



Università di Pisa
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Anno Accademico 2009/2010

Elaborato Finale

**Efficienza di rivelazione di vertici secondari dovuti
alla presenza di quarks b nell'esperimento CDF**

Candidato:
Ottavia Bertolli

Relatore:
Dott.ssa Sandra Leone

Introduzione

L'argomento trattato in questo elaborato è il calcolo dell'efficienza di rivelazione di vertici secondari dovuti alla presenza di quarks b effettuato con dati reali e simulazioni Monte Carlo nell'esperimento CDF.

L'esperimento CDF (Collider Detector at Fermilab) studia le interazioni protone-antiprotone al collisionatore Tevatron, presso il Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory) ad un'energia disponibile nel centro di massa di $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.

Tra i molti processi interessanti di fisica delle alte energie che è possibile studiare analizzando i dati dell'esperimento CDF ricordiamo lo studio delle proprietà del quark top (il più pesante tra i quark, la cui prima evidenza sperimentale è stata osservata nei dati di CDF nel 1994) e la ricerca del bosone di Higgs. Quest'ultimo, la cui esistenza è prevista dal Modello Standard delle particelle elementari, rappresenta l'ultimo tassello mancante nel quadro delle particelle finora osservate. In entrambi i processi prima elencati sono presenti quarks b ad alte energie nello stato finale, attraverso i decadimenti : $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$ e $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$, pertanto è importante sviluppare strumenti che permettano di identificare i quarks b con una buona efficienza.

Uno dei metodi per identificare i quarks b utilizza il fatto che gli adroni B (adroni contenenti quarks b) hanno una vita media relativamente lunga (circa 1.5 ps), che permette loro di percorrere alcuni millimetri prima di decadere. Per sfruttare questa caratteristica degli adroni B, che si è rivelata determinante per permettere la prima osservazione di quark top a CDF, sono stati sviluppati appositi algoritmi; questi ricostruiscono i vertici di decadimento secondari, spostati rispetto al vertice primario di interazione in cui l'adrone B è stato prodotto, mediante la ricerca di combinazioni di tracce che siano consistenti con l'ipotesi di aver avuto origine in un vertice secondario.

Lo scopo del lavoro descritto in questo elaborato è stato lo studio dell'efficienza di identificazione di vertici secondari dovuti alla presenza di quarks b (o efficienza di "b-tagging") in dati raccolti dall'esperimento CDF durante RunII e in campioni ottenuti con simulazioni Monte Carlo. L'efficienza di tagging dipende dal campione (e quindi dal processo fisico) di interesse, per cui un'efficienza misurata in un tipo di eventi non è in generale applicabile ad altri campioni. L'approccio utilizzato da CDF consiste nel misurare l'efficienza di b-tagging su un campione di dati e su un campione Monte Carlo generato in modo da riprodurre quei dati al meglio. Il rapporto tra le efficienze di b-tagging calcolate sui dati e sul Monte Carlo viene detto *fattore di scala*.

Un fattore di scala diverso da 1 indica che la modellizzazione dei campioni ottenuti con il Monte Carlo non è perfetta; ciò può essere dovuto sia ad inesattezze nella simulazione degli effetti del rivelatore sia all'utilizzo di un modello imperfetto per descrivere i decadimenti degli adroni B. Una determinazione accurata di questo fattore di scala permette un'altrettanto accurata misura

delle efficienze di identificazione di eventi di segnale e di eventi di fondo nello studio di tutti i processi che prevedono la presenza di quarks b energetici nello stato finale.

L'elaborato è articolato in cinque capitoli.

Nel *Capitolo 1* viene brevemente illustrato il Modello Standard delle particelle elementari. Viene fornita una descrizione delle famiglie dei quarks e dei leptoni, e delle interazioni fondamentali che esistono tra le particelle.

Nel *Capitolo 2* si passa alla descrizione dell'acceleratore Tevatron, soffermandosi sulle modalità di produzione di protoni ed antiprotoni e sugli stadi di accelerazione e accumulazione delle particelle. Si riporta una breve descrizione delle varie componenti della catena di accelerazione e si definiscono le grandezze che caratterizzano l'acceleratore.

Nel *Capitolo 3* si fornisce una descrizione del rivelatore CDFII, con particolare riferimento ai sottorivelatori rilevanti per lo svolgimento di questo lavoro.

Nel *Capitolo 4* si passa alla descrizione del metodo di identificazione di quarks b mediante vertici secondari e viene presentata una descrizione dell'algoritmo utilizzato. Viene inoltre illustrato un metodo per la determinazione della frazione di quarks b nei dati reali, che sfrutta le caratteristiche dei muoni provenienti dal decadimento di adroni B . Infine vengono definiti l'efficienza di tagging e il fattore di scala dati-Monte Carlo e viene descritto un metodo per il calcolo di queste due quantità.

Il *Capitolo 5* è dedicato alla descrizione dei risultati dell'analisi dati che ho effettuato su ntuple relative a determinati periodi di dati raccolti durante il RunII da CDF. Nella prima parte viene riportato un confronto tra un recente periodo di presa dati, corrispondente a circa 450 pb^{-1} , e i dati raccolti precedentemente. Si sono confrontate alcune variabili cinematiche per controllare che i nuovi dati non manifestino anomalie. Si sono quindi confrontate le efficienze di b -tagging e i fattori di scala ottenuti, con quelli relativi ai dati raccolti precedentemente. Infine è riportato lo studio dell'andamento dell'efficienza di b -tagging in funzione di un certo numero di parametri, come per esempio l'energia trasversa dei getti e il numero di vertici primari negli eventi.

Indice

Introduzione	iii
1 Il Modello Standard	1
1.1 I leptoni	1
1.2 I quarks	2
1.3 Le interazioni	3
2 Il Collisionatore Tevatron	5
2.1 Produzione e accelerazione di protoni e antiprotoni	5
2.2 Collisione dei pacchetti	6
2.3 Luminosità	7
3 L'esperimento CDFII	9
3.1 Sistemi di coordinate	9
3.2 Rivelazione di particelle	9
3.2.1 Rivelatori al silicio	11
3.2.2 Central Outer Tracker (COT)	13
3.2.3 Rivelatore del tempo di volo	13
3.2.4 Calorimetri	13
3.2.5 Rivelatore di muoni	14
3.3 Il sistema di trigger	14
4 <i>b</i>-tagging mediante vertici secondari	17
4.1 Processi di fisica contenenti quarks <i>b</i>	17
4.2 Identificazione dei jets	18
4.2.1 Jets da adronizzazione di quarks <i>b</i>	18
4.3 L'algoritmo di <i>tagging</i> SECVTX	19
4.4 Efficienza di <i>tagging</i> e fattore di scala	21
4.5 Simulazione Monte Carlo	21
4.6 Calcolo dell'efficienza di <i>b</i> -tagging e del fattore di scala	22
4.6.1 Descrizione del metodo	22
4.6.2 Campioni di dati e campioni Monte Carlo	23
4.7 Selezione degli eventi	24
4.7.1 Modelli <i>b</i> e modelli "non- <i>b</i> "	25

5	Analisi dei dati	29
5.1	Confronto di variabili cinematiche	29
5.2	Risultato dei fit del $p_{T,rel}$	31
5.3	Calcolo dell'efficienza di b-tagging e del fattore di scala	32
5.3.1	Dipendenze del fattore di scala	33
	Conclusioni	39

Capitolo 1

Il Modello Standard

Negli esperimenti di fisica delle alte energie la maggior parte dei dati sperimentali può essere spiegata dalla teoria nota come Modello Standard delle particelle elementari, che descrive le particelle e le interazioni (forte, elettromagnetica e debole) che esistono fra di esse. Secondo questo modello la materia è costituita da alcune particelle fondamentali di spin $\frac{1}{2}$, chiamate *fermioni*: sei quarks e sei leptoni.

Questa teoria presenta però alcune limitazioni, tra cui non comprendere le interazioni gravitazionali, contenere dei parametri arbitrari e ipotizzare che i neutrini siano a massa nulla quando invece ci sono evidenze sperimentali del fatto che abbiano massa finita. Con la scoperta della *oscillazione dei neutrini*, ad esempio, si è raggiunta un'evidenza sperimentale del fatto che una delle sue ipotesi (conservazione del numero leptonico) non è verificata. In ogni caso il Modello Standard fornisce una descrizione compatta e soddisfacente delle proprietà delle particelle fondamentali e di tre delle quattro interazioni fondamentali, quindi costituirà sicuramente la base di una eventuale futura teoria delle particelle [1].

1.1 I leptoni

I leptoni sono l'elettrone (e), il muone (μ), il tau (τ) e i tre corrispondenti neutrini (ν_e , ν_μ e ν_τ).

I leptoni hanno carica intera, che può essere negativa (nel caso di e, μ, τ), positiva (nel caso delle antiparticelle di e, μ, τ che sono e^+, μ^+, τ^+) o neutra nel caso dei neutrini. I leptoni τ e μ possono essere considerati delle “versioni pesanti” dell'elettrone e sono instabili, tendono infatti a decadere in particelle più leggere.

I leptoni sono divisi in tre famiglie leptoniche: una elettronica, una muonica e una tauonica. Ogni famiglia (o doppietto) è composta da un leptone e dal suo relativo neutrino e a ciascuna di esse è assegnato un numero quantico diverso, chiamato *numero leptonico*, che secondo il Modello Standard risulta sempre conservato. Ai componenti di ciascun doppietto è assegnato un numero leptonico positivo mentre ai componenti degli antidoppietti un numero leptonico negativo. La carica e la massa dei leptoni sono riportate in tabella 1.1. Per quanto riguarda la massa dei neutrini si riportano solo dei limiti superiori mentre nel Modello Standard si assume che essi abbiano massa nulla.

Particella	$\frac{Q}{e}$	massa (MeV/c ²)	numero leptonic
e	-1	0.511	$L_e = +1$
ν_e	0	≤ 3	$L_e = +1$
μ	-1	105.7	$L_\mu = +1$
ν_μ	0	≤ 0.19	$L_\mu = +1$
τ	-1	1776.8	$L_\tau = +1$
ν_τ	0	≤ 18.2	$L_\tau = +1$

Tabella 1.1: Carica e massa dei leptoni.[2]

1.2 I quarks

I quarks sono fermioni che hanno carica frazionaria e sono suddivisi, come i leptoni, in tre coppie i cui costituenti differiscono tra loro di un'unità di carica elettrica. Le coppie sono dette, in ordine di massa crescente, doppietti di prima, seconda e terza generazione. La prima generazione è costituita dai quarks *up* e *down*, la seconda dai quarks *strange* e *charm* e la terza dai quarks *bottom* e *top*, ogni quark è denotato con la prima lettera del suo nome. A ciascuno dei quarks s, t, c e b è assegnato uno specifico numero quantico, nell'ordine: S (*strangeness*), T (*topness*), C (*charmness o charm*) e B (*bottomness*), che risultano conservati nelle interazioni forti ed elettromagnetiche ma non in quelle deboli (di cui parleremo in seguito).

Differentemente dai leptoni, che esistono come particelle libere, i quarks non sono mai stati osservati singolarmente (a parte il quark top). Questo fenomeno è noto come *confinamento dei quarks* ed è una caratteristica delle interazioni forti che intervengono tra i quarks, che sono tali da rendere possibile la loro osservazione solo in combinazioni, dette *adroni*. In Natura esistono due tipi di combinazioni di quarks fortemente interagenti: i *barioni*, costituiti da tre quarks (QQQ) e dotati di spin semi-intero, e i *mesoni*, costituiti da un quark e da un antiquark ($Q\bar{Q}$) e dotati di spin intero.

I quarks, oltre alla carica elettrica, portano anche una carica di colore (che può essere *rossa, blu* o *verde*), introdotta per spiegare in che modo quarks dello stesso tipo possano coabitare all'interno di un adrone e contemporaneamente soddisfare il *Principio di Pauli*.

Nella tabella 1.2 si riportano le masse dei quarks.

Particella	$\frac{Q}{e}$	massa	numero quantico
u	$+\frac{2}{3}$	$\in [1.7, 3.3]$ (MeV/c ²)	-
d	$-\frac{1}{3}$	$\in [4.1, 5.8]$ (MeV/c ²)	-
c	$+\frac{2}{3}$	$1.27_{-0.09}^{+0.07}$ (GeV/c ²)	$C = +1$
s	$-\frac{1}{3}$	101_{-21}^{+29} (MeV/c ²)	$S = -1$
t	$+\frac{2}{3}$	$172 \pm 0.9 \pm 1.3$ (GeV/c ²)	$T = +1$
b	$-\frac{1}{3}$	$4.19_{-0.06}^{+0.18}$ (GeV/c ²)	$B = -1$

Tabella 1.2: Carica e massa dei quarks [2].

1.3 Le interazioni

Nell'ambito del Modello Standard le interazioni sono descritte in termini di scambio di particolari particelle bosoniche (cioè con spin intero). A ciascuna interazione corrisponde uno specifico bosone (vedi tabella 1.3).

Interazione	Bosone mediatore	Spin
Forte	gluone, G	1
Elettromagnetica	fotone, γ	1
Debole	W^\pm, Z^0	1, 1
Gravitazionale	gravitone, g	2

Tabella 1.3: *Bosoni mediatori e loro spin [1].*

L'*interazione forte* è responsabile del legame dei quarks all'interno del neutrone e del protone (legame mediato dai *gluoni*) e del legame tra protoni e neutroni all'interno del nucleo.

L' *interazione elettromagnetica*, mediata dal *fotone*, è responsabile di praticamente tutti i fenomeni fisici extra-nucleari e in particolare è grazie ad essa che esistono gli stati legati di elettroni e nuclei.

L'*interazione debole* è quella che caratterizza i decadimenti β , in cui un nucleo radioattivo emette un elettrone e un neutrino, ed è mediata dai bosoni W^\pm e Z^0 .

L'*interazione gravitazionale* interviene tra tutti i tipi di particelle ed è mediata dal *gravitone*, particella la cui esistenza non è però ancora stata verificata sperimentalmente. E' la più debole delle quattro interazioni, come si può notare dalla tabella 1.4 in cui è riportata l'intensità relativa di ciascuna forza.

Interazione	Intensità relativa
Forte	1
Elettromagnetica	10^{-2}
Debole	10^{-7}
Gravitazionale	10^{-39}

Tabella 1.4: *Intensità relativa di ciascuna interazione fondamentale [1].*

Capitolo 2

Il Collisionatore Tevatron

L'acceleratore *Tevatron* si trova al Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) a circa 50 Km ad Ovest di Chicago (IL), negli Stati Uniti. Si tratta di un collisionatore circolare di raggio 1 Km in grado di far collidere pacchetti di protoni ed antiprotoni con un'energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Le particelle sono accelerate da cavità a radiofrequenza, mentre la loro traiettoria è circolare grazie alla presenza di un campo magnetico perpendicolare al piano dell'acceleratore. L'intensità del campo magnetico e la frequenza delle cavità RF devono aumentare ed essere sincronizzate con la velocità della particella al suo aumentare (da cui il nome sincrotrone). I due fasci (rispettivamente di protoni e antiprotoni) collidono nel centro di due rivelatori posizionati in due punti differenti dell'acceleratore. I due rivelatori sono: CDF (Collider Detector at Fermilab) e DZero, chiamato così per la sua posizione sull'anello dell'acceleratore.

