



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

Anno Accademico 2010/2011

Elaborato Finale

Studio del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$ a CDF

Candidato:
Gabriele Maria Grittani

Relatore:
Dott. Simone Donati
Correlatore:
Dott. Diego Tonelli

Indice

1	Il Modello Standard e il decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$	7
1.1	Il Modello Standard	7
1.1.1	Le interazioni	7
1.1.2	I leptoni	7
1.1.3	I quark	8
1.2	Fisica del quark b e decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$	9
1.2.1	La simmetria CP	9
1.2.2	Il decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	10
2	Il collider Tevatron e il rivelatore CDF	13
2.1	Il Tevatron	13
2.1.1	Produzione ed accelerazione dei protoni	14
2.1.2	Produzione ed accelerazione degli antiprotoni	14
2.1.3	Collisione dei fasci	15
2.2	Il rivelatore CDF	15
2.2.1	Il sistema di coordinate	16
2.2.2	Il sistema di tracciatura	16
2.2.3	Il rivelatore di muoni	19
2.2.4	Altri rivelatori	19
2.2.5	Il sistema di trigger	20
3	Ottimizzazione dei criteri di selezione	23
3.1	Studio delle variabili discriminanti	24
3.2	Ottimizzazione	28
3.3	Risultati	30
3.4	Miglioramenti della funzione di fit	31
4	Sommario e prospettive	33

Introduzione

Il mio lavoro di tesi è stato uno studio del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$ nello stato finale $\mu^+\mu^-K^+\pi^-$ ricostruito nell'esperimento Collider Detector at Fermilab (CDF). Si tratta di un importante processo nello studio della fisica del *quark* b , un campo di ricerca cruciale nell'esplorazione del fenomeno della violazione di simmetria carica-parità (CP) e nella ricerca di segni indiretti della possibile presenza di particelle od interazioni non previste dalla teoria odierna. Nel decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$, il mesone B^0 , di spin 0, decade in due mesoni, la J/ψ e il $K^*(892)^0$, di spin 1. Esistono pertanto tre possibili stati finali, differenti per momento angolare orbitale ($l = 0, 1, 2$), nel decadimento. La teoria predice i rapporti tra le loro ampiezze di transizione (ampiezze di polarizzazione); è però necessario misurarle sperimentalmente per assicurarci che il modello teorico sia accurato. In decadimenti simili, infatti, si sono osservate discrepanze significative tra predizioni teoriche e dati sperimentali, che alcuni hanno interpretato anche come possibili indizi del contributo di particelle non ancora note nel decadimento. Inoltre la dinamica e la segnatura sperimentale del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$ sono molto simili a quelle del decadimento $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)\phi(\rightarrow K^+K^-)$, oggi al centro dell'attenzione per i sorprendenti risultati riguardanti la violazione di CP. Lo studio accurato del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$ è quindi cruciale per implementare, affinare e verificare gli strumenti di analisi da applicare poi allo studio del decadimento $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

Il mio è stato un lavoro di analisi dati. Ho analizzato un campione di circa 25 milioni di eventi, corrispondente a circa 8.5 fb^{-1} di luminosità integrata all'energia nel centro di massa di 1.96 TeV, raccolto dall'esperimento CDF, un rivelatore che studia le collisioni che avvengono nel collider protone-antiprotone Tevatron, situato nei pressi di Chicago. La grande sezione d'urto di produzione di quark b in collisioni adroniche ed un apparato sperimentale ben calibrato e ottimizzato dopo dieci anni di presa dati, rendono CDF un esperimento ottimale per lo studio del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$, di cui CDF ha oggi i campioni più abbondanti.

La mia responsabilità principale è stata quella di concepire e realizzare una procedura di ottimizzazione della selezione del campione di dati da utilizzare per la misura delle ampiezze di polarizzazione. Nei dati raccolti dall'esperimento, gli eventi di "segnale", ovvero quelli dove si è verificato un decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$, sono una piccola frazione, contaminata da una componente molto più abbondante di eventi di "fondo", causati da processi fisici non interessanti per il nostro scopo o da effetti strumentali. Il mio compito è stato quello di selezionare un opportuno sottoinsieme di eventi, arricchito in segnale, adatto a ricavare le distribuzioni angolari del decadimento con la minore incertezza statistica possibile. Questa procedura di selezione è di fondamentale importanza in quanto consente di migliorare la risoluzione sulle misure delle ampiezze di polarizzazione, che è lo scopo finale del gruppo di lavoro con cui ho collaborato. Ho quindi studiato sui dati le distribuzioni delle variabili cinematiche (per esempio, lunghezza

di decadimento, impulsi delle particelle negli stati finali) separando statisticamente un campione di eventi di segnale da uno di fondo, in modo da determinare quali variabili fossero più potenti nel discriminare il segnale dal fondo mediante criteri di selezione (“tagli”). Selezionate le variabili che ho ritenuto più significative, ho realizzato il lavoro di ottimizzazione dei tagli nello spazio multidimensionale di queste, trovandone la configurazione che seleziona il sottocampione dell’insieme di dati più adatto alla successiva misura delle ampiezze di polarizzazione. Il risultato è stato quello di migliorare di oltre un fattore tre il rapporto tra il numero di eventi di segnale (S) e la deviazione standard del numero totale di eventi ($\sqrt{S+B}$) nella regione di interesse. Ho poi caratterizzato più in dettaglio la distribuzione della massa invariante del mesone B^0 ottenuta cercando di comprendere la natura delle principali sorgenti di fondo. Ho infine iniziato a conoscere e sviluppare il fit delle ampiezze di polarizzazione facendone i primi test sui dati. Il lavoro sviluppato in questa tesi è parte di un progetto più ampio diretto a realizzare la misura finale, di alta precisione, delle ampiezze di polarizzazione del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$ sul campione completo di dati raccolto da CDF durante il suo ultimo periodo di presa dati (2001-2011).

L’elaborato è suddiviso in quattro capitoli. Nel primo è accennata sinteticamente l’attuale teoria che spiega i costituenti fondamentali della materia e le loro interazioni, seguita da una introduzione più dettagliata alla fenomenologia del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$. Il secondo capitolo presenta una sommaria descrizione del collider Tevatron e dell’esperimento CDF, con particolare attenzione alle componenti dell’apparato utilizzate nell’analisi in questione. Nel terzo capitolo inizia l’esposizione del mio lavoro, con una dettagliata descrizione della ottimizzazione della selezione del campione e i suoi risultati. Il quarto capitolo introduce alla misura delle ampiezze di polarizzazione e mostra i risultati dei primi test sui dati. Infine si discutono brevemente le possibili prospettive future di questo lavoro.

Capitolo 1

Il Modello Standard e il decadimento

$$B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$$

1.1 Il Modello Standard

Uno dei principali obiettivi della fisica moderna è quello di unificare le interazioni che governano la dinamica dei costituenti elementari della materia in una sola teoria, in analogia a quanto fece Maxwell quando unificò le teorie dell'elettricità e del magnetismo. Negli anni '60, '70 e '80 un intenso lavoro fenomenologico supportato da misure estremamente importanti ha portato alla teoria, detta Modello Standard [1], che è riuscita ad unificare due delle quattro interazioni oggi note, l'interazione debole e l'interazione elettromagnetica.

Il Modello Standard descrive la dinamica di tutte le interazioni eccetto quella gravitazionale e prevede che i costituenti elementari della materia siano 12 fermioni di spin $\frac{1}{2}$ che interagiscono fra di loro scambiandosi dei bosoni. I fermioni sono divisi in 2 famiglie da 6 membri ciascuna: quark e leptoni.

1.1.1 Le interazioni

Il Modello Standard prevede l'esistenza di tre diverse interazioni fondamentali. Queste sono, in ordine di intensità crescente, l'interazione debole, responsabile, ad esempio, dei decadimenti radioattivi degli elementi instabili; l'interazione elettromagnetica, responsabile dell'attrazione e della repulsione fra i corpi dotati di carica elettrica, dei legami e delle reazioni chimiche; e, infine, l'interazione forte, che ha un raggio d'azione di qualche femtometro e riesce a tenere uniti nei nuclei atomici neutroni e protoni.

L'interazione gravitazionale, che governa la dinamica dei corpi macroscopici come pianeti, stelle e galassie, non è inclusa nel Modello Standard. Questo non rappresenta un problema nello studio della dinamica delle particelle in quanto, come si può osservare nella tabella 1.1, si tratta di un'interazione di intensità decine di ordini di grandezza inferiore rispetto alle altre.

1.1.2 I leptoni

Si osserva che 6 dei fermioni elementari non si accoppiano all'interazione forte. Da qui la necessità di distinguerli dai quarks, i quali, invece, si accoppiano a tutte e quattro le interazioni

Interazione	Bosone mediatore	Spin	Intensità Relativa
Forte	gluone, G	1	1
Elettromagnetica	fotone, γ	1	10^{-2}
Debole	W^\pm, Z^0	1, 1	10^{-7}
Gravitazionale	gravitone, g	2	10^{-39}

Tabella 1.1: *Interazioni fondamentali, bosoni mediatori e intensità delle interazioni relative alla interazione forte.*

fondamentali. I leptoni sono classificati in tre generazioni o doppietti:

- elettronica: elettrone e e neutrino elettronico ν_e ;
- muonica: muone μ e neutrino muonico ν_μ ;
- tauonica: tauone τ e neutrino tauonico ν_τ ;

A ciascun doppietto è associato un numero quantico che prende quindi il nome di numero leptonico elettronico, muonico o tauonico.

Particella	$\frac{Q}{e}$	Massa (MeV/ c^2)	Numero leptonico
e	-1	0.511	$L_e = +1$
ν_e	0	≤ 0.002	$L_e = +1$
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 1.2: *Carica e massa dei leptoni [2].*

1.1.3 I quark

I quark sono i costituenti elementari della materia soggetti a tutte le interazioni. Essi hanno carica elettrica frazionaria e, come i leptoni, hanno masse molto diverse fra loro e si classificano in tre generazioni: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$; ai quark delle ultime due generazioni si associano numeri quantici conservati nelle interazioni forti ed elettromagnetiche ma non in quelle deboli, detti sapori: *charm*, *strangeness*, *topness* e *bottomness*. Una caratteristica importante dei quarks è che essi, a differenza dei leptoni, non sono osservati singolarmente. Questo fenomeno di *confinamento* è dovuto all'interazione forte, la quale li rende accessibili sperimentalmente solo in stati legati *quark-antiquark* (*mesoni*) o in tripletti *quark-quark-quark* (*barioni*). Ai quark è associato un ulteriore numero quantico che prende il nome di *colore*, questo ha un ruolo analogo a quello della carica elettrica nell'interazione elettromagnetica, con la differenza che mentre quest'ultima può assumere soltanto due valori, positivo e negativo, la carica di colore ha sei valori possibili.

Particella	$\frac{Q}{e}$	Massa	Sapore
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	$+\frac{2}{3}$	$1.27^{+0.07}_{-0.09}$ (GeV/ c^2)	$C = +1$
s	$-\frac{1}{3}$	101^{+29}_{-21} (MeV/ c^2)	$S = -1$
t	$+\frac{2}{3}$	$172 \pm 0.9 \pm 1.3$ (GeV/ c^2)	$T = +1$
b	$-\frac{1}{3}$	$4.19^{+0.18}_{-0.06}$ (GeV/ c^2)	$B = -1$

Tabella 1.3: Carica e massa dei quarks [2].

Adrone	Composizione	Massa (MeV/ c^2)	Vita media (ps)
B^+	$u\bar{b}$	5279.17 ± 0.29	1.641 ± 0.008
B^0	$d\bar{b}$	5279.50 ± 0.30	1.519 ± 0.07
Λ_b^0	udb	5620.2 ± 1.6	1.425 ± 0.032
B_s^0	$s\bar{b}$	5366.3 ± 0.6	$1.472^{+0.034}_{-0.037}$
B_c^+	$c\bar{b}$	6277 ± 6 GeV/ c^2	0.453 ± 0.041

Tabella 1.4: Caratteristiche di alcuni adroni contenenti il quark b [2].

