



Università degli Studi di Pisa

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Fisica

ELABORATO FINALE

Studio sperimentale dei decadimenti adronici del mesone D^0 a CDF

Candidato:
Angelo Di Canto

Relatore:
prof. Giovanni Punzi

Anno Accademico 2006–2007

Indice

Introduzione	ii
1 Matrice CKM e decadimenti dei mesoni con <i>charm</i>	1
1.1 I decadimenti adronici del D^0	3
2 Il Tevatron Collider ed il rivelatore CDFII	5
2.1 L'acceleratore	5
2.1.1 Il fascio di protoni	6
2.1.2 Il fascio di antiprotoni	7
2.1.3 La collisione	7
2.2 Il rivelatore CDFII	7
2.2.1 Tracciatore interno al silicio	8
2.2.2 La camera a deriva	9
2.2.3 Il sistema di <i>trigger</i>	10
3 Il campione di dati	12
3.1 Selezione del campione	12
3.1.1 Selezione di <i>trigger</i>	12
3.1.2 Selezione di analisi	13
3.2 Composizione del campione	14
3.3 Descrizione della simulazione TOY-MC	16
3.4 Dalla simulazione ai dati sperimentali	16
4 Separazione degli eventi DCS	22
4.1 Separazione cinematica	22
4.1.1 Formule per le masse invarianti	22
4.1.2 La variabile α	23
4.1.3 I dati sperimentali	25

Introduzione

Per il mio tirocinio ho collaborato con il gruppo di CDF della sezione di Pisa dell'INFN. CDF (*Collider Detector at Fermilab*) è un apparato di rivelazione che misura le caratteristiche degli stati finali delle collisioni $p\bar{p}$ prodotte dall'acceleratore Tevatron ad un'energia del centro di massa di 1.96 TeV.

Il mio lavoro si è concentrato sull'analisi dei seguenti canali di decadimento adronici del D^0 :

$$\begin{aligned} D^0 &\rightarrow \pi^+ K^- \quad (\text{Cabibbo-Favorito}), \\ D^0 &\rightarrow K^+ K^-, \quad D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (\text{Cabibbo-Soppressi}), \\ D^0 &\rightarrow K^+ \pi^- \quad (\text{Doppio-Cabibbo-Soppresso}) \end{aligned}$$

(e coniugati di carica), dove la nomenclatura si riferisce alla gerarchia delle ampiezze di decadimento, governata dagli accoppiamenti della matrice di mescolamento tra i sapori dei quark (matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa).

Tali canali offrono varie opportunità per l'esplorazione della fisica del sapore nel settore dei mesoni *charmed*. In particolare, è possibile lo studio sperimentale della violazione della simmetria CP nel *charm* e delle oscillazioni di sapore $D^0 - \bar{D}^0$, fenomeni previsti dalla teoria ma non ancora osservati a causa della loro piccolezza. In aggiunta alle misure suddette, questi decadimenti sono un campione di calibrazione di grande utilità per altre misure; essi vengono usati tra l'altro per determinare accuratamente la funzione di risoluzione in massa e la risposta in dE/dx del rivelatore.

È utile selezionare i mesoni D^0 (\bar{D}^0) attraverso il processo $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ perché ciò permette di ottenere una buona purezza e di conoscere il segno del D^0 al momento della produzione. CDF ha raccolto in questo modo un campione di alta statistica ($\approx 10^5$ eventi), mediante una selezione di *trigger* che sfrutta la maggior vita media dei mesoni D ($\approx 10^{-12}$ s) rispetto al fondo: si richiedono eventi in cui prodotti di decadimento del candidato D^0 sono originati in un vertice separato da quello della collisione $p\bar{p}$. Da un campione corrispondente ad una luminosità integrata di 360 pb^{-1} è così stato ricostruito un campione di segnale $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [h^+ h'^-] \pi^+$, con una purezza $\approx 95\%$.

Per eseguire una qualunque misura, è necessario discriminare i quattro possibili contributi. A tal fine si è utilizzata una tecnica di separazione basata sulle piccole differenze cinematiche tra questi decadimenti. Questa sfrutta la relazione esistente tra la massa invariante ricostruita per un decadimento a due corpi, le masse assegnate ai prodotti di decadimento, e i loro impulsi. Si è così potuto separare i contributi di $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$, $D^0 \rightarrow K^+ K^-$, $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (e coniugati di carica)

e determinare la composizione del campione in termini dei suddetti decadimenti. Il mio lavoro è dunque servito a testare una metodologia originale che sembra molto promettente per un futuro lavoro di analisi finalizzato alla misura delle asimmetrie CP, della frazione di decadimenti dei canali CS e DCS, e delle oscillazioni del D^0 .

Capitolo 1

Matrice CKM e decadimenti dei mesoni con *charm*

Nel Modello Standard (MS) i costituenti della materia sono fermioni di spin 1/2 classificati in due categorie: i leptoni ed i quark (vedi tabella 1.1). La prima categoria è divisa in tre famiglie, ognuna composta da un leptone massivo carico e dal corrispondente neutrino di carica neutra e massa molto piccola¹, tutte particelle, queste, che non risentono dell'interazione forte. I sei quark, invece, hanno masse molto diverse tra loro e cariche frazionarie, sono anch'essi suddivisi in tre famiglie, e interagiscono anche con forza forte. La teoria delle interazioni nel MS consta di due settori: la Cromodinamica Quantistica, che descrive le interazioni forti, e la teoria elettrodebole di Glashow-Weinberg-Salam, che unifica le interazioni deboli ed elettromagnetiche.

	I famiglia	II famiglia	III famiglia	carica (in unità e)
leptoni	$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$	-1 0
quark	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$+2/3$ $-1/3$

Tabella 1.1: Schema delle particelle elementari secondo il Modello Standard.

L'interazione debole è quella che governa il decadimento di un quark in un quark di sapore (*flavor*) diverso. Il quark può anche appartenere ad una famiglia diversa, perché i quarks d , s , b sono autostati di massa, ma non autostati dell'interazione debole. Se indichiamo con d' , s' , b' questi ultimi, è possibile passare da una base di autostati all'altra attraverso una matrice unitaria V . La sua parametrizzazione è stata introdotta nel 1973 da Kobayashi e Maskawa [1] come generalizzazione

¹È stato recentemente stabilito sperimentalmente che i neutrini sono dotati di massa, anche se molto più piccola di quella dell'elettrone, e sono soggetti a una matrice di mixing, in modo analogo ai quarks.

del precedente lavoro di Cabibbo nell'ambito del modello a quattro quark [2]. Per questa ragione la si chiama matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

La probabilità di transizione $q \leftrightarrow q'^2$ è proporzionale al modulo quadro del coefficiente $V_{qq'}$. Il valore degli elementi della matrice CKM non è previsto dal MS ma necessita di essere misurato sperimentalmente. Riportiamo qui di seguito i valori dei moduli quadri degli elementi di matrice allo stato attuale delle conoscenze sperimentali [3]:

$$V = \begin{pmatrix} 0.97383 & 0.2272 & 3.96 \cdot 10^{-3} \\ 0.2271 & 0.97296 & 42.21 \cdot 10^{-3} \\ 8.14 \cdot 10^{-3} & 41.61 \cdot 10^{-3} & 0.99910 \end{pmatrix}$$

Le transizioni tra quark di una stessa famiglia sono fortemente favorite. I valori degli elementi V_{cb} e V_{ts} sono più piccoli di quelli V_{us} e V_{cd} di circa un ordine di grandezza. Inoltre, le transizioni dalla terza alla seconda generazione di quark risultano soppresse di circa due ordini di grandezza, se paragonate con le transizioni dalla seconda alla prima generazione. Questo vale anche per le transizioni dalla terza alla prima generazione.

La violazione di CP, inizialmente non prevista dalla teoria, è stata osservata per la prima volta nel 1964 nel sistema $K^0 - \bar{K}^0$ [4]. L'unico modo possibile di inglobare la violazione di CP all'interno del MS è quello di ipotizzare che essa sia legata all'esistenza di una fase immaginaria all'interno della matrice CKM.

Infatti dalla condizione di unitarietà, $VV^\dagger = 1$, e da altre considerazioni, si ricava che la matrice ammette quattro parametri indipendenti: tre angoli reali ed una fase immaginaria. Secondo il MS, ogni possibile effetto di asimmetria CP deve essere riconducibile a questa singola fase.

Un notevole sforzo sperimentale è stato compiuto negli ultimi decenni per verificare tale ipotesi. Lo scopo è quello di misurare in più modi possibili (decadimenti dei mesoni K , dei mesoni B e dei mesoni D) i valori dei coefficienti della matrice CKM, in modo da verificare se sono consistenti con l'ipotesi di violazione di CP nel MS. In caso di accordo si ottengono misure precise dei parametri fondamentali della teoria. In caso contrario avremo un segno evidente di "nuova fisica", che si manifesterebbe come una deviazione delle ampiezze di decadimento dalle previsioni del MS, dovuta al contributo virtuale di nuove particelle all'interno dei processi.

Mentre i decadimenti dei mesoni K e B , esplorati in maniera estensiva negli ultimi anni, sono stati decisivi per trovare alcune importanti conferme sperimentali dell'interpretazione della violazione di CP nel MS, il ruolo delle misure sui D è stato minoritario. Una delle ragioni principali è che gli effetti aspettati, nei D , sono molto piccoli e necessitano, quindi, di misure ad altissima statistica e di un elevato controllo delle incertezze sistematiche perché se ne possa estrarre informazione

²Il decadimento debole dei quark avviene solo tramite scambio di bosoni vettori W^\pm . Processi da corrente neutra con variazione del sapore dei quark ($c \leftrightarrow u$, ad esempio) non sono permessi nel MS.

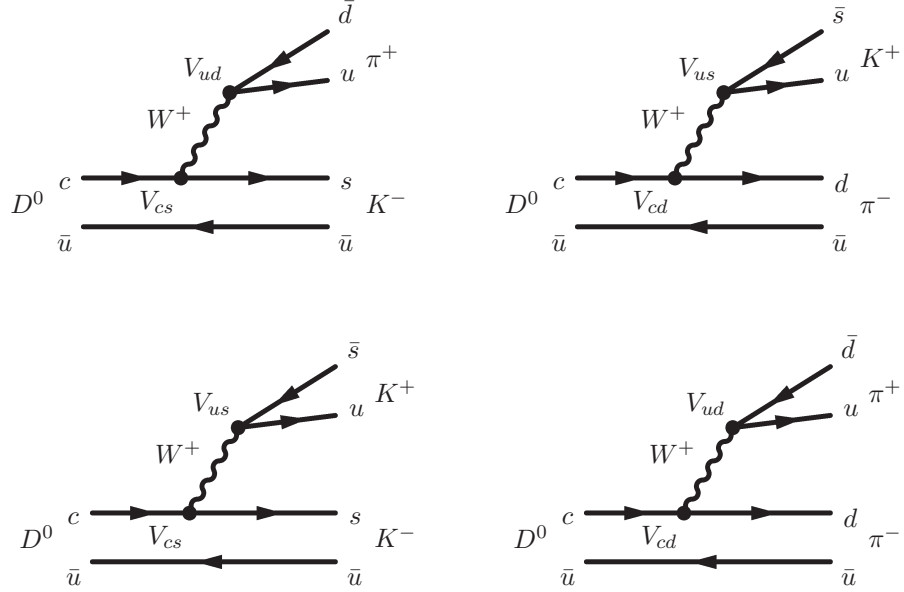


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman raffiguranti il decadimento CF (in alto a sinistra), i decadimenti CS (in basso), ed il decadimento DCS (in alto a destra).

determinante sui parametri CKM. Solo negli ultimi anni, gli esperimenti hanno accesso a campioni tali da permettere sensibilità adeguate alla misura dei parametri per i decadimenti dei D .