All'interno del tunnel del Tevatron le particelle viaggiano attraverso un tubo a vuoto circondato da elettromagneti superconduttori che curvano la loro traiettoria. La cavità all'interno dei magneti superconduttori, raffreddata con elio liquido fino ad una temperatura prossima allo zero assoluto, è in grado di condurre corrente elettrica praticamente senza resistenza, e quindi i magneti possono operare a correnti elevate che permettono di deviare le particelle accelerate ad alte energie [3].

Uno schema del complesso della catena acceleratrice presente al Fermilab si trova in fig. 2.1.

2.1 Produzione e accelerazione di protoni e antiprotoni

Il primo stadio di produzione e accelerazione di protoni è effettuato dal PreAccelerator (*PreAc*). Ioni H^- vengono prodotti per ionizzazione di idrogeno gassoso e successivamente accelerati fino ad un'energia di 750 KeV da un acceleratore Cockroft-Walton. In seguito gli ioni H^- vengono iniettati in un acceleratore lineare (*Linac*) che li porta ad avere un'energia pari a 400 MeV. Per ottenere i protoni, gli ioni sono focalizzati su un bersaglio di carbonio, in modo tale che interagendo con esso perdano i due elettroni. La successiva accelerazione si ha grazie ad un sincrotrone di raggio 75 m, il *Booster*, che porta i protoni ad un'energia di 8 GeV e li raccoglie in pacchetti che contengono ognuno circa $8 \cdot 10^{12}$ particelle. I pacchetti vengono poi immessi in un altro sincrotrone di raggio di circa 0.5 Km, il *Main Injector*, che li accelera fino a 150 GeV o 120 GeV: i protoni a 150 GeV vengono iniettati, per l'ultimo stadio di accelerazione, nel *Tevatron*, mentre quelli a 120 GeV sono utilizzati per la produzione di antiprotoni.

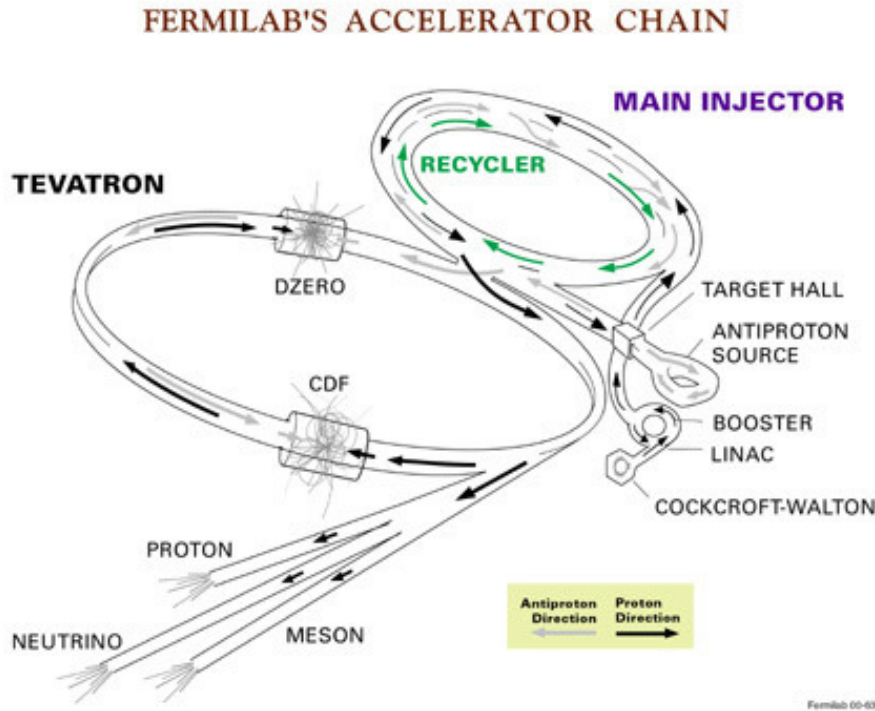


Figura 2.1: Schema del collisionatore adronico TeVatron al Fermilab.

I protoni estratti dal *Main Injector* quando hanno raggiunto, come detto prima, un'energia di 120 GeV, vengono fatti collidere su un bersaglio di nickel e da questa collisione vengono selezionati antiprotoni che hanno un impulso medio di 8 GeV. Si ottiene qualche decina di antiprotoni per 10^6 protoni che colpiscono il bersaglio. Gli antiprotoni entrano poi nel *Debuncher*, un sincrotrone di forma triangolare con raggio medio di 90 m, dove viene ridotta la distribuzione in impulso dei pacchetti. Nell'ultimo stadio della loro produzione, gli antiprotoni vengono mandati nell'*Accumulator*, un piccolo sincrotrone di raggio medio pari a 75 m, dove vengono accumulati ripetutamente fino a che non si raggiunge l'intensità voluta e possono essere immessi nel *Recycler*. Il *Recycler* è un accumulatore di antiprotoni posizionato nello stesso tunnel del *Main Injector* che può contenere un numero molto maggiore di antiprotoni rispetto all'*Accumulator*. Successivamente gli antiprotoni entrano nel *Main Injector* e vengono accelerati fino ad un'energia di 150 GeV. I pacchetti di antiprotoni contengono $\sim 10^{11}$ particelle. L'ultima accelerazione a cui vengono sottoposti protoni ed antiprotoni avviene nel *Tevatron*, all'interno del quale i fasci raggiungono un'energia di 980 GeV [3].

2.2 Collisione dei pacchetti

Nel *Tevatron* si hanno 36 pacchetti di protoni e 36 di antiprotoni (contenenti rispettivamente $\sim 10^{12}$ e $\sim 10^{11}$ particelle) che circolano in direzioni opposte. I due fasci vengono fatti collidere in due punti: $D\bar{0}$ (sede dell'esperimento DZero) e $B\bar{0}$, dove si trova CDFII. I pacchetti di protoni e quelli di antiprotoni condividono lo stesso tubo a vuoto (*beam pipe*) e il sistema di magneti, e viaggiano su orbite separate da 5 mm. Il controllo dei fasci è ottenuto attraverso quasi 1000 magneti superconduttori lunghi 6 m, raffreddati fino a 4.3 K e capaci di creare un campo

magnetico di intensità 4.2 T. All'interno del *Tevatron* l'intervallo di tempo tra due collisioni a regime è di 396 ns.

2.3 Luminosità

Oltre all'energia raggiungibile dalle particelle, un parametro fondamentale che caratterizza un acceleratore è la *luminosità istantanea*, definita come:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p \cdot N_{\bar{p}} \cdot B \cdot f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

dove N_p e $N_{\bar{p}}$ sono rispettivamente il numero di protoni ed antiprotoni contenuti in ciascun pacchetto, B è il numero di pacchetti che circolano nell'anello, f è la frequenza di rivoluzione e σ_x e σ_y sono le dimensioni del fascio nel piano trasverso al punto di interazione. Nel caso del *Tevatron* la quantità determinante nel limitare la *luminosità istantanea* è il numero di antiprotoni disponibili. I miglioramenti apportati per il Run II (programma successivo al Run I, che ha avuto inizio nel Marzo 2001 dopo 5 anni di sosta per operazioni di adeguamento degli apparati sperimentali alle nuove condizioni di lavoro dell'acceleratore) sono stati mirati proprio all'aumentare il numero di antiprotoni, mediante la costruzione del Main Injector e del Recycler Ring.

La *luminosità istantanea* è legata alla sezione d'urto σ dalla seguente relazione:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma$$

dove $\frac{dN}{dt}$ è il numero di eventi per unità di tempo. Si ha quindi che il numero di eventi di un determinato processo, caratterizzato da una sezione d'urto di produzione σ , raccolti in un tempo finito T è dato da:

$$N(T) = \int_0^T \mathcal{L}\sigma dt$$

Il picco di luminosità istantanea raggiunto finora è di $\mathcal{L} = 4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ mentre mediamente all'inizio della fase di collisione dei due fasci è circa $3 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Capitolo 3

L'esperimento CDFII

CDFII è un rivelatore posizionato nel punto di interazione dei fasci B $\bar{0}$ in grado di misurare l'energia, il momento e la carica della maggior parte delle particelle prodotte nella collisione $p\bar{p}$. E' stato progettato per coprire la maggiore frazione possibile di angolo solido attorno alla zona di interazione, è simmetrico in azimuth attorno all'asse dei fasci ed anche in avanti ed indietro lungo l'asse dei fasci rispetto al punto in cui avviene la collisione. Il rivelatore pesa circa 5000 tonnellate, è lungo 16 m e ha un diametro di circa 12 m [4].

3.1 Sistemi di coordinate

Il rivelatore CDFII è descritto utilizzando due sistemi di coordinate (cilindriche e cartesiane) che hanno origine nel punto di interazione B $\bar{0}$. Il sistema di coordinate cilindriche ha la coordinata z diretta lungo la direzione dei fasci, l'angolo azimutale ϕ e l'angolo polare θ , generalmente espresso mediante la *pseudorapidità* η che è definita come segue:

$$\eta \equiv -\ln(\tan(\theta/2))$$

Se (E, \vec{p}) è il quadrimpulso di una particella, la pseudorapidità è la *rapidità* y nell'approssimazione di alte energie. Infatti dato che $E^2 = \vec{p}^2 + m^2$, se $p \gg m$ si ha che $E \approx p$ e quindi:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p \cos \theta}{E - p \cos \theta} \rightarrow \frac{1}{2} \ln \frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} = -\ln(\tan(\theta/2))$$

Nel sistema di coordinate cartesiane la coordinata z giace lungo la direzione dei fasci e ha il verso del fascio di protoni, la coordinata x è orizzontale e punta verso l'esterno rispetto al centro del Tevatron e la coordinata y è verticale e punta verso l'alto. Il piano xy è detto *trasverso* e le quantità proiettate su di esso sono denotate dal pedice T, come nel caso dell'impulso trasverso $p_T \equiv p \sin \theta$ e dell'energia trasversa $E_T \equiv E \sin \theta$.

3.2 Rivelazione di particelle

Nello studio dei prodotti di interazione è fondamentale identificare le particelle cariche e saper ricavare il loro impulso. Per adempiere a questo scopo CDFII utilizza un sistema di tracciatura

di precisione attorno al fascio con sensori a microstrisce di silicio, seguiti radialmente da una camera a deriva cilindrica. Uno strato di barre di scintillatori ricopre l'esterno della camera ed è utilizzato per misure di tempo di volo. La misura dell'energia di adroni, fotoni ed elettroni si realizza con un sistema di calorimetri a campionamento mentre i muoni sono rivelati con camere proporzionali e contatori plastici a scintillazione esterni ai calorimetri. Una rappresentazione schematica del rivelatore viene mostrata in figura 3.1 mentre uno spaccato nel piano r-z viene mostrato in figura 3.2.

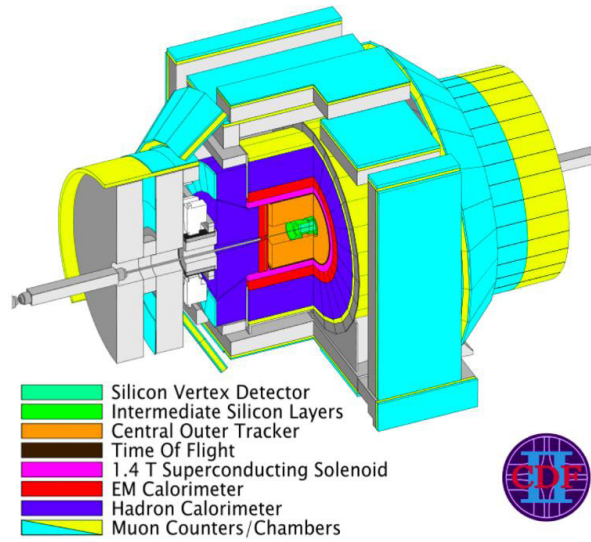


Figura 3.1: Schema del rivelatore CDF II.

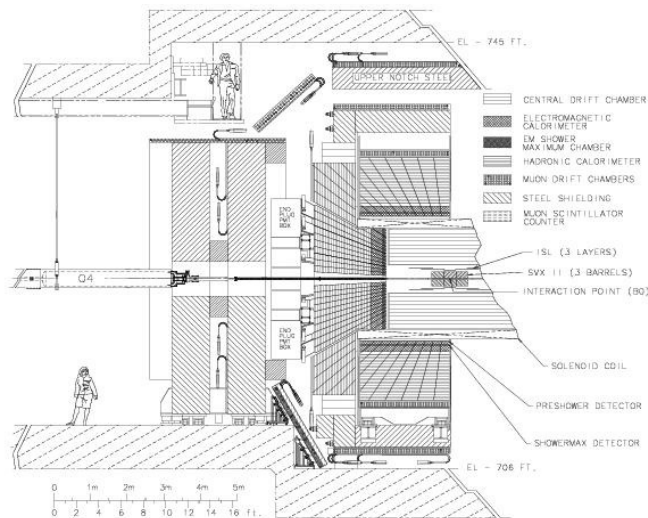


Figura 3.2: Spaccato del rivelatore CDF II.

Partendo dal punto di interazione una particella incontra nell'ordine: il Layer00, il rivelatore di vertice al silicio SVXII, il tracciatore intermedio di silicio ISL, la camera a deriva di tracciatura COT, gli scintillatori per la misura del tempo di volo TOF, la bobina del solenoide superconduttore, le torri dei calorimetri a campionamento elettromagnetici, le torri della calorimetria di rivelazione degli adroni e infine le camere a deriva di rivelazione dei muoni (vedi figura 3.3).

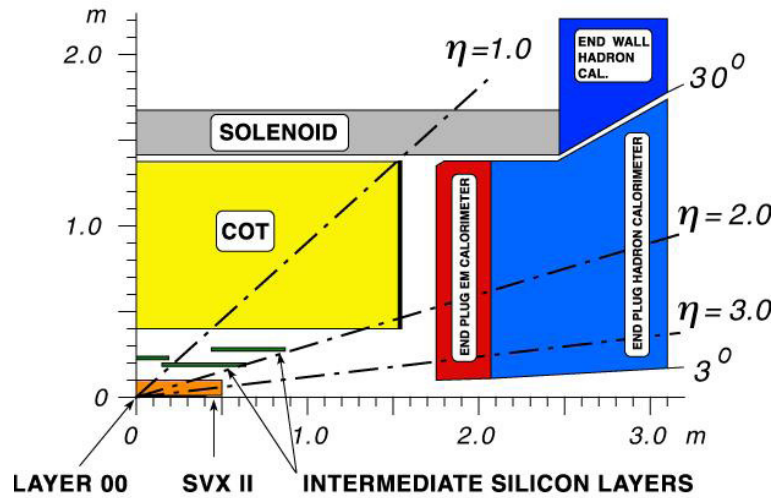


Figura 3.3: Sezione del rivelatore CDF II.

