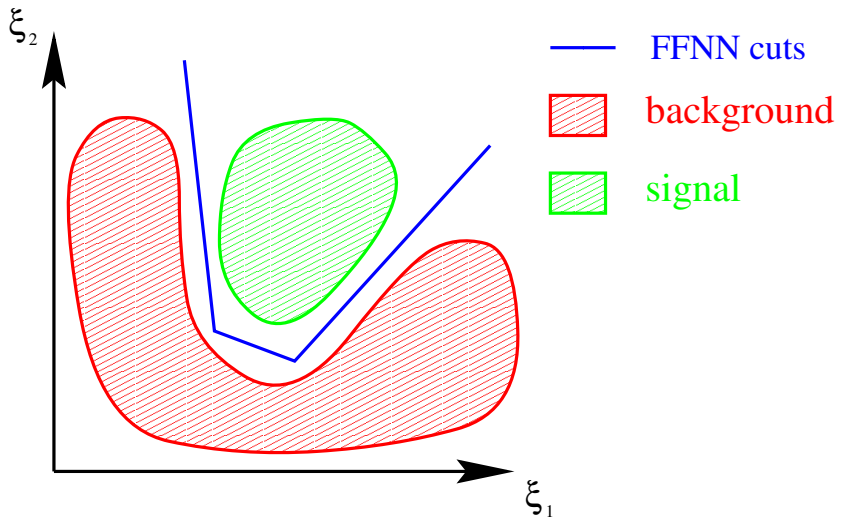


Figura 6.12: Esempio di separazione di un MLP nello spazio delle variabili di input nel caso bidimensionale.

dove ν_i è il valore assegnato a priori all'evento i [2] e N é il numero di eventi del campione di training.

L'algoritmo di training procede tramite una tecnica detta di *back propagation*. Fissati i valori iniziali dei pesi e delle soglie, vengono eseguite piccole variazioni progressive su tali parametri per cercare una configurazione che minimizzi la funzione di errore. I vari passaggi successivi sono detti *epoche*, ad ogni epoca viene ricalcolata la funzione di errore e valutato il suo gradiente rispetto ai parametri della rete.

La forma dell'ipersurficie di classificazione dipende dal numero di parametri della rete e quindi dal numero di neuroni negli strati intermedi; più elevato è il numero di neuroni più complessa è la forma di tale superficie. In alcuni casi l'allenamento della rete può dar luogo ad un fenomeno detto di *over-fitting*. Con tale termine si intende una situazione in cui l'ipersuperficie di classificazione viene modellata con un dettaglio più fine delle fluttuazioni statistiche del campione di training. In queste condizioni la forma dell'ipersuperficie risulta specifica per il campione di training e non può essere generalizzata ad un campione diverso. Questo fenomeno si presenta quando il numero di eventi per l'allenamento è troppo piccolo, il numero di epoche di allenamento troppo alto, o la struttura della rete presenta un numero troppo elevato di neuroni negli strati intermedi.

[2] zero per gli eventi di fondo e 1 per gli eventi di segnale

6.4.2 Reti neurali per la selezione del segnale $H \to b\bar{b}$

Le reti neurali vengono implementate tramite la classe `TMultiLayerPerceptron` delle librerie di ROOT [71]. L'allenamento viene realizzato utilizzando un campione di eventi Monte Carlo di segnale e di fondo selezionati dalla simulazione del trigger HighPtBjet desritta in 5.3 e dalle richieste descritte in 5.4 e in 5.5. Il campione consiste di circa 5000 eventi di segnale e altrettanti di fondo, e viene ulteriormente suddiviso in due sottocampioni indipendenti di egual numero. Il primo sottocampione, detto campione di *training* viene utilizzato direttamente per l'allenamento della rete, il secondo, detto campione di *test*, serve per verificare che la rete non dia luogo al fenomeno di *over-fitting* precedentemente descritto. Il controllo sull'*over-fitting* avviene confrontando le funzioni di errore sui due sottocampioni alle varie epoche di allenamento: se le curve di errore assumono valori simili significa che la ricerca del minimo è indipendente dalle fluttuazioni statistiche del particolare sottocampione utilizzato per l'allenamento, se invece la funzione di errore continua a decrescere nel campione di training ma inizia a salire nel campione di test, significa che la rete è in condizioni di *over-fitting*.

Al termine dell'allenamento è possibile valutare quanto le diverse variabili di input sono determinanti ai fini della classificazione. Si calcola l'impatto sull'output della rete di una piccola variazione di ciascuna variabile di input.

Per ogni evento del campione di training il valore di una singola variabile di input viene modificato di una quantità pari allo 0.1 della radice della sua media quadratica. L'output della rete viene ricalcolato e viene valutata la radice della differenza dei quadrati dell'output così ottenuto e dell'output originale. Tanto più una variabile è determinante per la classificazione, tanto maggiori saranno i valori calcolati per questa grandezza. La procedura viene ripetuta per ogni evento, e i valori ottenuti sono utilizzati per riempire un istogramma per ogni variabile.

La prima rete neurale sviluppata per l'estrazione del segnale utilizza come variabili di input le variabili della colonna di sinistra di tabella 6.4. Il numero di neuroni nei vari strati e il numero di strati sono stati ottimizzati in base al numero di variabili di input e al numero di eventi nel campione di training.