1.1 I decadimenti adronici del D^0

L'alta sezione d'urto $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}X$ ($\approx 10 \mu b$), unita ad un *trigger* in grado di selezionare efficacemente adroni con quark pesanti, danno a CDF l'opportunità di raccogliere campioni di D di purezza e abbondanza mai raggiunti finora. In particolare i canali in stati finali carichi sono quelli sperimentalmente più conosciuti. Tra questi i decadimenti $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$, $D^0 \rightarrow K^+ K^-$, $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ ed i rispettivi coniugati in carica³, occupano un posto privilegiato.

La gerarchia dei *branching ratio* di questi canali è governata dai coefficienti CKM mostrati in figura 1.1. In particolare il *branching ratio* del decadimento $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$, detto Cabibbo-Favorito (CF), è [3]

$$BR(D^0 \rightarrow \pi^+ K^-) = (3.80 \pm 0.07) \cdot 10^{-2},$$

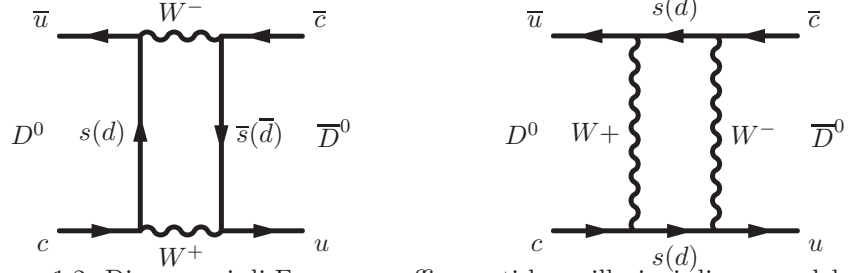
quelli dei $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, detti Cabibbo-Soppressi, sono rispettivamente

$$BR(D^0 \rightarrow K^+ K^-) = (3.84 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$$

e

$$BR(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (1.364 \pm 0.032) \cdot 10^{-3},$$

³Nel seguito, ove non esplicitamente specificato, saranno sottintesi i decadimenti coniugati in carica.


 Figura 1.2: Diagrammi di Feynman raffiguranti le oscillazioni di sapore del D^0 .

ed infine quello del decadimento $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, detto Doppio-Cabibbo-Soppresso (DCS), è

$$BR(D^0 \rightarrow K^+\pi^-) = (1.43 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}$$

Questi decadimenti permettono lo studio di fenomeni tra i più promettenti nel settore della fisica del *charm* come le oscillazioni di sapore del D^0 e le asimmetrie di CP.

Le oscillazioni di sapore (vedi figura 1.2), un fenomeno che interessa tutti i mesoni neutri, consistono nella periodica transizione di uno stato di D^0 in uno di \bar{D}^0 in funzione del tempo. A differenza dei mesoni K^0 , B^0 e B_s^0 , le oscillazioni $D^0 - \bar{D}^0$ non sono state ancora osservate sperimentalmente perché avvengono su tempi tipici molto più lunghi della vita media del D^0 , e richiedono quindi campioni molto grandi per essere rivelate. La loro osservazione sarebbe estremamente importante per approfondire la nostra conoscenza della fisica del *flavor*.

L'asimmetria diretta di CP, definita da

$$A_{CP} = \frac{N(D^0 \rightarrow h^+h^-) - N(\bar{D}^0 \rightarrow h^-h^+)}{N(D^0 \rightarrow h^+h^-) + N(\bar{D}^0 \rightarrow h^-h^+)}$$

è invece l'osservabile sensibile alla violazione di CP: se $A_{CP} \neq 0$ allora il decadimento viola la simmetria CP e sarebbe la prima evidenza di questo fenomeno nel settore dei D .

Il primo passo per poter misurare questi fenomeni è quello di ottenere una prima stima della frazione dei decadimenti CS e DCS. Oltre ad essere una misura interessante di per sè, questa permette di predisporre tutti gli strumenti di analisi necessari ad impostare le successive più complesse. È stato di recente osservato che violazioni di CP dovute a effetti di nuova fisica potrebbero essere presenti nei CS ad un livello molto vicino alla sensibilità sperimentale attuale [5].

Descriviamo quindi, in questo lavoro, il mio contributo nel mettere a punto gli strumenti necessari alla misura della frazione di CS e di DCS.

A CDF in particolare sono sperimentalmente preziosi i decadimenti in cui il D^0 proviene da un D^*

$$D^{*+} \longrightarrow D^0\pi^+ \longrightarrow [\pi^+K^-]\pi^+$$

perché questo processo permette di conoscere il *flavor* del D^0 : il D^* decade forte, quindi nel processo è conservato il sapore dei quark, questo unito al fatto che circa nel 99.6% dei casi il D^0 decade nel canale CF, ci permette in modo non ambiguo di separare i D^0 dalle rispettive antiparticelle semplicemente richiedendo che il segno dei due pioni nella catena di decadimento sia lo stesso.

Capitolo 2

Il Tevatron Collider ed il rivelatore CDFII

Questo capitolo descrive il collisionatore Tevatron e l'apparato di rivelazione CDFII.

2.1 L'acceleratore

Il Tevatron è situato presso il *Fermi National Accelerator Laboratory* (FNAL), a circa 50 Km ad Ovest di Chicago (IL), negli Stati Uniti. Si tratta di un protosincrotrone circolare del raggio di 1 km che produce collisioni di pacchetti di protoni contro antiprotoni accelerati in direzioni opposte ad energie di 980 GeV.

Tra i molti parametri di un collisionatore, due sono fondamentali:

- (i) l'energia disponibile nel sistema del centro di massa delle collisioni \sqrt{s} ;
- (ii) la luminosità istantanea \mathcal{L} .

Il primo parametro pone un limite superiore fisico alle masse delle particelle che si possono creare nella collisione. Il Tevatron attualmente ha un'energia disponibile nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.

La seconda quantità si può scrivere per il Tevatron come [6]:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p \cdot N_{\bar{p}} \cdot B \cdot f}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F(\sigma_\ell/\beta^*)$$

dove N_p ($N_{\bar{p}}$) è il numero medio di protoni (antiprotoni) in ogni pacchetto ($\approx 10^{12}$), B (36) è il numero di pacchetti (*bunches*) che circolano nell'anello, f (≈ 50 kHz) è la frequenza di rivoluzione, σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) (30 μm) è la deviazione standard bidimensionale della distribuzione trasversa del pacchetto di protoni (antiprotoni) nel punto di interazione ed F è un fattore di forma che dipende dal rapporto tra la dimensione longitudinale del pacchetto σ_ℓ e la funzione di betatrone¹ β nel punto di incrocio dei

¹Si tratta di una funzione che compare nella soluzione periodica dell'equazione del moto di una particella in un sincrotrone. β è una funzione locale del solo reticolo magnetico dell'anello ed è indipendente dalla particella.

pacchetti. La luminosità collega il numero n di eventi di un determinato processo, raccolti in un tempo finito T , alla sua sezione d'urto σ secondo la relazione:

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

Le variabili che definiscono la luminosità dipendono solo dalle prestazioni della macchina acceleratrice: nel caso specifico del Tevatron, la quantità che più di tutte limita le prestazioni in luminosità è la disponibilità di antiprotoni.

Verrà ora presentata una breve descrizione dei componenti fondamentali dell'acceleratore.

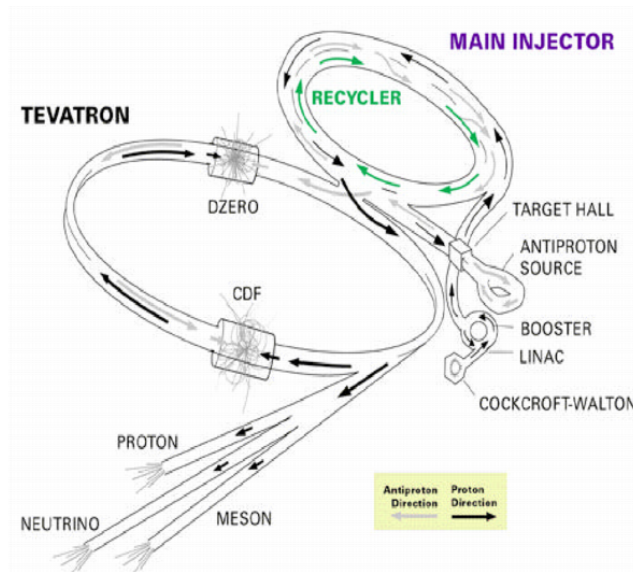


Figura 2.1: Il complesso di acceleratori del Fermilab.

2.1.1 Il fascio di protoni

Ioni H^- , prodotti per ionizzazione di idrogeno gassoso, vengono accelerati con una macchina elettrostatica di Cockroft-Walton ad un'energia di 750 KeV, per essere iniettati poi in un acceleratore lineare (*Linac*, vedi figura 2.1) che li porta fino a 400 MeV. Gli ioni H^- sono focalizzati su un bersaglio in carbonio e nell'interazione perdono i due elettroni. I protoni sono iniettati in un sincrotrone di 75 m di raggio (*Booster*), che ne aumenta l'energia fino a 8 GeV e li raccoglie in pacchetti, ognuno dei quali contiene circa $5 \cdot 10^{12}$ protoni. I pacchetti passano nel *Main Injector*, un sincrotrone che li accelera fino ad un'energia di 150 GeV. Dal *Main Injector* i protoni passano nel Tevatron, acceleratore circolare a magneti superconduttori da 4.2 T dove i protoni vengono portati all'energia di 980 TeV.