3.2.1 Rivelatori al silicio

Il sistema di rivelatori al silicio è composto da sette strati di silicio nella parte centrale e da otto strati nella parte più esterna, vedi figura 3.3 e 3.5. Le particelle possono attraversare ciascun strato, lasciando una scia di lacune ed elettroni in ognuno di essi, che è registrata come un segnale in quel particolare strato di silicio. Unendo i punti ottenuti su ciascuno strato si può ricostruire il cammino della particella in esame.

In figura 3.4 si può osservare il processo di ionizzazione causato dal passaggio di particelle cariche nello strato di silicio, nel caso di un semplice dispositivo sottoposto ad un voltaggio di svuotamento. Generalmente i rivelatori al silicio sono formati da microstrisce, ognuna collegata ad un canale di lettura del segnale raccolto.

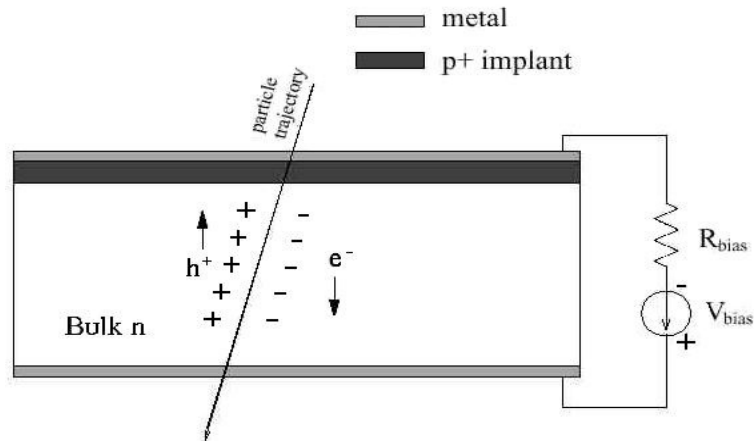


Figura 3.4: Strato di silicio attraversato da particella carica.

I rivelatori costituiti da semiconduttori offrono un'eccellente risoluzione spaziale e una rapida risposta temporale, per cui permettono la ricostruzione dei vertici secondari prodotti dal decadimento degli adroni B.

- Layer00

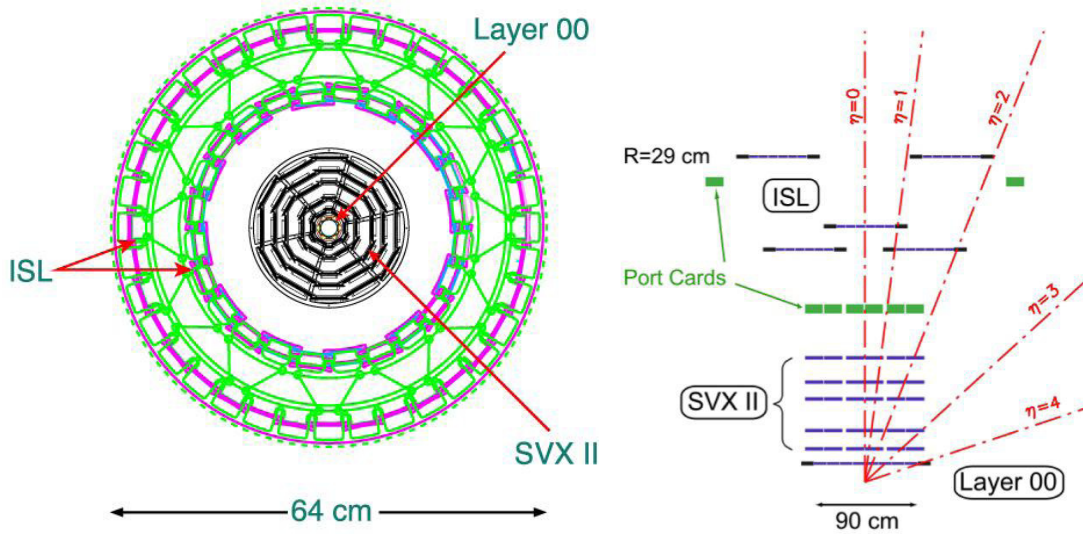


Figura 3.5: Rappresentazioni schematiche del sistema di rivelatori al silicio nel piano $r - \phi$, a sinistra, e $r - z$, a destra.

Il Layer00 consiste in uno strato di sensori con lettura su singola faccia mediante microstrisce parallele al fascio che forniscono informazione sulla traiettoria solo nel piano $r - \phi$. I sensori sono posti a circa 1.6 cm dall'asse del fascio, immediatamente sovrapposti al tubo a vuoto e lo ricoprono nella regione $|z| < 47\text{cm}$ [5].

- **Silicon Vertex II (SVXII)**

Questo rivelatore è composto da cinque strati di silicio che sono posti ad una distanza dal fascio tra 2.4 e 10.7 cm. Sono rivelatori con tecnologia a microstrisce e lettura su doppia faccia. Tre dei cinque strati consentono una lettura sul piano $r - \phi$ su una faccia e della coordinata z sull'altra faccia con microstrisce ortogonali all'asse del fascio, mentre i rimanenti due hanno sensori con lettura del piano $r - \phi$ su una faccia e del piano $r - \phi'$ sull'altra, con microstrisce inclinate di 1.2° rispetto all'asse z . Tale disposizione delle strisce rende possibile una ricostruzione tridimensionale delle tracce delle particelle con $|\eta| < 2$ [6].

- **Intermediate Silicon Layers (ISL)**

E' il più esterno dei rivelatori al silicio ed è disposto ad una distanza intermedia compresa tra SVXII e COT. Esso copre in pseudorapidità la regione $|\eta| < 2$, l'estensione in z di tutto il rivelatore è di circa 2 m e impiega rivelatori a microstrisce con lettura su doppia faccia: nel piano $r - \phi$ e $r - \phi'$. E' diviso in tre sezioni: la sezione centrale ($|\eta| < 1$) è costituita da uno strato di sensori al silicio posti ad una distanza radiale di 22 cm, mentre le due parti più esterne ($1 < |\eta| < 2$) sono costituite da due strati posti a un raggio di 20 e 28 cm rispettivamente. Lo scopo di ISL è quello di rafforzare la capacità di tracciatura nella zona centrale del rivelatore CDF, e di aggiungere informazioni nella zona a $\eta > 1$, solo parzialmente coperta dalla camera a deriva COT [7].

3.2.2 Central Outer Tracker (COT)

Il rivelatore di tracciatura più esterno è la COT, una camera a deriva cilindrica. E' lunga circa 3 m e copre lo spazio con $43.3 < r < 132.3$ cm e $|z| \lesssim 155$ cm, quindi copre interamente la regione con $\eta \leq 1$. Anche nel caso della camera a deriva il segnale lasciato da una particella è causato dal processo di ionizzazione: quando una particella carica passa nella camera, essa interagisce con il gas che vi è presente (nel caso della COT si tratta di una miscela di etano e argon) ionizzandone atomi e molecole; se un campo elettrico viene applicato nel volume del gas la carica libera prodotta dalla ionizzazione viene accelerata e raccolta da appositi fili e in questo modo viene rivelato il segnale. Nella COT ci sono 8 strati di celle e ciascun strato contiene 12 fili spazati di 0.583 cm, per un totale di 96 punti di misura, che raccolgono gli ioni prodotti dal passaggio di particelle (vedi figura 3.6). Il campo elettrico applicato è di 1.9 kV/cm [8].

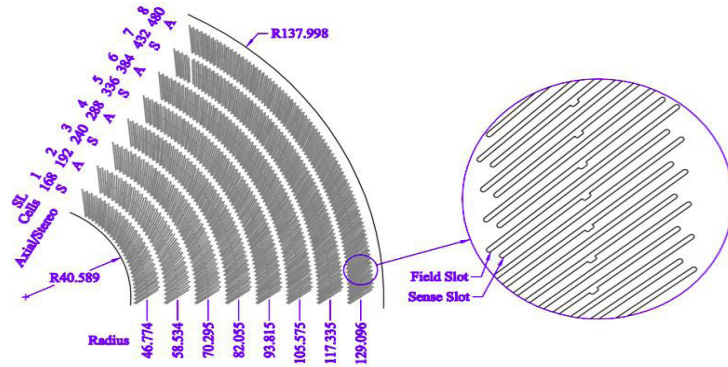


Figura 3.6: Schema di 1/6 della sezione trasversale della COT.

3.2.3 Rivelatore del tempo di volo

E' composto da barre di scintillatore che sono installate tra il perimetro esterno della COT e il criostato che contiene il solenoide superconduttore. Le barre sono 216, lunghe circa 280 cm e posizionate ad una distanza media dal fascio di 138 cm. Ad entrambe le estremità delle barre si trovano i fotomoltiplicatori di raccolta del segnale. Il rivelatore del TOF (*Time Of Flight*) misura l'intervallo che intercorre tra la collisione dei due fasci ed i segnali che le particelle cariche prodotte nell'urto producono nello scintillatore attraversandolo. Nota la distanza attraversata e il tempo di volo si può ricavare la velocità e, noto l'impulso grazie al sistema di tracciatura, si può risalire alla massa della particella.

3.2.4 Calorimetri

Il sistema di calorimetri di CDFII [9] è posto immediatamente fuori dal solenoide e copre un angolo di quasi 4π attorno al punto di interazione $p\bar{p}$. Ha il ruolo fondamentale di misurare le energie di elettroni, fotoni, particelle adroniche e di rivelare uno sbilanciamento nell'energia trasversa che generalmente è segnale del passaggio di neutrini. La segmentazione di tutto l'apparato calorimetrico è organizzata in torri proiettive che hanno come base una cella rettangolare nel piano $\eta - \phi$ ed il loro asse ha origine nel punto di interazione.

Il calorimetro che si trova nella zona centrale del rivelatore è detto *central calorimeter*, mentre quelli che coprono la regione a piccolo angolo polare rispetto all'asse dei fasci sono detti

plug calorimeters. Si tratta di calorimetri a campionamento, con strati di scintillatore plastico alternati a strati di assorbitore divisi in due sezioni: calorimetro elettromagnetico e calorimetro adronico. Il calorimetro elettromagnetico misura l'energia di particelle leggere come elettroni e fotoni, è costituito da lamine di scintillatore plastico che assorbono l'energia ed emettono luce, intervallate da strati di piombo. Il calorimetro adronico misura l'energia di particelle adroniche ed è di dimensioni maggiori rispetto a quello elettromagnetico (dato che generalmente gli adroni penetrano più profondamente nella materia prima di essere convertite in particelle ad energia minore) ed ha strati di ferro invece che di piombo.

- **Central Calorimeter**

Occupava radialmente il volume compreso tra 1.7 e 3.5 m dall'asse del fascio. E' costituito dal *Central Electromagnetic calorimeter* (CEM) e dal *Central HAdronic calorimeter* (CHA) che coprono rispettivamente una regione di pseudorapidità con $|\eta| < 1.1$ e $|\eta| < 0.9$.

Il CEM è un cilindro con $173 < |r| < 208$ cm, diviso in quattro archi di 180° , ciascuno formato da torri proiettive che hanno nel piano $\eta - \phi$ un'area $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.11 \times 15^\circ$. In totale nel CEM ci sono 478 torri. Il CHA invece è diviso in 384 torri.

- **Plug Calorimeters**

I Plug Calorimeters sono due strutture identiche, poste ad est e ad ovest rispetto al punto di interazione, e coprono la regione con $1.1 \lesssim |\eta| \lesssim 3.6$. I calorimetri sono costituiti da strati di materiale scintillatore, alternato ad un assorbitore come nel calorimetro centrale. La lettura della luce prodotta nello scintillatore avviene mediante fibre ottiche. La segmentazione in celle cambia a seconda della regione, con celle le cui dimensioni $\Delta\eta \times \Delta\phi$ variano al crescere dell'angolo polare da $0.1 \times 7.5^\circ$ a $0.64 \times 15^\circ$.

3.2.5 Rivelatore di muoni

L'apparato per la rivelazione dei muoni utilizza sistemi di camere a deriva accoppiate a contatori a scintillazione. Le camere a deriva misurano le coordinate z e ϕ del candidato muone mentre i contatori hanno funzione di trigger e di veto per segnali spuri [10]. La regione centrale ($|\eta| \leq 0.6$) comprende due sistemi di rivelazione dei muoni: le camere CMU (*Central MUon detector*), a circa 3.5 m dal fascio e, dopo uno strato di 60 cm di acciaio, le camere CMP (*Central Muon Upgrade*), la cui superficie esterna è coperta da uno strato di contatori a scintillazione che distano circa 5 m dal fascio. Alla stessa distanza radiale ma a pseudorapidità $0.6 < |\eta| < 1$ la copertura per muoni è ottenuta tramite il CMX (*Central Muon eXtension*), costituito da camere con due strati di contatori sulle superfici interna ed esterna e, infine, le camere IMU (*Intermediate MUon system*) coprono la regione con $1 < |\eta| \leq 1.5$.

In figura 3.7 si trova la schematizzazione di ciò che avviene al passaggio di determinate particelle attraverso le diverse sezioni di CDFII.

3.3 Il sistema di trigger

Lo scopo del sistema di trigger è quello di selezionare tra tutti gli eventi (e quindi registrare su nastro) solo quegli eventi che appaiono interessanti fin dal momento della loro acquisizione: questa scelta deve essere operata sulla base delle informazioni che giungono in tempo reale dai diversi rivelatori.

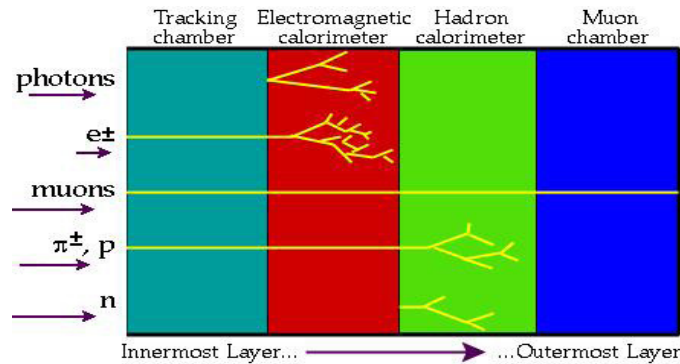


Figura 3.7: Rappresentazione grafica dell'interazione delle particelle con i rivelatori

La frequenza delle collisioni del Tevatron è circa 2.5 MHz mentre la frequenza massima di scrittura degli eventi è circa 100 Hz, per cui solo una frazione estremamente piccola degli eventi può essere registrata su nastro per la successiva analisi. E' quindi necessaria una discriminazione selettiva degli eventi, che avvenga mentre l'apparato sta acquisendo informazioni.

Il sistema di trigger di CDFII è strutturato su tre livelli, ognuno dei quali seleziona una frazione degli eventi che hanno superato il livello precedente, e trasferisce gli eventi selezionati al livello successivo per un'analisi più dettagliata (vedi figura 3.8). Ogni livello basa la sua selezione su un insieme di condizioni programmabili, la combinazione dei quali è detta *trigger path*, e i tre livelli di *trigger paths* sono organizzati in modo da ottenere la miglior accettazione per eventi interessanti e per avere un tempo morto al massimo del 5%¹ [4].