I risultati dell'allenamento sono riportati in figura 6.13

Le variabili più discriminanti sono la $\not{E}_T$, il P_T del dijet, il $\Delta\phi$ tra i due b-jet e la differenza dei P_T dei due b-jet normalizzata alla loro somma. Le funzioni di errore nei campioni di training e di test presentano un andamento molto simile alle varie epoche di allenamento, indice che la rete individua una clasificazione indipendente dalle fluttuazioni statistiche del particolare campione di training utilizzato. Tuttavia per esplorare configurazioni più complesse della struttura neuronale è necessario disporre di una maggiore

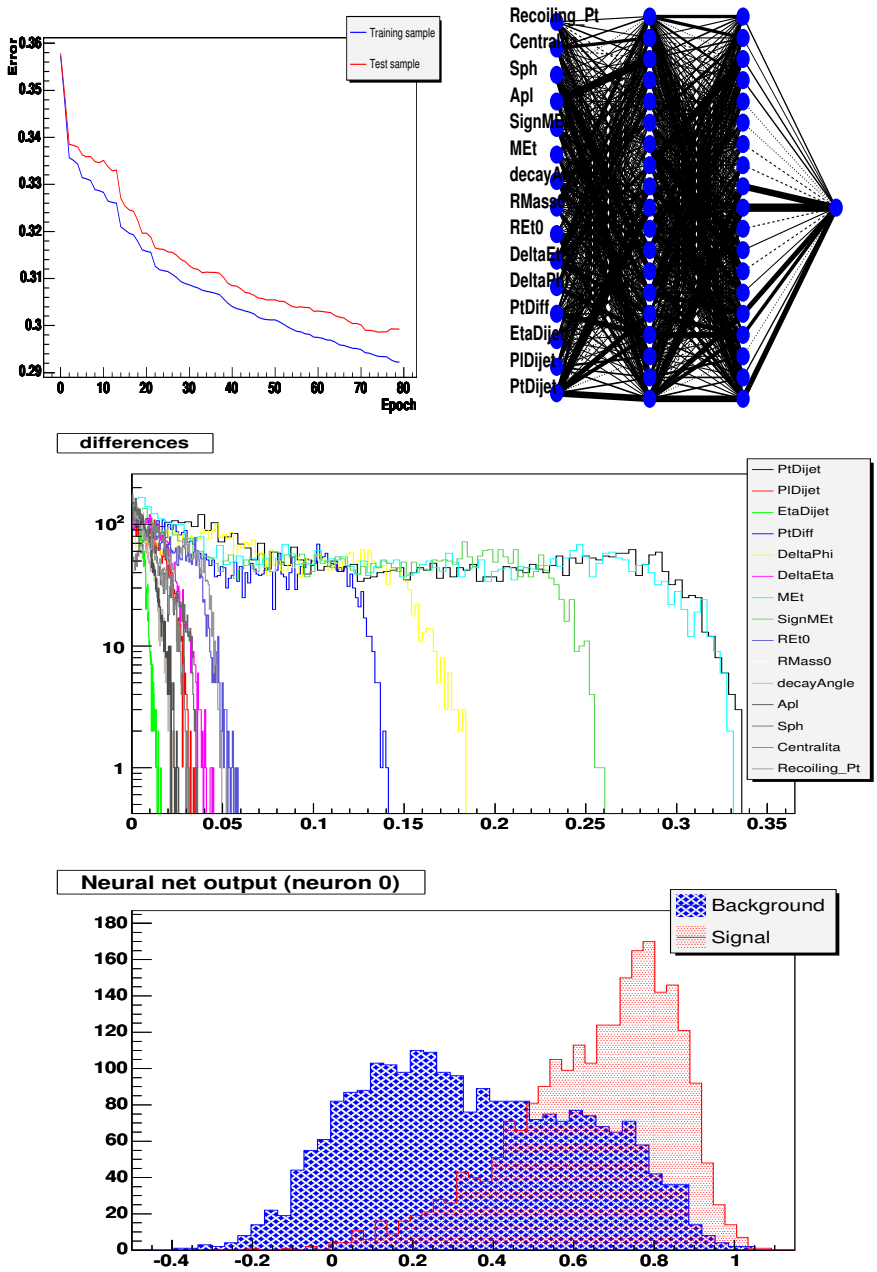


Figura 6.13: Rete Neurale di variabili poco correlate alla massa del dijet. In alto a sx: funzioni di errore nei campioni di training e di test alle varie epoche di allenamento, a dx: struttura neuronale-sinaptica; in mezzo: Potere discriminante delle variabili; in basso: output sul campione di test.

statistica nei campioni. L'output della rete presenta distribuzioni ben diverse per il segnale rispetto al fondo; ciò significa che l'insieme di variabili considerato consente effettivamente una parziale distinzione tra i processi considerati.

Questa prima tecnica di separazione del segnale è meno efficace di quelle che verrano in seguito analizzate, ma ha il grosso pregio di preservare in buona parte l'informazione sulla massa invariante. Una semplice verifica di questo si ottiene dal confronto delle distribuzioni nei dati della massa invariante del dijet al variare di un taglio sull'output della rete neurale, come mostrato in Fig. 6.14. La salita delle distribuzioni osservate si sposta a valori più alti ma senza sovrapporsi alla regione in cui è atteso il picco della distribuzione di massa del segnale ($\sim 110\ GeV/c^2$).

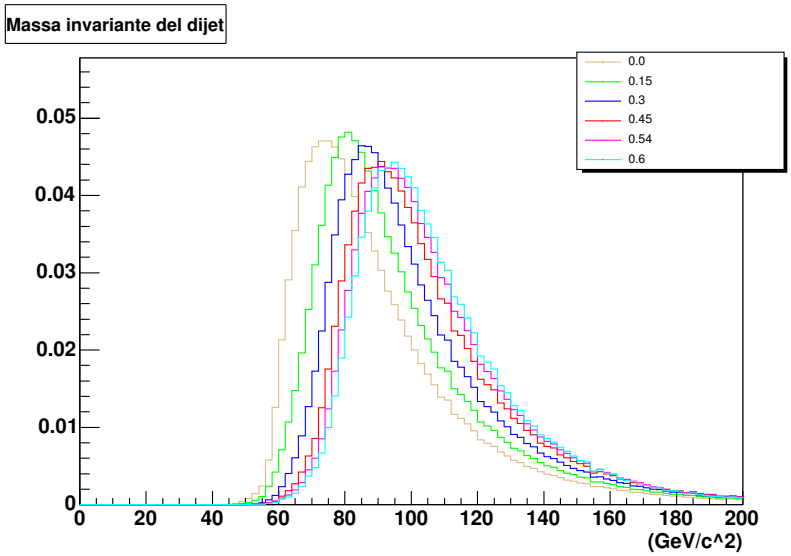


Figura 6.14: Dati raccolti con il trigger HighPtBjet: distribuzioni di massa del dijet al variare di un taglio sull'output della rete neurale di variabili poco correlate alla massa. Le curve mostrate sono per valori del taglio corrispondenti a 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.54 e 0.6.