2.1.2 Il fascio di antiprotoni

I pacchetti di protoni vengono estratti dal *Main Injector* quando hanno raggiunto un'energia di 120 GeV e vengono focalizzati su un bersaglio di nickel mantenuto in rotazione per aumentarne la resistenza alla radiazione. Gli antiprotoni risultanti dalla collisione sono distribuiti in una vasta regione angolare, con un impulso medio di 8 GeV/c in avanti. La separazione dagli altri prodotti carichi di interazione avviene mediante una lente di litio ed un campo magnetico opportuno. Ne risulta una struttura a pacchetti di antiprotoni simile a quella dei protoni incidenti. Gli antiprotoni entrano nel *Debuncher*, dove la distribuzione in impulso dei pacchetti viene ristretta mediante la tecnologia del raffreddamento stocastico. Questo avviene a spese della dispersione spaziale dei pacchetti che vengono ridotti ad un fascio continuo. Gli antiprotoni passano quindi nell'*Accumulatore*, dove sono sottoposti ad ulteriori processi di raffreddamento stocastico. Quando è disponibile una corrente sufficiente avviene l'iniezione nel *Main Injector*, l'accelerazione fino a 150 GeV e l'immissione nel Tevatron, contenente protoni da 150 GeV circolanti in senso opposto.

2.1.3 La collisione

Quando all'interno del Tevatron circolano i 36 pacchetti di protoni e 36 di antiprotoni, l'energia della macchina viene aumentata in circa 10 secondi da 150 a 980 GeV e cominciano a generarsi le collisioni in due punti dell'anello: $D\emptyset$ (dove è localizzato l'omonimo rivelatore) e $B\emptyset$ (sede del rivelatore CDFII). Per ottenere la massima luminosità, speciali quadrupoli ad alta intensità sono localizzati alle due estremità del rivelatore lungo il tubo a vuoto che contiene i fasci. La distribuzione della regione di interazione è approssimativamente gaussiana sia lungo l'asse del fascio ($\sigma_z \approx 28$ cm) che nel piano trasverso al fascio ($\sigma_t \approx 30 \mu\text{m}$).

Quando il profilo del fascio è abbastanza regolare e le condizioni sono sufficientemente stabili i rivelatori vengono alimentati ed inizia la presa dati.

2.2 Il rivelatore CDFII

Il rivelatore CDFII (vedi figura 2.2) è progettato per la misura di una vasta gamma di stati finali risultanti da collisioni $p\bar{p}$ a 1.96 TeV, coprendo la maggiore frazione possibile di angolo solido intorno alla zona di interazione. Esso è simmetrico sia per rotazioni attorno al fascio sia per riflessione rispetto al punto di interazione.

La descrizione seguente è focalizzata sulle componenti più importanti per lo studio degli adroni pesanti, in particolare l'apparato di ricostruzione delle traiettorie di particelle cariche (tracciatura) ed il *trigger*. CDFII utilizza un sistema di tracciatura di precisione con sensori a microstrisce di silicio attorno al fascio, circondati da una camera a deriva cilindrica. Un magnete solenoidale superconduttore, la cui bobina circonda l'apparato di tracciatura, crea un campo assiale di circa 1.4 T nella zona centrale che curva le traiettorie delle particelle cariche rendendo possibili le misure di impulso. Uno strato di barre di scintillatori fascia l'esterno della camera ed è utilizzato per misure di tempo di volo. La misura dell'energia di adroni, di fotoni ed elettroni si realizza con un sistema di calorimetri a campionamento strutturati in

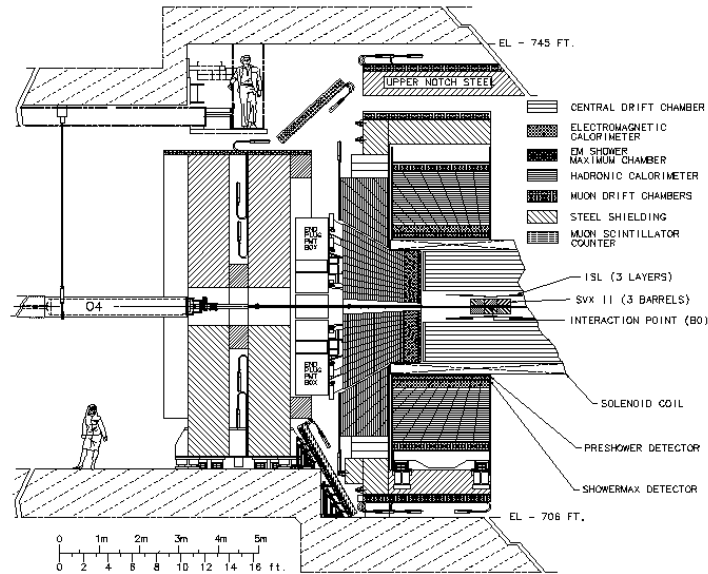


Figura 2.2: Sezione longitudinale del rivelatore CDFII.

torri proiettive. I muoni sono rivelati con camere proporzionali e contatori plastici a scintillazione esterni ai calorimetri.

CDFII utilizza convenzionalmente due sistemi di coordinate: coordinate cartesiane e polari con origine nel punto di interazione nominal. L'asse z è tangente ai fasci ed orientato nella direzione del moto dei protoni, l'asse x è orientato verso il centro dell'anello e l'asse y verso l'alto. Le coordinate polari (r, ϕ, θ) sono orientate nella usuale convenzione rispetto alle coordinate cartesiane. In seguito spesso sarà usata la variabile pseudorapidità, $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, attorno al fascio come variabile polare più adatta alla descrizione della fenomenologia degli stati finali $p\bar{p}$.

2.2.1 Tracciatore interno al silicio

Il sistema di tracciatura al silicio di CDF è formato da tre rivelatori concentrici: il *Layer00* (L00), il Silicon Vertex detector (SVXII) e l'Intermediate Silicon Layer (ISL).

Il L00, quello più interno, consiste in un singolo strato di sensori a microstrisce che forniscono una misura nel solo piano $r - \phi$. La tecnologia utilizzata consente di polarizzare i sensori fino ad alti voltaggi (circa 500 V) il che permette di mantenere un buon rapporto segnale/rumore anche dopo alte dosi (≈ 5 Mrad) di radiazione. questo ha permesso di installarli a circa 1.6 cm dall'asse del fascio, immediatamente sovrapposti al tubo a vuoto e quindi molto vicini alla zona luminosa. La vicinanza al punto di interazione è elemento cruciale per assicurare una buona risoluzione sul parametro d'impatto delle tracce. I sensori del L00 ricoprono longitudinalmente il tubo del fascio per circa 80 cm. Lo spazio tra due strisce è di $25 \mu\text{m}$ ed il passo di lettura di $50 \mu\text{m}$. La risoluzione nella ricostruzione in $r - \phi$ del punto d'impatto delle particelle cariche è di $10 \mu\text{m}$.

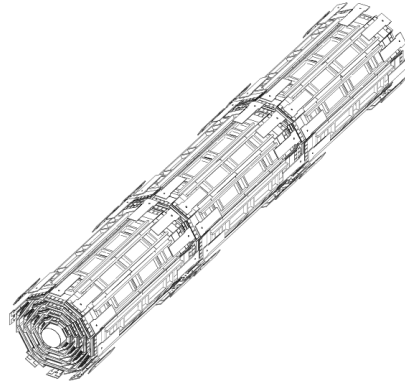


Figura 2.3: Configurazione finale di SVXII con i rivelatori al silicio montati sui tre moduli cilindrici longitudinali.

In posizione immediatamente più esterna è installato SVXII. Quest'ultimo è composto di tre strutture cilindriche, ognuna lunga 29 cm, come mostrato in figura 2.3. Ogni cilindro è diviso in 12 settori in ϕ , ed ogni settore supporta 5 strati di microstrisce di silicio ad una distanza radiale compresa tra 2.4 e 10.7 cm dal fascio, per coprire l'intera regione $|\eta| \leq 2$. Tre degli strati combinano misure di $r - \phi$ su un lato con misure ad angolo stereo di 90° sull'altro. Gli altri due strati combinano misure di $r - \phi$ su un lato con un piccolo angolo stereo di 1.2° sull'altro. Questi ultimi vengono utilizzati per ricostruire la traccia in tre dimensioni. La risoluzione in $r - \phi$ è di circa $11 \mu\text{m}$. Grazie a questa si ottiene una risoluzione sul parametro d'impatto per tracce ad alto p_t di circa $20 \mu\text{m}$, che degrada a circa $35 \mu\text{m}$ per tracce di $2 \text{ GeV}/c$ a causa del *multiple scattering*.

L'ISL consiste di tre strati di silicio disposti rispettivamente ad una distanza radiale di 20, 22 e 28 cm dalla linea del fascio. Lo strato centrale copre la regione con $|\eta| \leq 1$, mentre gli altri due coprono la regione avanzata corrispondente ad $1 < \eta \leq 2$ dove la copertura da parte della camera a deriva è incompleta (vedi figura 2.4).

2.2.2 La camera a deriva

Nella regione centrale la tracciatura del silicio viene complementata dalla *Central Outer Tracker* (COT), una camera a deriva cilindrica di 1.3 m di raggio e 3.2 m di lunghezza. Consiste in 8 super-strati concentrici ad una distanza radiale compresa tra 40 e 138 cm dal condotto del fascio. Ogni super-strato è composto di 12 strati di fili sensibili distanziati di 5.6 mm nella direzione radiale. I fili in quattro super-strati sono paralleli al fascio, per una misura nel piano $r - \phi$. I quattro super-strati *stereo*, hanno i fili ruotati di $\pm 2^\circ$ rispetto al fascio in modo da permettere una misura di posizione nel piano $r - z$.

I super-strati sono suddivisi in celle. Ogni cella consiste in un piano di *sense wire* compreso tra due piani metallici che generano il campo elettrico di deriva. Lo spazio tra le celle è riempito con una miscela di gas (50% di argon e 50% di etano) scelti per garantire una velocità di deriva di circa $100 \mu\text{m}/\text{ns}$, nel campo elettrico di 2,5

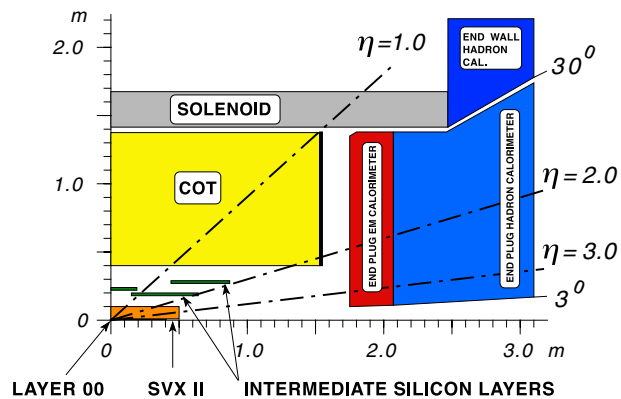


Figura 2.4: Vista longitudinale del sistema di tracciamento di CDFII.

kV/cm.

La risoluzione sulla posizione del singolo *hit* è pari a $110 \mu\text{m}$ nella direzione di deriva.

