



Università degli Studi di Pisa

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

**Analisi di decadimenti del mesone D^0 in due
corpi carichi a CDF**

Candidato:
Angelo Di Canto

Relatore:
Prof. Giovanni Punzi

Correlatore:
Dott. Diego Tonelli

*Grazie mamma,
grazie papà*

Indice

Introduzione	vii
1 Teoria e motivazioni	1
1.1 Cenni sul Modello Standard	1
1.1.1 La violazione di CP	4
1.2 Fenomenologia della violazione di CP nei mesoni	9
1.3 <i>Charm mixing</i>	12
1.3.1 Predizioni del Modello Standard	13
1.3.2 Predizioni da “Nuova Fisica”	14
1.3.3 Aspetti sperimentali della misura del <i>charm mixing</i>	17
1.4 Asimmetrie di CP nei decadimenti $D^0 \rightarrow h^+h'^-$	22
2 Il rivelatore CDFII al TeVatron Collider	25
2.1 L’acceleratore	25
2.1.1 Il fascio di protoni	26
2.1.2 Il fascio di antiprotoni	27
2.1.3 La collisione	28
2.1.4 Stato attuale del TeVatron	28
2.2 Il rivelatore CDFII	29
2.2.1 Sistema di coordinate e notazioni	30
2.2.2 Tracciatore interno al silicio	32
2.2.3 La camera a deriva	34
2.2.4 Il rivelatore di tempo di volo	35
2.2.5 I calorimetri	36

2.2.6	I rivelatori di muoni	39
2.2.7	I contatori di luminosità Cherenkov	40
2.2.8	Il sistema di <i>trigger</i>	41
3	Selezione del campione di dati	45
3.1	Estrazione dei decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [K^\mp \pi^\pm] \pi^+$	45
3.1.1	Selezione <i>online</i>	47
3.1.2	Selezione <i>offline</i>	49
3.2	Composizione del campione	49
4	Verifica della qualità del campione nel tempo	55
4.1	Suddivisione del campione in <i>dataset</i>	55
4.2	Variazione del rapporto segnale/fondo nel tempo	56
4.3	Variazione delle prestazioni del dE/dx nel tempo	57
4.3.1	Parametrizzazione dell'andamento del dE/dx in funzione dell'impulso	66
4.4	Panoramica dell'analisi	67
5	Separazione cinematica	75
5.1	Metodologia	75
5.1.1	Separazione dei decadimenti $D^0 \rightarrow h^+ h'^-$	76
5.1.2	Separazione dal fondo di decadimenti parzialmente ricostruiti	79
5.1.3	Separazione dal fondo di D^* falsi	81
6	Il fit di composizione	83
6.1	La funzione di <i>likelihood</i>	83
6.2	Studio delle correlazioni tra le osservabili del fit	84
6.2.1	Fattorizzazione della <i>likelihood</i> di segnale	85
6.2.2	Fattorizzazione della <i>likelihood</i> di fondo	88
6.3	PDF per i decadimenti di segnale	89
6.3.1	Termine in M_{WS}	91
6.3.2	Termine in α	93
6.3.3	Termine in ΔM_{WS}	94

6.4	PDF per il fondo combinatorio	96
6.4.1	Termine in M_{WS}	96
6.4.2	Termine in α	96
6.4.3	Termine in ΔM_{WS}	97
6.5	PDF per il fondo di D^* falsi	98
7	Fit dei dati	101
7.1	Risultati del fit preliminare dei dati	101
7.2	Risoluzione su $\mathcal{A}_{\text{CP}}(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ e $\mathcal{A}_{\text{CP}}(D^0 \rightarrow K^+K^-)$	110
7.3	Correzioni di efficienza	110
7.4	Discussione delle incertezze sistematiche	111
8	Impatto del PID	113
8.1	Introduzione del PID nel fit di composizione	113
8.2	Risultati preliminari	117
8.3	Discussione delle incertezze sistematiche	117
	Conclusioni	121
A	Simulazione Monte Carlo	125
A.1	Descrizione della simulazione Fast MC	125
B	Parametrizzazione del termine in ΔM_{WS} della PDF	127
B.1	Estrazione di $\wp(\Delta M_{\text{WS}}, \alpha)$ per il segnale	127
B.1.1	ΔM_{RS} in funzione di α	128
B.1.2	ΔM_{WS} in funzione di α	140
	Bibliografia	153