1.2 Fisica del quark b e decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$

In questo lavoro di tesi ho studiato il decadimento del mesone B^0 nei mesoni J/ψ ($\rightarrow \mu^+\mu^-$) e K^{*0} ($\rightarrow K\pi$). Per brevità indicherò con K^{*0} il mesone $K^*(892)^0$ nel resto della tesi. In questo processo, che ha una frazione di decadimento circa dell'uno per mille, si osserva che il sapore dei quark non è conservato (le particelle dello stato finale non contengono nessun quark b), pertanto si tratta di un decadimento debole. Si inquadra nella più generale classe di decadimenti degli adroni B , ovvero quelli che contengono un quark b , la quale è oggi molto studiata poiché offre numerose opportunità di studiare il fenomeno della violazione della simmetria carica-parità (CP) e permette di individuare indizi indiretti della presenza di particelle o interazioni non ancora conosciute.

1.2.1 La simmetria CP

In natura si osserva che l'interazione debole non è invariante né per trasformazione di parità, P , né per coniugazione di carica, C . Sperimentalmente, se consideriamo un decadimento debole, come $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ con il neutrino antiorario per elicità, il processo risultante dopo aver applicato la coniugazione di carica è $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, con antineutrino antiorario per elicità, non esiste. Se però applichiamo entrambe le trasformazioni C e P al decadimento precedente, ovvero la cosiddetta simmetria CP , troviamo $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ con antineutrino orario per elicità. Questo decadimento esiste in natura.

Sebbene la conservazione della simmetria CP sia ampiamente più verificata in natura rispetto alla conservazione delle singole simmetrie C e P , essa è violata in alcuni processi, come nei Kaoni neutri K^0 o nei mesoni B . La violazione di CP ha avuto un ruolo fondamentale nella definizione

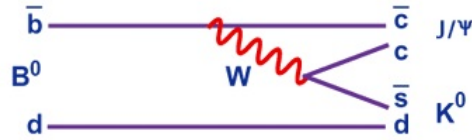


Figura 1.1: *Diagramma di Feynman dominante nel decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$.*

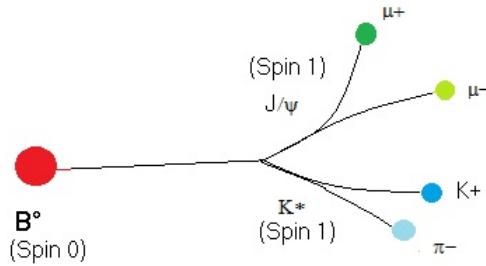


Figura 1.2: *Illustrazione del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$.*

del Modello Standard in quanto quando fu osservata erano noti solo i quarks u , d e s e per includere la violazione nella teoria si congetturò l'esistenza di un'ulteriore famiglia di quark, che fu osservata sperimentalmente solo molti anni dopo [3].

1.2.2 Il decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

La transizione che governa a livello di quark il decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ è schematizzata in figura 1.1. Come si può invece osservare in figura 1.2, sono 7 le particelle coinvolte nel processo fisico che ho studiato, le cui caratteristiche sono riportate in tabella 1.5, questo perché sia la J/ψ che il K^{*0} hanno una vita media troppo breve per essere osservate sperimentalmente, e pertanto quello che si osserva sono i prodotti di decadimento di queste ultime, ovvero due muoni ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$), un kaone ed un pione ($K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ o $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$).

La J/ψ ed il K^* sono due particelle di spin 1 e il B^0 è una particella di spin 0. Per la conservazione del momento angolare il decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ha, quindi, 3 possibili stati di

Particella	Massa (MeV/ c^2)	J^π
B^0	5279.50 ± 0.30	0^+
J/ψ	3096.916 ± 0.011	1^-
K^*	895.94 ± 0.22	1^-
K^\pm	493.677 ± 0.016	0^-
π^\pm	139.57018 ± 0.00035	0^-
μ^\pm	105.658367 ± 0.000004	$\frac{1}{2}$

Tabella 1.5: *Massa e spin-parità delle particelle coinvolte nel decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ [2].*

polarizzazione: $l = 0$ (onda s), $l = 1$ (onda p) e $l = 2$ (onda d), corrispondenti al momento angolare orbitale tra i mesoni J/ψ e K^{*0} . Ogni decadimento è dunque una sovrapposizione coerente di questi stati e conoscerne le frazioni relative è importante. Da un lato la teoria predice i rapporti tra le frazioni relative, ed una verifica sperimentale di questi permette di escludere i contributi di nuove particelle nel decadimento, e di raffinare la conoscenza del modello teorico. Dall'altra, la dinamica, la topologia, e la segnatura sperimentale del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ sono molto simili a quelle del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Misure recenti di quest'ultimo hanno suggerito una violazione di CP solo marginalmente compatibile con le predizioni del modello standard [4]. É quindi necessario verificare su un canale di controllo ($B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$) l'affidabilità di tutti gli strumenti di analisi per assicurarsi della correttezza dei risultati. Ricavare la polarizzazione del $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ è l'obiettivo finale del gruppo di lavoro con il quale ho collaborato e per farlo analizzeremo la distribuzione angolare dei prodotti del decadimento, che può essere ricostruita grazie al rivelatore, e conoscendo le distribuzioni angolari delle onde s , p e d sarà possibile estrarre le frazioni relative.

Per ottenere una misura accurata delle ampiezze di polarizzazione è necessario estrarre dai dati il campione che abbia le caratteristiche di abbondanza e purezza di segnale ottimali allo scopo. Questo è il centro del mio contributo a questa analisi, descritta a partire dal capitolo 3. L'esperimento CDF presso l'acceleratore Tevatron è uno degli ambienti sperimentali ideali per fare questo tipo di misure, a causa della grande abbondanza di decadimenti raccolti, di fatto i campioni al momento più abbondanti, e delle ottime caratteristiche del rivelatore nel raccogliere e ricostruire decadimenti di adroni B in stati finali composti da particelle cariche.

Al Tevatron la produzione di mesoni B avviene mediante collisioni tra protoni ed antiprotoni. La sezione d'urto di produzione $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ è circa $\sigma_{b\bar{b}} = 40 \mu b$ [5], e circa il $Prob(B^0) = 40\%$ dei quark b adronizza in un mesone B^0 . Conoscendo le frazioni di decadimento (\mathcal{B}) e la luminosità dell'acceleratore (\mathcal{L}), è possibile stimare approssimativamente il tasso di produzione, rate (\mathcal{R}), di eventi di nostro interesse nel rivelatore:

$$\begin{aligned} \mathcal{R} &= \sigma_{b\bar{b}} \cdot Prob(B^0) \cdot \mathcal{B}_{B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}} \cdot \mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} \cdot \mathcal{B}_{K^{*0} \rightarrow K \pi} \cdot \mathcal{L} \simeq \\ &\simeq 40 \cdot 10^{-30} cm^{-2} \cdot 0.4 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 6 \cdot 10^{-2} \cdot 3.5 \cdot 10^{32} cm^{-2} s^{-1} \simeq 0.3 s^{-1} \end{aligned} \quad (1.1)$$

pertanto nel Tevatron circa ogni tre secondi avviene un evento di interesse. Naturalmente il numero di eventi raccolti è inferiore a causa dell'accettanza e dell'efficienza associate al sistema di trigger ed alla ricostruzione dell'evento.

Le caratteristiche sperimentali rilevanti per il nostro lavoro sono quelle che permettono una migliore distinzione tra eventi di fondo ed eventi di segnale e sono legate alla vita media ed alla massa dei mesoni B . Il mesone B^0 ha massa $m_B \approx 5.279 \text{ GeV}/c^2$. A causa di questo, la componente dell'impulso dei mesoni B proiettata sul piano trasversale al fascio (impulso trasverso) è tipicamente circa $5 \text{ GeV}/c$ al Tevatron, un valore significativamente elevato se confrontato con gli impulsi trasversi delle particelle composte da quark più leggeri che dominano il fondo. Il mesone B^0 ha vita media $\tau \approx 1.5 \text{ ps}$ che, combinata con impulsi trasversi $p_T \approx 5 \text{ GeV}/c$, gli permette di percorrere circa mezzo millimetro sul piano trasverso prima di decadere. Infatti, la lunghezza di decadimento tipica nel sistema del laboratorio è scritta come $\langle L \rangle$:

$$\langle L \rangle = v\tau\gamma = \beta\gamma c\tau$$

Dove v è la velocità del mesone e γ e β sono i fattori di Lorentz.

Nel piano trasverso si ha

$$\langle L_{xy} \rangle = (\beta\gamma)_T c\tau$$

ed essendo

$$p_T = m_B(\gamma\beta)_T c$$

si trova che

$$\langle L_{xy} \rangle = \frac{c\tau p_T}{m_B c} = \frac{p_T \tau}{m_B} = c\tau \simeq 450 \mu m \quad (1.2)$$

pertanto si ha che nel decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ la lunghezza media percorsa dal mesone B^0 è sufficientemente grande da poter essere misurata dal sistema di rivelazione, che ha una risoluzione di circa $30 \mu m$, e, soprattutto, è molto maggiore della distanza tipica percorsa dalle particelle di fondo coinvolte in decadimenti simili. Questo è un fenomeno di grande importanza in quanto la variabile ct , come vedremo in seguito, consente di distinguere con precisione tra i candidati eventi $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ricostruiti dal rivelatore di CDF, quali sono effettivamente eventi di segnale e quali, invece, sono fondi.

Capitolo 2

Il collider Tevatron e il rivelatore CDF

Un acceleratore di particelle è un apparato sperimentale che serve a creare, accelerare e a far collidere fasci di particelle ad energie molto elevate. Le particelle maggiormente utilizzate sono elettroni, positroni, protoni, antiprotoni, ioni e nuclei pesanti. Esistono due tipologie principali di acceleratori: circolari o lineari. I primi hanno il vantaggio di poter accelerare le particelle ad energie molto più elevate, facendo compiere ad esse più rivoluzioni al loro interno. I secondi hanno invece il vantaggio di usare più efficientemente l'energia disponibile perché le particelle non emettono radiazione di sincrotrone.

2.1 Il Tevatron

Il Tevatron è un collider circolare protone-antiprotone di raggio 1 *km* situato nei pressi della cittadina di Batavia, in Illinois, nel centro nord degli Stati Uniti. La costruzione del Tevatron iniziò nel 1969 e i primi esperimenti di fisica iniziarono nel 1982 con fasci di protoni di 200 *GeV* incidenti su bersagli fissi. Dal 1986, invece, il Tevatron fa collidere fasci circolari di protoni e di antiprotoni. I metodi sperimentali sono evoluti nel tempo ed oggi questi fasci sono suddivisi in 36 pacchetti (bunches) che collidono uno contro l'altro ogni 396 *ns* ad una energia nel centro di massa \sqrt{s} di 1.96 *GeV*. L'attuale presa dati al Tevatron è iniziata nel 2001 e prende il nome di *Run II*. La presa dati è terminata il 30 settembre 2011.

I due parametri più importanti che caratterizzano un acceleratore sono l'energia nel centro di massa della collisione (\sqrt{s}) e la luminosità istantanea (\mathcal{L}). Il primo identifica la regione dello spazio delle fasi accessibile per le particelle prodotte nello stato finale, il secondo può essere interpretato come un fattore di proporzionalità tra il numero di processi fisici prodotti al secondo (Rate, \mathcal{R}) e la loro sezione d'urto σ :

$$\mathcal{R} = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (2.1)$$

ed è definito dalla relazione seguente:

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F(\sigma_l/\beta^*) \quad (2.2)$$

In questa funzione f rappresenta la frequenza di rivoluzione dei fasci, B è il numero di insiemi di particelle raggruppate, *bunch*, in cui è diviso il fascio e gli N_p ($N_{\bar{p}}$) è il numero di protoni (antiprotoni) presenti in ogni bunch, σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) rappresenta il raggio quadratico medio del fascio di protoni (antiprotoni) e F è un fattore di forma che dipende dal raggio quadratico medio longitudinale (σ_l , valore tipico

Parametri	Run II
Massima energia del fascio	980 GeV
Tipico picco di luminosità istantanea	$3.5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Numero di pacchetti ($n_p \times n_{\bar{p}}$)	36 x 36
Protoni per pacchetto	250×10^9
Antiprotoni per pacchetto	25×10^9
Separazione temporale dei pacchetti	396 ns
Frequenza di rivoluzione del fascio	47.713 kHz
Tempo di rivoluzione del fascio	21 μs
Numero medio di interazioni per collisione di pacchetti	6

Tabella 2.1: *Caratteristiche del Tevatron.*

35 cm) e dalla funzione β^* (valore tipico 35 cm) al punto di intersezione. Quest'ultima dipende dalle caratteristiche tecniche di costruzione dell'acceleratore.