2.2.3 Il sistema di *trigger*

La frequenza di intersezione dei fasci è pari a 2.52 MHz e la maggior parte delle intersezioni produce almeno una collisione. In CDFII la scrittura degli eventi su nastro magnetico per l'analisi offline procede ad una frequenza fino a circa 50 Hz, per cui solo una frazione estremamente piccola degli eventi può essere registrata su nastro per l'analisi. Questo non costituisce, in linea di principio, un problema perché i processi fisicamente interessanti costituiscono solo una piccola frazione del totale; è necessaria però un'accurata discriminazione degli eventi contemporanea all'acquisizione dei dati. Si deve registrare su nastro solo quegli eventi che promettono di essere interessanti fin dal momento della loro acquisizione; questa scelta deve essere operata sulla base delle informazioni che giungono in tempo reale dai diversi rivelatori. La funzione di selezione degli eventi è assolta dal sistema di *trigger*.

Il sistema di *trigger* a CDFII è strutturato su tre livelli, di cui i primi due costituiti da componenti *hardware* ed il terzo è strutturato in una famiglia di processori deputati all'esecuzione di algoritmi *software*. Ognuno compie delle operazioni di complessità crescente, richiedendo un tempo di elaborazione progressivamente maggiore rispetto al precedente. Un evento esaminato ad un certo livello di *trigger* passa a quello successivo solo se alcune grandezze significative soddisfano le richieste pre-stabilite.

Di seguito viene riportata una descrizione sommaria dei vari livelli di *trigger* dal punto di vista dell'*hardware*.

Level 1

Il primo livello di *trigger* utilizza l'informazione della COT, dei calorimetri e delle camere dei muoni per individuare singole tracce o depositi di energia candidati ad essere poi riconosciuti come elettroni, fotoni, muoni o getti adronici.

Il processore XFT (*eXtremely Fast Tracker*) permette di ricostruire tracce nella COT con un impulso trasverso superiore a $1.5 \text{ GeV}/c$ entro $5.5 \mu s$ dall'interazione. Per il riconoscimento di elettroni e muoni, le tracce XFT vengono poi correlate in posizione con i depositi elettromagnetici nei calorimetri ed i segmenti di traccia nelle camere dei muoni. È possibile formare il trigger di primo livello anche solo sulla base della presenza di tracce nella COT. In caso di accettazione da parte del primo livello, l'informazione di XFT è poi fornita in ingresso ad SVT.

Level 2

Il secondo livello di *trigger* correla l'informazione fornita dai calorimetri, dai rivelatori di muoni e dal sistema di tracciatura al silicio per individuare con più precisione oggetti di interesse fisico (e , μ , γ , getti adronici, energia trasversa mancante) in varie combinazioni tra loro. Al secondo livello gli algoritmi che gestiscono l'informazione calorimetrica sono in grado di ricostruire completamente i getti, sommando l'informazione relativa alle singole torri.

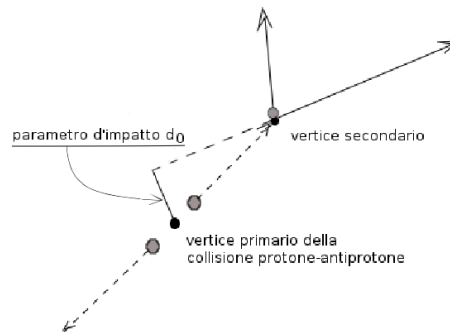


Figura 2.5: Rappresentazione grafica, nel piano trasverso, del parametro d'impatto di una traccia in un generico evento a due vertici.

Il *Silicon Vertex Tracker* (SVT) è la componente principale del *trigger* di secondo livello. Si tratta di un processore per il riconoscimento di eventi che contengono vertici secondari, in particolare quelli associati al decadimento di particelle con quark pesanti. SVT misura il parametro d'impatto (vedi figura 2.5) delle tracce ricostruite, permettendo al *trigger* di operare una selezione su tale quantità. A questo scopo SVT combina l'informazione di XFT con quella di SVXII e ricostruisce le tracce con $p_t > 2 \text{ GeV}/c$ con una risoluzione sul parametro di impatto di circa $30 \mu m$, il tutto in un tempo dell'ordine di $20 \mu s$.

Level 3

Quest'ultimo livello di trigger, costituito da una serie di processori commerciali operanti in parallelo, elabora i dati in uscita dal secondo livello ricostruendo completamente gli eventi utilizzando un *software* in linguaggio C++, molto simile a quello usato nelle analisi *offline* dei dati.

Gli eventi accettati dal terzo livello vengono scritti su memorie permanenti ad una frequenza massima di 50 Hz.

Capitolo 3

Il campione di dati

Questo capitolo descrive la procedura di selezione del campione $D^0 \rightarrow h^+ h'^-$ a partire dai dati raccolti dal trigger adronico a due tracce e l'analisi della sua composizione in confronto con i dati ottenuti da una simulazione.

3.1 Selezione del campione

Il presente lavoro si basa su un campione di dati raccolti da CDFII da febbraio 2002 ad agosto 2004 corrispondenti ad una luminosità integrata di 360 pb^{-1} . Il campione contiene circa $3 \cdot 10^6$ eventi di $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, con il D^0 che decade nei quattro canali adronici: $\pi^+ K^-$, $\pi^+ \pi^-$, $K^+ K^-$ e $K^+ \pi^-$.

3.1.1 Selezione di *trigger*

I decadimenti del D^0 di nostro interesse sono selezionati con delle richieste di *trigger* dedicate. Si richiedono due tracce cariche di segno opposto con impulsi trasversi soddisfacenti $p_{t1(2)} > 2 \text{ GeV}/c$ e $p_{t1} + p_{t2} > 5.5 \text{ GeV}/c$. Le due tracce di *trigger* devono inoltre avere un'apertura angolare nel piano trasverso soddisfacente $20^\circ \leq |\Delta\phi| \leq 135^\circ$; questo taglio elimina le tracce provenienti da eventi ad uno o a due getti adronici da quark leggeri. Per ottenere campioni arricchiti in decadimenti a lunga vita media ed eliminare l'abbondante fondo di decadimenti di adroni leggeri, si richiede che i parametri d'impatto delle tracce debbano esser compresi tra $120 \mu\text{m}$ ed 1 mm . Inoltre, per escludere decadimenti "non fisici" in cui la direzione del \mathbf{p}_t della particella è opposta a quella del cammino percorso (vedi figura 3.1), si selezionano i candidati con lunghezza di decadimento bidimensionale¹ $L_{xy} > 200 \mu\text{m}$.

¹Definita come la proiezione nel piano trasverso della posizione del vertice secondario sull'impulso della particella che decade

$$L_{xy} = \frac{\mathbf{p}_t \cdot \mathbf{x}_v}{p_t}$$

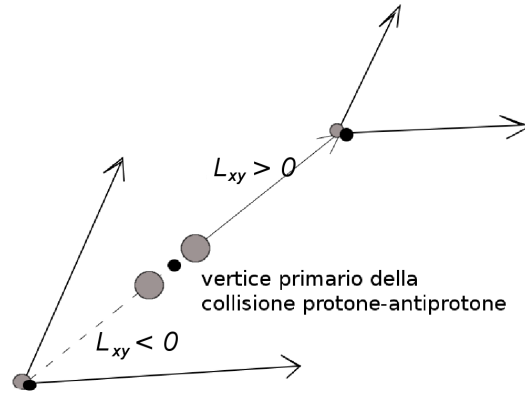


Figura 3.1: Richiesta di lunghezza di decadimento bidimensionale positiva: la coppia di tracce a sinistra supera il taglio sul parametro d’impatto ma, non provenendo da un vertice di decadimento "fisico", non passa quello su L_{xy} .

3.1.2 Selezione di analisi

Per ogni coppia di tracce di *trigger* si formano i candidati $D^0 \rightarrow \pi^+K^-$, $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $D^0 \rightarrow K^+K^-$, $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

I candidati D^0 la cui massa invariante è entro $\pm 100 \text{ MeV}/c^2$ dalla massa media del D^0 [3] sono combinati con una terza traccia con $p_t \geq 0.4 \text{ GeV}/c$ per formare un candidato $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$. Nella ricostruzione del $D^0 \rightarrow \pi^+K^-$ la carica del pione dal decadimento del D^0 è richiesta essere la stessa del pione dal decadimento del D^* (eccetto nella ricostruzione dei DCS).

Per purificare il segnale al momento dell’analisi, oltre a riconfermare tutti i tagli di *trigger*, si è richiesto che il prodotto dei parametri impatto delle tracce sia negativo ($d_{01} \cdot d_{02} < 0$); questo riduce il fondo con trascurabile perdita di efficienza sul segnale [7]. Per ottenere un campione particolarmente puro, al fine di minimizzare le incertezze sistematiche, sia nella determinazione di quantità di calibrazione, come l’entità delle code di risoluzione, che nelle misure di BR, in cui la crescente statistica disponibile a CDF rende le incertezze statistiche sempre minori rispetto alle sistematiche, si sono ottimizzati i tagli su parametro d’impatto e lunghezza di decadimento: $d_{01}, d_{02} > 150 \mu\text{m}$, $L_{xy} > 300 \mu\text{m}$. Infine si è richiesto che la differenza tra le masse ricostruite del mesone D^* e del D^0 , ΔM , sia entro tre deviazioni standard dal valore aspettato

$$143.5 < \Delta M < 147.2 \text{ MeV}/c^2$$

Questo taglio è molto efficace: come mostrato in figura 3.2 è evidente il picco corrispondente ai $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ sovrapposto ad un fondo quasi piatto di combinazioni tra D^0 veri e tracce accidentali o di tre tracce accidentali. Il motivo di questa efficacia è che la risoluzione su ΔM è molto migliore delle risoluzioni sulle due masse prese separatamente, a causa della cancellazione di molte incertezze correlate nel calcolo della differenza.

Il risultato di questa selezione è mostrato in figura 3.3 dove sono riportate le di-

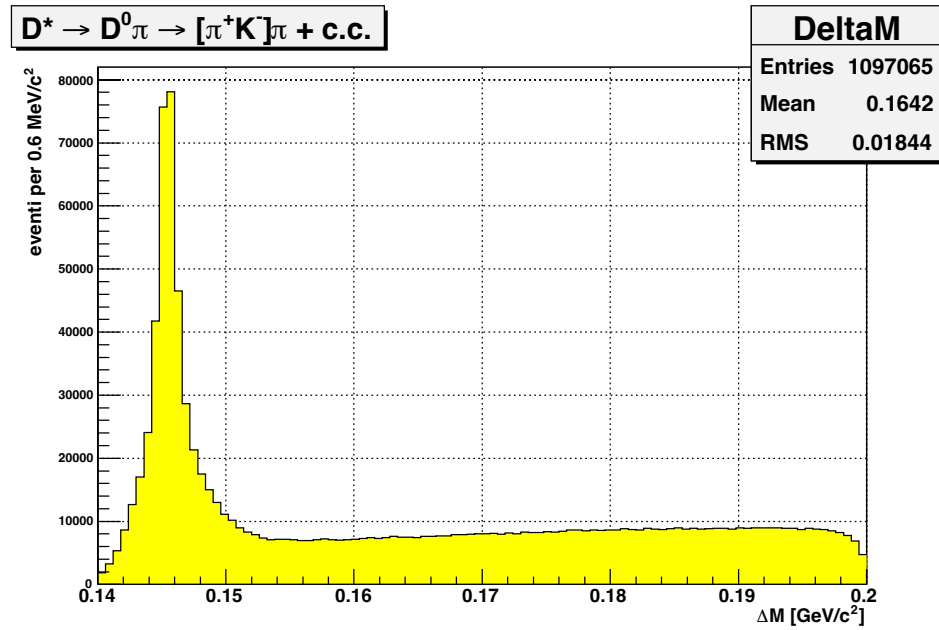


Figura 3.2: Distribuzione della differenza delle masse ricostruite dei due mesoni D : $\Delta M = M(D^*) - M(D^0)$.

istribuzioni in massa invariante della coppia di tracce nei tre casi π^+K^- , K^+K^- e $\pi^+\pi^-$.