Introduzione

Nel passato, indicazioni dell'esistenza di nuove particelle provenienti dalla misura del loro contributo virtuale in processi a bassa energia hanno spesso preceduto la scoperta diretta. Ad esempio, il fatto che il decadimento $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ non fosse stato osservato pur avendo ampiezza predetta ben accessibile agli esperimenti di allora, portò Glashow, Iliopoulos e Maiani a postulare, nel 1970, l'esistenza del quark c ben quattro anni prima della sua osservazione sperimentale diretta. In questo contesto, il fenomeno dell'oscillazione di mesoni neutri (*mixing*, mescolamento di sapore tra particella e antiparticella) ha un ruolo privilegiato: le ampiezze misurate possono essere direttamente messe in relazione con quantità predette dalla teoria standard, permettendo di individuare il contributo di particelle finora sconosciute mediante eventuali discrepanze.

Ad oggi, i sistemi $K^0 - \bar{K}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$ e $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ sono stati studiati da numerosi esperimenti, ed i risultati non mostrano deviazioni significative dalle predizioni della teoria. Più peculiare è il sistema dei mesoni neutri *charmed*, $D^0 - \bar{D}^0$:

- dal punto di vista teorico è interessante perché riguarda l'unico, tra i processi di *mixing*, sensibile alla presenza di nuove particelle che accoppiano a quark di tipo *up* (carica $\pm 2/3$) e, essendo molto soppresso nel Modello Standard, risulta particolarmente sensibile a contributi di "Nuova Fisica".
- Dal punto di vista sperimentale è cruciale completare un quadro attuale in cui le osservazioni di oscillazione sono molto recenti e non completamente coerenti tra diversi esperimenti, diventando significative solo se combinate tra loro.
- Inoltre, riveste speciale rilevanza l'opportunità di poter studiare la possibile presenza di asimmetrie per trasformazione CP (coniugazione di carica ed inversione spaziale) significative, ritenute un solido segnale di "Nuova Fisica".

Il lavoro descritto in questa tesi riguarda l'analisi dei decadimenti di mesoni D^0 in due adroni carichi ($D^0 \rightarrow h^+ h'^-$, dove $h, h' = K$ o π), raccolti dal rivelatore

CDFII al collisionatore $p\bar{p}$ TeVatron di Fermilab. CDF ha oggi il campione di decadimenti $D^0 \rightarrow h^+h'^-$ più abbondante al mondo; gode quindi dell'opportunità di poter effettuare l'osservazione (o l'esclusione) del D^0 *mixing* con una significatività statistica di 5σ , un obiettivo non ancora raggiunto da nessun singolo esperimento. Analogamente, è possibile investigare la possibile presenza di asimmetrie di CP con sensibilità mai raggiunte prima.

CDF ha pubblicato una prima misura di *charm mixing* circa un anno fa, utilizzando un campione corrispondente a $\sim 1.5 \text{ fb}^{-1}$ di luminosità integrata. L'unica misura di asimmetrie CP in questi canali a CDF risale addirittura a quattro anni fa, su un campione di soli $\sim 0.12 \text{ fb}^{-1}$. Il presente lavoro di tesi si propone di affrontare l'analisi del campione oggi disponibile, corrispondente a circa $\sim 2.9 \text{ fb}^{-1}$, utilizzando una strategia più potente che non solo utilizzi al meglio l'informazione statistica per la misura del *mixing*, ma permetta simultaneamente di misurare anche le asimmetrie CP associate.

La misura di oscillazione nei decadimenti $D^0(\leftrightarrow \bar{D}^0) \rightarrow K^\mp\pi^\pm$ consiste nel campionare, in funzione del tempo proprio di decadimento del mesone *charm*, il rapporto tra decadimenti in stati finali $K^+\pi^-$ e $K^-\pi^+$. La difficoltà sta nel separare con estrema accuratezza questi stati finali tra loro e dai fondi. L'accuratezza della stima della composizione del campione è cruciale perché si vuole misurare rapporti di *rate* di $\mathcal{O}(10^{-3})$, e qualsiasi approssimazione può degradare la sensibilità della misura o, peggio, indurre *bias* indesiderati. D'altra parte, nella misura di composizione del campione è necessario includere anche le componenti $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^+K^-$, che sono fondi per la misura di oscillazione, ma anche preziosi segnali di cui è possibile determinare le asimmetrie CP.