Possiamo suddividere l'attività del complesso di acceleratori di Tevatron in tre fasi: produzione e accelerazione dei protoni, produzione ed accelerazione degli antiprotoni, collisione dei fasci.

2.1.1 Produzione ed accelerazione dei protoni

Il primo passo nella produzione dei fasci di protoni è la ionizzazione di atomi di idrogeno gassoso H^- seguita dalla successiva accelerazione ad una energia di 750 keV tramite un acceleratore di Cockroft-Walton. Successivamente questi ioni sono immessi in un acceleratore lineare (Linac), nel quale vengono ulteriormente accelerati sino a 400 MeV. A questo punto si utilizza una lamina di carbonio per strappare i due elettroni dagli ioni. I protoni così ottenuti vengono immessi in un acceleratore circolare di raggio 75 m che prende il nome di Booster. Qui grazie a 18 cavità risonanti ad una frequenza di 37.8 MHz i protoni sono accelerati sino a 8 GeV. A questo punto i protoni sono pronti per essere immessi nel Main Injector, che è un altro sincrotrone di raggio 500 m, nel quale i protoni sono accelerati fino a 150 GeV grazie ad altre 18 cavità risonanti.

2.1.2 Produzione ed accelerazione degli antiprotoni

Una frazione dei protoni presenti nel Main Injector che hanno raggiunto una energia di 120 GeV incidono su bersagli di nichel o di rame spessi 7 cm. Su questi avviene anche la reazione

$$p + \begin{pmatrix} n \\ p \end{pmatrix} \rightarrow p + p + \begin{pmatrix} n \\ p \end{pmatrix} + \bar{p} \quad (2.3)$$

che consente di creare gli antiprotoni. Si noti che per produrre 20 antiprotoni sono necessari circa un milione di protoni incidenti. Gli antiprotoni vengono dunque immessi nel Debuncher, un sincrotrone triangolare di raggio medio 90 m, dove vengono raffreddati stocasticamente, operazione che restringe la dimensione dello spazio delle fasi del fascio. Una volta raffreddati, gli antiprotoni vengono inviati nell'Accumulator, un accumulatore di antiprotoni.

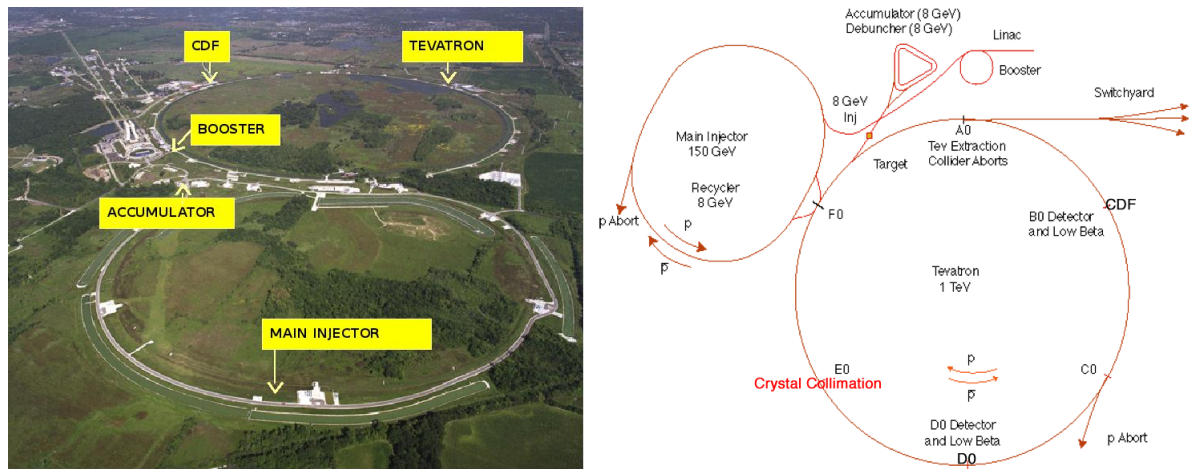


Figura 2.1: Foto aerea e rappresentazione schematica del complesso degli acceleratori di Fermilab.

2.1.3 Collisione dei fasci

Una volta che nell'Accumulator e nel Main Injector sono presenti il giusto numero di protoni ed antiprotoni essi vengono inviati nel Tevatron, un sincrotrone di raggio 1 km dove i fasci vengono ulteriormente accelerati sino all'energia di 980 GeV , operazione che richiede circa 10 secondi. I fasci percorrono due orbite circolari molto vicine grazie ad un sistema complesso di magneti superconduttori che generano un campo magnetico massimo di 5.7 T . I fasci vengono poi focalizzati e fatti collidere in due posizioni lungo la circonferenza: D0 e CDF. Alla luminosità istantanea tipica del Tevatron si hanno in media 6 interazioni per ogni intersezione dei fasci (bunch crossing).

2.2 Il rivelatore CDF

Nel Tevatron ogni 396 ns avvengono tipicamente 6 collisioni $p\bar{p}$. Per dare un'idea delle grandezze in gioco ai fini del mio lavoro, la sezione d'urto totale $p\bar{p}$ è 80 mb [6], mentre la sezione d'urto degli eventi di nostro interesse (eventi contenenti una coppia $b\bar{b}$) è di circa $40\text{ }\mu\text{b}$ [5] pari a meno di un millesimo della sezione d'urto totale. Si capisce immediatamente come l'estrazione degli eventi di segnale dall'enorme fondo sia un problema chiave nell'analisi descritta. La funzione del rivelatore CDF [7] è ricostruire nella maniera più completa possibile la frazione di eventi interessanti. CDF è un apparato sperimentale molto complesso, tuttavia possiamo tentarne una suddivisione grossolana in 3 parti principali:

- Il sistema di tracciatura, che serve a ricostruire le traiettorie delle particelle cariche ed a misurarne i parametri cinematici;
- Il calorimetro, che serve a misurare l'energia delle particelle, in particolare delle particelle neutre (fotoni e π^0) che non sono rivelate nel sistema di tracciatura, e dei getti di particelle;
- Il rivelatore per i muoni, che serve a determinare la presenza di muoni nell'evento.

Prima di passare alla descrizione più dettagliata dell'apparato, elenchiamo nella tabella 2.2 le grandezze misurate più importanti per la nostra analisi.

Simbolo	Grandezza associata
p_T	Impulso trasverso [$\frac{GeV}{c}$]
z_0	Coordinata del punto più vicino all'asse z [cm]
d_0	Parametro d'impatto (distanza minima della traccia dall'asse z) [cm]
ϕ_0	Angolo azimutale della particella nel punto più vicino all'asse z [rad]
λ	Passo dell'elica (pendenza dell'elica rispetto all'asse z , vale la relazione $\lambda = \cot\theta$)
C	Raggio di curvatura dell'elica (inversamente proporzionale all'impulso trasverso) [cm^{-1}]

Tabella 2.2: Parametri delle tracce misurati a CDF

2.2.1 Il sistema di coordinate

CDF utilizza i due seguenti sistemi di coordinate: il sistema cartesiano ha origine nel punto di collisione dei fasci, con asse z positivo diretto lungo la direzione del fascio di protoni, asse y positivo diretto verso l'alto, asse x positivo diretto verso l'esterno della circonferenza del Tevatron; il sistema cilindrico ha origine nel punto di collisione dei fasci, coordinata radiale (r), angolo polare (θ) e angolo azimutale (ϕ).

Risulta utile introdurre una nuova variabile al posto dell'angolo θ : la pseudorapidità (η). Questa è definita a partire dalla rapidità (Y) nel modo che segue:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p \cos\theta}{E - p \cos\theta} \quad (2.4)$$

(dove E è l'energia della particella, p è il suo momento e θ è l'angolo polare).

Nel limite per velocità ultrarelativistiche ($pc \gg mc^2$) l'espressione per la rapidità diventa:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p \cos\theta}{E - p \cos\theta} \rightarrow -\ln\left(\tan \frac{\theta}{2}\right) \quad (2.5)$$

questa espressione prende il nome di pseudorapidità e viene indicata con la lettera η .

2.2.2 Il sistema di tracciatura

Il sistema di tracciatura è alloggiato all'interno di un solenoide superconduttore che genera un campo magnetico uniforme di $1.4 T$ ed orientato nella direzione positiva del fascio di protoni. Esso è composto da due rivelatori: il rivelatore di vertice e la camera. Il rivelatore di vertice è fatto di strati sovrapposti di rivelatori in silicio, la camera è una camera a fili. Le risoluzioni del rivelatore di vertice e della camera a deriva sono tali da rendere possibile la accurata ricostruzione dei vertici secondari e la misura di posizione con una precisione di circa $30 \mu m$ nel piano trasverso ai fasci. Tra la COT ed il criostato che contiene il superconduttore è inserito un rivelatore, disegnato per misurare il *tempo di volo* e l'identità delle particelle.

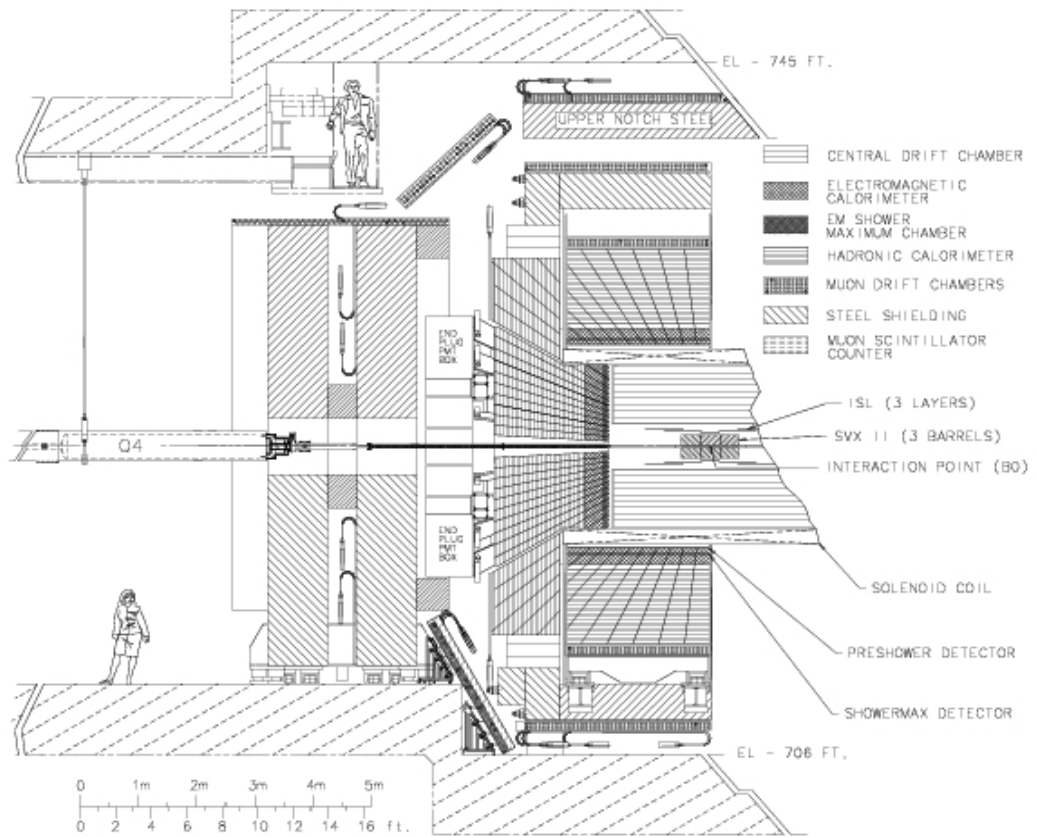


Figura 2.2: Sezione longitudinale di metà di CDF.