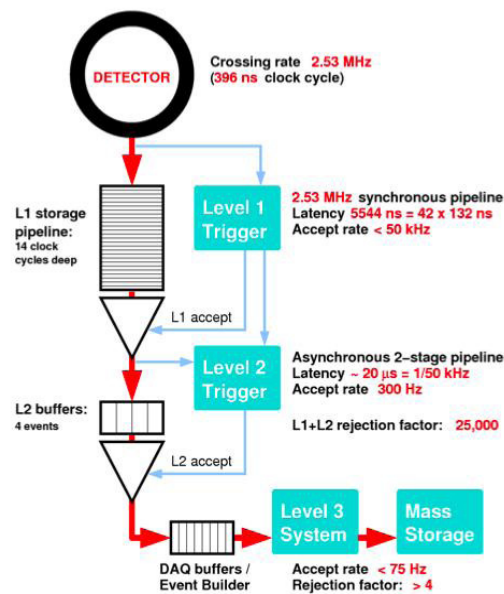


Figura 3.8: Rappresentazione grafica del sistema di trigger.

• Livello 1

Utilizza tre tipologie di informazioni: provenienti dai calorimetri adronici ed elettroma-

¹I tempi morti sono quelli in cui gli eventi non possono essere raccolti perchè il sistema di trigger è ancora impegnato a processare eventi precedenti.

gnetici, provenienti dalle camere dei muoni e provenienti dall'algoritmo XFT (*eXtreme Fast Tracker*), che permette di selezionare tracce sulla base dell'informazione nella COT. La selezione effettuata dal livello 1, veloce e non raffinata, permette di identificare oggetti candidati ad essere identificati come determinate particelle, ad esempio: una traccia combinata con un segnale proveniente dal calorimetro EM identifica un candidato elettrone, uno sbilanciamento nell'energia trasversa totale potrebbe indicare la presenza di un neutrino e così via. La frequenza dei dati in uscita dal primo livello è < 50 kHz.

- **Livello 2**

Il secondo livello di trigger correla l'informazione fornita dai calorimetri, dai rivelatori di muoni e dal sistema di tracciatura per individuare con maggior precisione oggetti di interesse fisico. Le informazioni provenienti dai rivelatori al silicio permettono, grazie al *Silicon Vertex Trigger* (SVT), di ricostruire le tracce in SVXII e COT con velocità sufficiente per poter essere utilizzate nel secondo livello di trigger. SVT è un processore per il riconoscimento di eventi che contengono vertici secondari, in particolare associati al decadimento di particelle contenenti quarks b, di cui viene calcolato il parametro di impatto, cioè la distanza minima nel piano trasverso tra la traiettoria e l'origine, considerata con il segno della particella. SVT ricostruisce, nel piano trasverso, le tracce con $P_T > 2$ GeV/c con una precisione sul parametro di impatto di circa $35 \mu m$ in un tempo dell'ordine di $20 \mu s$.

La frequenza dei dati in uscita dal secondo livello è di circa 700 Hz.

- **Livello 3**

L'ultimo livello di trigger è costituito da diverse centinaia di calcolatori commerciali operanti in parallelo che elaborano i dati in uscita dal secondo livello, ricostruendo completamente gli eventi con codici simili a quelli usati nelle analisi "*off-line*" dei dati. Vengono accettati gli eventi che appartengono a categorie predeterminate di interesse fisico, che vengono scritti su memorie permanenti ad una frequenza di circa 100 Hz.

Capitolo 4

b-tagging mediante vertici secondari

L'identificazione di jets che risultano dalla frammentazione di quarks *b* (o “*b*-tagging”) ha un ruolo fondamentale in ricerche di grande interesse, come lo studio del quark top e la ricerca del bosone di Higgs previsto dal Modello Standard. Queste due particelle presentano quarks *b* nei loro prodotti di decadimento per cui possono essere identificati indirettamente individuando jets provenienti da quarks *b*.

4.1 Processi di fisica contenenti quarks *b*

Il quark top è prodotto in coppie attraverso il processo forte $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ (nel 85 % dei casi alle energie disponibili nel centro di massa di CDF) e per fusione di gluoni, $gg \rightarrow t\bar{t}$. Il quark top decade quasi esclusivamente in un bosone *W* e un quark *b*, per cui $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$, quindi l'identificazione di quarks *b* risulta molto utile nello studio della produzione $t\bar{t}$.

Il Modello Standard prevede che il quark top possa essere prodotto anche singolarmente, attraverso un processo elettrodebole, con una sezione d'urto che è circa la metà rispetto a quella della produzione in coppie. Anche in questo caso uno o due quarks *b* sono presenti nello stato finale.

Il quark top è stato osservato al Tevatron nel 1995 [11]. In quella occasione l'uso del rivelatore di vertice per l'identificazione di vertici secondari è stato cruciale per permettere di abbattere i numerosi eventi di fondo e per permetterne l'osservazione. Il quark top prodotto singolarmente è stato osservato al Tevatron nel 2009 [12]. Anche in questo caso si è sfruttata l'informazione proveniente dai vertici secondari.

All'energia disponibile al Tevatron la sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs è dieci volte maggiore per fusione di gluoni $gg \rightarrow H$ che per produzione associata WH . I principali canali di decadimento di *H* sono $H \rightarrow b\bar{b}$, per masse inferiori a $135 \text{ GeV}/c^2$, e $H \rightarrow W^+W^-$ per masse superiori. La sezione d'urto dei processi di produzione di $b\bar{b}$ è diversi ordini di grandezza maggiore di quella di produzione di *H*, di conseguenza le ricerche nel canale $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ non sono fattibili, per cui al Tevatron, per masse superiori a $135 \text{ GeV}/c^2$, si ricerca l'Higgs nel canale $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$.

Per Higgs di bassa massa ($< 135 \text{ GeV}/c^2$) si cerca la produzione associata WH con il *W* che decade leptonicamente e $H \rightarrow b\bar{b}$, cioè $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$. Anche in questo caso, per ridurre il fondo dovuto alla produzione di bosoni *W* in associazione con jets generici, è fondamentale riuscire a identificare i jets provenienti da quarks *b* [13].

4.2 Identificazione dei jets

I partoni generati in un'interazione non possono esistere come particelle libere, devono infatti andare a formare adroni senza colore. Questo processo è detto *adronizzazione* e produce uno sciame collimato di particelle stabili detto *jet*. I jets appaiono come un deposito localizzato di energia sia nel calorimetro adronico che in quello elettromagnetico, vedi figura 4.1. Una quantità geometrica utile nello studio dei jets è la *sezione di cono* del fascio, definita nel seguente modo:

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

CDF ricostruisce jets utilizzando ΔR pari a 0.4, 0.7 e 1 ma l'algoritmo di identificazione di vertici secondari utilizza solo jets ricostruiti con un cono di raggio 0.4. Partendo dall'energia misurata

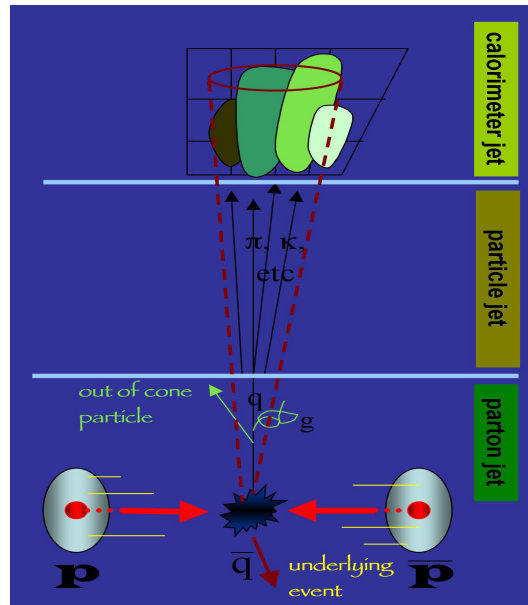


Figura 4.1: Rappresentazione grafica di un jet adronico.

dal calorimetro, è importante valutare l'energia del partone che ha dato origine al jet. L'energia trasversa originale del partone può essere stimata correggendo l'energia misurata del jet per gli effetti strumentali e per effetti di radiazione e frammentazione. In particolare, le energie dei jets vengono corrette in modo da rendere la risposta omogenea su tutta l'estensione angolare del calorimetro. La scala assoluta di energia viene calibrata mediante l'utilizzo di fasci di test e di simulazioni che tengono conto degli effetti di radiazione e adronizzazione. Infine, l'energia viene corretta per tener conto delle interazioni multiple e delle dimensioni finite del cono utilizzato dall'algoritmo di ricostruzione dei jets [14].

4.2.1 Jets da adronizzazione di quarks b

I quarks pesanti (soprattutto i quarks b) adronizzano in particelle metastabili che possono percorrere una certa distanza dal vertice primario di interazione prima di decadere. Questa caratteristica è sfruttata dall'algoritmo di *tagging* Secondary Vertex (SECVTX) per distinguere i jets derivanti da quarks pesanti da quelli derivanti da quarks leggeri.

4.3 L'algoritmo di *tagging* SecVtx

Un algoritmo capace di selezionare un jet proveniente da un adrone B è chiamato “*b-tagger*”. L'algoritmo SECVTX [15] è uno dei principali *b*-taggers utilizzati a CDF e sfrutta la relativamente lunga vita media degli adroni B, pari a circa 1.5 ps. Un valore di $c\tau$ di circa $450 \mu m$, combinato con un boost relativistico dovuto ad un impulso di parecchi GeV/c , permette all'adrone di percorrere una distanza di alcuni millimetri dal vertice di interazione primario, vedi figura 4.2. Il successivo decadimento dell'adrone produce diverse tracce che hanno un grande parametro di impatto d_0 , definito nel modo seguente:

$$|d_0| = \sqrt{x_0^2 + y_0^2} - r$$

dove x_0 e y_0 sono le coordinate del centro del cerchio individuato dalla proiezione dell'elica nel piano trasverso (dato che nel campo magnetico omogeneo del rivelatore una particella percorre una traiettoria elicoidale) ed r è il raggio del cerchio.

I rivelatori al silicio sono in grado di ricostruire d_0 con precisione sufficiente per distinguere le tracce provenienti da vertici secondari da quelle provenienti dal vertice primario (punto in cui avviene l'interazione $p\bar{p}$).

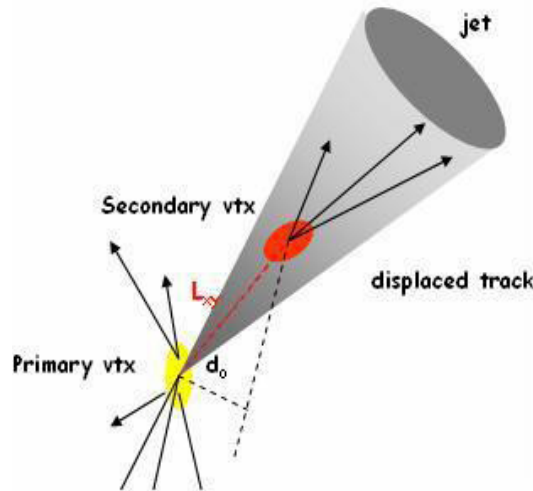


Figura 4.2: Rappresentazione grafica dei vertici primario e secondario.

L'algoritmo SECVTX viene applicato ai jets ricostruiti nella regione con $|\eta| < 2.4$ e cerca vertici secondari formati da tracce contenute nel cono del jet di raggio $\Delta R = 0.4$.

Le tracce utilizzabili devono soddisfare le seguenti richieste:

- $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$;
- $|d_0| < 0.15$ e $|d_0/\sigma_0| > 2.0$, dove σ_0 è l'errore sul parametro di impatto;
- $|z_0 - z_{prmVtx}| < 2.0 \text{ cm}$, dove z_0 è la coordinata della traccia sull'asse z e z_{prmVtx} la coordinata del vertice primario;
- avere un numero minimo di hit nel rivelatore al silicio;

- essere generata o confermata dalla COT.

Le tracce che verificano le precedenti richieste sono definite “tracce buone”. Solo i jets che ne contengono almeno due possono dare origine ad un vertice secondario e sono quindi detti jets “taggabili”.

Si distinguono tre “modalità di lavoro” dell’algoritmo, che si differenziano in base a quanto sono stringenti le condizioni che devono essere verificate dalle tracce, e sono, in ordine di condizioni sempre più stringenti: Loose, Tight (quello standard) e Ultratight. In questo elaborato ci occupiamo soltanto della modalità “Tight” che, per trovare vertici secondari, passa attraverso due stadi:

- **Passo 1** : utilizzando tracce che hanno $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$ e $|d_0/\sigma_0| > 2.5$ cerca di ricostruire un vertice secondario che includa almeno tre tracce (di cui almeno una deve avere $p_T > 1 \text{ GeV}/c$).
- **Passo 2** : se il *Passo 1* non ha avuto successo l’algoritmo prosegue con il *Passo 2*. Utilizzando tracce che hanno $p_T > 1.0 \text{ GeV}/c$ e $|d_0/\sigma_0| > 3.5$ cerca di ricostruire un vertice secondario che includa almeno due tracce (di cui almeno una deve avere $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$).

Una volta ricostruito il vertice secondario si procede al calcolo della lunghezza di decadimento in due dimensioni L_{xy} , definita come la proiezione sull’asse del jet, nel piano $r - \phi$, del vettore SECVTX (cioè quello che punta dal vertice primario al secondario). Il segno di L_{xy} è definito dall’angolo α tra il jet e il vettore SECVTX, vedi figura 4.3. Nel caso in cui $L_{xy} > 0$ si definisce il tag come positivo e in questo caso esso rappresenta un vero vertice secondario. Nel caso in cui $L_{xy} < 0$ il tag si definisce negativo e corrisponde ad un vertice secondario falsamente ricostruito, che non ha alcun significato fisico ma che è importante per valutare la probabilità di *mistag*, cioè di identificare erroneamente un vertice secondario. Un vertice secondario proveniente da un adrone contenente quarks pesanti è previsto avere un L_{xy} elevato.

Un jet si definisce “taggato” quando è verificata la condizione $|L_{xy}/\sigma_{xy}| > 3.5$, dove σ_{xy} è l’errore sulla lunghezza di decadimento.

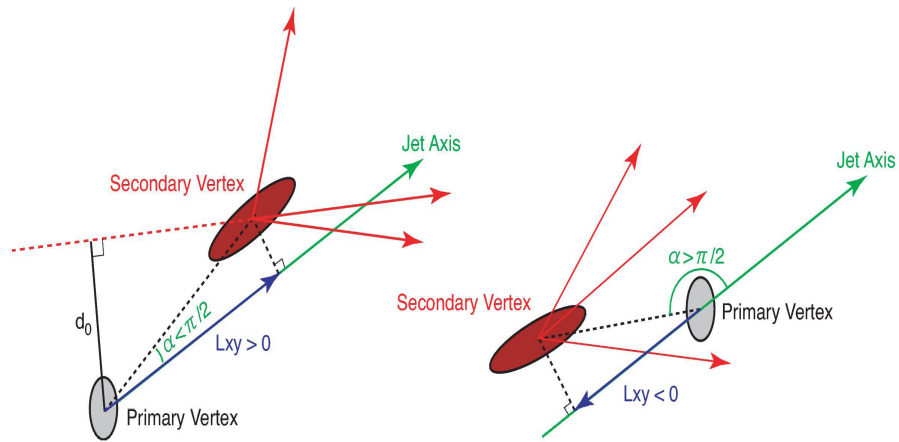


Figura 4.3: Schema che rappresenta il vertice primario, quello secondario, la lunghezza di decadimento e l’angolo α .