Per aumentare la sensibilità nella ricerca del segnale è stata implementata una seconda rete che utilizza invece come variabili di input la massa invariante e tutte le variabili ad essa correlate elencate nella colonna di destra della tabella 6.4. I risultati dell'allenamento di questa rete sono mostrati in Fig. 6.15. Oltre alla massa invariante risulta molto discriminante la variabile H_T. La funzione di errore presenta lo stesso andamento nei campioni di test e di training, il che significa che la struttura scelta non dà luogo a fenomeni di *over-fitting*. Il grafico di output della rete neurale sul campione di test posto in basso in Fig. 6.15, mostra che la separazione ottenuta con questa rete è migliore di quella ottenuta con la precedente.

Infine è stata sviluppata un'ultima rete che ha come variabili di input gli output delle prime due reti. I risultati dell'allenamento di questa rete sono riportati in Fig. 6.16. Come è naturale aspettarsi il grafico centrale mostra che la rete che utilizza le variabili correlate alla massa ha maggior potere discrimante.

La separazione ottenuta utilizzando tutte le variabili è certamente più efficace, ma preclude l'utilizzo di tecniche tradizionali in una successiva analisi. Infatti applicando ai dati un taglio sull'output dell'ultima rete la distribuzione di massa invariante risulta modificata in una forma del tutto simile a quella del segnale, e non è più possibile estrarre il segnale (o un limite) con un semplice fit su questa distribuzione. È necessario piuttosto utilizzare tecniche di analisi più sofisticate come un fit sull'output della rete neurale. Tuttavia queste tecniche possono introdurre errori sistematici di non facile valutazione.

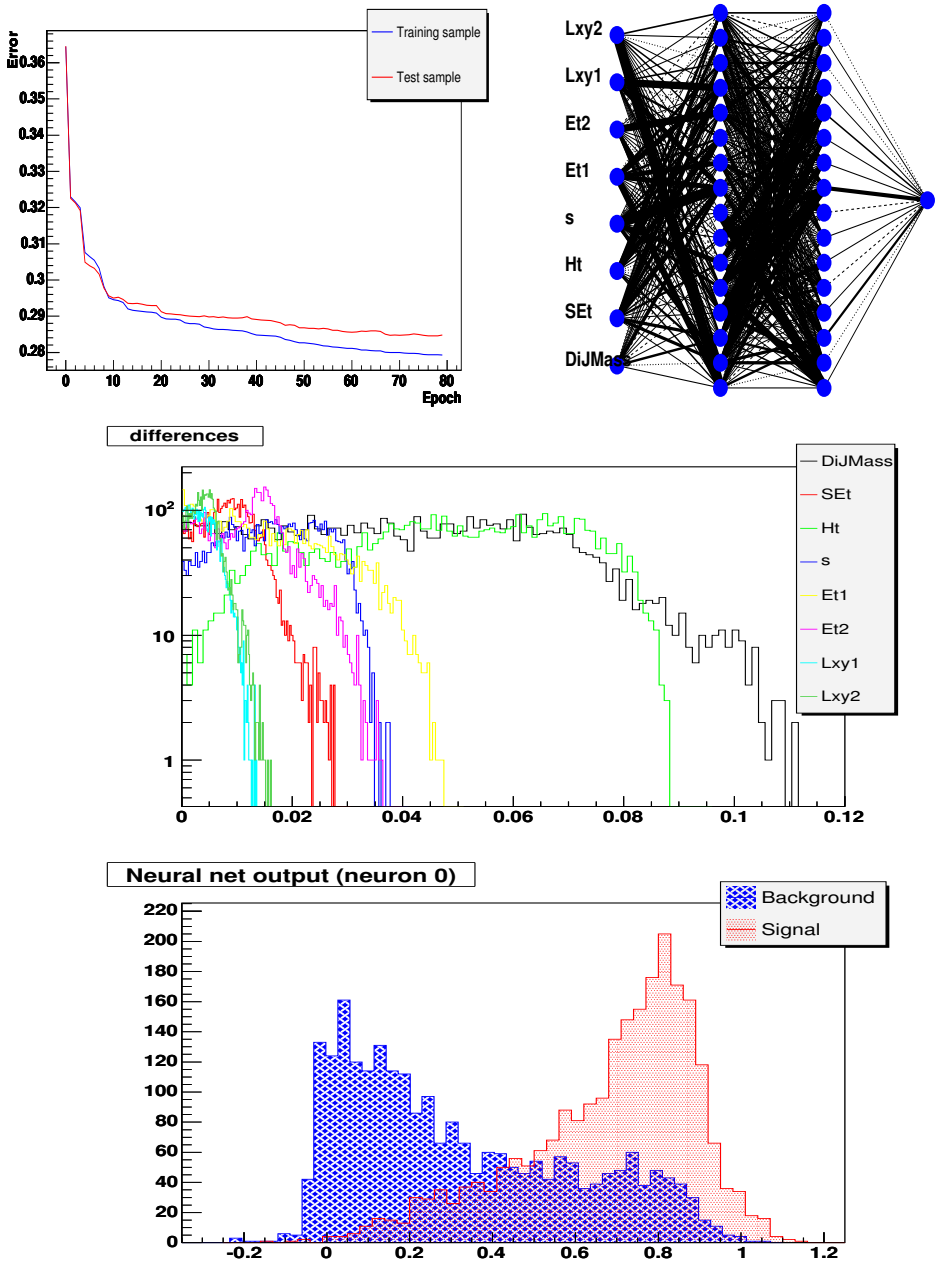


Figura 6.15: Rete Neurale di variabili correlate alla massa del dijet. In alto a sx: funzioni di errore nei campioni di training e di test alle varie epoche di allenamento, a dx: struttura neuronale-sinaptica; in mezzo: Potere discriminante delle variabili; in basso: output sul campione di test.