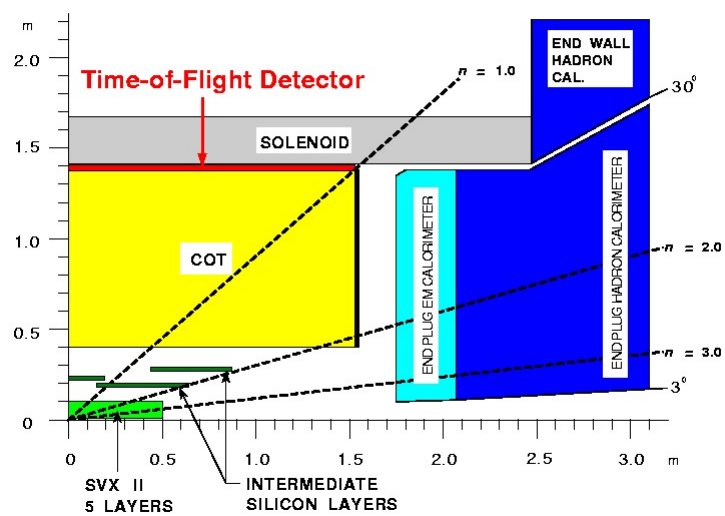


Figura 2.3: Schema del sistema di tracciatura di CDF. Il calorimetro centrale e le camere per i muoni avvolgono tutta questa struttura.

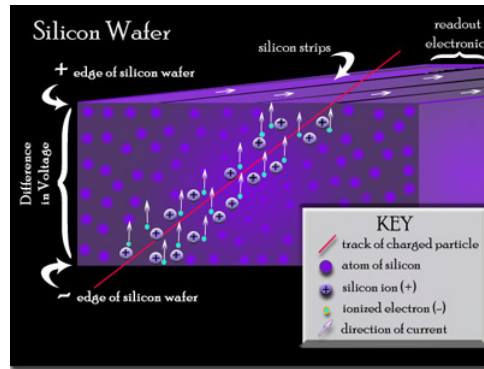


Figura 2.4: Illustrazione grafica del principio di funzionamento di un rivelatore in silicio

Il rivelatore di vertice

Il rivelatore di vertice di CDF è composto da 3 rivelatori indipendenti:

- Il *L00* [8] è il più vicino alla zona di collisione, avendo i piani del rivelatore posti a 1.35 cm e 1.62 cm dalla linea del fascio, ed è costruito con dei sensori al silicio a singola faccia molto più resistenti alla radiazione rispetto ai sensori presenti negli strati più esterni. Il *Layer 00* consente di tracciare i punti della traiettoria della particella solo nel piano (r, ϕ) e misura le coordinate dei punti di impatto delle particelle con i piani del rivelatore con una precisione di circa $15\text{ }\mu\text{m}$.
- Il *Silicon Vertex detector II* [9] è costituito di sensori in silicio con lettura su doppia faccia. Radialmente, SVX II occupa la regione compresa tra $r = 2.5\text{ cm}$ e $r = 10.6\text{ cm}$ e campiona la regione con $|\eta| \leq 2$. SVX II è composto da 3 cilindri allineati lungo z e suddivisi in 12 settori, ognuno dei quali copre una regione angolare pari a 30° . Un singolo settore contiene 5 strati di silicio concentrici ed approssimativamente equispaziati. La caratteristica peculiare di questo rivelatore è che consente di ricostruire il vertice non solo sul piano (r, ϕ) , ma anche nel piano (r, z) , ovvero in 3 dimensioni. Questo è possibile grazie ai sensori a doppia faccia nei quali le strisce su di un lato sono inclinate di 1.2° , o 90° , rispetto all'asse z .
- L'*Intermediate Silicon Layer* [10] è il rivelatore più esterno e anch'esso utilizza sensori a doppia faccia. Esso campiona la regione compresa tra $r = 20\text{ cm}$ e $r = 28\text{ cm}$.

La camera di tracciatura

La *Central Outer Tracker (COT)* [11] è una camera a deriva che occupa la regione radiale compresa tra $r = 44\text{ cm}$ e $r = 132\text{ cm}$. E' un rivelatore costituito da una miscela gassosa di argon/etano nella quale è immersa una rete di fili di due tipologie, *sensibili* e *di campo*.

Quando una particella carica attraversa la COT, essa ionizza alcuni atomi di gas, liberando alcuni elettroni. Questi vengono attratti dal campo elettrico generato dai fili sensibili e dunque vengono accelerati verso di essi. Lo scopo dei fili di campo è quello di mantenere il campo generato dai fili sensibili il più uniforme possibile. Durante il loro moto gli elettroni ionizzano altri atomi e questo segnale, che è significativamente più intenso di quello iniziale generato dal passaggio della particella, viene rivelato dal sistema di lettura collegato ai fili sensibili. La COT ha una maggiore incertezza sperimentale sulla misura di posizione rispetto ad un rivelatore in silicio; questa è circa

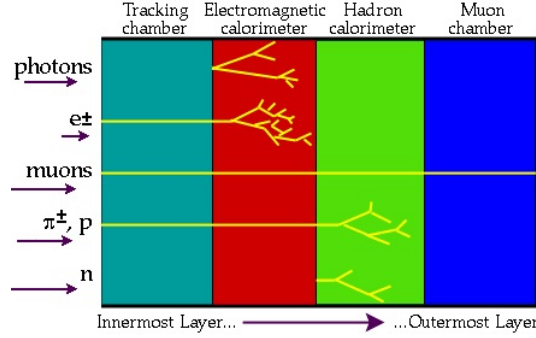


Figura 2.5: *Illustrazione che mostra per ogni particella da quali elementi del rivelatore è rivelata.*

175 μm , ma la capacità di campionare le tracce su un raggio così ampio le consente di misurare il momento trasverso con risoluzione ottima: $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T^2} \simeq 0.1\%$.

2.2.3 Il rivelatore di muoni

I muoni, avendo massa molto maggiore di quella dell'elettrone e non interagendo fortemente con i nuclei, perdono energia nell'attraversare il calorimetro solo a causa del fenomeno della ionizzazione, e riescono ad attraversarlo completamente nella regione centrale se hanno un momento trasverso non inferiore a $1.4 \text{ GeV}/c$. Il rivelatore per i muoni di CDF [12] avvolge il calorimetro dall'esterno. È realizzato con camere a deriva, ed è suddiviso in quattro componenti: il Central Muon Unit, il Central Muon uPgrade, il Central Muon eXtension e gli Intermediate Muon Chambers.

Il CMU è collocato subito attorno al calorimetro, a 347 cm dal punto di interazione. Rivela i muoni con $p_T > 1.4 \text{ GeV}/c$ e con $|\eta| \leq 0.6$ ed è composto da 24 rivelatori che coprono 15° ciascuno in ϕ .

Se una particella carica diversa da un muone riesce ad oltrepassare il calorimetro, allora essa viene rilevata dal CMU e questo può causare un errore nell'analisi dei dati, a causa della identificazione erranea di un muone falso. Per limitare questo fenomeno oltre il CMU è stato posto uno strato di 60 cm di acciaio oltre il quale è stato posizionato il CMP, che è assai simile al CMU. La presenza di questo assorbitore incrementa la soglia di impulso minimo necessaria a raggiungere il CMP a $2.2 \text{ GeV}/c$. Quindi per quelli ad impulso minore bisogna affidarsi al solo CMU.

Il CMX è costituito da tubi di deriva suddivisi in 8 strati, dei quali alcuni sono leggermente inclinati per avere delle informazioni anche sulla coordinata z . Essa consente anche di estendere la regione di copertura della pseudorapidità da $|\eta| \leq 0.6$ a $|\eta| \leq 1.0$.

2.2.4 Altri rivelatori

CDF dispone di altri due rivelatori che, pur non essendo utilizzati direttamente nel mio lavoro meritano una breve descrizione, il rivelatore dedicato alla misura del tempo di volo delle particelle ed il calorimetro. Il rivelatore del tempo di volo [13] misura l'intervallo temporale che intercorre tra l'intersezione dei fasci e il segnale che riceve quando è attraversato da una particella carica. Note la distanza percorsa e l'impulso della particella misurato dal sistema di tracciatura, si può determinare la velocità, e di conseguenza la massa, delle particelle. Questo apparato ha una

risoluzione di circa 120 ps , la quale consente di distinguere la traccia di un kaone da quella di un pione molto bene se l'impulso non è molto elevato, ovvero se non è più di $1.5 \text{ GeV}/c$.

Purtroppo, a causa dell'elevato numero di tracce presenti in eventi ad alta luminosità, l'informazione sul tempo di volo è disponibile solo su circa metà delle tracce ricostruite.

Il calorimetro di CDF [14] misura l'energia di fotoni, elettroni ed adroni energetici. Quando una particella interagisce con il materiale assorbitore del calorimetro, essa perde energia e produce una cascata di particelle che si propagano e incidono sugli strati di scintillatori. Il segnale della cascata è rivelato e da questo si procede con l'identificazione della particella iniziale. Di particolare importanza è la misura dell'energia delle particelle che non vengono rivelate dal sistema di tracciatura, ovvero fotoni e adroni neutri e, una volta ricostruito l'intero evento, l'eventuale presenza di uno sbilanciamento dell'energia è indizio della presenza di un neutrino nell'evento. Il calorimetro centrale e quello "in avanti" sono collocati subito oltre il solenoide che avvolge il sistema di tracciatura ed è composto da strati di scintillatori ed assorbitori che coprono con un angolo di quasi 4π la regione di interazione $p\bar{p}$. I calorimetri di CDF sono di due tipi: *elettromagnetici* [15] o *adronici* [16]. I primi assorbono l'energia di elettroni o fotoni e sono costituiti da lamine di scintillatore plastico intervallate da strati di piombo. Il calorimetro adronico, invece, è di dimensioni maggiori e serve a misurare l'energia dei getti di particelle adroniche. È costituito da strati di scintillatore plastico intervallato da strati di ferro. Il calorimetro di CDF copre la regione $|\eta| \leq 3.6$, il calorimetro *centrale* copre la regione $|\eta| \leq 1.1$ mentre i laterali coprono la regione $1.1 \geq |\eta| \geq 3.6$.

2.2.5 Il sistema di trigger

Al centro del rivelatore CDF si hanno circa $1.7 \cdot 10^6$ collisioni protone-antiprotone al secondo. L'informazione digitalizzata relativa ad ogni interazione occupa circa 300 kB di memoria. Se avessimo voluto registrare tutte le collisioni prodotte dal Tevatron in 10 anni, sarebbe stata necessaria una memoria fissa di centinaia di milioni di Terabyte e, soprattutto, un calcolatore in grado di elaborare quasi 1 TB di dati al secondo. CDF non disponeva di elettronica in grado di offrire simili prestazioni, ed è necessario operare una significativa scrematura in tempo reale dei dati. Sfruttando il fatto che gli eventi di interesse per le misure di fisica sono una piccola frazione di quelli prodotti e che, di solito, mostrano delle signature chiare che consentono di distinguerli dagli eventi di fondo, non è eccessivamente difficile realizzare selezioni online che consentano di individuare e registrare su disco gli eventi interessanti. Questa funzione è assolta da un sistema detto Trigger.

L'architettura del Trigger di CDF presenta tre livelli che, in successione e con una accuratezza crescente, controllano che ciascun evento presenti tutte le caratteristiche richieste. Solo gli eventi che superano la selezione di tutti i livelli di Trigger sono registrati su disco per le successive analisi offline. Vediamo brevemente quali sono le caratteristiche principali dei tre livelli del Trigger di CDF.