4.4 Efficienza di *tagging* e fattore di scala

Le prestazioni di un b-tagger sono valutate considerando la sua *efficienza*, cioè la frazione di adroni B correttamente identificati (che hanno cioè un tag `SECVTX` positivo) tra tutti quelli prodotti, e la sua *purezza*, cioè la frazione di adroni B erroneamente identificati in un campione non contenente adroni B. Per valutare l'efficienza di *tagging* CDF utilizza la simulazione Monte Carlo, affidandosi alla simulazione di eventi fisici e della geometria del rivelatore. L'efficienza di b-tagging dipende dal campione (e quindi dal processo fisico) di interesse, per cui un'efficienza misurata in un tipo di eventi non è in generale applicabile ad altri campioni. Inoltre, l'efficienza ottenuta utilizzando la simulazione Monte Carlo non è detto che rappresenti perfettamente la realtà. L'approccio utilizzato a CDF consiste nel misurare l'efficienza di b-tagging su un campione di dati e su un campione Monte Carlo generato in modo da riprodurre quei dati al meglio. Il rapporto tra le efficienze di b-tagging calcolate sui dati e sul Monte Carlo viene detto "fattore di scala":

$$\Phi \equiv \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}}$$

Un fattore di scala diverso da 1 indica che la modellizzazione dei campioni ottenuti con il Monte Carlo non è perfetta; ciò può essere dovuto sia ad inesattezze nella simulazione degli effetti del rivelatore sia all'utilizzo di un modello imperfetto per descrivere i decadimenti degli adroni B. Una determinazione accurata di questo fattore di scala permette un'altrettanto accurata misura delle efficienze di identificazione di eventi di segnale e di eventi di fondo nello studio di tutti i processi che prevedono la presenza di quarks b nello stato finale. Può quindi essere usato per correggere le predizioni ottenute da Monte Carlo, per ottenere una stima dei b attesi da un certo processo di fisica nei dati di CDF.

Per calcolare il fattore di scala è necessario conoscere l'efficienza di *tagging* nei dati Monte Carlo e nei dati reali. Nel primo caso l'informazione si può ottenere a livello di generazione: dato che nel Monte Carlo per ogni particella nello stato finale possiamo risalire al partone che le ha dato origine, l'efficienza di b-tagging è pari al numero di eventi b-tagati fratto il numero di b prodotti.

Nel caso dei dati reali si incontra la difficoltà di determinare il numero di adroni B presenti nel campione a cui si applica l'algoritmo di *tagging*. A CDF, per determinare la frazione di b, si usano vari metodi che utilizzano i jets contenenti leptoni. Infatti i decadimenti semileptonici all'interno di un jet non solo sono un buon indizio della presenza di quarks pesanti, ma forniscono anche uno strumento per riuscire a ricavare il contenuto in b del campione.

Il metodo preso in considerazione in questo elaborato utilizza jets contenenti muoni per ricavare il contenuto di b del campione prima e dopo il procedimento di *tagging*, ed è descritto in dettaglio nel paragrafo 4.6.

4.5 Simulazione Monte Carlo

La simulazione di un processo fisico si può suddividere in due distinte fasi: la generazione dell'evento e la simulazione delle risposte dell'apparato che interagisce con i prodotti dell'evento stesso. La prima fase si sostituisce alla macchina acceleratrice o alla sorgente di particelle, men-

tre la seconda simula le interazioni delle particelle presenti nello stato finale con la materia del rivelatore ed i segnali in uscita da questo.

Riportiamo ora le caratteristiche principali dei programmi che producono le simulazioni prima citate e che sono stati utilizzati in questo elaborato:

- **Il generatore di collisioni adroniche PYTHIA**

PYTHIA [16] è un programma utilizzato nella generazione di eventi di fisica di collisionatori ad alta energia. E' in grado di simulare circa un centinaio di differenti processi fisici e nel caso dell'acceleratore Tevatron lo si utilizza per simulare il processo di collisione $p\bar{p}$. Il programma assume che sia possibile fattorizzare ogni processo di diffusione in alcuni passi successivi e separati, caratterizzati dalle energie in gioco.

- **La simulazione dell'apparato con GEANT3**

In uscita dalla generazione degli eventi fisici ottenuta con il programma PYTHIA, si ha una lista di tutte le particelle dello stato finale, caratterizzate dai loro valori di energia, impulso e posizione. Il passo successivo è svolto dalla simulazione dell'apparato, che traccia le traiettorie delle particelle al suo interno, simulando le interazioni che queste hanno con le parti che lo compongono, e simula i segnali che ogni sistema di rivelazione ha generato al passaggio delle particelle.

L'interazione di particelle all'interno della materia consiste nella combinazione di una grande quantità di processi fisici elementari, è quindi da escludersi una trattazione analitica mentre è possibile studiare e simulare numericamente questi fenomeni con metodi statistici. Il programma di simulazione utilizzato in CDFII è GEANT3 [17] e richiede tre tipi di informazioni iniziali: l'informazione riguardante la struttura geometrica del rivelatore e la composizione materiale dei suoi sottosistemi, l'informazione circa tutti i possibili processi di interazione tra le particelle e la materia e l'informazione sulla cinematica delle particelle appena prima che attraversino il rivelatore.

4.6 Calcolo dell'efficienza di *b-tagging* e del fattore di scala

Come detto precedentemente, in questo elaborato utilizziamo jets contenenti muoni per il calcolo dell'efficienza di *b-tagging*. Jets con leptoni provenienti da un decadimento di quarks pesanti sono il risultato del decadimento semi-leptonico $B \rightarrow lX$, dove B rappresenta un generico adrone contenente quarks b, l è il leptone e X un qualsiasi altro prodotto del decadimento. A causa dell'elevata massa invariante degli adroni B, un tratto distintivo del decadimento $B \rightarrow \mu X$ è l'elevato impulso trasverso $p_{T,rel}$ (rispetto all'asse del jet) del muone, vedi 4.4. Decadimenti semi-leptonici di adroni non contenenti quarks b producono muoni con impulso trasverso minore e, grazie a questa differenza, è possibile studiare lo spettro del $p_{T,rel}$ dei muoni relativo al jet a cui sono associati per determinare la frazione di b in un dato campione [18], [19].

4.6.1 Descrizione del metodo

Per calcolare le efficienze di *tagging* sono stati utilizzati campioni scelti con l'unica condizione che contenessero un muone, sia per i dati che per il Monte Carlo. Il muone deve essere non isolato, in quanto un muone generato dal decadimento di un b è sempre accompagnato da altri prodotti di quel decadimento.

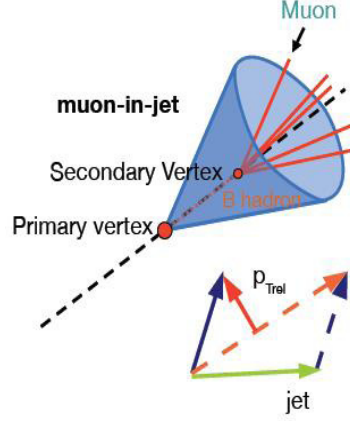


Figura 4.4: Rappresentazione grafica del jet contenente il muone e del $p_{T,rel}$.

Per quanto riguarda la simulazione Monte Carlo, il numero di jets contenenti muoni prodotti da b (che si determina a livello di generazione) viene contato prima e dopo l'applicazione del *tagging* e l'efficienza si trova facendo il rapporto.

Per i dati, invece, i jets corrispondenti ai muoni vengono divisi in due gruppi: quelli che sono stati taggati e quelli che non sono stati taggati. Per ciascun gruppo lo spettro del $p_{T,rel}$ è composto da due componenti: una prodotta dai muoni provenienti da b-jets e una prodotta dai muoni che non provengono da b-jets. Eseguendo dei fit della distribuzione del $p_{T,rel}$ utilizzando un modello per i b e un modello per i “non-b” (di cui parleremo in 4.7.1) si ricava la frazione di b nei campioni di dati, separatamente per il gruppo di jets taggati e per il gruppo di non taggati. Si ottiene quindi l'efficienza di *tagging* nel seguente modo: dividendo il numero di jets da quarks b nel gruppo taggato per la somma dei jets da quarks b nel gruppo taggato e in quello non taggato, cioè per il numero totale di b-jets presenti nel campione prima del *tagging*:

$$\epsilon_{data} = \frac{b \text{ nel campione taggato}}{b \text{ nel campione taggato} + b \text{ nel campione non taggato}} = \frac{F_b^{tag} \times N_{jets}^{tag}}{F_b^{tag} \times N_{jets}^{tag} + F_b^{untag} \times N_{jets}^{untag}}$$

dove F_b^{tag} è la frazione di quarks b presenti nel campione taggato, N_{tag}^{jets} il numero di jets taggati, F_b^{untag} la frazione di quarks b presenti nel campione non taggato e N_{jets}^{untag} il numero di jets non taggati.

4.6.2 Campioni di dati e campioni Monte Carlo

Per il lavoro descritto in questo elaborato sono stati utilizzati i seguenti campioni:

- Campione denominato “bmc1”, contenente dati reali raccolti con un trigger che richiede un muone “CMU+CMP” con $p_T > 8 \text{ GeV}/c$ denominato MUON_CMUP_8. La presa dati all'esperimento CDF è organizzata in “periodi”. Ogni “periodo”, della durata di qualche mese, comprende qualche centinaio di pb^{-1} di dati, e viene via via aggiunto ai periodi precedenti per l'aggiornamento delle analisi. Per lo studio descritto in questo elaborato,

io ho utilizzato il “periodo 30” (p30) del campione bmcl, comprendente dati raccolti dal 13-04-2010 al 19-06-2010, e corrispondenti a circa 460 pb^{-1} . Ho confrontato i risultati da me ottenuti sul p30 con quelli ottenuti sui periodi precedenti: p0-p29.

- Campione denominato “btopla/ld”, generato con il Monte Carlo PYTHIA richiedendo un processo di QCD $2 \rightarrow 2$ (cioè uno scattering di due partoni nello stato iniziale che dà origine a due partoni nello stato finale). Si richiede a livello di generazione che nello stato finale ci siano 2 jets con impulso $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ e $|\eta| < 2$. Tutti i flavors sono generati. Un filtro richiedente la presenza di un muone con $p_T > 8 \text{ GeV}/c$ e $|\eta| < 0.6$ permette di arricchire il campione in flavor pesanti, scartando la maggior parte di eventi provenienti da flavor leggeri. Gli eventi sono sottoposti a una parametrizzazione del trigger leptonic, per riprodurre al meglio i dati reali del campione bmcl.
- Campione denominato “btoprb/qb”, generato con il Monte Carlo PYTHIA richiedendo nello stato finale due jets con $p_T > 18 \text{ GeV}/c$ ($40 \text{ GeV}/c$), $|\eta| < 2$ e il veto sulla produzione di flavor c e b.

In particolare io ho utilizzato il programma ROOT [20] per analizzare n-tuple in cui le informazioni utili per questo studio erano state preselezionate con il software di CDF dai dati reali e dai campioni Monte Carlo.

4.7 Selezione degli eventi

Gli eventi dei campioni reali e dei campioni Monte Carlo devono verificare richieste molto simili. Selezioniamo eventi con almeno due jets di elevata E_T di cui uno deve contenere un muone compreso nel cono di raggio 0.4 intorno all’asse del jet nel piano $\eta - \phi$. Il jet contenente il muone deve verificare le seguenti condizioni[19]:

- E_T del jet corretta $> 9 \text{ GeV}$ (correzione riguardante gli effetti dovuti al rivelatore);
- E_T del jet corretta tenendo conto della presenza del muone $> 20 \text{ GeV}$;
- p_T della traccia del muone $> 9 \text{ GeV}/c$;
- $|z_{0,\mu}| < 60.0 \text{ cm}$, dove $z_{0,\mu}$ è la coordinata z del jet contenente il muone;
- $|z_{0,\mu} - z_{prmVtx}| < 5.0 \text{ cm}$, dove z_{prmVtx} è la coordinata del vertice primario;
- Buona corrispondenza tra l’extrapolazione della traccia nella COT e il segnale nelle camere CMU e CMP, rispettivamente: $\delta x_{CMU} < 3.0 \text{ cm}$ e $\delta x_{CMP} < 5.0 \text{ cm}$. La distanza δx tra la traccia extrapolata e il candidato muone è definita nel piano $r - \phi$;
- $|\eta|$ del jet contenente il muone < 0.6 ;
- Isolamento del muone $I_{0.4} > 0.1$, dove $I_{0.4}$ è l’energia trasversa misurata nel calorimetro in un cono di raggio $R = 0.4$ intorno al muone, diviso per l’impulso trasverso del muone (cioè intorno al muone ci deve essere un deposito energetico pari almeno al 10% dell’energia del muone stesso).

Per aumentare la purezza in b del campione è richiesto che, oltre al jet contenente il muone, sia presente un secondo jet, emesso all'incirca in direzione opposta in ϕ (e per questo denominato *away jet*, vedi figura 4.5), che deve verificare le seguenti richieste:

- $E_{T,away-jet} > 15.0 \text{ GeV}$;
- $|\eta_{away-jet}| < 1.5$;
- $|\phi_{away-jet} - \phi_{\mu-jet}| > 2.0$;
- l'*away jet* deve contenere almeno due tracce “buone” per SECVTX;
- l'*away jet* deve avere un tag positivo per SECVTX in configurazione Loose;
- la massa del vertice dell'*away jet* M_{vtx} deve essere $> 1.5 \text{ GeV}/c^2$.

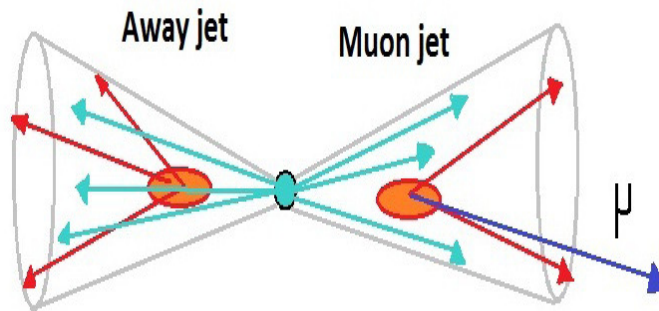


Figura 4.5: Rappresentazione grafica del jet contenente il muone e dell'*away jet*.

In figura 4.6 sono riportati quattro grafici in cui vengono paragonati i dati reali e i dati Monte Carlo. Si può osservare che i dati Monte Carlo simulano molto bene quelli reali. I grafici mostrano il numero di eventi in funzione di: p_T del muone, E_T del jet contenente il muone, variabile η e numero di tracce di buona qualità, utilizzabili per il tagging. Le distribuzioni sono tutte normalizzate ad area unitaria.