Il contributo originale, presentato in queste pagine, è stato di sviluppare una tecnica di separazione statistica delle varie componenti del campione basata sull'utilizzo combinato dell'informazione derivante dalla cinematica e dell'identificazione di particelle cariche. Il rapporto tra i moduli degli impulsi delle due particelle nello stato finale, combinato con le loro cariche, permette di sfruttare al meglio le piccole differenze cinematiche tra i decadimenti in gioco per identificarli. L'informazione viene utilizzata efficientemente in un fit multidimensionale di massima verosimiglianza (*maximum likelihood*) che determina la composizione del campione.

Questa tecnica massimizza la risoluzione statistica aspettata sulle misure di oscillazione e di asimmetria CP, con un approccio più corretto e completo rispetto alle tecniche utilizzate finora a CDF, più convenzionalmente basate su "tagli".

La tesi presenta la prima applicazione di questa tecnica ad un campione di decadimenti di mesoni D^0 in due corpi carichi e, più in generale, costituisce la prima analisi dell'intero campione di *charm* disponibile ad oggi a CDF, corrispondente ad una luminosità integrata di $\sim 2.9 \text{ fb}^{-1}$.

Il cap. 1 introduce gli argomenti teorici e sperimentali necessari ad inquadrare l'analisi ed i risultati discussi nel seguito. Nel cap. 2 si descrivono sinteticamente il TeVatron ed il rivelatore CDFII, ponendo l'attenzione sui componenti dell'apparato sperimentale rilevanti in questo lavoro. Il contributo originale del candidato è descritto a partire dal cap. 3. Quest'ultimo illustra la procedura di selezione del campione di dati, mentre il cap. 4 contiene uno studio della qualità del campione nel tempo. Nei cap. 5 e 6 è descritta la tecnica sviluppata per stimare la composizione del campione ed il fit. Il cap. 7 mostra l'applicazione preliminare del fit cinematico ai dati, mentre nel cap. 8 si stima il miglioramento che si otterrà includendo nel fit di composizione l'informazione sull'identità delle particelle degli stati finali. Per facilitare lettura e comprensione del lavoro si è scelto di rimuovere dal testo principale alcuni dettagli più tecnici, pure necessari alla descrizione di quanto fatto, per spostarli nelle appendici finali.

Capitolo 1

Teoria e motivazioni

Questo capitolo introduce il quadro teorico alla base dello studio presentato nella tesi. Dopo un breve accenno al Modello Standard delle particelle elementari e delle interazioni fondamentali, mostreremo il formalismo usato per descrivere le oscillazioni dei mesoni neutri e spiegheremo poi come lo studio di tale fenomeno nel sistema dei mesoni D , può essere promettente nella ricerca di fisica oltre il Modello Standard. Conclude un quadro sintetico della situazione sperimentale recente riguardante le oscillazioni $D^0 - \bar{D}^0$ e la violazione di CP nei decadimenti dei mesoni D .

1.1 Cenni sul Modello Standard

Il Modello Standard (MS) è una teoria di campo quantistica che descrive tutte le particelle elementari e tre delle quattro forze fondamentali ad oggi note, ossia le interazioni forti, quelle elettromagnetiche e quelle deboli (queste ultime due unificate nell'interazione elettrodebole).

Alla base della formulazione del MS viene posto un principio di simmetria che consiste nell'invarianza della lagrangiana sotto opportune trasformazioni, dette *trasformazioni di gauge locali*. Le trasformazioni di gauge che descrivono le forze osservate in natura sono quelle del gruppo unitario

$$G_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_T \otimes U(1)_Y$$

dove i pedici indicano le cariche conservate: la carica forte o colore C , l'isospin debole T (o meglio la sua terza componente T_3) e l'ipercarica Y . Queste quantità sono legate alla carica elettrica Q (che è anch'essa conservata) attraverso la relazione

Generazione:	1	2	3	T_3	Y	Q
Leptoni	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	-1	0
	e_R	μ_R	τ_R	-1/2	-1	-1
				0	-2	-1
Quark	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	1/3	2/3
	u_R	c_R	t_R	-1/2	1/3	-1/3
	d'_R	s'_R	b'_R	0	4/3	2/3
				0	-2/3	2/3
				0	-2/3	-1/3

Tabella 1.1: I costituenti della materia nel Modello Standard.

di Gell-Mann–Nishijima:

$$Q = \frac{Y}{2} + T_3.$$

In questo modello le particelle elementari compaiono come rappresentazioni del gruppo di simmetria G_{SM} . Esse sono suddivise in due famiglie: i fermioni, di spin 1/2 (descritti dalla statistica di Fermi-Dirac), e i bosoni, di spin intero (descritti dalla statistica di Bose-Einstein). Esistono 12 fermioni fondamentali e le corrispondenti anti-particelle; di questi 12 fermioni, 6 interagiscono solo attraverso la forza elettrodebole e si chiamano leptoni, gli altri 6 invece accoppiano anche all'interazione forte e si chiamano quark.