- Il primo livello è realizzato mediante hardware specializzato che elabora i dati raccolti dalla camera a deriva, dal calorimetro e dalle camere per i muoni. Il processore detto eXtremely Fast Tracker (XFT, [17]) ricostruisce nel piano trasverso al fascio le tracce nella camera a deriva con $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$. Altri processori dedicati consentono di controllare se le tracce di XFT possono essere associate a depositi di energia nel calorimetro elettromagnetico,

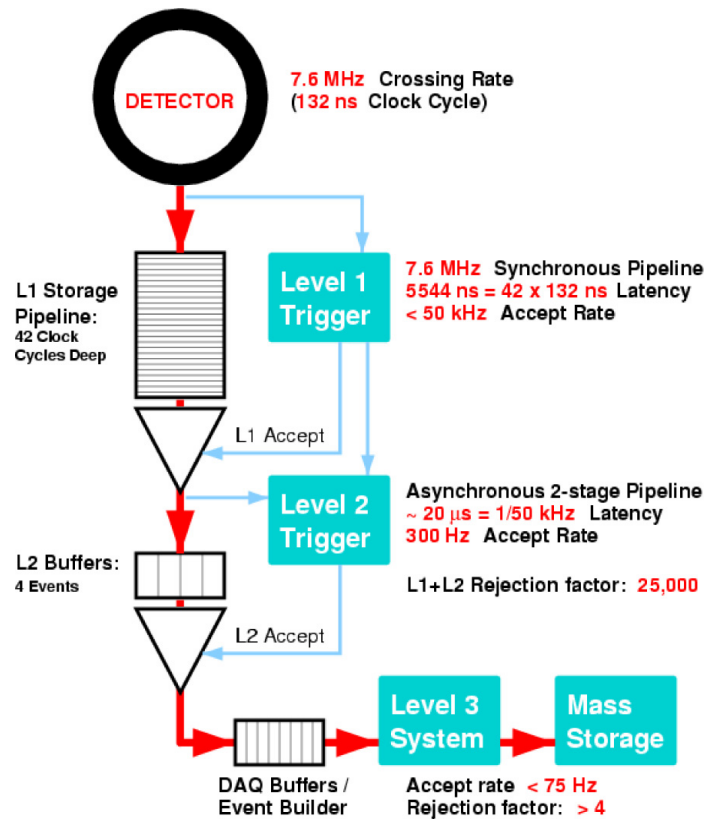


Figura 2.6: Schema del funzionamento del trigger di CDF.

formando così dei candidati elettroni, o a segmenti nelle camere dei muoni. Il primo livello di trigger analizza tutte le $1.7 \cdot 10^6$ collisioni prodotte dal Tevatron in un secondo e ne seleziona una frazione pari a circa 1% che trasferisce ai successivi livelli di Trigger. La frequenza massima di eventi in uscita dal primo livello verso il secondo livello è circa 27 kHz .

- Il secondo livello sfrutta una combinazione di hardware dedicato e CPU commerciali per raffinare la ricostruzione effettuata dal livello precedente e migliorare la misura delle quantità fisiche necessarie per le selezioni degli eventi. In particolare a questo livello si riesce ad utilizzare l'informazione del rivelatore di vertice (SVT, [18]) che migliora la qualità della ricostruzione delle tracce. La frequenza massima di eventi selezionati dal secondo livello e trasferiti al terzo è circa 900 Hz .
- Il terzo livello di trigger utilizza diverse centinaia di CPU commerciali ed effettua una ricostruzione completa degli eventi utilizzando algoritmi assai simili a quelli della ricostruzione offline. Questo livello seleziona e registra su disco circa 150 eventi al secondo. Questi sono gli eventi che in seguito sono usati nelle analisi.

Il Trigger dedicato alla selezione del decadimento $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Il Trigger di CDF consente di filtrare gli eventi utilizzando oltre cento configurazioni di criteri di selezione diverse e indipendenti, ciascuna delle quali richiede la presenza di signature particolari

nell'evento (per esempio la presenza di leptoni, di jet energetici nel calorimetro, o di vertici secondari di decadimento). La selezione che ha raccolto i dati da noi utilizzati, il "Trigger per le J/ψ ", è concepita per identificare gli eventi nei quali è presente una coppia di muoni compatibili con l'essere stati prodotti nel decadimento di una J/ψ . La facilità di ricostruzione ed identificazione dei muoni ed il fatto che molti decadimenti di adroni B coinvolgono una J/ψ fanno di questo Trigger uno strumento potente ed efficiente per raccogliere decadimenti di adroni B . Il fatto che il rivelatore per muoni sia suddiviso in vari sottosistemi, dei quali le camere CMU e CMX sono i principali elementi, rende necessario dedicare più selezioni al Trigger per le J/ψ , a seconda che i due muoni siano stati entrambi rivelati nel CMU, od uno nel CMU ed uno nel CMX. Vediamo brevemente le richieste operate dai tre livelli del trigger per J/ψ .

Il primo livello richiede che due tracce ricostruite nella camera da XFT siano associate a due segmenti nelle camere dei muoni, con $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ nel caso di muoni CMU o $p_T > 2.0 \text{ GeV}/c$ nel caso di muoni CMX. La diversa soglia in impulso trasverso è dovuta al maggiore livello di background dovuto a muoni falsi nelle camere CMX.

Il secondo livello richiede che i muoni abbiano carica opposta ed una apertura angolare, misurata nel piano trasverso, non superiore a 120 gradi.

Il terzo livello calcola la massa invariante della coppia di muoni e richiede che appartenga all'intervallo $2.7 \text{ GeV}/c^2 - 4.0 \text{ GeV}/c^2$.

Utilizzando questo Trigger CDF ha raccolto in 10 anni un campione di circa 50 milioni di $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Capitolo 3

Ottimizzazione dei criteri di selezione

Il mio contributo principale allo studio del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ è stato concepire e realizzare una ottimizzazione del campione di dati da analizzare. Il campione di dati a mia disposizione in partenza è ottenuto a seguito delle selezioni operate dal trigger e da semplici criteri di qualità nella ricostruzione delle tracce e dei vertici, riportati in tabella 3.1.

La distribuzione in massa invariante $\mu^+ \mu^- K \pi$ risultante è riportata in figura 3.1. Si nota una struttura non molto accentuata centrata a circa $5.28 \text{ GeV}/c^2$, sovrapposta ad un abbondante fondo regolare e decrescente al crescere della massa. La struttura è presumibilmente dovuta alla presenza dei decadimenti in stati finali $\mu^+ \mu^- K \pi$ del mesone B^0 . Gli eventi di fondo sono eventi che superano la selezione di trigger e quella preliminare offline, ma sono dovuti a processi fisici non di nostro interesse, ad effetti strumentali o alla combinazione dei due.

Una qualunque misura effettuata su questo campione di dati sarebbe affetta da una consistente incertezza, dovuta al fatto che sarebbero utilizzati nell'analisi anche numerosi eventi non provenienti dal segnale di $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Più in generale, l'incertezza statistica associata ad una misura, effettuata su un campione di dati comprendente eventi di segnale e di fondo, può essere parametrizzata come una funzione del numero di eventi di segnale, S , e di fondo, B . Conoscere questa funzione a priori è utile perché permette di adattare la selezione del campione su cui si vuole effettuare la misura allo scopo di avere la minima incertezza statistica possibile sui parametri da determinare. In generale la forma analitica di questa funzione non è conosciuta e se ne devono approssimare le caratteristiche mediante l'uso di simulazioni. In alcuni casi, però,

Quantità	Selezione
$p_T(K, \pi)$	$> 0.4 \text{ GeV}/c$
$p_T(\mu)$	$> 1.5 \text{ GeV}/c$
$p_T(K^{*0} \text{ ricostruito})$	$> 2.0 \text{ GeV}/c$
$ M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}^{PDG} $	$\leq 80 \text{ MeV}/c^2$
$ M_{K\pi} - M_{K^{*0}}^{PDG} $	$\leq 80 \text{ MeV}/c^2$
$p_T(B^0)$	$> 4.0 \text{ GeV}/c$

Tabella 3.1: Tabella riassuntiva dei tagli preliminari offline applicati al campione di dati. I valori utilizzati per la massa delle particelle J/ψ e K^{*0} sono quelli riportati in [2].

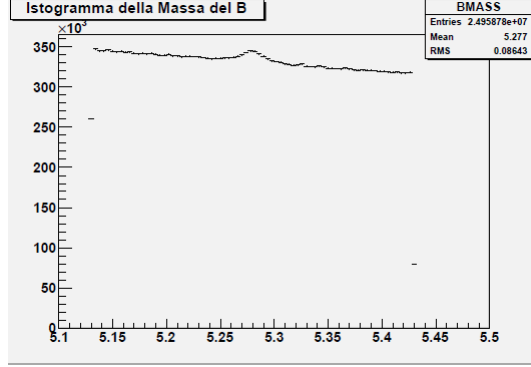


Figura 3.1: Distribuzione della massa $\mu^+\mu^-K\pi$ ricostruita sull'intero campione di dati.

l'andamento della funzione è noto ed è pertanto possibile esprimerla analiticamente. Il mio caso, il cui obiettivo è la misura delle ampiezze di polarizzazione del decadimento, è uno di questi. È possibile dimostrare che le incertezze statistiche sulle ampiezze sono proporzionali alla quantità $F = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$, che chiamerò *figura di merito*, valutata in una regione di massa appropriata.

L'obiettivo centrale del mio lavoro è stato selezionare un sottocampione dell'intero insieme di dati tale da massimizzare la figura di merito, al fine di ottimizzare la risoluzione aspettata sulla misura delle ampiezze di polarizzazione del decadimento. Per la selezione del sottocampione ho utilizzato la seguente strategia. Mi aspetto distribuzioni degli eventi di fondo differenti da quelle degli eventi di segnale per alcune delle osservabili del decadimento. Ho individuato le distribuzioni dove le differenze erano più significative e, esplorando l'andamento di $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ in funzione di queste, ho cercato il massimo della funzione. Scelte le variabili più opportune, ho dunque valutato la figura di merito su differenti intervalli di questo spazio multidimensionale, che chiamerò *tagli*. Al termine di questa procedura di ottimizzazione dei tagli, ho trovato i criteri di selezione che isolano il sottocampione di dati più adatto alla misura delle distribuzioni angolari.

3.1 Studio delle variabili discriminanti

Le variabili disponibili sono molto numerose ed includono, per esempio, gli impulsi di ciascuna delle particelle; la massa del K^{*0} ; la lunghezza di decadimento del candidato mesone B^0 ; la probabilità del vertice, che è la probabilità che le quattro tracce ricostruite abbiano un vertice in comune, estratta dal fit cinematico; la pseudorapidità dei muoni, η , e molte altre. Una ottimizzazione che utilizzi tutta l'informazione disponibile è idealmente la più efficace. Tuttavia man mano che aumenta la dimensionalità dello spazio delle variabili da esplorare, il compito diviene tecnicamente e computazionalmente proibitivo; è ragionevole quindi restringerci ad un sottoinsieme di variabili più limitato, scegliendo le più potenti nel discriminare il segnale dal fondo.

Tra tutte le variabili disponibili, ho studiato l'impulso trasverso del B^0 , della J/ψ e del K^{*0} , il tempo di decadimento del B^0 e la probabilità del vertice, in quanto mi aspetto che per queste variabili le differenze tra distribuzioni degli eventi di fondo e di segnale siano maggiori, come discusso in sezione 1.2.2. Infatti la lunghezza di decadimento (ct) del B^0 , circa $500 \mu m$, è in media significativamente più grande di quella dei possibili eventi di fondo, che sono per lo più dovuti al contributo di quark leggeri; analogamente l'impulso trasverso del B^0 , e pertanto

quello della J/ψ e del K^{*0} ricostruiti, è statisticamente maggiore di quello delle altre particelle prodotte dalla collisione $p\bar{p}$. Infine la probabilità del vertice è una variabile da studiare in quanto è improbabile che le quattro tracce di un evento di fondo abbiano un vertice in comune di buona qualità.

Per studiare le differenze statistiche tra distribuzioni occorre ricavare campioni di eventi arricchiti in eventi di fondo e campioni arricchiti in eventi di segnale. Ho usato la tecnica di sottrazione delle *sideband*, resa possibile dal fatto che abbiamo un segnale completamente ricostruito che si distingue dal fondo nella distribuzione in massa.

Assumiamo che gli eventi la cui massa ricostruita popola l'intervallo $5.35 - 5.40 \text{ GeV}/c^2$ siano esclusivamente eventi di fondo (vedi Figura 3.2). L'assunzione è giustificata dal fatto che sappiamo dalle simulazioni che la distribuzione prevista per gli eventi di segnale è approssimativamente una Gaussiana centrata in $5.279 \text{ GeV}/c^2$ con $\sigma = 14 \text{ MeV}/c^2$. Pertanto nella regione scelta il segnale dovrebbe essere quasi completamente assente; questo discorso è valido, però, solo per le regioni di massa superiore a quella del B^0 , dove non contribuiscono significativamente decadimenti di altre particelle conosciute. Regioni di massa inferiore, anche se sufficientemente separate dal centro della gaussiana, potrebbero contenere dei decadimenti a più corpi di mesoni B e dunque contenere eventi con caratteristiche simili a quelle del segnale. Il decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} \pi^- \pi^+$, ad esempio, può essere erroneamente ricostruito come $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ottenendo eventi con massa inferiore a quella reale a causa dell'energia non ricostruita dei due pioni.