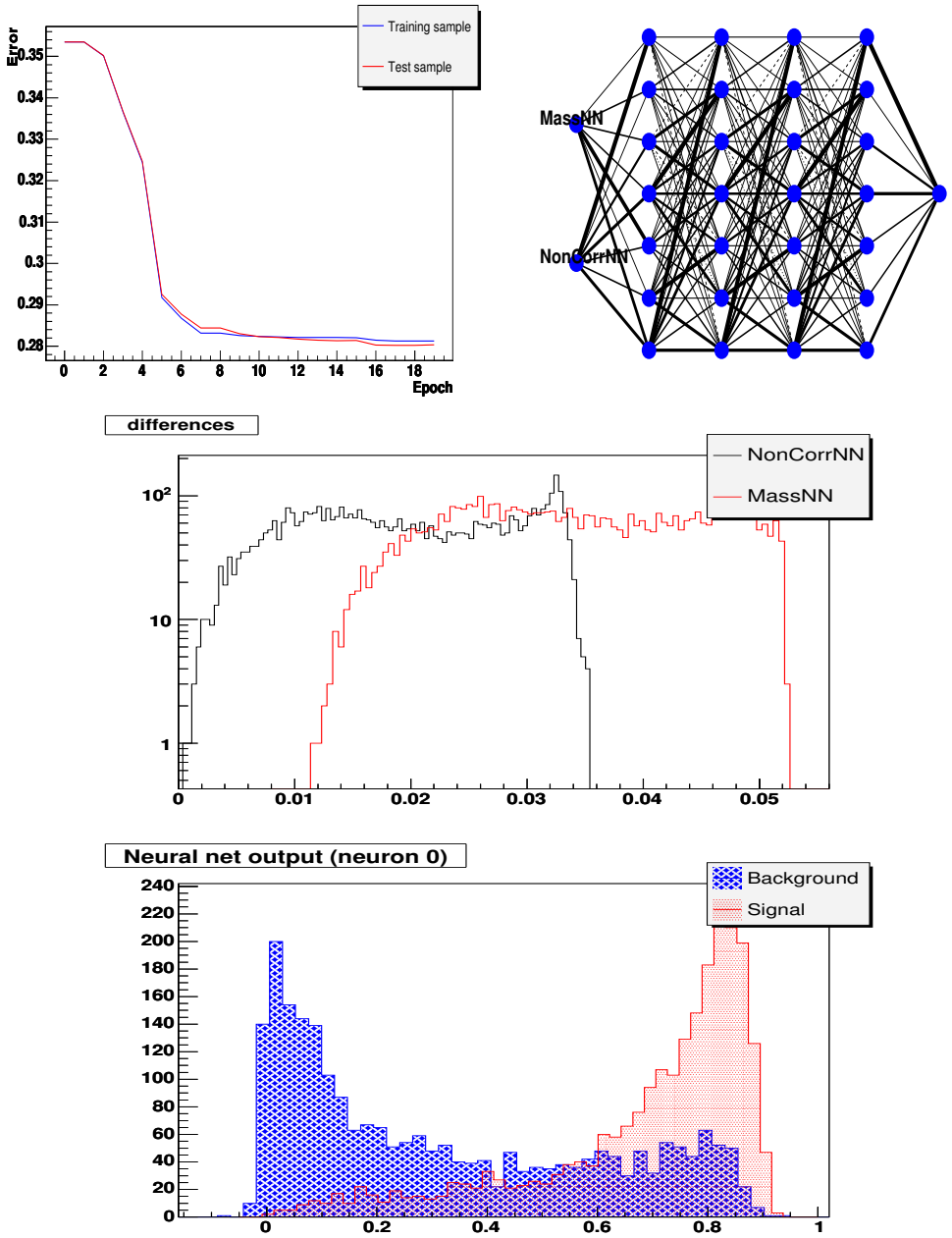


Figura 6.16: Rete Neurale sull'output delle reti precedenti. In alto a sx: funzioni di errore nei campioni di training e di test alle varie epoche di allenamento, a dx: struttura neuronale-sinaptica; in mezzo: Potere discriminante delle variabili; in basso: output sul campione di test.

Capitolo 7

Risultati e Conclusioni

La significanza statistica del segnale $H \to b\bar{b}$ viene valutata nel campione di dati raccolti e selezionati, nell'ipotesi di massa del bosone di Higgs $m_H = 120\ GeV$.

La significanza viene calcolata, in via del tutto preliminare e qualitativa, anche in due prospettive di analisi, una basata sulle selezioni della rete neurale poco correlata alla massa, l'altra basata sulla rete neurale di tutte le variabili.

L'utilizzo degli algoritmi sviluppati permette una considerevole riduzione del fondo e una migliore separazione del segnale, fattori che saranno di importanza fondamentale nel seguito dell'analisi, quando verranno applicate tecniche di fit più o meno complesse per l'estrazione della risonanza $H \to b\bar{b}$.

7.1 Significanza statistica del segnale $H \to b\bar{b}$

Il campione analizzato è stato raccolto con il trigger HighPtBjet e selezionato con le richieste off-line descritte nel capitolo 5; il campione corrisponde ad una luminosità integrata di 1.15 fb^{-1}, e consiste di circa 533 K eventi. Come mostrato alla fine del paragrafo 5.6, in tale campione sono attesi circa 25 eventi di segnale $gg \to H \to b\bar{b}$. La significanza statistica del segnale in questo campione è quindi pari a

$$\frac{S}{B} \cdot \sqrt{S+B} \simeq \frac{S}{\sqrt{B}} \simeq \frac{1}{29}$$

dove S è il numero di eventi di segnale attesi e B è il numero di eventi di fondo.