I leptoni (vedi tab. 1.1), che nel MS sono particelle di massa nulla, si dividono in 3 iso-doppietti di elicit  negativa (*left-handed*) e 3 iso-singoletti di elicit  positiva (*right-handed*); nei doppietti la particella con $T_3 = -1/2$ ha carica unitaria negativa, mentre la particella con $T_3 = +1/2$ ha carica neutra e si chiama neutrino. I leptoni carichi si chiamano elettrone (e), muone (μ) e tau (τ). I neutrini, interagiscono solo attraverso la forza debole, e sono solo *left-handed* [1].

I quark (vedi tab. 1.1) si dividono anch'essi in iso-doppietti e iso-singoletti, e sono tutti elettricamente carichi. Le particelle con $T_3 = +1/2$ nei doppietti hanno carica frazionaria $+2/3$ mentre le altre particelle hanno carica $-1/3$. I sei tipi di quark si chiamano "sapori" (*flavour*) e sono: *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) e *bottom* (b). La carica forte   detta "colore" ed i quark sono tripletti di $SU_C(3)$, cio  possono esistere in tre "colori" differenti ($C = R, G, B$). Solo i

Bosone	Q	Interazione
γ	0	elettrodebole
Z^0	0	elettrodebole
W^\pm	± 1	elettrodebole
g_α ($\alpha = 1, \dots, 8$)	0	forte

Tabella 1.2: I mediatori delle interazioni nel Modello Standard.

Bosone di Higgs	T_3	Y	Q
$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$	1/2 -1/2	1 1	1 0

Tabella 1.3: Il bosone di Higgs.

quark u , c , t sono simultaneamente autostati sia dell'interazione forte che di quella elettrodebole; per i restanti è d'uso indicare con d , s , b gli autostati forti e con d' , s' , b' quelli deboli, ruotati.

Le particelle elementari di spin 1 sono i bosoni di gauge (vedi tab. 1.2) che sono i mediatori delle interazioni fondamentali, ossia i generatori del gruppo di simmetria G_{MS} : il fotone (γ) ed i tre bosoni vettoriali W^\pm e Z sono i generatori del gruppo $SU_T(2) \otimes U_Y(1)$, mentre i gluoni (g) sono i generatori del gruppo $SU_C(3)$.

Le teorie di gauge, di per sé, non sono in grado di descrivere particelle massive, e questo contraddirebbe quanto viene osservato sperimentalmente (ad esempio, per i bosoni vettori si veda [2]). D'altra parte, campi massivi renderebbero la teoria non rinormalizzabile, quindi incoerente dal punto di vista matematico. Per descrivere correttamente le particelle massive, nel MS viene allora introdotto un iso-doppietto scalare H (vedi tab. 1.3), che, attraverso il meccanismo di Higgs, rompe spontaneamente la simmetria elettrodebole

$$SU_T(2) \xrightarrow{\langle H \rangle} U_{\text{e.m.}}(1)$$

e dà massa ai bosoni di gauge ed ai fermioni [3].

Il bosone di Higgs H non è stato ad oggi osservato sperimentalmente e la sua massa è uno dei parametri liberi del MS.

1.1.1 La violazione di CP

Uno degli aspetti più affascinanti del MS è che non tutti i processi sono invarianti rispetto all'applicazione combinata degli operatori C (coniugazione di carica¹) e P (parità spaziale²). Questo fenomeno (“violazione di CP”), noto sperimentalmente sin dal 1964, ha profonde implicazioni sulla teoria, che si ripercuotono fino alla cosmologia, in quanto è considerato una delle possibili spiegazioni dell'asimmetria barionica presente nell'Universo [4].