Sottraendo la distribuzione relativa agli eventi nell'intervallo $5.35 - 5.40 \text{ GeV}/c^2$ da quella del campione relativa agli eventi presenti nell'intervallo di risonanza del B^0 , $5.255 - 5.305 \text{ GeV}/c^2$, si ricava la distribuzione che, statisticamente, è associata agli eventi di segnale. L'integrale dell'intervallo scelto per gli eventi di fondo è stato appropriatamente riscaldato per riprodurre il numero di eventi di fondo presenti nella regione della risonanza. Confrontando le distribuzioni degli eventi di fondo con quelle degli eventi di segnale sottratti dal fondo, si deduce per quali variabili le distribuzioni di segnale e fondo siano statisticamente più differenti fra loro, ovvero quanto una variabile può risultare più discriminante ai fini dell'ottimizzazione dei tagli.

In figura (3.3) è riportata come esempio l'analisi eseguita per il ct del B^0 . Dall'alto verso il basso e da sinistra verso destra vi sono le distribuzioni in ct sull'intero campione di dati, ct della sideband, ct del segnale, ovvero distribuzione della sottrazione dei due precedenti e grafico del ct dell'intero campione (nero) vs. ct del segnale (rosso). La differenza evidente tra le forme delle due distribuzioni nell'ultimo grafico esemplifica il potere discriminante dei tagli che farò. È interessante notare come la distribuzione relativa al segnale abbia il caratteristico andamento esponenziale decrescente, come ci aspettiamo per un decadimento di una risonanza instabile.

Una volta analizzate le cinque variabili, le cui distribuzioni di fondo e segnale sono riportate nella figura (3.4), ho deciso di sceglierne solo tre per l'ottimizzazione dei tagli: ct , dove la distinzione fra segnale e fondo è molto evidente, $p_T(B^0)$ e probabilità del vertice. Ho verificato, infatti, che il miglioramento apportato dalle ulteriori due variabili è marginale rispetto a quello già ottenuto; questo perché il p_T del B^0 è la somma vettoriale di quelli di J/ψ e K^{*0} , pertanto è strettamente correlato con questi due impulsi trasversi e di conseguenza possiede gran parte del potere discriminante totale di queste tre variabili.

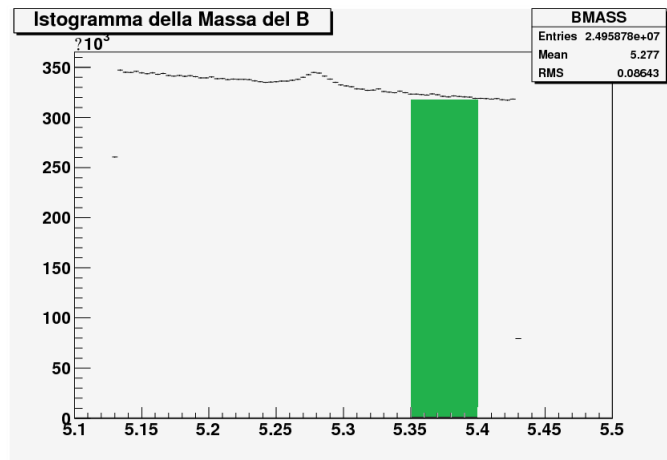


Figura 3.2: Sideband della distribuzione della massa del mesone B^0 .

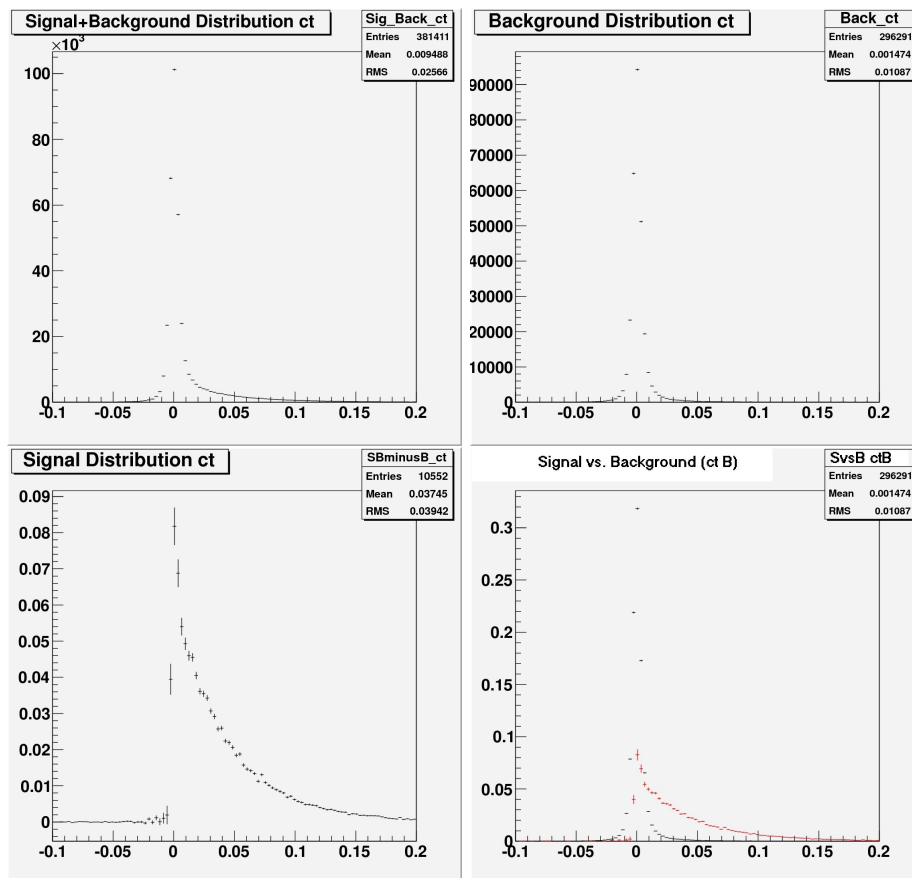


Figura 3.3: Grafici che rappresentano le quattro fasi dell'analisi effettuata su ciascuna variabile cinematica, in questo caso il ct del B^0 .

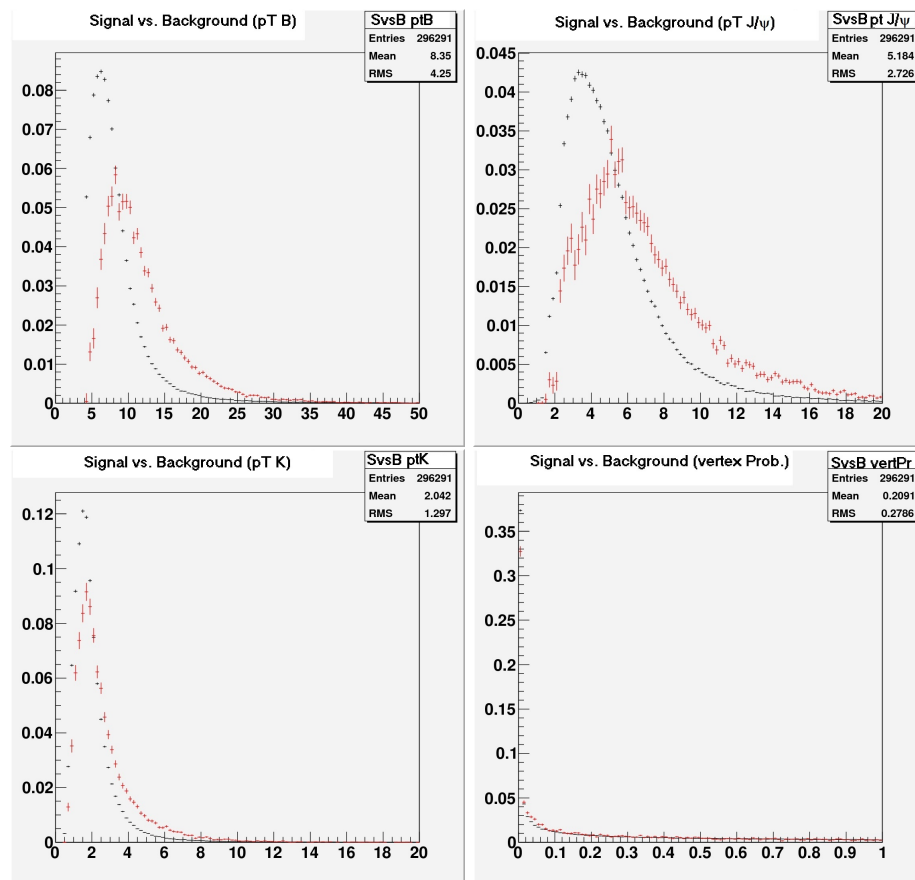


Figura 3.4: Distribuzione sull'intero campione (nero) vs. segnale (rosso) delle seguenti variabili: p_T del B^0 , p_T della J/ψ , p_T del K^{*0} e probabilità del vertice.

3.2 Ottimizzazione

Ho effettuato l'ottimizzazione dei tagli al fine di massimizzare la quantità $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ per ogni configurazione di tagli. È necessario stimare il numero di eventi di segnale (S) ed il numero di eventi di fondo (B) per ogni configurazione di tagli che testerò. Per stimare S e B ho utilizzato un fit di χ^2 della distribuzione di massa invariante. Le funzioni di fit scelte sono:

$$G(m) = A \cdot e^{-\frac{(m-m_B)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.1)$$

$$F(m) = B \cdot (C + D \cdot m) \quad (3.2)$$

dove m_B è la massa nota del B^0 e σ , A , B , C e D sono parametri liberi del fit e G è la funzione per il segnale, mentre F è quella per il fondo.

La scelta di una gaussiana per fittare il segnale è dovuta al fatto che la larghezza della risonanza del mesone B^0 , la quale è teoricamente una lorentziana molto stretta, è dominata dalla risoluzione sperimentale, pertanto la curva di risonanza osservata nei nostri dati approssima una Gaussiana; la scelta di usare una retta per il fondo è invece dovuta al fatto che empiricamente il fondo segue una distribuzione lineare. Ho dunque applicato il fit alla distribuzione in massa usando queste due funzioni per ogni configurazione di tagli, al fine di stimare la funzione di merito. Nella figura (3.5) sono riportati degli esempi di fit.

Al migliorare del rapporto segnale su fondo, la scelta di una singola funzione Gaussiana per modellare il segnale si rivela non del tutto soddisfacente. Nonostante ci aspettiamo che questa approssimazione abbia un effetto marginale nella ottimizzazione, discuterò in seguito (sezione 3.4) la causa di questo effetto e la scelta di una funzione di fit più appropriata.

Ho realizzato una ottimizzazione multidimensionale, simultanea su tutte e tre le variabili. Non possiamo, infatti, limitarci a massimizzare la figura di merito singolarmente su ciascuna variabile. Quando si taglia una variabile, si escludono eventi presenti anche nelle distribuzioni delle altre, modificando le distribuzioni di fondo e di segnale di queste; questo perché la distribuzione multidimensionale degli eventi nello spazio delle variabili non è fattorizzabile nel prodotto di distribuzioni delle singole variabili, a causa delle correlazioni cinematiche dovute alla fisica e alle accettanze ed efficienze del sistema di rivelazione. Occorre pertanto eseguire i tagli simultaneamente su tutte le variabili, analizzando tutte le loro possibili combinazioni.

Ho inizialmente effettuato l'ottimizzazione solo su due variabili, ct e p_T , in maniera da individuare approssimativamente le regioni dove la figura di merito era maggiore, in cui conveniva infittire la granularità dei tagli. Il grafico tridimensionale che mostra il valore della figura di merito in funzione dei tagli su ct e p_T del B^0 è riportato in figura (3.6). Il valore massimo della figura di merito che ho ottenuto è relativo ai tagli $p_T(B^0) > 10 \text{ GeV}/c$ e $ct(B^0) > 250 \mu m$.