3.2 Composizione del campione

Per determinare la composizione del campione si è eseguito un fit sulle distribuzioni in massa invariante dei vari canali. L'intervallo in massa in cui eseguire il fit e le parametrizzazioni degli eventi di segnale sono stati scelti studiando una simulazione Monte Carlo degli eventi.

Siccome si vogliono misurare dei rapporti di BR con precisioni inferiori al percento, è necessario tenere in adeguata considerazione tutte le possibili sorgenti di incertezza sistematica sulla misura del numero degli eventi di segnale. In particolare bisogna tener conto della radiazione degli stati finali (FSR), ovvero della possibilità che in un decadimento in due corpi carichi possano essere emessi fotoni (reali o virtuali) di bassa energia nello stato finale (vedi figura 3.4).

L'effetto della FSR è quello di deformare la distribuzione in massa invariante del decadimento e quindi alterare la stima del numero di eventi di segnale: i fotoni emessi non sono rivelati, ne segue che parte dell'energia dello stato finale viene persa e nella distribuzione in massa del D^0 si manifesta una coda a basse masse. Il confronto dettagliato della funzione di risoluzione in massa predetta dal nostro modello con i dati ad alta statistica del D^0 , è inoltre una calibrazione cruciale per stabilire la accuratezza della nostra conoscenza di questa risoluzione, che ha una parte importante in altre analisi di CDF basate sul fit di picchi di massa.

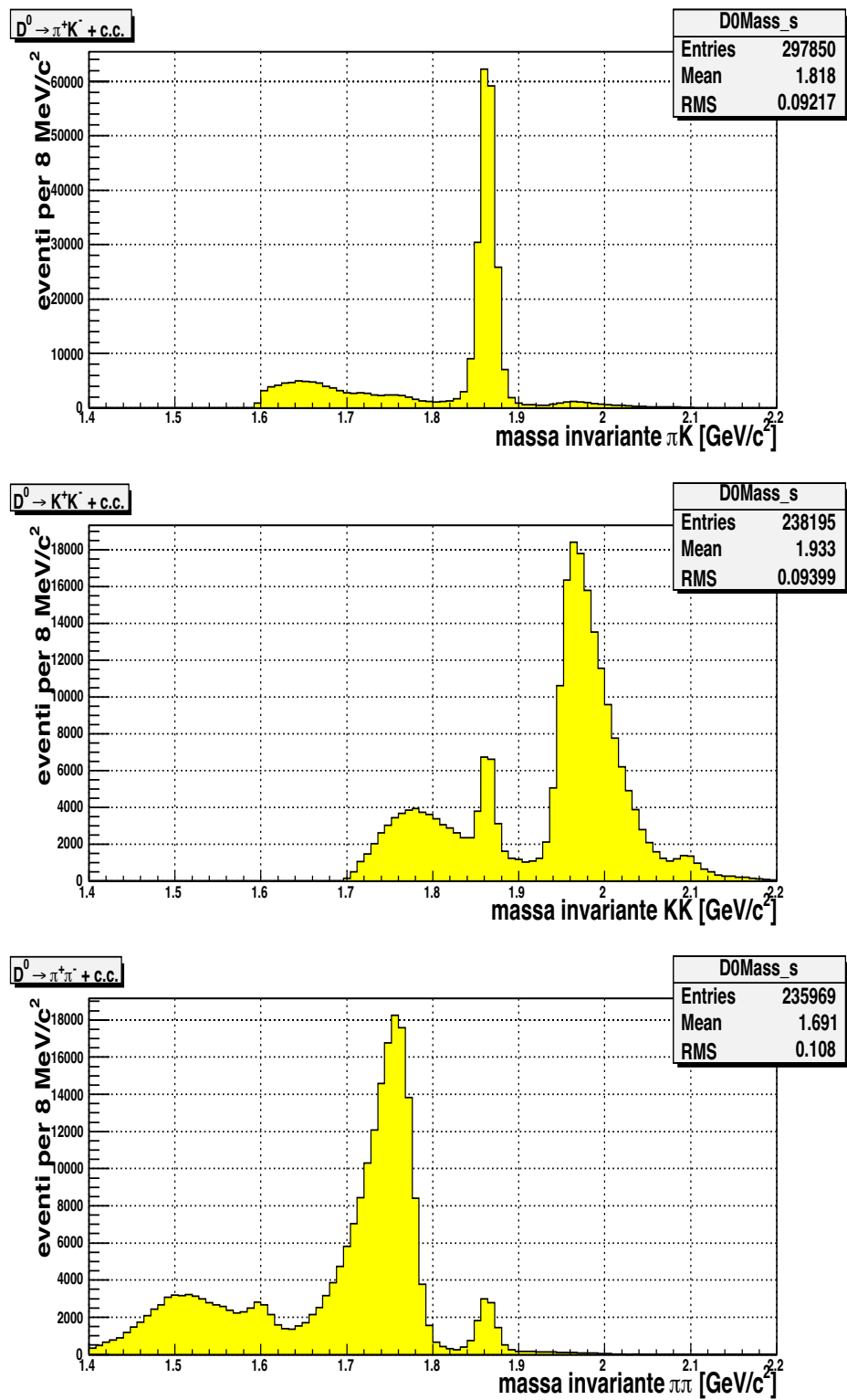


Figura 3.3: Distribuzione della massa invariante del candidato D^0 in ipotesi $\pi^+ K^-$ (figura superiore), $K^+ K^-$ (figura centrale), $\pi^+ \pi^-$ (figura inferiore).

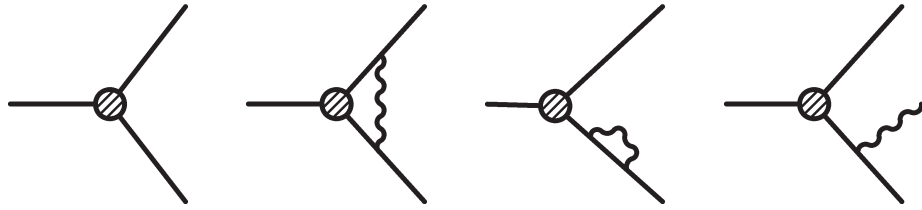


Figura 3.4: Insieme al processo principale, un decadimento in due corpi carichi può presentare l'emissione di fotoni reali o virtuali negli stati finali.

Recenti calcoli di QED [8], permettono di descrivere e correggere gli effetti dovuti alla FSR, ma queste correzioni non sono ancora state inserite nella simulazione Monte Carlo ufficiale di CDF. Per questo studio è stata allora usata una simulazione costruita *ad hoc*; si tratta di un *TOY Monte Carlo* (TOY-MC) scritto in codice C++, all'interno del *framework* ROOT, dove è stata implementata correttamente la simulazione della FSR.

3.3 Descrizione della simulazione TOY-MC

Inizialmente il decadimento è simulato nel centro di massa. Vengono estratte le direzioni delle due particelle e il tempo di decadimento della particella primaria. La simulazione include l'effetto delle code radiative. La simulazione poi trasforma le variabili cinematiche dal sistema del centro di massa a quello del laboratorio, usando una distribuzione in p_t del D^* ottenuta dai dati, le masse delle particelle fissate ai valori del PDG [3] ed una distribuzione in η uniforme. A questo punto viene incluso l'effetto della risoluzione sperimentale del tracciatore in accordo con quanto osservato sui dati: vengono applicati *smearing* gaussiani ai parametri delle tracce, lo *smearing* per la curvatura, che è l'effetto principale che influenza la risoluzione in massa, è invece modellato in maniera più accurata, in modo da contenere anche effetti non gaussiani osservati sui dati in campioni ad altissima statistica di decadimenti $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Prima di proseguire con l'analisi, abbiamo verificato la compatibilità tra la nostra simulazione TOY-MC e quella ufficiale di CDF. In figura 3.5 è mostrata la distribuzione in massa invariante del decadimento $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ottenuta con il TOY-MC (in blu) e con il Monte Carlo ufficiale di CDF (in rosso). Si noti come le distribuzioni appaiano compatibili.

3.4 Dalla simulazione ai dati sperimentali

Si sono così ottenute le distribuzioni mostrate in figura 3.6, sovrapposte alle corrispondenti distribuzioni sui dati.

Si vede chiaramente l'impossibilità di separare il decadimento DCS sulla base della sola distribuzione in massa invariante: infatti la distribuzione in massa del decadimento DCS è completamente sovrapposta da quella del decadimento CF. Nel prossimo capitolo verrà descritta una tecnica basata sulla cinematica che invece permette una separazione di tutti i canali di decadimento. Tuttavia dalle distribuzioni

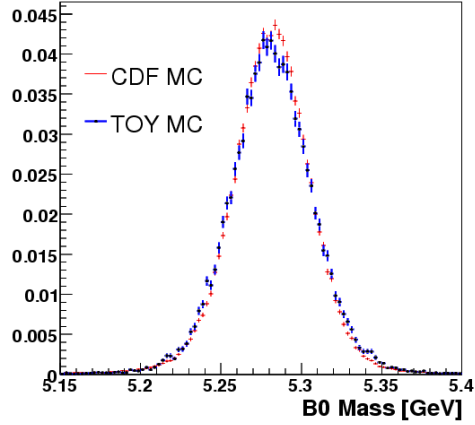


Figura 3.5: Distribuzione in massa $\pi\pi$ di eventi $B^0 \rightarrow \pi\pi$ simulati con il TOY-MC e con la simulazione di CDF.

in massa possiamo ottenere una stima della composizione del campione in termini dei canali CF e CS.