La violazione di CP è stata osservata per la prima volta nei decadimenti dei mesoni K neutri. I mesoni K^0 e \bar{K}^0 sono tipicamente prodotti dalle interazioni forti, ad esempio nei processi $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ e $\pi^+ p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ p$. Sperimentalmente, però, si osserva che i decadimenti del K^0 avvengono con vite medie diverse, [5]:

$$\tau(K_S^0 \rightarrow 2\pi) \approx 0.9 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

$$\tau(K_L^0 \rightarrow 3\pi) \approx 0.5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$$

Sembra cioè che i K^0 prodotti dalle interazioni forti si comportino come particelle differenti (K_S^0 , K_L^0) quando se ne studiano i decadimenti deboli. Dato che lo stesso dilemma si manifesta anche per i \bar{K}^0 , fu proposto che K^0 ed \bar{K}^0 fossero due diverse combinazioni lineari delle particelle associate ai decadimenti a lunga e corta vita media. Dato che gli stati finali in 3π e 2π sono autostati di CP con autovalori -1 e $+1$ rispettivamente, può apparire naturale identificare gli stati $K_{S,L}^0$ con gli autostati di CP:³

$$|K_{1,2}^0\rangle = \frac{|K^0\rangle \pm |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}, \quad \text{CP} = \pm 1$$

Con buona approssimazione questo è vero; tuttavia nel 1964 è stato osservato anche il decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ con *branching ratio* $\sim 2 \cdot 10^{-3}$, [6]. Esiste quindi un effetto di violazione di CP, di norma descritto dall'osservabile, [5],

$$\varepsilon_K = (2.280 \pm 0.013) \times 10^{-3} \times e^{i\pi/4}$$

definita mediante le relazioni:

$$|K_S^0\rangle = \frac{|K_1^0\rangle - \varepsilon_K |K_2^0\rangle}{\sqrt{1 + |\varepsilon_K|^2}}, \quad |K_L^0\rangle = \frac{|K_2^0\rangle + \varepsilon_K |K_1^0\rangle}{\sqrt{1 + |\varepsilon_K|^2}}.$$

¹L'operatore C scambia particelle con antiparticelle, cambiando segno a tutti i numeri quantici interni, ad esempio, per la carica elettrica $Q \rightarrow -Q$.

²L'operatore P manda una terna di assi destrorsi in una sinistrorsa e viceversa, ovvero trasforma $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$.

³Per convenzione si sceglie $\text{CP}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$.

Effetti ancora più evidenti di violazione di CP, sono, inoltre, stati osservati più recentemente nell'evoluzione temporale dei mesoni B [7].

La comprensione della violazione di CP è particolarmente interessante dato che processi di “Nuova Fisica” (NF), cioè di fisica al di là del MS, tipicamente introducono nuove sorgenti di violazione. Diventa quindi importante comprendere a fondo quale sia il contributo del MS per poter poi confrontare la teoria con le misure ed ottenere sensibilità a possibili contributi di NF. Per una descrizione più dettagliata ed esauriente di tale argomento riferirsi a [8], [9].

Una delle conseguenze dell'applicazione dell'operatore CP su di uno stato è che lo manda nello stato complesso coniugato. Poiché la lagrangiana del MS è hermitiana, essa sarà invariante per trasformazione CP solo se è reale, ovvero se non contiene parametri immaginari fisici (ossia non eliminabili con ridefinizioni dei campi).

Una fase non eliminabile nel MS può trovare posto solo nell'interazione debole di corrente carica adronica⁴:

$$-\mathcal{L}_{c.c.}^q = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ (\bar{u}_L \gamma^\mu d'_L + \bar{c}_L \gamma^\mu s'_L + \bar{t}_L \gamma^\mu b'_L) + \text{h.c.},$$

dove g è la costante di accoppiamento dell'interazione, e γ^μ sono le matrici di Dirac. Le correnti cariche deboli sono le uniche interazioni che a livello “albero” nel MS cambiano il *flavour*: con l'emissione di un bosone W^+ , ad esempio, un quark di carica $+2/3$ si trasforma in uno di carica $-1/3$ che ha un *flavour* diverso; se partiamo da un quark u che è, come anticipato, un autostato forte, l'emissione di un W^+ lo trasformerà allora in d' (il *partner* isotopico di u) che però non è autostato di massa. In generale, il passaggio da autostati deboli ad autostati di massa avviene attraverso una matrice unitaria, detta matrice di Cabibbo, Kobayashi, Maskawa (CKM) e generalmente indicata con V_{CKM} [10]:

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

La presenza di una fase complessa nella matrice V_{CKM} , non vietata in principio nel MS, è la spiegazione più semplice per generare la violazione di CP nelle interazioni deboli. Questo è possibile solo a condizione che le famiglie di particelle (doppietti di isospin debole) esistenti in natura siano almeno tre: infatti una matrice unitaria $n \times n$ può essere espressa in funzione di $(n-1)^2$ parametri di cui $n(n-1)/2$ reali e

⁴Questo è vero almeno nel modello base in cui si trascura la massa dei neutrini, si veda ad esempio [9].