Osservando i risultati ottenuti ho deciso di infittire il campionamento in ct nell'intervallo compreso tra $100 \mu m$ e $400 \mu m$. Quindi ho aggiunto all'analisi la probabilità di vertice, stabilendo contestualmente i seguenti tagli da testare

- $p_T > 5, 10, 15, 20, 25 \text{ GeV}/c$;
- $ct > 0, 50, 100, 250, 350, 450, 700, 1000 \mu m$;

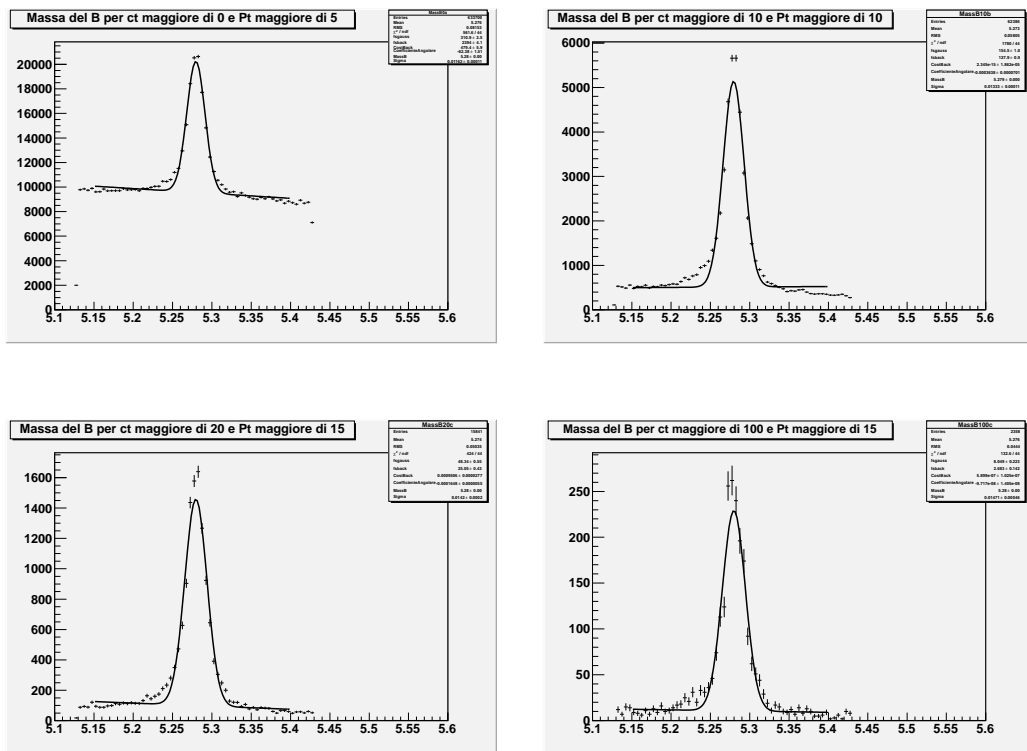


Figura 3.5: Alcuni esempi di fit.

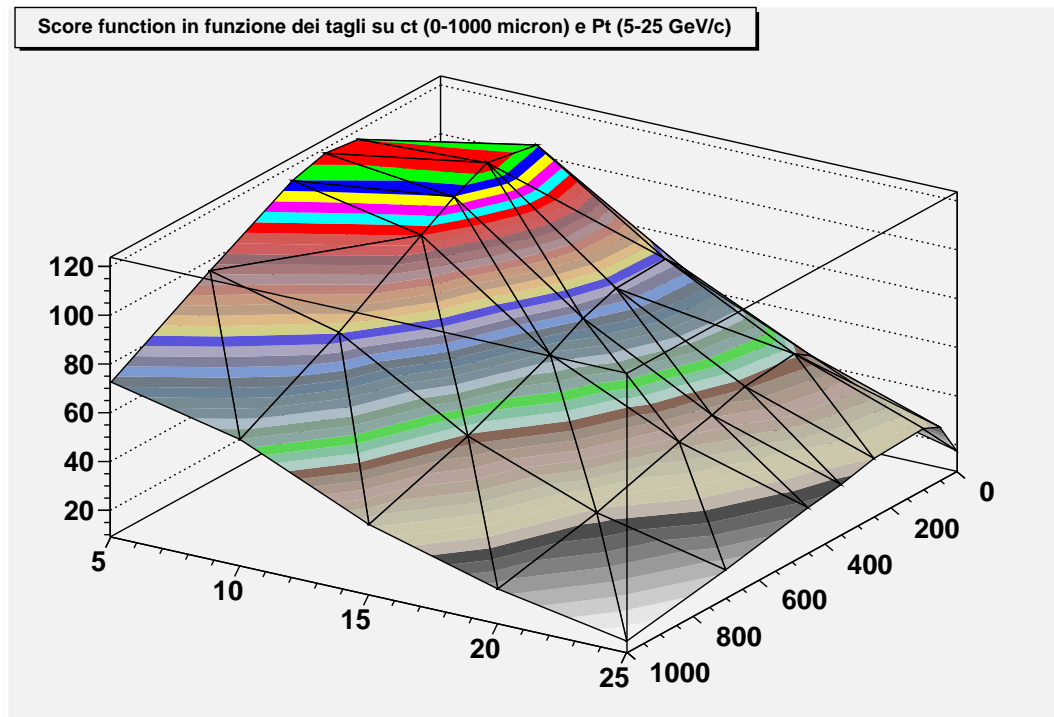


Figura 3.6: Figura di merito al variare dei tagli su ct nell'intervallo 0 – 1000 μm e su pt nell'intervallo 5 – 25 GeV/c.

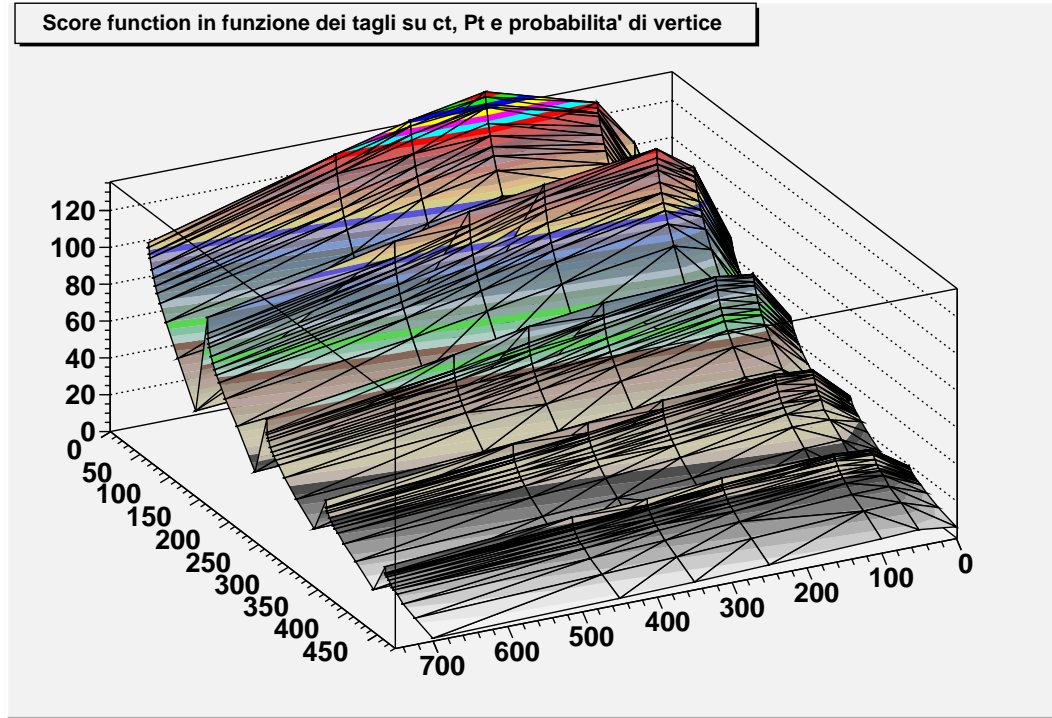


Figura 3.7: Figura di merito al variare dei tagli su ct nell'intervallo $0-1000 \mu m$, p_T nell'intervallo $5 - 25 GeV/c$ e χ^2 nell'intervallo $0 - 1$.

- $prob. > 0, 0.005, 0.01, 0.02, 0.03, 0.06, 0.09, 0.12, 0.15, 0.20, 0.30, 0.50, 0.80$;

3.3 Risultati

Ho calcolato il valore della funzione di merito per ogni possibile combinazione di questi, ottenendo il valore massimo per la configurazione di tagli $p_T(B^0) > 5 GeV/c$, $ct(B^0) > 250 \mu m$ e $prob. > 0.005$. Il grafico in figura (3.7) riporta il valore della figura di merito (asse z) in funzione dei tagli applicati sulle tre variabili. Trattandosi di un problema a quattro dimensioni, su un asse ho riportato i tagli in ct che variano nell'intervallo $0 - 1000 \mu m$, mentre sull'altro asse ho riportato i tagli sulle variabili $prob.$ e p_T utilizzando una mappatura codificata sulla prima, seconda e terza cifra di un codice decimale. La prima cifra si riferisce al taglio su p_T ($0 = p_T > 5 GeV/c, 1 = p_T > 10 GeV/c, \dots$), mentre la seconda e la terza cifra rappresentano il taglio in percentuale sul $prob.$ (ad esempio il valore 430 vuol dire taglio su p_T a $25 GeV/c$ e taglio su $prob.$ a 0.3). Includendo la probabilità nell'ottimizzazione si è ottenuto un miglioramento circa del 15% rispetto all'utilizzo dei tagli solo in ct e p_T .

La distribuzione di massa ottenuta al termine dell'ottimizzazione è riportata in figura (3.8). Il numero di eventi selezionati è circa $\frac{1}{300}$ del numero di eventi presenti nell'istogramma iniziale, e il segnale del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ adesso è molto evidente, il picco è alto circa 10 volte il livello medio del fondo. Confrontando il valore della figura di merito sulla distribuzione ottimizzata con il valore della stessa calcolata sulla distribuzione iniziale, ho ottenuto un miglioramento

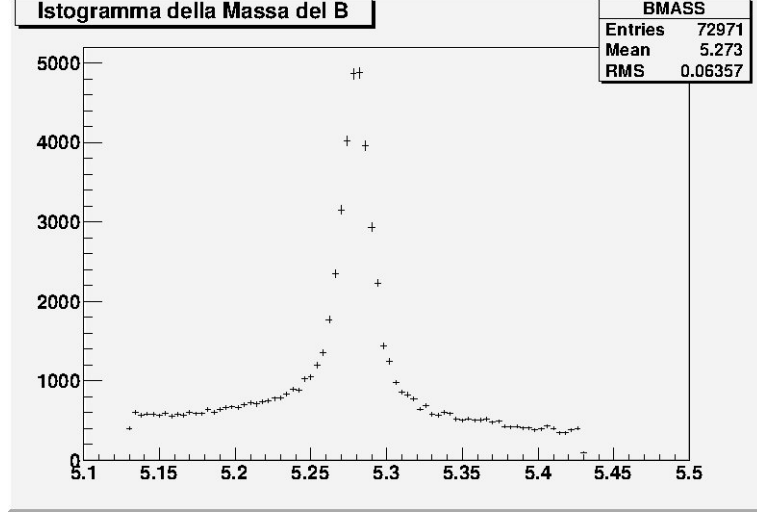


Figura 3.8: Distribuzione della massa del B^0 al termine della procedura di ottimizzazione dei tagli.

di un fattore tre. Mi aspetto un miglioramento analogo, in media, sulla varianza delle stime delle ampiezze di polarizzazione.

3.4 Miglioramenti della funzione di fit

Osservando il fondo in figura 3.8, notiamo che sembra più abbondante a masse inferiori a quella del B^0 rispetto a quelle superiori. Ci aspettiamo che per masse superiori il fondo sia prevalentemente combinatorio, dovuto ad errori nella ricostruzione, come ad esempio combinazioni accidentali di un decadimento di J/ψ con due tracce casuali; mentre per masse inferiori, oltre al combinatorio ci sono probabilmente contributi da decadimenti a più corpi del B^0 , come ad esempio $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} \pi^- \pi^+$, i quali comportano una massa ricostruita inferiore a quella nota del B^0 .