Valutare ora quale incremento di significanza può essere ottenuto dall'utilizzo degli algoritmi di separazione svluppati nel capitolo precedente.

Si prospettano due possibili strategie di analisi. Una prima strategia consiste in una preselezione degli eventi tramite una richiesta di soglia sull'output della rete neurale poco correlata alla massa, seguita da un fit della distribuzione di massa invariante. Un'altra possibile strategia consiste nell'eseguire un fit direttamente sull'output della rete neurale di tutte le variabili.

Rete neurale poco correlata alla massa e fit di massa invariante

Nell'ipotesi in cui la strategia di analisi preveda un fit sulla distribuzione di massa invariante, è interessante valutare quanto vale la significanza statistica in una finestra di massa contenente la maggior parte del segnale, e quali effetti può avere l'utilizzo di una tecnica di selezione basata sulla rete neurale poco correlata alla massa.

Come discusso alla fine del capitolo precedente, e come illustrato in Fig. 6.14, la rete neurale che utilizza le variabili poco correlate alla massa può essere impiegata per aumentare la frazione di segnale attesa nel campione senza pregiudicare la sensibilità di un fit sulla distribuzione di massa invariante.

Con riferimento al confronto nella distribuzione di massa del dijet tra segnale e rumore in Fig. 6.4 fissiamo una finestra di massa nell'intervallo $90 \div 130\ GeV$[1]. In tale intervallo, prima di applicare una richiesta sull'output della rete, il numero di eventi osservati è circa 178 K e il numero eventi di segnale atteso è di circa 19, per una significanza statistica di $\frac{S}{\sqrt{B}} \simeq \frac{1}{22}$.

In Fig. 7.1 è mostrato l'andamento della significanza statistica nell'intervallo di massa considerato al variare di un richiesta di soglia sull'output della rete neurale. Il massimo della significanza si ha per tagli compresi tra 0.45 e 0.5 e vale a circa $\frac{1}{21}$; in corrispondenza di questi valori si ha una riduzione del fondo totale a circa 1/3 del suo valore iniziale. Tale riduzione è particolarmente importante perchè permette di ridurre l'influenza sull'analisi dell'errore sistematico legato alla previsione del fondo.

La curva ottenuta rappresenta una stima minima di significanza, la procedura utilizzata equivale infatti a considerare una distribuzione di massa piatta nell'intervallo $90 \div 130$. Ci si attende un sostanziale miglioramento da una procedura di fit che tenga conto della forma effettiva della distribuzione di massa in tale regione.

Rete neurale di tutte le variabili e fit sull'output della rete

Una seconda prospettiva di analisi prevede invece l'utilizzo della rete neurale basata su tutte le variabili. In tal caso la successiva procedura di estrazione

[1] si ricorda che lo studio effettuato è riferito solo al caso $m_H = 120\ GeV$

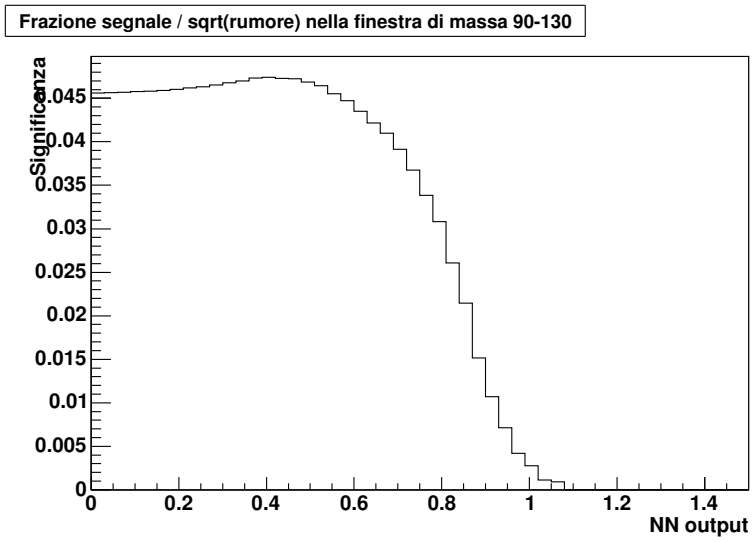


Figura 7.1: Significanza statistica nell'intervallo di massa $90 \div 130$ al variare di un taglio sull'output della rete neurale di variabili poco correlate alla massa del dijet.

del segnale si basa su un fit sull'output della rete neurale.

Si è valutata la significanza statistica di tutto il campione al variare di una richiesta di soglia sull'output della rete neurale. Questo equivale a valutare la significanza in un intervallo dell'output della rete del tipo $[T, 1]$, dove T è il valore di soglia considerato. La significanza del campione al variare di tale soglia è mostrata in Fig. 7.2. Il massimo della significanza si ha per un valore di soglia di 0.65, cioè nell'intervallo di output $[0.65, 1]$. In tale regione la significanza del campione è circa $\frac{1}{20}$.

Anche in questo caso la stima effettuata è minimale. Per sfruttare pienamente le potenzialità dell'algoritmo di separazione sviluppato è necessario utilizzare una procedura di fit che tenga conto della forma effettiva della distribuzione del segnale in funzione dell'output della rete neurale.

In entrambi i casi ci aspettiamo che i risultati ottenuti possono ricevere alcuni miglioramenti significativi. In particolare il nuovo algoritmo di b-tag descritto in 5.5 può avere un notevole impatto sui risultati nel canale studiato studiato in questa tesi, infatti, l'efficienza sul segnale dipende direttamente dall'identificazione di due b ed è legata da una legge quadratica all'efficienza di tale identificazione.