4.7.1 Modelli b e modelli “non-b”

La misura del numero di b presenti in un campione è ottenuta eseguendo un fit della distribuzione del $p_{T,rel}$ utilizzando modelli per i b e per i “non-b”. Per modello si intende l'andamento che la distribuzione avrebbe se il muone provenisse da un determinato decadimento: il modello b simula l'andamento che si dovrebbe osservare per il $p_{T,rel}$ nel caso in cui il muone provenga dal decadimento di un quark b, i modelli “non-b” nel caso in cui provenga da altri decadimenti.

Poiché il $p_{T,rel}$ dei leptoni da decadimenti di quark charm è molto simile a quello dei leptoni (anche falsi) identificati in jets da quark leggeri, è impossibile eseguire un fit a tre componenti (quarks leggeri, c, b). La strategia adottata consiste nell'eseguire i fit usando ognuno dei modelli “non-b” e poi prendere la media dei risultati dei fit eseguiti su vari modelli come migliore stima.

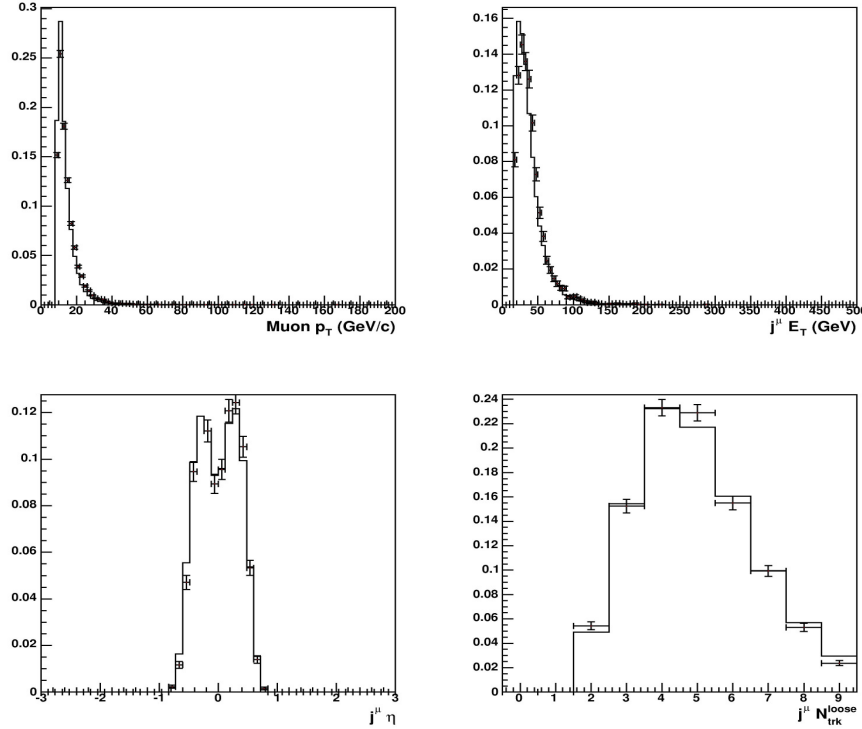


Figura 4.6: Confronto tra dati reali (punti con barra di errore) e dati Monte Carlo (istogramma) per quattro variabili.

Anche gli errori statistici vengono mediati (vedremo comunque che questi non differiscono molto tra un modello e l'altro).

I modelli “non-b” sono costruiti in quattro modi differenti, cioè utilizzando [19]:

1. jets provenienti da quarks c presi a livello di generazione da dati Monte Carlo (modello *charm*);
2. jets provenienti da quarks leggeri presi a livello di generazione da dati Monte Carlo (modello *non-hf*);
3. jets presi da dati reali in cui il jet associato al muone o l'*away jet* non hanno verificato le richieste del *Passo 1* (modello $n_{pass1}=0$);
4. jets presi da dati reali in cui la traccia del muone non presenta una buona corrispondenza con la camera CMU, cioè ha $|\delta x_{CMU}| > 0.5$ cm e $|\delta x_{CMP}| > 0.8$ cm (modello *antimuon*).

Il modello b è preso da jets che corrispondono al decadimento di un quark b ottenuti da dati Monte Carlo. Nella figura 4.7 a sinistra mostro la distribuzione della variabile $p_{T,rel}$ per i b , per eventi taggati e non taggati. La differenza tra i due modelli potrebbe influenzare i fit, pertanto usiamo modelli separati di b per jets taggati e non taggati. Nella figura 4.7 a destra mostro la distribuzione della variabile $p_{T,rel}$ per i quattro modelli “non- b ”. Le distribuzioni sono tutte normalizzate alla stessa area.

Per determinare le ampiezze relative dei modelli b e “non- b ” che riproducono al meglio la distribuzione dei dati, si esegue un fit mediante una funzione di ROOT chiamata `TFractionFitter`.

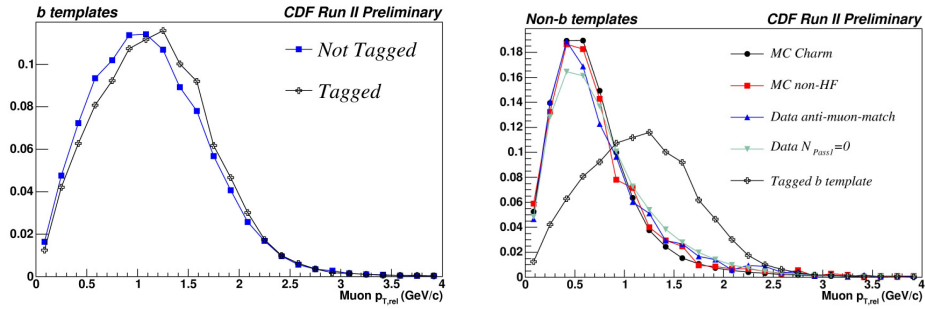


Figura 4.7: Sinistra: Distribuzione della variabile $p_{T,rel}$ per i b, per eventi taggati e non taggati. Destra: Distribuzione della variabile $p_{T,rel}$ per quattro modelli “non-b”, descritti nel testo, ottenuti sia da dati che da Monte Carlo. Il modello utilizzato per i b taggati è sovrapposto, per confronto.

La funzione `TFractionFitter` permette di eseguire un fit dei dati usando degli istogrammi come modelli (nel nostro caso, la distribuzione del $p_{T,rel}$ per b e “non-b”), per ottenere le frazioni dei vari costituenti. La particolarità di questo fit è che tiene conto delle incertezze statistiche sia dei dati che degli istogrammi-modello usati per il fitting. Il contributo alla distribuzione dato dal modello b rappresenta la frazione di eventi nei dati che provengono da quarks b. Con questo metodo è possibile determinare il numero di quarks b nei campioni taggati e in quelli non taggati e l’efficienza è ottenuta come spiegato precedentemente.

Capitolo 5

Analisi dei dati

5.1 Confronto di variabili cinematiche

Per verificare che il periodo di presa dati p30 non presenti anomalie ho effettuato il confronto di diverse variabili cinematiche tra il p30 e i periodi precedenti. Per fare questo ho creato dei grafici che mostrano i dati relativi al periodo p30 sovrapposti a quelli relativi ai periodi precedenti (p0p29), normalizzati alla stessa area. In figura 5.1 a sinistra mostro il confronto della distribuzione in luminosità istantanea e a destra della distribuzione del numero di vertici primari. Dal grafico relativo alla luminosità si può osservare che nel periodo p30 si ha una maggiore luminosità rispetto ai periodi precedenti. Anche il numero di vertici primari appare lievemente maggiore nei dati relativi al p30.

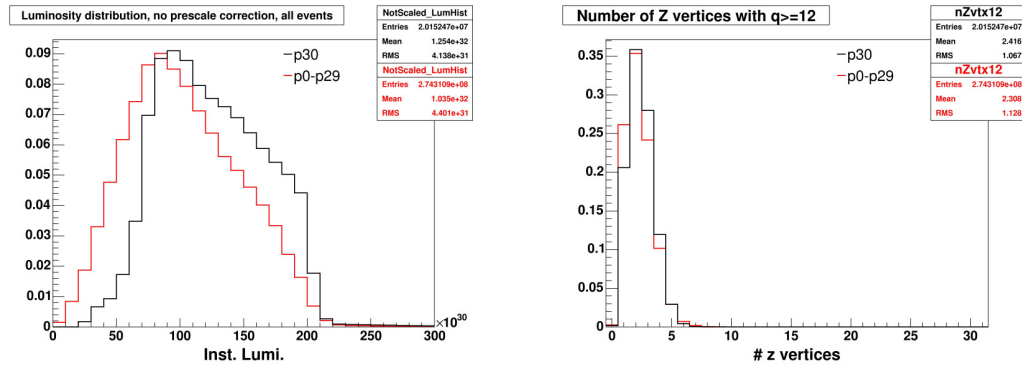


Figura 5.1: Sinistra: numero di eventi in funzione della luminosità istantanea. Destra: numero di eventi in funzione del numero di vertici primari di buona qualità. Entrambi i grafici hanno area normalizzata a uno.

Nella figura 5.2 mostro la distribuzione del numero di tracce di buona qualità, cioè utilizzabili dall’algoritmo di tagging, nei jets “away” (a sinistra) e nei jets contenenti il muone (a destra).

Nella figura 5.3 mostro due variabili relative ai candidati muone: la pseudorapidità η a sinistra e l’impulso trasverso p_T a destra. Nella fig. 5.4 mostro la distribuzione δx_{CMU} (a sinistra) e δx_{CMP} (a destra) relative al candidato muone, prima di aver effettuato il taglio su questa variabile.

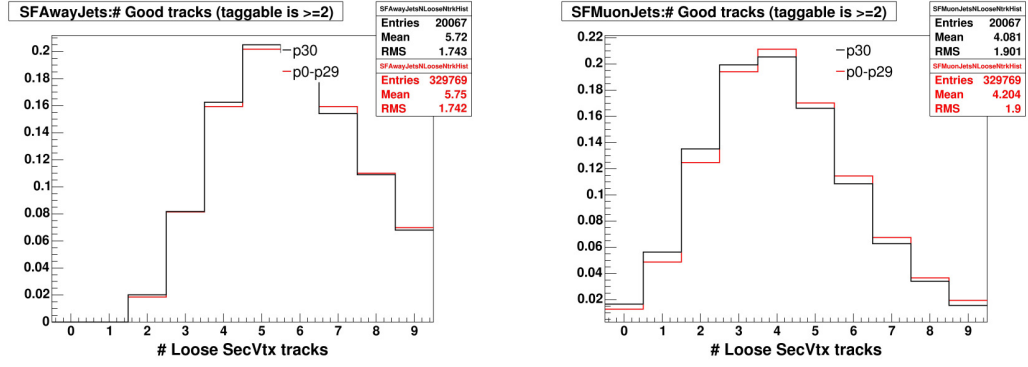


Figura 5.2: Sinistra: eventi in funzione del numero di tracce di buona qualità nei jets “away”. Destra: eventi in funzione del numero di tracce di buona qualità nei jets contenenti il muone. Grafici normalizzati a uno.

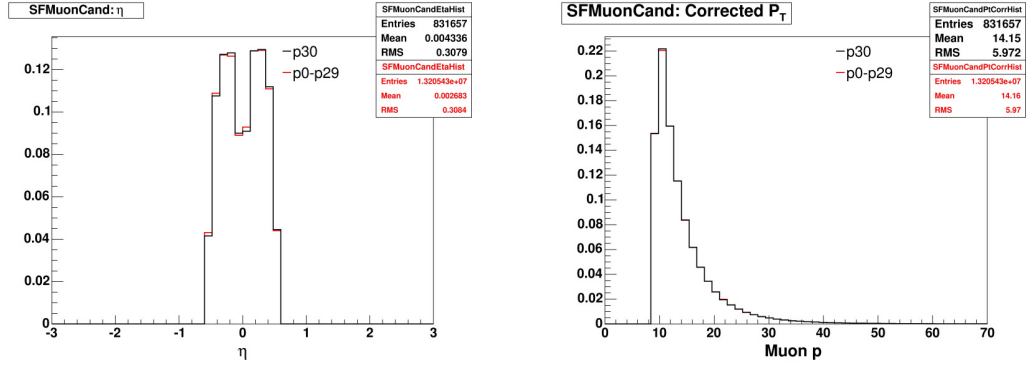


Figura 5.3: Sinistra: eventi in funzione del valore di η per i candidati muone. Destra: eventi in funzione del p_T dei candidati muone. Grafici normalizzati a uno.

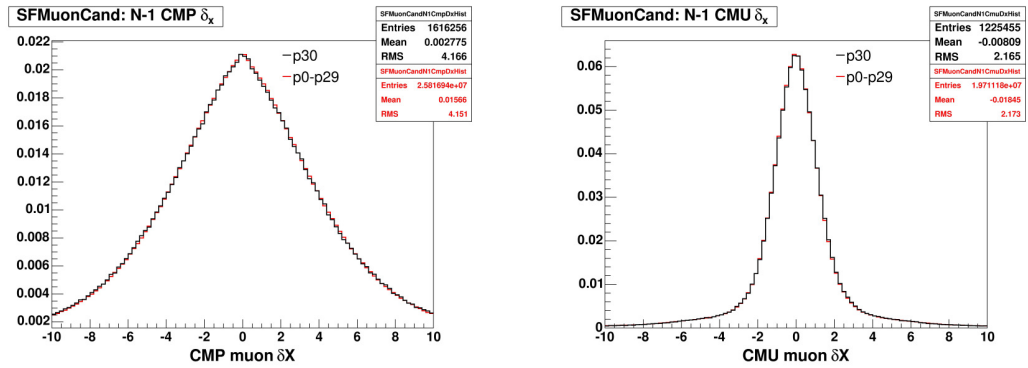


Figura 5.4: Sinistra: eventi in funzione del valore di δx_{CMP} . Destra: eventi in funzione del valore di δx_{CMU} . Grafici normalizzati a uno.

Nella figura 5.5 mostro per i jets *away* a sinistra la distribuzione dell’energia trasversa corretta e a destra la distribuzione in η . Nella figura 5.6 mostro le stesse distribuzioni (energia trasversa

e η) per i jets contenenti il muone.

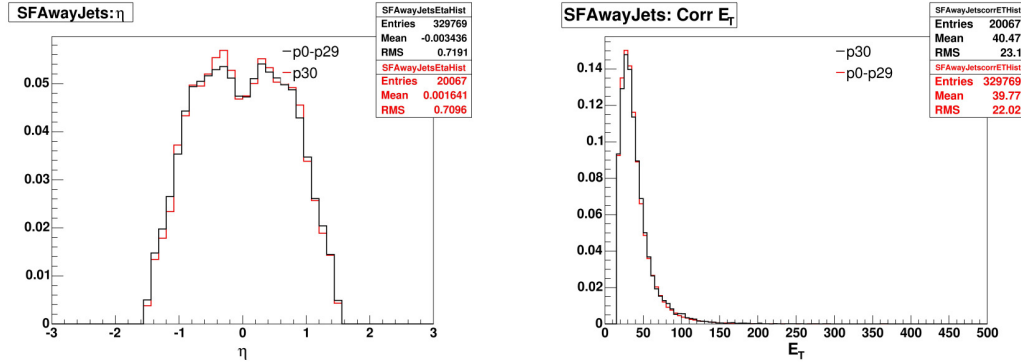


Figura 5.5: Sinistra: eventi in funzione del valore di η degli *away jets*. Destra: eventi in funzione del valore di E_T degli *away jets*. Grafici normalizzati a uno.