Inoltre, osservando meglio la regione del segnale, si nota che questa non è modellata accuratamente da una gaussiana, come anche indicato dai fit poco soddisfacenti di figura (3.5). Questo è in parte dovuto al fatto che, per una frazione minoritaria di eventi, alla traccia del kaone decaduto dal K^{*0} è assegnata la massa del pione e viceversa. La distribuzione della massa del B^0 ricostruita con le tracce del K^{*0} scambiate è una Gaussiana più larga che si sovrappone in parte alla regione di segnale. L'ambiguità nelle assegnazioni di massa è dovuta al fatto che CDF non è ottimizzato per l'identificazione di pioni e kaoni, quindi l'assegnazione di massa alle tracce cariche è basata su criteri cinematici e non su una misura diretta di massa. Per migliorare il modello ho raffinato il modello del segnale aggiungendo una seconda Gaussiana

$$H(m) = E \cdot e^{-\frac{(m-m_2)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (3.3)$$

che sommata alle due funzioni per segnale e fondo definite nel paragrafo 3.2

$$G(m) = A \cdot e^{-\frac{(m-m_B)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.4)$$

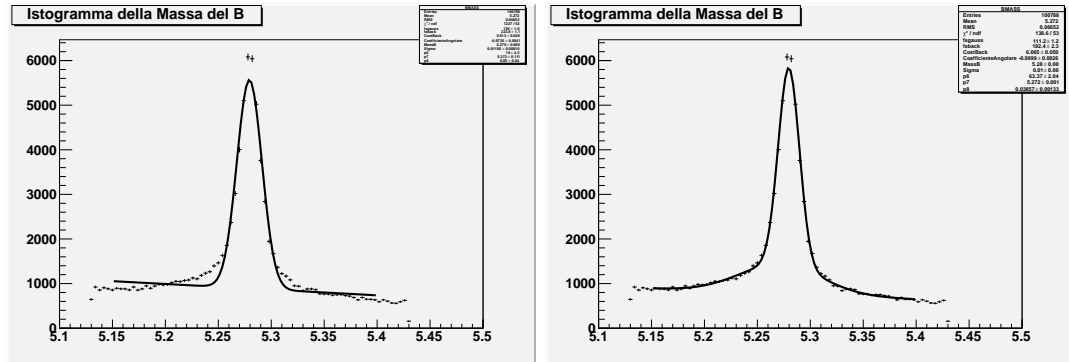


Figura 3.9: Confronto tra le due funzioni di fit.

$$F(m) = B \cdot (C + D \cdot m) \quad (3.5)$$

è la nuova funzione di fit

$$M(m) = H(m) + G(m) + F(m) \quad (3.6)$$

Questa nuova funzione di fit ha 9 parametri liberi: A, B, C, D, E, (m_B) , m_2 , σ , σ_2 ; tre in più rispetto alla funzione di fit utilizzata inizialmente. In figura (3.9) si può osservare il confronto tra le due funzioni di fit sulla stessa distribuzione. La nuova funzione di fit riproduce i dati molto più accuratamente della prima. Ho verificato che riottimizzare la selezione usando questa nuova funzione di fit non apporta significativi miglioramenti. Al contrario, per configurazioni in cui il fondo è molto abbondante, il fit può erroneamente assegnare alla seconda gaussiana eventi che invece sono di fondo, introducendo un bias nella stima di S e B.

Capitolo 4

Sommario e prospettive

In questo lavoro di analisi dati ho studiato un campione di decadimenti $B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$, raccolto in circa 8.5 fb^{-1} di collisioni $p\bar{p}$ dall'esperimento CDF a Tevatron. Questo è, al momento, il più grande campione di questi decadimenti disponibile. La risoluzione in massa e le ottime capacità di identificazione dei muoni rendono CDF estremamente promettente per una misura di polarizzazione degli stati finali. Questa è importante per due motivi: la gerarchia fra le ampiezze può essere confrontata con le previsioni della QCD, dove un'eventuale discordanza potrebbe rivelarsi un indizio indiretto della presenza di fisica oltre il Modello Standard; gli strumenti e le tecniche di analisi sviluppate nello studio del nostro decadimento sono una necessaria validazione degli analoghi strumenti impiegati nello studio del decadimento $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, oggi al centro dell'attenzione per i suoi sorprendenti risultati riguardanti la violazione di simmetria CP [4].

Per sfruttare al massimo questo potenziale, occorre innanzitutto selezionare un sottoinsieme di eventi in modo da migliorare la risoluzione media aspettata sulle misure finali. Il mio contributo e responsabilità principale è stato concepire, sviluppare e realizzare una procedura di ottimizzazione atta a selezionare il campione con le caratteristiche di abbondanza e purezza di segnale ottimali per lo scopo di una misura di polarizzazione. Ho studiato le quali variabili discriminanti fossero più adatte per separare il segnale dal fondo ed ho individuato nella lunghezza di decadimento del mesone B^0 , nell'impulso trasverso sempre del B^0 e nella probabilità del vertice le variabili più potenti.

Ho quindi esplorato la distribuzione multidimensionale degli eventi nello spazio di queste variabili per determinare i criteri di selezione ottimali allo scopo. Per ogni configurazione dei criteri di selezione ho stimato l'abbondanza di segnale e di fondo con un fit della distribuzione in massa.

Il risultato del mio lavoro è stata la selezione di un sottoinsieme di eventi in grado da migliorare di un fattore tre la risoluzione che ci aspettiamo sulla misura delle ampiezze di polarizzazione.

Il prossimo passo è di preparare la misura delle distribuzioni angolari del decadimento per ricavare le ampiezze di polarizzazione. Questa misura consiste nel fare un fit multidimensionale delle distribuzioni di tre variabili angolari utilizzate per descrivere il decadimento e della distribuzione della massa ricostruita del mesone B^0 . Per rappresentare le ampiezze di polarizzazione si sceglie una base opportuna che semplifica la procedura di fit.

Ho iniziato a collaborare ai primi test di fit sui dati sperimentali, di cui mostro le proiezioni

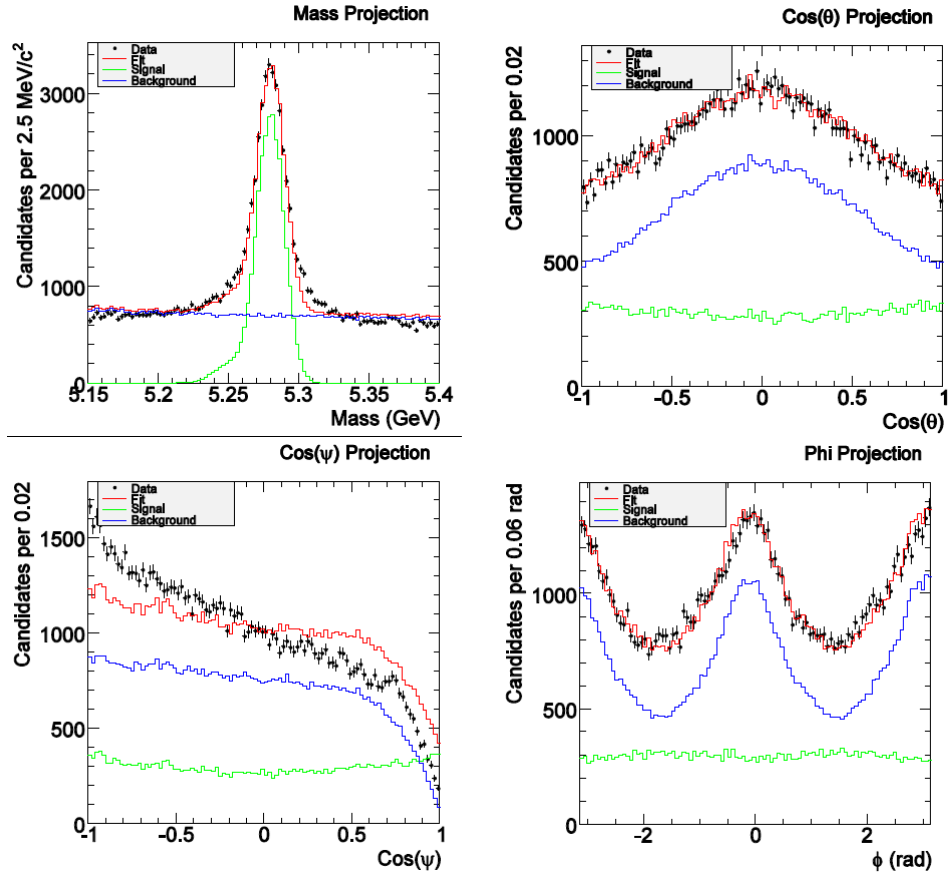


Figura 4.1: Proiezioni del fit della massa del B^0 e delle tre variabili angolari.

in Figura 4.1. In questa figura sono riportati in nero i punti sperimentali, in rosso la funzione di fit totale, in verde la funzione di fit relativa al segnale ricostruito ed in blu la funzione di fit relativa al fondo ricostruito; questo fit preliminare non include ancora l'effetto dell'accettazione sperimentale sulle distribuzioni angolari, come si osserva nella distribuzione in basso a sinistra, in cui la funzione di fit non riesce a riprodurre il rapido decrescere della curva dei dati.

Il lavoro di finalizzazione del fit alle distribuzioni angolari è ancora in corso, ed al momento le stime delle polarizzazioni ottenute dal fit non possono ancora ritenersi completamente affidabili per una misura. Però le risoluzioni statistiche determinate dal fit sui parametri di polarizzazione sono già una stima piuttosto accurata della precisione che possiamo aspettarci. Da questi primi test otteniamo risoluzioni statistiche sulle ampiezze misurate sui dati di CDF che sono circa il 50% migliori delle risoluzioni sulle misure attualmente esistenti [19]. Questo risultato, seppur del tutto preliminare, suggerisce che la misura di polarizzazione, scopo finale del gruppo con cui ho collaborato, possa essere molto competitiva e contribuire significativamente ad accrescere la nostra conoscenza della dinamica del B^0 .

Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, A. Salam and S. Weinberg, Nobel Lecture (8 dicembre 1979).
- [2] Particle Data Group, pdg.lbl.gov; K. Nakamura et al. (Particle Data Group), The Review of Particle Physics, J. Phys. G 37, 075021 (2010).
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963); M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 563 (1973).
- [4] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 100, 161802 (2008); V. Abazov et al. (D0 Collaboration), <http://arxiv.org/abs/1109.3166>, inviato a Phys Rev D.
- [5] A. Abulencia et al., (CDF Collaboration), Measurement of the B^+ production cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1960 \text{ GeV}$, Phys.Rev.D75, 012010, 2007.
- [6] F. Abe et al. (for the CDF Collaboration), Measurement of the antiproton-proton total cross section at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV , Phys. Rev. D50, 5550-5561 (1994).
- [7] CDF Collaboration, Technical Design Report [FERMILAB-PUB-96/390-E] (2001).
- [8] T. K. Nelson (for the CDF Collaboration), The CDF Layer 00 Detector [FERMILAB-CONF-01/357-E] (2001).
- [9] J. Antos, The SVX II Silicon Vertex Detector Upgrade at CDF, Nucl. Instrum. Meth. A383, 13-20 (1996).
- [10] S. Leone, 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).
- [11] T. Affolder et al., COT Central Outer Tracker, Nucl. Instrum. Meth. A526, 249 (2004).
- [12] G. Ascoli et al., Nucl.Instrum.Meth.A268, 33 (1988).
- [13] G. Grozis et al., A Time-Of-Flight Detector for CDF, Int. J.Mod. Phys. A16S1C:1119, (2001).
- [14] Robin Erbacher, Calorimetry in Run II, Pub. Proceedings 31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2002), Amsterdam, The Netherlands, July 24-31, 2002. FERMILAB-CONF-02/251-E.
- [15] L. Balka, et al., The CDF central electromagnetic calorimeter, Nucl.Instrum.Meth.A267:272 (1988).

- [16] S. Bertolucci, et al., The CDF central and endwall hadron calorimeter, Nucl.Instrum.Meth.A267:301 (1988).
- [17] E.J. Thomson et al., Online Track Processor for the CDF Upgrade, IEEE Trans. on Nucl. Science, 49, 1063 (2003).
- [18] W. Ashmanskas et al., Initial experience with the CDF SVT Trigger, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 501 (2003) 201-206.
- [19] R. Itoh et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. 95, 091601 (2005); B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D 76, 031102(R) (2007); V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 102, 032001 (2009).