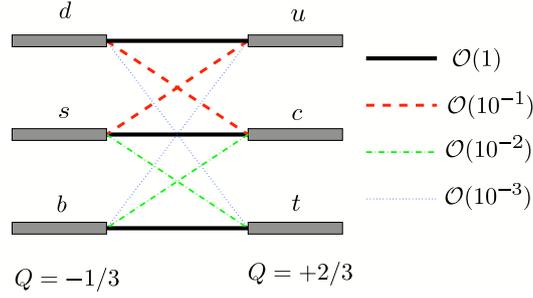


Figura 1.1: Rappresentazione schematica della gerarchia delle transizioni tra quark mediate da processi di corrente carica.

$(n-2)(n-1)/2$ complessi, pertanto è necessaria almeno una matrice unitaria 3×3 per poter ammettere una fase complessa.

Tra le molteplici parametrizzazioni di questa matrice, quella data da Wolfenstein [11] è conveniente perché evidenzia la gerarchia fra gli elementi (vedi fig. 1.1). In essa viene introdotto il parametro $\lambda = |V_{us}|$ (il seno dell'angolo di Cabibbo [12]) e gli elementi della matrice sono riscritti in termini di potenze di λ e di altri tre parametri reali A , ρ ed η , tutti di ordine uno:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.1)$$

In questa particolare rappresentazione, espandendo lo sviluppo fino al terzo ordine, i termini immaginari appaiono solo negli elementi che connettono la prima generazione di quark alla terza, in particolare nelle transizioni $t \rightarrow d$ e $b \rightarrow u$.

Le condizioni per l'unitarietà della matrice CKM, $V_{\text{CKM}} V_{\text{CKM}}^\dagger = 1$, possono essere scritte sotto forma di nove equazioni:

$$\sum_{k \in \{u, c, t\}} V_{ki} V_{kj}^* = \delta_{ij} \quad \text{con} \quad i, j \in \{d, s, b\}.$$

Le relazioni che esprimono l'ortogonalità tra le differenti colonne della matrice CKM sono:

$$\begin{aligned} \underbrace{V_{ud}V_{us}^*}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{cd}V_{cs}^*}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{td}V_{ts}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^5)} &= 0, \\ \underbrace{V_{us}V_{ub}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^4)} + \underbrace{V_{cs}V_{cb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} + \underbrace{V_{ts}V_{tb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} &= 0, \\ \underbrace{V_{ud}V_{ub}^*}_{(\rho+i\eta)A\lambda^3} + \underbrace{V_{cd}V_{cb}^*}_{-A\lambda^3} + \underbrace{V_{td}V_{tb}^*}_{(1-\rho-i\eta)A\lambda^3} &= 0; \end{aligned} \quad (1.2)$$

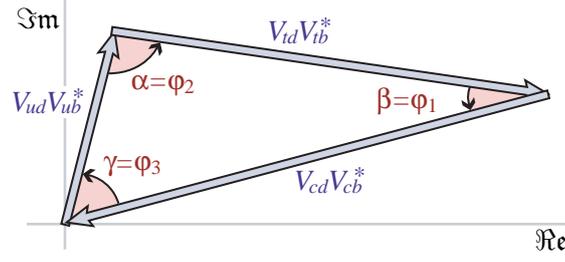


Figura 1.2: Rappresentazione grafica della relazione (1.2) come triangolo nel piano complesso.

mentre quelle associate all'ortogonalità tra le differenti righe sono:

$$\begin{aligned}
 \underbrace{V_{ud}^* V_{cd}}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{us}^* V_{cs}}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{ub}^* V_{cb}}_{\mathcal{O}(\lambda^5)} &= 0, \\
 \underbrace{V_{cd}^* V_{td}}_{\mathcal{O}(\lambda^4)} + \underbrace{V_{cs}^* V_{ts}}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} + \underbrace{V_{cb}^* V_{tb}}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} &= 0, \\
 \underbrace{V_{ud}^* V_{td}}_{(1-\rho-i\eta)A\lambda^3} + \underbrace{V_{us}^* V_{ts}}_{-A\lambda^3} + \underbrace{V_{ub}^* V_{tb}}_{(\rho+i\eta)A\lambda^3} &= 0.
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

Perché queste relazioni siano verificate è necessario l'annullamento della somma di tre numeri complessi e quindi ogni relazione può essere rappresentata nel piano complesso come un triangolo (vedi fig. 1.2), i cui lati ed angoli sono parametri liberi del MS che devono essere misurati sperimentalmente.