Il fit della distribuzione in massa dei vari canali è stato fatto nei seguenti intervalli:

$$\begin{aligned} D^0 \rightarrow \pi^+ K^- & \quad 1.80 \leq M(D^0) \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2 \\ D^0 \rightarrow K^+ K^- & \quad 1.83 \leq M(D^0) \leq 1.90 \text{ GeV}/c^2 \\ D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- & \quad 1.83 \leq M(D^0) \leq 1.90 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

Per i canali a più bassa statistica ($K^+ K^-$ e $\pi^+ \pi^-$) due gaussiane più un fondo lineare sono sufficienti a descrivere la distribuzione in massa invariante in maniera soddisfacente:

$$f(x) = N_S \left\{ f_G \left[A \frac{e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_1} \right)^2}}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} + (1-A) \frac{e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_2} \right)^2}}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \right] \right\} + N_F \frac{ax+b}{\frac{a}{2} \Delta x^2 + b \Delta x}$$

La funzione è normalizzata in modo che N_S rappresenti il numero di eventi di segnale ed N_F il numero di eventi di fondo. I parametri fisici del segnale (μ , σ_1 e σ_2) sono stati vincolati ai valori ottenuti da un fit sulle distribuzioni ottenute dal TOY-MC, mentre le normalizzazioni e la parametrizzazione del fondo sono state determinate dal fit sui dati. I risultati sono mostrati in figure 3.7 e 3.8.

Per il canale $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$, c'è stato bisogno di una descrizione più accurata: nella distribuzione in massa $\pi^+ K^-$ abbiamo infatti dovuto tener conto della coda radiativa generata dalla FSR, descritta dal prodotto di funzioni in equazione:

$$\begin{aligned} f(x) = N_S \left\{ (1 - f_{FSR}) \left[A \frac{e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_1} \right)^2}}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} + (1-A) \frac{e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_2} \right)^2}}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \right] \right. \\ \left. + f_{FSR} \frac{e^{\alpha(x-\mu)} \operatorname{erfc}(\beta(x-\mu))}{\int_{1.8}^{1.92} e^{\alpha(y-\mu)} \operatorname{erfc}(\beta(y-\mu)) dy} \right\} + N_F \frac{ax+b}{\frac{a}{2} \Delta x^2 + b \Delta x} \end{aligned}$$

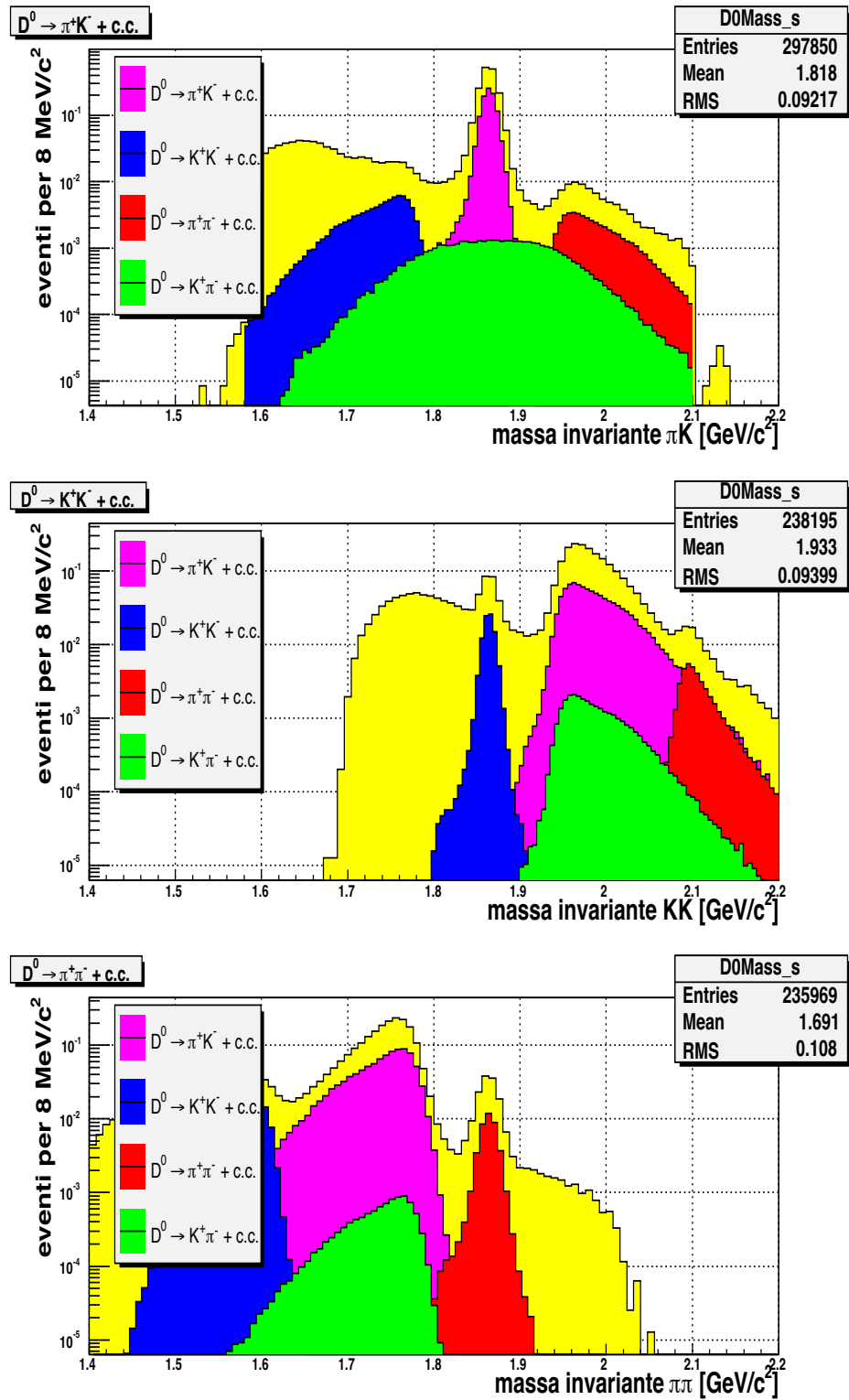


Figura 3.6: Distribuzione della massa invariante del candidato D^0 in ipotesi πK (figura superiore), KK (figura centrale), $\pi\pi$ (figura inferiore) ricostruite dai dati (in giallo). A queste sono sovrapposte le distribuzioni risultanti dalla simulazione (in magenta il CF, in blu il KK , in rosso il $\pi\pi$ ed in verde il DCS).

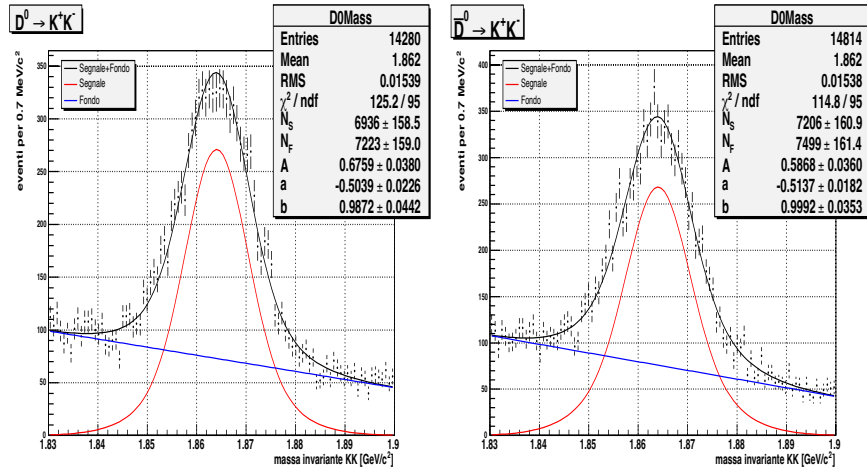


Figura 3.7: Distribuzioni in massa KK per i candidati D^0 (a sinistra) e per i candidati \bar{D}^0 (a destra) con fit sovrapposto.

Un fit della distribuzione ottenuta dalla simulazione TOY-MC ha permesso di estrarre le parametrizzazioni sia del segnale (μ , σ_1 e σ_2) e che della coda radiativa (α e β). Fissati tali parametri si è eseguito il fit sui dati. Il risultato è mostrato in figura 3.9, dove si nota che il modello riproduce accuratamente i dati ($\chi^2/\text{ndf} = 94.37/94$). Questa corrispondenza molto accurata tra il modello della nostra risoluzione, che proviene da un insieme di calcoli e deduzioni molto complesso, e la forma della distribuzione osservata nei dati di D^0 , costituisce una conferma molto importante della correttezza della parametrizzazione usate in altre misure di precisione, in cui il numero di eventi di segnale disponibile non è sufficiente a verificare direttamente il modello di risoluzione. È importante notare che il confronto mostrato in figura non ha parametri liberi riguardanti la risoluzione (vengono fittati solamente i numeri di eventi di segnale e fondo). Un fit con più parametri liberi si potrebbe comunque utilizzare in caso di necessità per calibrare al meglio il modello di risoluzione basandosi sui dati stessi.

Da questa prima analisi si ricava la seguente stima della composizione del segnale in termine dei canali π^+K^- , K^+K^- e $\pi^+\pi^-$:

$$N(D^0 \rightarrow \pi^+K^-) = 95054 \pm 376$$

$$N(D^0 \rightarrow K^+K^-) = 6936 \pm 159$$

$$N(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 5031 \pm 158$$

$$N(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-) = 101006 \pm 386$$

$$N(\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-) = 7206 \pm 161$$

$$N(\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 5210 \pm 145$$

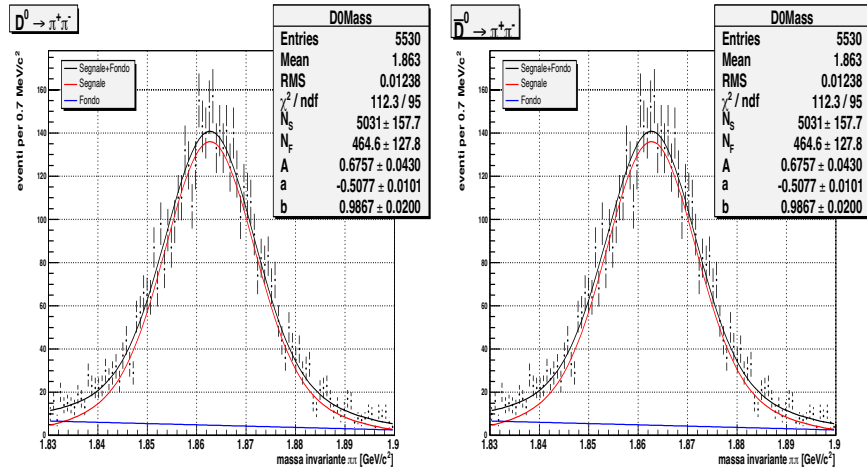


Figura 3.8: Distribuzioni in massa $\pi\pi$ per i candidati D^0 (a sinistra) e per i candidati \bar{D}^0 (a destra) con fit sovrapposto.