Altri miglioramenti sono attesi dall'utilizzo del nuovo trigger descritto in 4.3.2, e dall'utilizzo nell'analisi della ricostruzione dei jet in un cono di

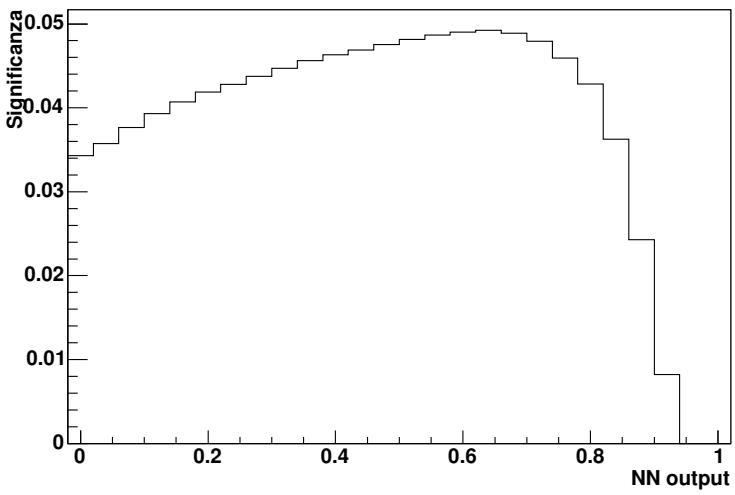


Figura 7.2: Significanza statistica di tutto il campione al variare di un taglio sull'output della rete neurale di tutte le variabili.

apertura di 0.7 rad.

7.2 Prospettive

La figura 7.3 mostra le prospettive di ricerca dell'Higgs al collider Tevatron nell'ipotesi di massa $m_H = 115\ GeV$. Le curve rappresentano il limite sulla sezione d'urto normalizzata al Modello Standard in funzione della luminosità, e sono proporzionali a $1/\sqrt{\mathcal{L}}$. Si prevede che il rivelatore raggiungerà entro il 2009 una luminosità integrata totale di circa $7fb^{-1}$. In rosso è mostrata la previsione dell'estate 2006, in blu la previsione attuale, e in giallo una previsione che tiene conto dei margini di progresso previsti nelle varie analisi. Da queste due curve si vede che il limite ottenibile non segue nel tempo semplicemente l'andamento $1/\sqrt{\mathcal{L}}$ in quanto avere più dati a disposizione fa migliorare le tecniche di analisi e aumenta la comprensione del fondo, con il risultato di un miglioramento più rapido. La banda gialla rappresenta quello che **CDF** può raggiungere con dei miglioramenti che già sono ottenibili con le analisi in corso.

I margini di miglioramento previsti sono dovuti a diversi fattori. Come descritto in 5.5, è in fase di sviluppo un nuovo algoritmo di identificazione dei b-jet a valori continui che consentirà un incremento di efficienza nel riconoscimento, a parità di purezza dei campioni selezionati.

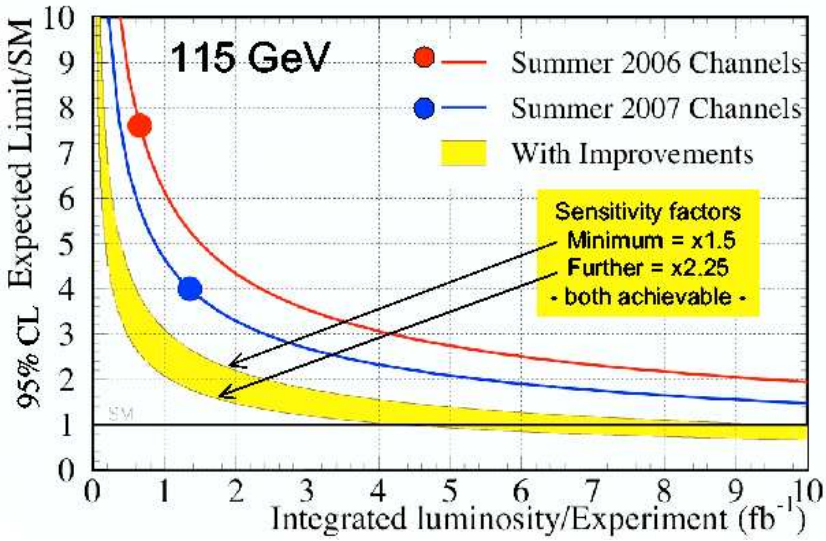


Figura 7.3: Prospettive per la ricerca dell'Higgs al collider Tevatron.

In secondo luogo lo sviluppo di nuovi trigger ottimizzati per la ricerca dell'Higgs aumenterà l'accettanza di rivelazione.

Inoltre sono in fase di studio tecniche per il miglioramento della risoluzione sulla energia dei jet. Tale miglioramento permette di restringere la larghezza della risonanza del processo $H \to b\bar{b}$ nello spettro di massa invariante.

Infine, dall'esperienza in altre analisi, ci si aspetta che l'applicazione di tecniche di fit evento per evento possa determinare ulteriori miglioramenti significativi.

7.3 Conclusioni

Le significanze calcolate nel paragrafo 7.1 sono indicative e, come spiegato nel paragrafo precedente, hanno possibili margini di miglioramento.

Nello studio effettuato manca la valutazione degli errori sistematici, perché al di là degli scopi di questa tesi.

Tuttavia l'ordine di grandezza della significanza statistica del segnale atteso nel campione analizzato lascia intendere che il canale $H \to b\bar{b}$ possa contribuire significativamente alla scoperta o all'esclusione dell'Higgs nella regione di massa inferiore ai 135 GeV.

Per il ragazzo innamorato di mappe e di stampe
l'universo è pari al suo grande appetito.
Com'è grande il mondo alla luce delle lampade!
Agli occhi del ricordo quant'è piccolo il mondo!

Un mattino partiamo, il cervello in preda alla fiamma,
il cuore gonfio di rancore e di desideri amari,
E andiamo, seguendo il ritmo della lama,
Cullando il nostro infinito sul finito di mari:

Gli uni, contenti di fuggire una patria infame;
Altri, l'orrore delle loro culle, e alcuni
Astrologi annegati negli occhi di una donna,
La circe tirannica dai pericolosi profumi.

Per non essere trasformati in bestie, si ubriacano
Di spazio e di luce e di cieli infuocati;
Il gelo che li morde, i soli che li abbronzano,
Cancellano lentamente il segno dei baci.