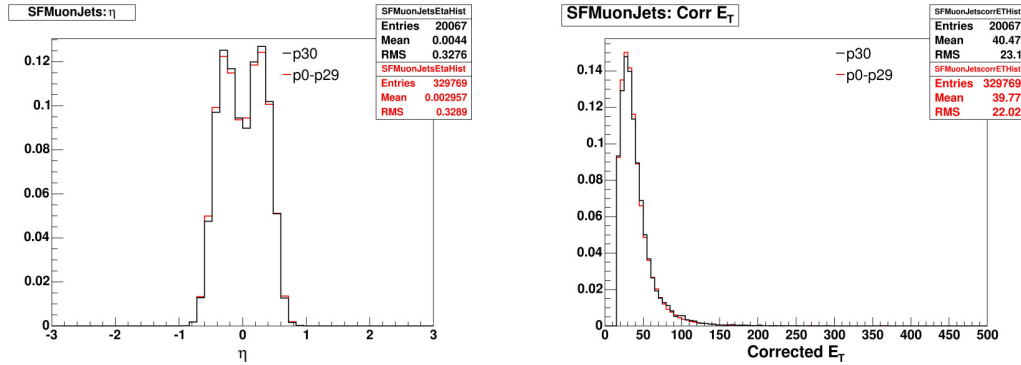


Figura 5.6: Sinistra: eventi in funzione del valore di η dei jets contenenti il muone. Destra: eventi in funzione del valore di E_T dei jets contenenti il muone. Grafici normalizzati a uno.

Infine la figura 5.7 mostra a sinistra la distribuzione in $p_{T,rel}$ per tutti i candidati muone e a destra la stessa distribuzione per i candidati muone appartenenti a jets taggati.

5.2 Risultato dei fit del $p_{T,rel}$

Nel calcolo dell'efficienza di rivelazione di quarks b di cui tratta questo elaborato è fondamentale lo studio della variabile $p_{T,rel}$ del muone. Per effettuare questa analisi ho utilizzato in ROOT la funzione TFractionFitter, come descritto nel paragrafo 4.7.1. In entrata vengono utilizzate ntuple di dati del periodo p30 e ntuple di dati Monte Carlo.

Dato che per ricavare l'efficienza di tagging è necessaria la conoscenza del numero di quarks b presenti negli eventi taggati e in quelli non taggati, il programma di fit ricava separatamente le ampiezze relative dei modelli nei due casi, cioè le frazioni di b e di “non-b” che meglio fittano i dati. Nelle figure 5.8 e 5.9 si riportano i quattro grafici ottenuti, in cui si può osservare l'andamento della distribuzione del $p_{T,rel}$ in funzione del modello b e di uno dei quattro modelli “non-b”. I modelli “non-b” utilizzati nella figura 5.8 sono stati ottenuti da Monte Carlo, mentre i

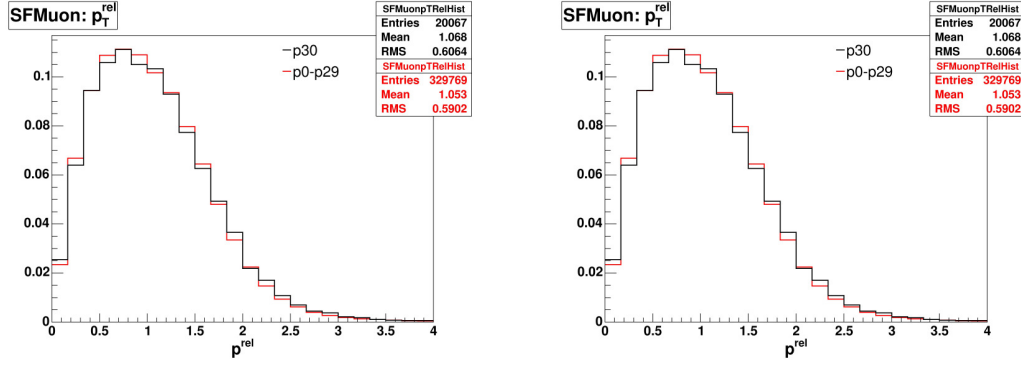


Figura 5.7: Sinistra: eventi in funzione del $p_{T,rel}$ per tutti i candidati muone all'interno di jets e a destra per i muoni appartenenti a jets taggati. Grafici normalizzati a uno.

due modelli utilizzati nella figura 5.9 sono stati ottenuti dai dati. I fit sono eseguiti separatamente per eventi taggati e non taggati. Su ogni grafico sono riportate le frazioni di b identificate dal fit. Gli errori sono statistici.

Si può osservare dai grafici come le distribuzioni ricavate dal programma riproducano bene la distribuzione dei dati.

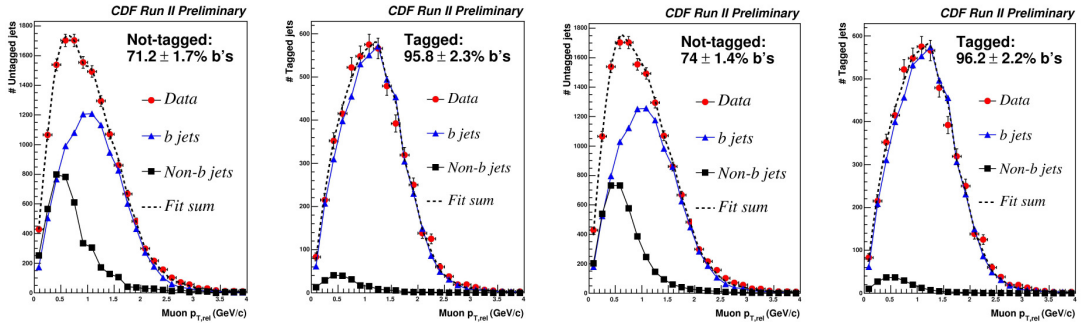


Figura 5.8: Risultato del fit della distribuzione del $p_{T,rel}$ del muone, utilizzando il modello “non-b” *nonhf* (nei due grafici a sinistra) e utilizzando il modello “non-b” *charm* (nei due grafici a destra).

5.3 Calcolo dell'efficienza di b-tagging e del fattore di scala

Una volta note le frazioni di b presenti nei dati, è possibile calcolare l'efficienza di b-tagging nei dati e confrontarla con quella ottenuta nel Monte Carlo.

Ho calcolato il valore dell'efficienza di tagging nei dati e il fattore di scala per il periodo p30. Nella tabella 5.1 sono riportati i dati relativi al periodo p30 e ai periodi dal p0 al p28 [21]. L'efficienza di b-tagging ottenuta per il Monte Carlo è ovviamente la stessa.

Il fattore di scala usato nelle analisi di CDF è il valore medio ottenuto su tutti i dati disponibili, con il procedimento descritto nei paragrafi precedenti (cioè ricavando le frazioni di b e “non-b” con un fit a due componenti). Il fattore di scala corrispondente ai dati p0-p28 è l'ultimo

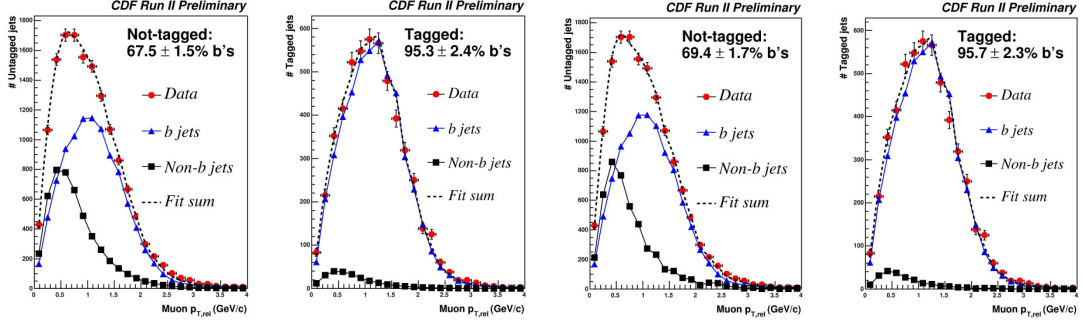


Figura 5.9: Risultato del fit della distribuzione del $p_{T,el}$ del muone, utilizzando il modello “non-b” $npass1=0$ (nei due grafici a sinistra) e utilizzando il modello “non-b” *antimuon* (nei due grafici a destra).

approvato dalla collaborazione CDF per l'utilizzo nelle analisi presentate alle conferenze estive 2010.

	$p30$	$p0 - p28$
Efficienza MC	0.410 ± 0.003	0.410 ± 0.003
Efficienza nei dati, “charm”	0.310 ± 0.007	0.345 ± 0.004
Efficienza nei dati, “nonhf”	0.317 ± 0.008	0.353 ± 0.005
Efficienza nei dati, “npass1 = 0”	0.328 ± 0.008	0.360 ± 0.004
Efficienza nei dati, “antimuon”	0.323 ± 0.008	0.348 ± 0.004
Efficienza media dei dati	0.320 ± 0.008	0.352 ± 0.004
Fattore di scala	0.780 ± 0.020	0.858 ± 0.012

Tabella 5.1: *Efficienze di b-tagging nei dati, nel Monte Carlo e fattore di scala.*

Da [21] ho preso i valori di efficienza di b-tagging dei periodi precedenti (si noti che per i periodi dallo 0 all'8 si indica un unico valore mediato) e ho riportato questi valori in funzione del periodo in figura 5.10. Ho eseguito un fit per tre periodi di dati (periodo 0 – 17, 18 – 28 e 0 – 30) con una retta a pendenza nulla per poter ottenere un valore medio relativo ai tre periodi, come riportato nella legenda della figura 5.10.

Si noti che il fit piatto relativo a tutti i periodi di dati (0-30) fornisce un valore consistente con l'efficienza di b-tagging per i periodi p0-p28 riportata in tabella 5.1. Quando invece distinguiamo i periodi 0-17 e 18-28, le due rette individuate dai rispettivi fit differiscono sensibilmente. Questo risultato è consistente col fatto che, in corrispondenza del periodo 18, un nuovo algoritmo di tracciatura, più veloce, è stato implementato nella ricostruzione degli eventi di CDF. La nuova tracciatura ha comportato una diminuzione dell'efficienza media di b-tagging nei dati. A partire dal periodo 29 l'algoritmo di tracciatura è stato di nuovo sostituito con una versione ottimizzata che dovrebbe permettere di recuperare parte dell'efficienza di b-tagging.

5.3.1 Dipendenze del fattore di scala

Poiché nelle analisi si vuole usare un singolo numero come fattore di scala, è necessario essere sicuri che il fattore di scala sia approssimativamente costante al variare di un certo numero di

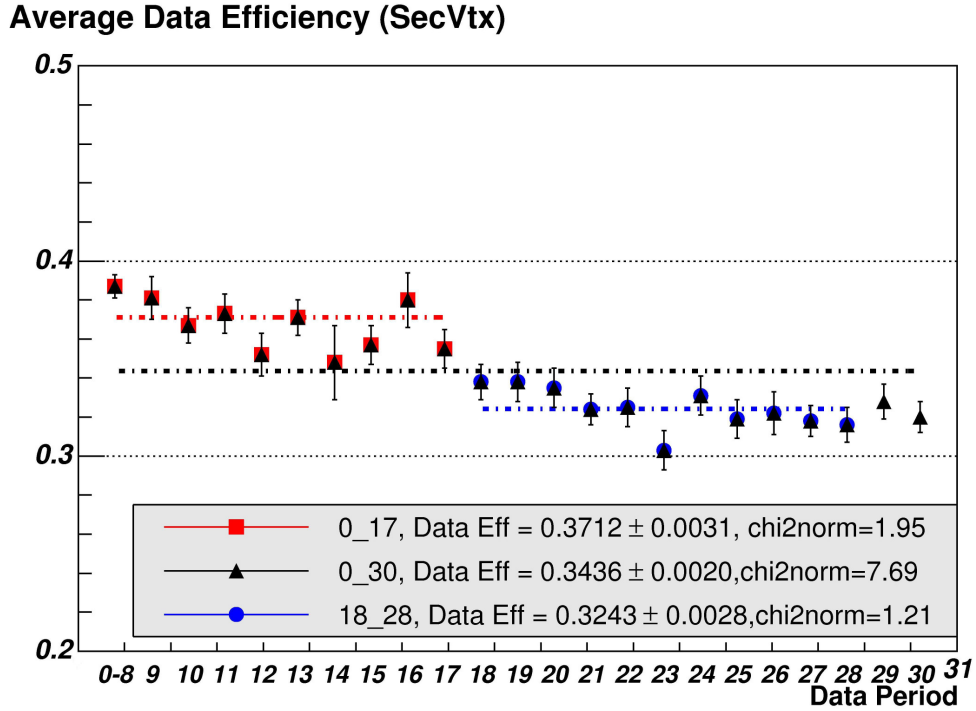


Figura 5.10: Fit dei valori dell'efficienza di b-tagging nei dati con retta a pendenza nulla.

parametri. Infatti, se il fattore di scala varia significativamente al variare dei parametri scelti, se ne dovrà tener conto nella valutazione delle sue incertezze sistematiche (che non sono oggetto di questo elaborato). Per prima cosa si è studiato nel Monte Carlo “btopla/ld” arricchito in eventi $b\bar{b}$ l'andamento della distribuzione del $p_{T,rel}$ per tre intervalli di energia del jet contenente il muone ($20 < E_T < 25$ GeV, $30 < E_T < 35$ GeV e $40 < E_T < 50$ GeV, vedi figura 5.11 a sinistra) e per eventi con 1, 2 o 3 vertici primari ricostruiti (vedi figura 5.11 a destra).

Notiamo una lieve dipendenza dell'andamento del $p_{T,rel}$ rispetto a queste due variabili. Per studiare quanto questa dipendenza si rifletta sull'efficienza di b-tagging nei dati e quindi sul fattore di scala, ho creato per i dati del p30 dei grafici che mostrano il valore di efficienze di tagging su dati e Monte Carlo e il fattore di scala al variare di cinque parametri:

- energia del jet contenente il muone, E_T , figura 5.12;
- numero di vertici primari, figura 5.13;
- angolo ϕ del jet, figura 5.14;
- coordinata z del vertice primario, figura 5.15;
- variabile η del jet, figura 5.16.