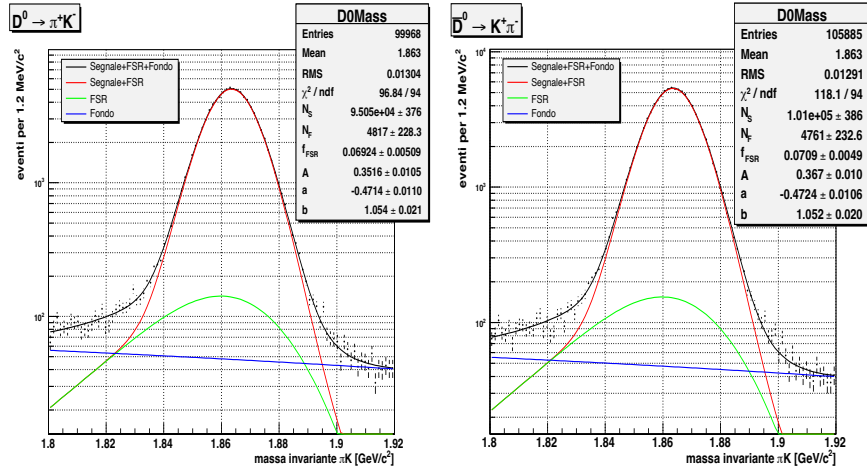


Figura 3.9: Distribuzione in massa πK con fit sovrapposto per i candidati D^0 (a sinistra) e per i candidati \bar{D}^0 (a destra).

Tra i numeri di D^0 e di \bar{D}^0 si osserva un'asimmetria

$$A_{CP}(\pi^\pm K^\mp) = 0.030 \pm 0.002$$

$$A_{CP}(K^\pm K^\mp) = 0.019 \pm 0.016$$

$$A_{CP}(\pi^\pm \pi^\mp) = 0.017 \pm 0.021$$

compatibile con il livello di asimmetria del rivelatore, noto da altre misure. I numeri che abbiamo trovato sono numeri *grezzi*, devono cioè essere ancora corretti per molti effetti, dalle efficienze relative alle asimmetrie di carica, prima di poterli tradurre in quantità di significato fisico. Tutti questi effetti sono già stati studiati a

CDF in altre misure con campioni più ridotti, ed è noto che possono essere misurati accuratamente, anche se a prezzo di una notevole quantità di lavoro. Quello che importa qui notare è che le incertezze statistiche su questi numeri grezzi sono già assai indicative della risoluzione finale raggiungibile, e sono già al livello delle migliori misure disponibili [3]. Considerando che CDF ha attualmente già a disposizione un campione quattro volte più grande di quello qui esaminato, appare già chiaro che questa analisi contiene la promessa di misure estremamente interessanti.

Capitolo 4

Separazione degli eventi DCS

Questo capitolo affronta il problema della ricostruzione dei decadimenti con il "segno sbagliato" (DCS e oscillazioni), che non è stato possibile affrontare con i mezzi fin qui discussi.

4.1 Separazione cinematica

Per separare tutte le componenti del segnale si è usata una tecnica, che sfrutta la cinematica del decadimento, originariamente sviluppata in [9].

Prima di iniziare la descrizione della tecnica utilizzata, è utile descrivere la notazione che verrà adottata in seguito. Questa notazione semplificherà le formule e renderà più semplice la comprensione del lavoro.

In questa notazione un generico processo di decadimento in due corpi sarà del tipo $D^0 \rightarrow h_1 h_2$, dove h sta ad indicare un generico adrone carico (un π o un K), e i pedici 1, 2 indicano l'ordine degli adroni. Se p_1, p_2 sono i moduli degli impulsi tridimensionali ricostruiti delle due tracce è possibile scegliere arbitrariamente un ordinamento attraverso una semplice posizione:

$$p_1 = \min(p_1, p_2) \quad \text{e} \quad p_2 = \max(p_1, p_2)$$

La particella contrassegnata 1 ha sempre impulso minore della particella contrassegnata 2. Nella notazione appena definita $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ ha un significato diverso da $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ perché si scriverà per convenzione prima la particella 1 e poi la particella 2.

4.1.1 Formule per le masse invarianti

Si prenda, per esempio, un generico decadimento di una particella in due corpi 1,2, i cui momenti "misurati" sono $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ e si supponga di assegnare alle particelle le masse m_a e m_b . Si definisca, inoltre, M_{ab} la massa invariante del sistema calcolata con assegnazione delle masse m_a e m_b :

$$M_{ab}^2 = \left(\sqrt{m_a^2 + p_1^2} + \sqrt{m_b^2 + p_2^2} \right)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \quad (4.1)$$

Ricordando che le particelle nel nostro campione hanno impulso trasverso $p_t > 2 \text{ GeV}/c$ e che le masse del pione e del kaone valgono rispettivamente 0.139 e

0.493 GeV/c², l'equazione (4.1) può essere sviluppata al primo ordine significativo in $(m_{a(b)}/p_{1(2)})^2$ e la differenza $M_{ab}^2 - M_{a'b'}^2$ diventa semplicemente:

$$M_{ab}^2 - M_{a'b'}^2 \approx \left(1 + \frac{p_1}{p_2}\right) (m_b^2 - m_{b'}^2) + \left(1 + \frac{p_2}{p_1}\right) (m_a^2 - m_{a'}^2)$$

ed in particolare se si sceglie per a, b la massa del π si ottiene:

$$M_{a'b'}^2 \approx M_{\pi\pi}^2 - \left(1 + \frac{p_1}{p_2}\right) (m_\pi^2 - m_{b'}^2) - \left(1 + \frac{p_2}{p_1}\right) (m_\pi^2 - m_{a'}^2) \quad (4.2)$$

L'equazione (4.2) indica che, con ottima approssimazione, tutte le possibili assegnazioni di massa alle particelle (4 nel caso in considerazione) possono essere espresse in funzione di solo due variabili:

1. $M_{\pi\pi}$
2. p_1/p_2

Utilizzare queste variabili significa tenere conto implicitamente di tutte le quattro possibili diverse assegnazioni di massa ($M_{\pi\pi}$, $M_{\pi K}$, $M_{K\pi}$, M_{KK}).

Se si definisce M_{12} la massa invariante ottenuta con assegnazione delle masse "vere" $m_{1(2)}$ si ottiene che il valore di aspettazione della massa invariante con assegnazione $\pi\pi$ si esprime come:

$$\mathcal{M}_{\pi\pi}^2 = E[M_{\pi\pi}^2] \approx M_{12}^2 + \left(1 + \frac{p_1}{p_2}\right) (m_\pi^2 - m_2^2) + \left(1 + \frac{p_2}{p_1}\right) (m_\pi^2 - m_1^2) \quad (4.3)$$

La relazione in equazione (4.3) assume forme diverse per ciascun canale (4.1).

Modo di decadimento	$\mathcal{M}_{\pi\pi}^2(p_1/p_2)$
$D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$M_{D^0}^2$
$D^0 \rightarrow \pi^+K^-$	$M_{D^0}^2 + \left(1 + \frac{p_1}{p_2}\right) (m_\pi^2 - m_K^2)$
$D^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$M_{D^0}^2 + \left(1 + \frac{p_2}{p_1}\right) (m_\pi^2 - m_K^2)$
$D^0 \rightarrow K^+K^-$	$M_{D^0}^2 + \left(2 + \frac{p_1}{p_2} + \frac{p_2}{p_1}\right) (m_\pi^2 - m_K^2)$

Tabella 4.1: Espressioni di $\mathcal{M}^2(p_1/p_2)$ per i diversi canali di decadimento. $\mathcal{M}^2(p_1/p_2)$ assume forme diverse che dipendono da quale particella ha impulso maggiore.

4.1.2 La variabile α

Fino ad adesso si è trattato indifferentemente la particella e l'antiparticella, possiamo però estendere il discorso tenendo presente le cariche delle particelle prodotte e cercare di sfruttare la sola cinematica per separare i D^0 dagli \bar{D}^0 , quando questi

Modo di decadimento	$M_{\pi\pi}^2(\alpha < 0)$
$D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$M_{D^0}^2$
$D^0 \rightarrow \pi^+K^-$	$M_{D^0}^2 + (2 + \alpha)(m_\pi^2 - m_K^2)$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$M_{D^0}^2 + \left(1 + \frac{1}{1+\alpha}\right)(m_\pi^2 - m_K^2)$
$D^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$M_{D^0}^2 + \left(1 + \frac{1}{1+\alpha}\right)(m_\pi^2 - m_K^2)$
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+K^-$	$M_{D^0}^2 + (2 + \alpha)(m_\pi^2 - m_K^2)$
$D^0 \rightarrow K^+K^-$	$M_{D^0}^2 + \left(3 + \alpha + \frac{1}{1+\alpha}\right)(m_\pi^2 - m_K^2)$
Modo di decadimento	$M_{\pi\pi}^2(\alpha > 0)$
$D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$M_{D^0}^2$
$D^0 \rightarrow \pi^+K^-$	$M_{D^0}^2 + (2 - \alpha)(m_\pi^2 - m_K^2)$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$M_{D^0}^2 + \left(1 + \frac{1}{1-\alpha}\right)(m_\pi^2 - m_K^2)$
$D^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$M_{D^0}^2 + \left(1 + \frac{1}{1-\alpha}\right)(m_\pi^2 - m_K^2)$
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+K^-$	$M_{D^0}^2 + (2 - \alpha)(m_\pi^2 - m_K^2)$
$D^0 \rightarrow K^+K^-$	$M_{D^0}^2 + \left(3 - \alpha + \frac{1}{1-\alpha}\right)(m_\pi^2 - m_K^2)$

Tabella 4.2: Espressione di $\mathcal{M}^2(\alpha)$ nel caso in cui la particella negativa ha impulso minore ($\alpha < 0$, tabella superiore) e nel caso in cui la particella positiva ha impulso minore ($\alpha > 0$, tabella inferiore) per i canali considerati.

decadono in πK .

Per introdurre l'informazione legata alla carica nelle funzioni cinematiche di tabella 4.1 è conveniente definire una nuova variabile:

$$\alpha = \left(1 - \frac{p_1}{p_2}\right) q_1$$

dove q_1 è la carica della particella finale 1, cioè quella che ha il modulo dell'impulso minore. La variabile α è definita nell'intervallo $[-1, 1]$. Con questo cambiamento di variabile le espressioni cinematiche in tabella 4.1 diventano come in tabella 4.2.