Ma i veri viaggiatori sono coloro che partono
Per partire; cuori leggeri, simili ai palloni,
Mai si staccano dal loro destino,
E, senza sapere perché, dicono sempre: Andiamo![72]

Bibliografia

[1] Abdelhak Djouadi *Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model* hep-ph/0503172

[2] S. Catani, D. de Florian, M. Grazzini, P. Nason *Soft-gluon resummation for Higgs boson production at hadron colliders* hep-ph/0306211

[3] Michael E.Peskin, Daniel V.Schroeder *An Introduction to Quantum Field Theory*, Westview Press

[4] **Particle Data Group** Collaboration, W. M. Yao *et. al.*, *Review of particle physics*, *J. Phys.* **G33** (2006) 1–1232.

[5] **CDF** Collaboration, F. Abe *et. al.*, *Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626–2631 [`hep-ex/9503002`].

[6] **D0** Collaboration, S. Abachi *et. al.*, *Observation of the top quark*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632–2637 [`hep-ex/9503003`].

[7] **CDF - Run II** Collaboration, A. Abulencia *et. al.*, *Measurement of the B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ oscillation frequency*, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 062003 [`hep-ex/0606027`].

[8] **CDF** Collaboration, A. Abulencia *et. al.*, *Observation of B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ oscillations*, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 242003 [`hep-ex/0609040`].

[9] **D0** Collaboration, V. M. Abazov *et. al.*, *First direct two-sided bound on the b_s^0 oscillation frequency*, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 021802 [`hep-ex/0603029`].

[10] S. Weinberg, *A model of leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.

[11] A. Salam, *Elementary Paticle Tehory: Relativistic Groups and Analyticity (Nobel Symposium No. 8)*, p. 367. Almqvist and Wiksell, 1968.

[12] S. L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.

[13] **UA1** Collaboration, G. Arnison *et. al.*, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c^2 at the CERN SPS collider*, *Phys. Lett.* **B126** (1983) 398–410.

[14] **UA2** Collaboration, P. Bagnaia *et. al.*, *Evidence for $Z^0 \to e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ collider*, *Phys. Lett.* **B129** (1983) 130–140.

[15] **ALEPH** Collaboration, J. Alcaraz *et. al.*, *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*, `hep-ex/0612034`.

[16] P. J. Sutton, A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, *Parton distributions for the pion extracted from drell-yan and prompt photon experiments*, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 2349–2359.

[17] P. J. Rijken and W. L. van Neerven, *Order alpha-s**2 contributions to the drell-yan cross- section at fixed target energies*, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 44–63 [`hep-ph/9408366`].

[18] R. Hamberg, W. L. van Neerven and T. Matsuura, *A complete calculation of the order alpha-s**2 correction to the drell-yan k factor*, *Nucl. Phys.* **B359** (1991) 343–405.

[19] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Next-to-next-to-leading order higgs production at hadron colliders*, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 201801 [`hep-ph/0201206`].

[20] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, *Uncertainties of predictions from parton distributions. ii: Theoretical errors*, *Eur. Phys. J.* **C35** (2004) 325–348 [`hep-ph/0308087`].

[21] J. Han, A. Bodek, W. Sakumoto and Y.Chung, *$d\sigma/dy$ distribution of Drell-Yan dielectron pairs*, . CDF Public Note 8315.

[22] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Broken symmetries*, *Phys. Rev.* **127** (1962) 965–970.

[23] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132–133.

[24] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, *Global conservation laws and massless particles*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585–587.

[25] F. Englert and R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321–322.

[26] T. W. B. Kibble, *Symmetry breaking in non-abelian gauge theories*, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554–1561.

[27] **Higgs Working Group** Collaboration, M. Carena *et. al.*, *Report of the Tevatron Higgs working group*, `hep-ph/0010338`.

[28] T. Hambye and K. Riesselmann, *Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited*, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 7255–7262 [`hep-ph/9610272`].

[29] P. C. Bhat, H. Prosper and S. S. Snyder, *Top quark physics at the Tevatron*, *Int. J. Mod. Phys.* **A13** (1998) 5113–5218 [`hep-ex/9809011`].

[30] **LEP Working Group for Higgs boson searches** Collaboration, R. Barate *et. al.*, *Search for the standard model Higgs boson at lep*, *Phys. Lett.* **B565** (2003) 61–75 [`hep-ex/0306033`].

[31] **CDF and D0 Working Group Members** Collaboration, L. Babukhadia *et. al.*, *Results of the Tevatron Higgs sensitivity study*, . FERMILAB-PUB-03-320-E.

[32] R.D.Field, *The Sources of b-Quarks at the Tevatron and their Correlations* CDF/5813

[33] CMS TDR 8.2: *CMS Physics Technical Design Report Volume II: Physics Performance* 26 Giugno 2006

[34] The CDF II Collaboration, *Proposal for Enhancement of the CDF II Detector: An Inner Silicon Layer and A Time of Flight Detector*, Fermilab-Proposal-909, (1998).
Update to Proposal P-909: *Physics performance of CDF II with an Inner Silicon Layer and a Time of Flight detector*, http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/btb-update_jan99.ps,(1999).