Nei 5 grafici degli andamenti ho eseguito un fit lineare del fattore di scala, per mostrare visivamente quanto l'andamento si discosti da una retta a pendenza nulla. L'effetto che si osserva nel grafico che mostra l'andamento delle efficienze di tagging in funzione dell'energia dei jets

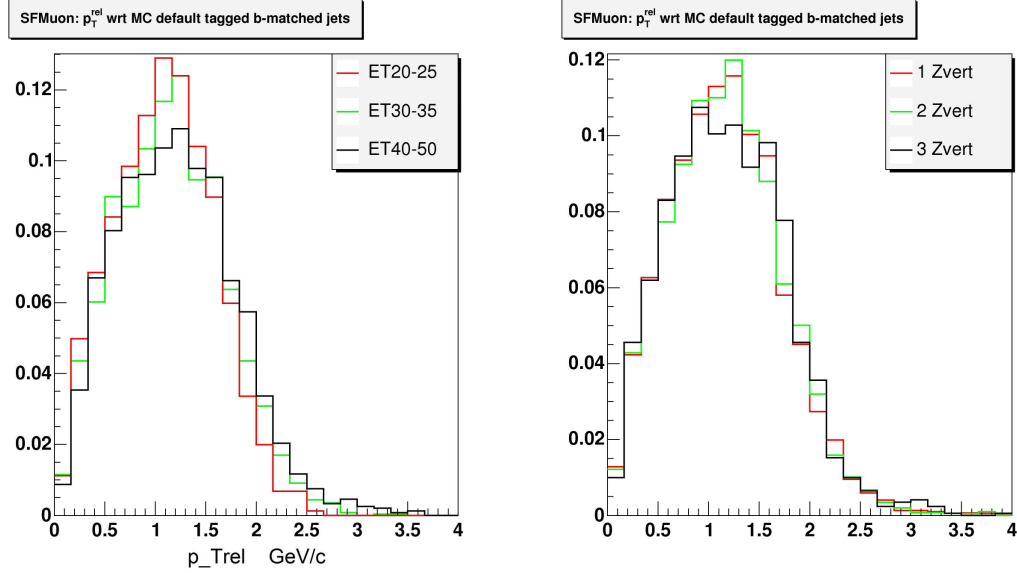


Figura 5.11: Sinistra: distribuzione al variare dell'energia del jet. Destra: distribuzione al variare del numero di vertici primari.

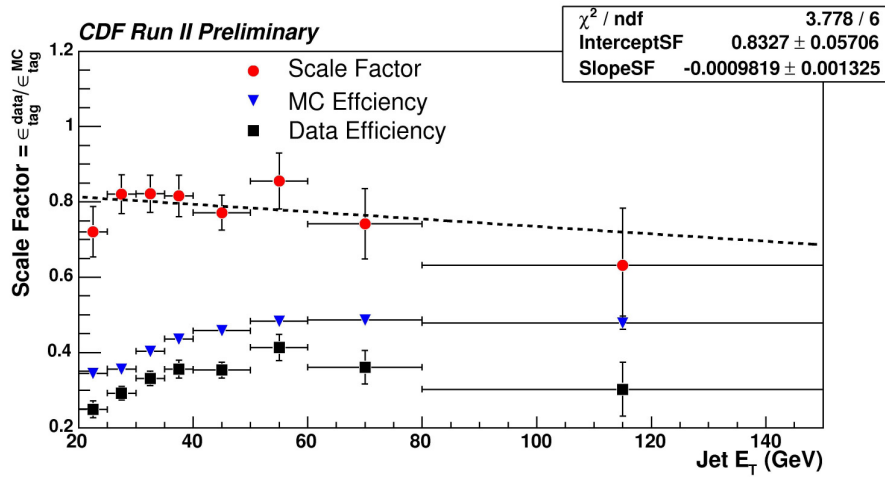


Figura 5.12: Efficienze di b-tagging e fattore di scala in funzione dell'energia del jet.

dipende dalla selezione degli eventi: infatti i muoni appartenenti a jets a bassa energia portano una frazione più alta dell'energia dei jets rispetto a quelli nei jets ad alta energia, a causa del taglio sul p_T del muone. Se il Monte Carlo tenesse conto correttamente di questo effetto, il fattore di scala dovrebbe comunque risultare piatto in funzione dell'energia del jet.

La statistica del p30 è insufficiente per valutare l'andamento del fattore di scala in funzione dell'energia del jet. Dalla figura 5.12 notiamo che i bin corrispondenti a $E_T < 25$ ed $E_T > 80$ GeV mostrano un fattore di scala più piccolo rispetto agli altri bin. L'errore statistico però è

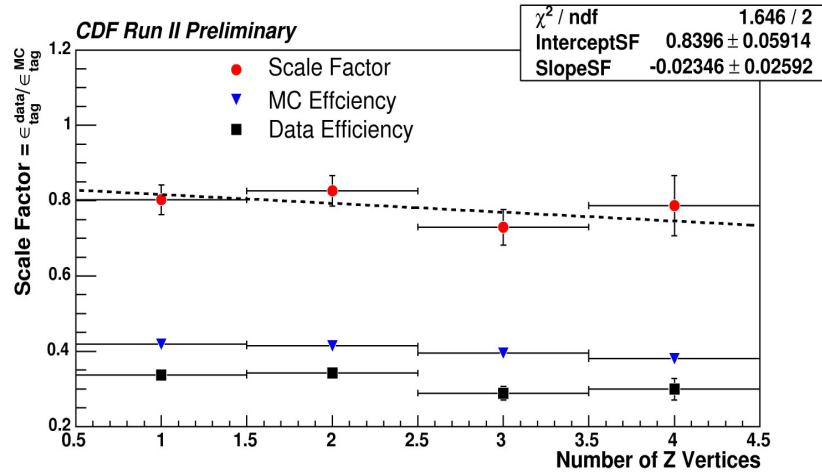


Figura 5.13: Efficienze di b-tagging e fattore di scala in funzione del numero di vertici primari.

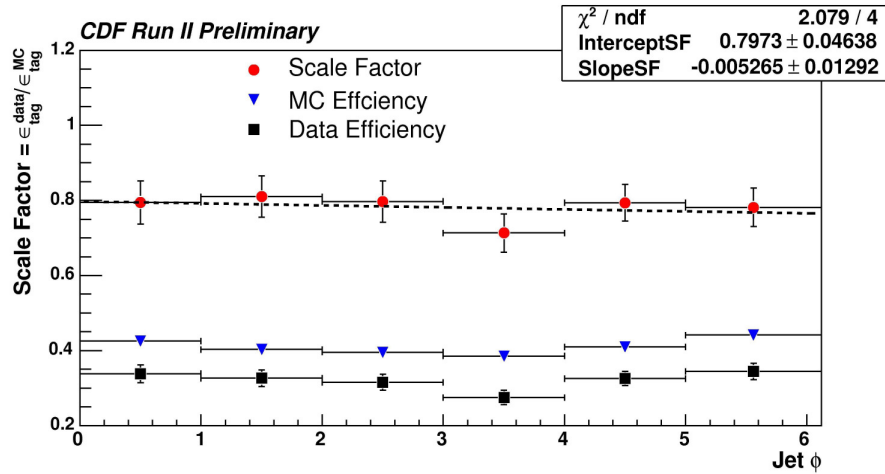


Figura 5.14: Efficienze di b-tagging e fattore di scala in funzione dell'angolo ϕ del jet.

molto grande. La regione ad alta E_T è particolarmente rilevante poichè jets da quark b per esempio da decadimenti di quark top e da altri processi di fisica interessanti hanno energie che si estendono oltre i 60 GeV. Pertanto sarà probabilmente necessario valutare un errore sistematico da assegnare alla dipendenza del fattore di scala dalla E_T del jet.

Per quanto riguarda le altre variabili analizzate, il fattore di scala è approssimabile con una costante entro i limiti statistici del campione studiato.

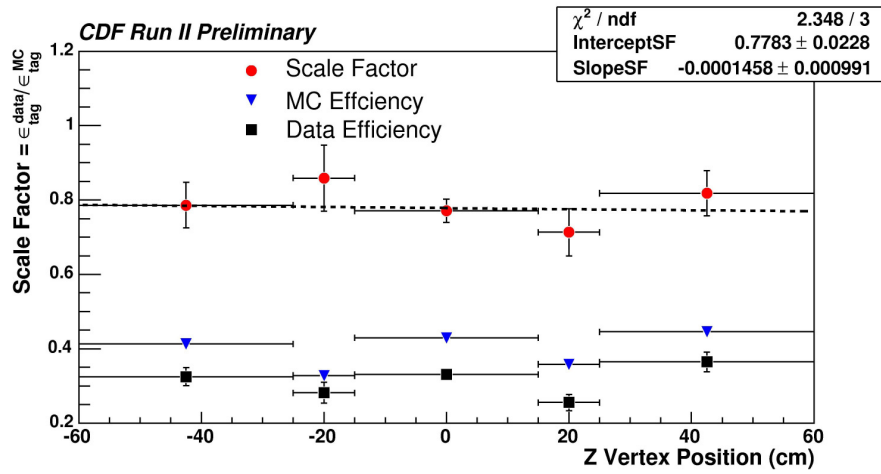


Figura 5.15: Efficienze di b-tagging e fattore di scala in funzione della coordinata z del vertice.

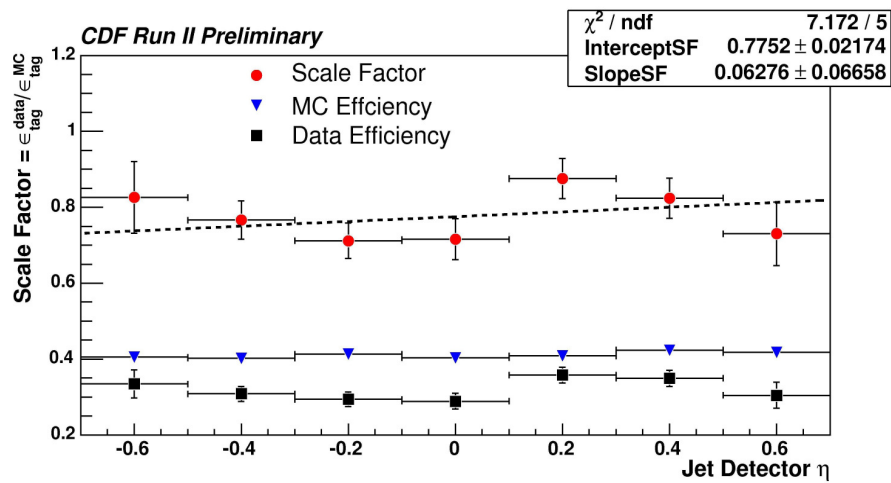


Figura 5.16: Efficienze di b-tagging e fattore di scala in funzione della variabile η del jet.

Conclusioni

L'argomento trattato in questo elaborato è stato il calcolo dell'efficienza di identificazione di quarks b mediante vertici secondari nell'esperimento CDFII.

In particolare, ho analizzato un certo periodo di presa dati (detto p30) corrispondente a circa 450 pb^{-1} di luminosità integrata. Per il calcolo dell'efficienza di identificazione dei quarks b ho utilizzato uno dei metodi usati dalla collaborazione CDF. Questo metodo sfrutta le proprietà di eventi contenenti muoni all'interno di jets (si tratta quindi di un campione arricchito in eventi $b\bar{b}$, in cui almeno un quark b è decaduto semileptonicamente e presenta un muone nello stato finale). Ho inizialmente controllato un certo numero di variabili relative ai dati del p30 e le ho confrontate con quelle ottenute dai dati precedenti. Dall'osservazione dei grafici prodotti si può concludere che il periodo p30 non presenta particolari anomalie rispetto ai periodi precedenti, e quindi che il funzionamento del rivelatore non ha subito modifiche.

Mediante un fit a due componenti ("b" e "non-b") della distribuzione del $p_{T,rel}$ del muone relativamente al jet a cui appartiene, è stato possibile ricavare la frazione di b negli eventi taggati con l'algoritmo di identificazione di vertici secondari detto `SECVTX` e in quelli non taggati. Una volta nota la frazione di b nei dati, ho calcolato l'efficienza di identificazione dei b . L'efficienza di identificazione di quarks b è stata calcolata anche utilizzando eventi generati con un programma Monte Carlo e simulati in modo da riprodurre al meglio le caratteristiche del campione di dati. Il rapporto tra l'efficienza calcolata sui dati e sul Monte Carlo è detto fattore di scala, ed è un elemento importante di tutte le analisi di CDF che utilizzano l'identificazione di vertici secondari come indicazione della presenza di quarks b negli eventi.

Ho paragonato il fattore di scala da me ottenuto nel p30 con i valori ottenuti analizzando i dati dei periodi precedenti. Infine, dallo studio dell'andamento delle dipendenze del fattore di scala, ho verificato che lo si può considerare approssimativamente costante al variare dei seguenti parametri: numero di vertici primari nell'evento, coordinata z del vertice primario, angolo ϕ e variabile η dei jets contenenti il muone. Non è invece chiaro, a causa della bassa statistica del campione analizzato, se si possa approssimare il fattore di scala con una costante al variare dell'energia del jet. Per tener conto di questo effetto nelle analisi sarà necessario associare al fattore di scala una opportuna incertezza sistematica.

Bibliografia

- [1] Donald H. Perkins *Introduction to High Energy Physics* Cambridge University Press 1972
- [2] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), *The Review of Particle Physics* J. Phys. G 37, 075021 (2010)
- [3] Fermilab Collaboration *Details about Fermilab's Accelerator*
<http://www.fnal.gov/pub/inquiring/physics/accelerators/chainaccel.html> (1989)
- [4] CDF Collaboration, Technical design report FERMILAB-PUB-96/390-E (2001)
- [5] C.S. Hill, Nucl. Instrum. Methods, A530, 1 (2004).
- [6] SVX II A. Sill, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A447, 1 (2000).
- [7] S. Leone (for the CDF ISL Group), *The Intermediate Silicon Layers (ISL) Detector for the Collider Detector at Fermilab*, Pub. Proceedings International Europhysics Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 99), Tampere, Finland [FERMILAB-CONF-99/300-E] (July 15-21, 1999)
- [8] T. Affolder *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A526, 249 (2004).
- [9] R. Erbacher, *Calorimetry in CDF Run 2*, Pub. Proceedings 31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2002), Amsterdam, The Netherlands [FERMILAB-CONF-02/251-E] (July 24-31, 2002)
- [10] G. Ascoli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A268, 33 (1988).
- [11] F. Abe *et al.* (the CDF Collaboration) Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995); S. Abachi *et al.* (the D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995).
- [12] V. M. Abazov *et al.* (the D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 092001 (2009); T. Aaltonen *et al.* (the CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 103, 092002, (2009).
- [13] T. Aaltonen *et al.*, (the CDF Collaboration), Phys. Rev. D80, 012002 (2009)
- [14] A. Bhatti *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, A566, 2 (2006).
- [15] D. Acosta, *et al.* (the CDF Collaboration) , Phys. Rev. D71, 052003 (2005)
- [16] T. Sjöstrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. 135, 238 (2001).
- [17] R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup, W5013, 1993 (unpublished), version 3.15.

- [18] T. Wright, “*Sec Vtx B-tag Efficiency using Muon Transverse Momentum* ”. CDF note 7448.
- [19] F. Gaberson, J.R. Incandela, “*Sec Vtx B-tag Efficiency Measurement Using Muon Transverse Momentum for 1.2 fb⁻¹ Analyses*”. CDF note 8640.
- [20] ROOT: *An Object Oriented Analysis Framework*
<http://root.cern.ch>
- [21] S. Leone, “*Sec Vtx b-tagging scale factor for “up to p28” data using the muon p_{T,rel} method*”
http://www-cdf.fnal.gov/internal/WebTalks/Archive/1005/100517_pt/