Quindi risulta conveniente aggiornare le variabili cinematiche come segue:

1. $M_{\pi\pi}$
2. α

La variabile $M_{\pi\pi}$ è la massa ricostruita evento per evento con assegnazione $\pi\pi$ mentre $\mathcal{M}(\alpha)$ è il valore di aspettazione della distribuzione della variabile $M_{\pi\pi}$ ad un determinato α . Per ogni α l'assegnazione sbagliata provoca uno spostamento

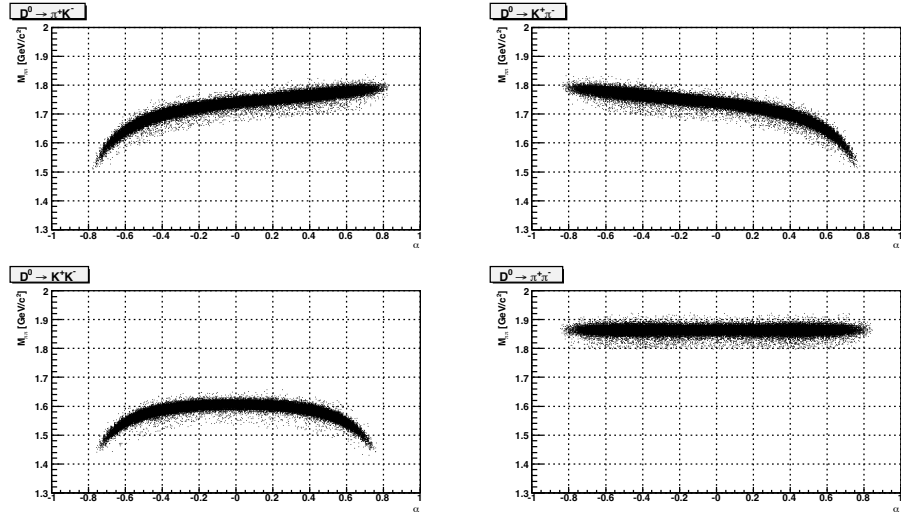


Figura 4.1: Massa $M_{\pi\pi}$ ricostruita in funzione di α per eventi simulati.

delle distribuzioni che viene calcolato attraverso le funzioni in tabella 4.2. I grafici in figura 4.1 mostrano la distribuzione bidimensionale di $M_{\pi\pi}$ rispetto ad α per singolo canale ottenute con il TOY-MC. Nel canale $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ la $M_{\pi\pi}$ in funzione di α è costante, poiché viene data l'assegnazione corretta alle masse delle due tracce. Ognuno degli altri canali invece mostra una dipendenza da α specifica, che aumenta quando i moduli degli impulsi sono molto sbilanciati. È interessante notare che $M_{\pi\pi}$ in funzione di α nei canali relativi agli \bar{D}^0 ha una pendenza che è opposta a quella relativa ai canali di D^0 , questo permette di ricavare informazioni utili per separare particelle da antiparticelle nei decadimenti πK , che è il nostro obiettivo più importante.

4.1.3 I dati sperimentali

La distribuzione bidimensionale di $M_{\pi\pi}(\alpha)$ ottenuta dai dati sperimentali è mostrata in figura 4.2, sia per gli eventi di D^0 che per quelli di \bar{D}^0 . Dal confronto con la simulazione è evidente la presenza delle quattro componenti (π^+K^- , K^+K^- , $\pi^+\pi^-$, $K^+\pi^-$) nel campione selezionato. In particolare notiamo come stavolta è stato possibile separare in modo evidente il canale CF da quello DCS, naturalmente entrambi contaminati da un contributo di fondo, che è necessario determinare.

Le frazioni delle due componenti si possono determinare accuratamente mediante un fit bidimensionale di queste distribuzioni, basato sulle semplici espressioni analitiche in tabella 4.2, sulle altre informazioni discusse nel capitolo precedente, e su di un opportuno modello del fondo residuo.

Una prima stima del rapporto tra il numero di decadimenti DCS e quello di decadimenti CF può ottenersi con un fit della distribuzione in massa π^+K^- e $K^+\pi^-$ degli eventi nella regione

$$1.84 < M_{\pi\pi} < 1.89 \text{ GeV}/c^2, \quad |\alpha| \geq 0.3$$

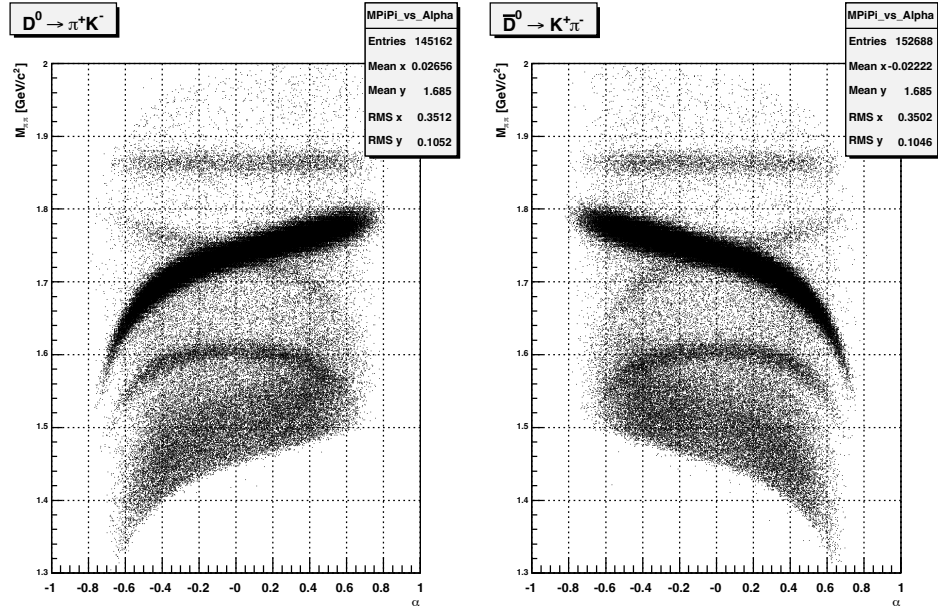


Figura 4.2: Grafici della massa $M_{\pi\pi}$ ricostruita in funzione di α per gli eventi di D^0 (a sinistra) ed \bar{D}^0 (a destra).

dove i due canali sono chiaramente separati. Dai risultati del fit (vedi figura 4.3) si ricava che

$$\frac{N(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{N(D^0 \rightarrow \pi^+ K^-)} = (1.57 \pm 0.24)\%$$

$$\frac{N(\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ K^-)}{N(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-)} = (1.62 \pm 0.22)\%$$

Poiché la media mondiale della frazione di DCS è $(0.376 \pm 0.009)\%$ [3], i risultati trovati mostrano che nei nostri grafici di figura 4.2 la componente con il "segno sbagliato" è ancora dominata dal fondo. Ciò non deve meravigliare troppo alla luce del fondo visibile nella distribuzione di ΔM (vedi figura 3.2, che indica la presenza di una non trascurabile quantità di decadimenti di D^0 che non sono in realtà associati a un vero D^* , ma sono semplicemente accoppiati con un pione casualmente presente, e dunque equamente distribuiti tra le due combinazioni di carica. Anche qui, come per i risultati ottenuti nel precedente capitolo, arrivare ad una misura delle quantità che ci interessano richiede una mole di lavoro assai maggiore di quella che è possibile realizzare in questo contesto, ma i numeri che abbiamo ottenuto indicano comunque chiaramente che la strada che abbiamo intrapreso offre ottime prospettive per realizzare una misura di grande importanza.

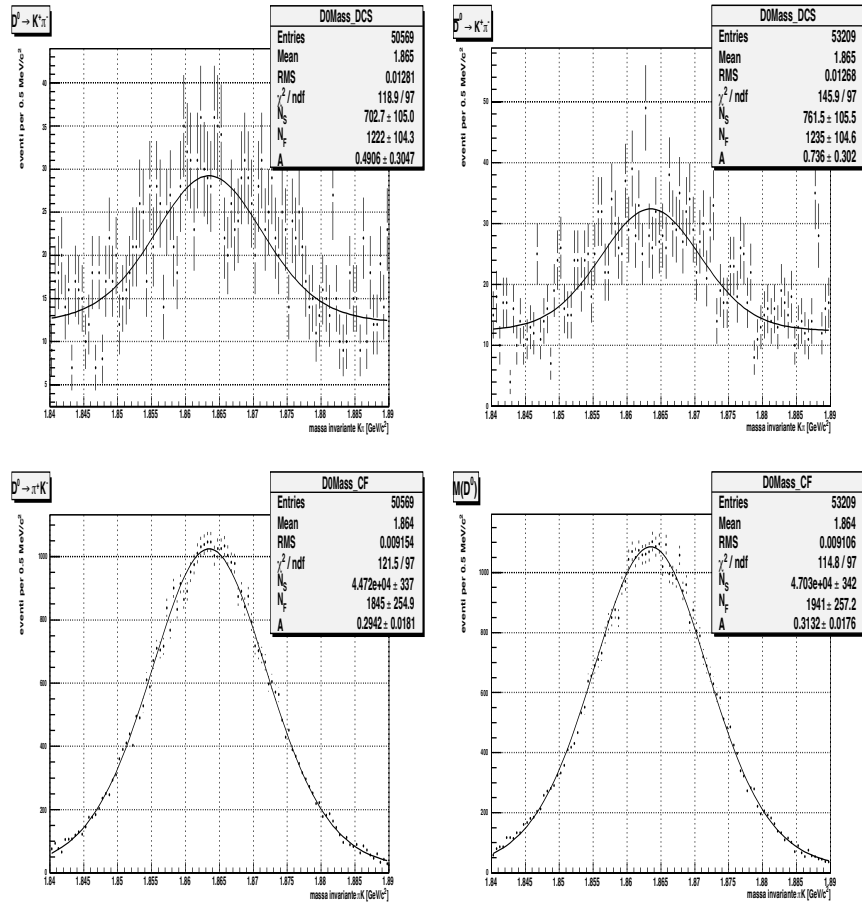


Figura 4.3: Distribuzioni in massa dei "DCS" (sopra) e CF (sotto) per i candidati D^0 (sinistra) e \overline{D}^0 (a destra), con fit sovrapposto. Per il fit sono state usate due gaussiane più un fondo piatto.

Bibliografia

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [2] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [3] <http://pdg.lbl.gov/>
- [4] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, *Evidence For The 2 Pi Decay Of The K(2)0 Meson*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [5] Y. Grossman, A. L. Kagan and Y. Nir, *New physics and CP violation in singly Cabibbo suppressed D decays*, arXiv:hep-ph/0609178.
- [6] <http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html>
- [7] R. Carosi, M. A. Ciocci, S. Donati, M. Morello, G. Punzi, F. Scuri, D. Tonelli, *Search for $B^0 \rightarrow h^+h^-$* , CDF-Note 6175
- [8] E. Baracchini and G. Isidori, *Electromagnetic corrections to non-leptonic two-body B and D decays*, Phys. Lett. B **633** (2006) 309
- [9] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Observation of $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ and Measurements of Branching Fractions of Charmless Two-body Decays of B^0 and B_s^0 Mesons in $p - \bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, arXiv:hep-ex/0607021
- [10] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], *Measurement of partial widths and search for direct CP violation in D^0 meson decays to K^-K^+ and $\pi^-\pi^+$* , Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 122001
- [11] <http://www-cdf.fnal.gov/>