[35] H. Wenzel, *Tracking in the SVX* CDF/1790

[36] Jaroslav Antos, Roman Lysak, Miroslav Siket, Yen-Chu Chen *Simple Primary Vertex z coordinate finding algorithm* CDF/6027

[37] Kevin Burkett, Joao Guimaraes da Costa *Development of a CTVMFT-based primary vertex finder: PrimeVtxFinder* CDF/6430

[38] Burkett, Guimaraes da Costa, Sherman *Z-Dependent Pulls in PrimeVtx* CDF/7603

[39] CDF Collaboration, Jet Energy Group, Anwar Bhatti, Florencia Canelli *Jet Energy Corrections at CDF* CDF Public Note CDF/7543

[40] Florencia Canelli, Anwar Bhatti *Generic Jet Corrections for Run II* CDF/7358

[41] S.Klimenko, J.Konigsberg, et Al. *Average cross-section of the inelastic PPbar scattering at 1800 TeV.* CDF/6314

[42] S. Jindariani, S. Klimenko, J. Konigsberg, G. Lungu, V. Necula, L. Pinera, A. Pronko, R. Rossin, A. Sukhanov, D. Tsybychev, S.M. Wang, *Luminosity Uncertainty for Run 2 up until August 2004* CDF/7446

[43] H. Frisch, M. Shochet, G. Sullivan, D. Toback, J. Wahl, P. Wilson and M. Campbell *Conceptual design of a deadtimeless trigger for the CDF upgrade* CDF/2038

[44] Author(s): S.Belforte, M.Dell'Orso, S.Donati, G.Gagliardi, S.Galeotti, P.Giannetti N.Lablanca,F.Morsani, D.Passuello, G.Punzi, L.Ristori, G.Sciacca, N.Turini, A.M.Zanetti *Silicon Vertex Detector Technical design report* CDF/3108

[45] SVT Upgrade Group *Silicon Vertex Trigger Upgrade* CDF/7064

[46] A. Cerri, R. Miquel, *Studying the SVT Efficiency and Resolution with J/Psi Data* CDF/5838, (2002); B. Ashmanskas et al.,*Performance of the CDF Online Silicon Vertex Tracker* CDF/5854, (2002), Published Proc. 2001 IEEE Nuclear Science Symposium (NSS) and Medical Imaging Conference (MIC), San Diego, CA, 4-10 November 2001. FERMILAB-CONF-02/035-E.

[47] Allan Clark, Xin Wu, *High p_T b-jet Trigger for Run II* CDF/4901

[48] R . Oldeman *Using SVT halfbarrel information to reduce the trigger rate of two-track triggers at Level2* CDF/6925

[49] A.Canepa, M.Casarsa, M.Convery, G.Cortiana, S.Donati, G.Flanagan, H.Frisch, D.Krop, C.Pilcher, P.Gianetti, V.Greco, T.Liu, D.Lucchesi, S.Pagan-Griso, E.Pianori, M.Piendibene, L.Ristori, L.Rogondino, V.Rusu, L.Sartori, M.Schmidt, M.Vidal *L2CAL - The L2 Calorimeter Trigger Upgrade* CDF/8940

[50] Charles Cox, David Cox, Robin Erbacher, Rob Forrest, Andrew Ivanov, Alison Lister, Aron Soha *XFTL2 Stereo Upgrade Overview* CDF/8975

[51] S.Amerio, S.Camarda, M.Casarsa, G.Cortiana, J.Donini, D.Lucchesi, S.Pagan Griso *Proposal for a b-jet tagging trigger* CDF/8817

[52] S.Amerio, S.Camarda, M.Casarsa, G.Cortiana, J.Donini, D.Lucchesi, S.Pagan Griso *Proposal for a b-tag trigger based on muon-jet match* CDF/8986

[53] S.M.Ulam *Adventures of a Mathematician*

[54] http://www.thep.lu.se/ torbjorn/Pythia.html

[55] Pagina web di *TrigSim* http://ncdf70.fnal.gov:8001/trigsim/trgsim.html

[56] T. Wright, D. Amidei *Trigger and b-Tag Efficiency Measurements for the HIGH_PT_BJET Dataset* CDF/8060

[57] Conversazione con Tom Wright.

[58] Heavy Flavor Averaging Group (HFAG) (E. Barberio et al.) *Averages of b-hadron properties at the end of 2006* arXiv:0704.3575v1

[59] Christopher Neu, Daniel Jeans, Joao Guimares, Stan Lai, Stephen Levy, Oscar Gonzalez, Salvatore Rappoccio, Tom Wright, Weiming Yao *SecVtx Optimization Studies for 5.3.3 Analyses* CDF/7578

[60] Michael Feindt, Thomas Muller, Svenja Richter, Wolfgang Wagner *A Neural Network b Tagger for Single-Top Analyses* CDF/7816

[61] P.Mastrandrea,S.de Cecco, V.Cavaliere, M.Rescigno, S.Giagu *Calibration Procedure for the Roma Neural Network Heavy Flavor Tagging Algorithm* CDF/8764

[62] T. Wright *SecVtx B-Tag Efficiency using Muon Transverse Momentum* CDF/7448

[63] Ford Garberson, Joe Incandela, Chris Neu *SECVTX b-Tag Efficiency Measurement Using Muon Transverse Momentum for 1.2/fb Analyses* CDF/8640

[64] Grinstein, Guimaraes da Costa, Sherman *Electron-Method SecVtx Scale Factor for Winter 2007* CDF/8625

[65] Ford Garberson, Sebastian Grinstein, Joao Guimaraes da Costa, J. Incandela, Chris Neu, Daniel Sherman *Combination of the SecVtx* $1.2\,fb^{-1}$ *b-Tagging Scale Factors* CDF/8666

[66] S. Grinstein, D. Sherman *SecVtx Scale Factors and Mistag Matrices for the 2007 Summer Conferences* CDF/8910

[67] G. Busetto, J. Donini, T. Dorigo, M Shocket, C. Neu, M. Tosi *Sample Composition fits on 5.3.3 Z_BB dataset* CDF/7830

[68] Sofia Vallecorsa *Measurement of the* $b\bar{b}$ *cross section using SVT selected sample* CDF/8589

[69] Grinstein, Guimaraes da Costa, Sherman *SecVtx Mistag Asymmetry for Winter 2007* CDF/8626

[70] R. Barlow and C. Beeston, *Fitting using finite Monte Carlo samples* Comp. Phys. Comm. 77 (1993) 219-228

[71] http://root.cern.ch/root/html/TMultiLayerPerceptron.html

[72] Charles Baudelaire, *Il viaggio. A Maxime du Camp* I;3, in Id. *I fiori del male*, pp. 232, 234 (traduzione Sabino Chialà)