I triangoli che si ottengono dalle relazioni di ortogonalità sono a coppie equivalenti (come si intuisce guardando, ad esempio, gli ordini di grandezza dei lati in potenze di λ) ed hanno tutti la stessa area, di solito indicata con $J/2$ [13]. Nella parametrizzazione di Wolfenstein, eq. (1.1), si calcola

$$J \approx \lambda^6 A^2 \eta.$$

Quindi, affinché i triangoli non degenerino in segmenti, è necessario $\eta \neq 0$; in tal caso la matrice CKM è complessa e CP è violata. La quantità J è nota come invariante di Jarlskog e quantifica la scala assoluta della violazione di CP nel MS.

Notiamo che solo per le relazioni (1.2) e (1.3), che esprimono l'ortogonalità tra la prima e la terza colonna e tra la prima e la terza riga rispettivamente, tutti i lati sono di grandezza comparabile, $\mathcal{O}(\lambda^3)$, mentre nelle rimanenti uno dei lati è soppresso rispetto agli altri di fattori dell'ordine di $\mathcal{O}(\lambda^2)$ o $\mathcal{O}(\lambda^4)$. Per questa ragione, si indica di norma col nome di *triangolo unitario* quello rappresentato dalla relazione (1.2).

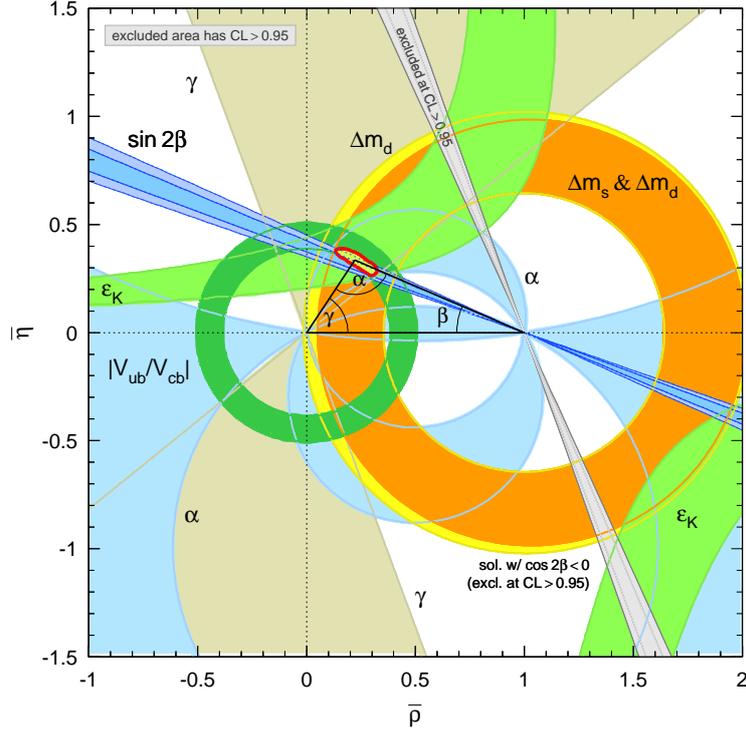


Figura 1.3: *Vincoli sperimentali al triangolo unitario nel piano $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Le aree colorate sono permesse al 95% di CL [5].*

Ad oggi, i valori sperimentali dei parametri della matrice CKM sono [5]:⁵

$$\lambda = 0.2272 \pm 0.0010, \quad A = 0.818_{-0.017}^{+0.007}, \quad \bar{\rho} = 0.221_{-0.028}^{+0.064}, \quad \bar{\eta} = 0.340_{-0.045}^{+0.017},$$

o, per tutti i nove elementi, [5]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97383_{-0.00023}^{+0.00024} & 0.2272 \pm 0.0010 & (3.9 \pm 0.09) \cdot 10^{-3} \\ 0.2271 \pm 0.0010 & 0.97296 \pm 0.00024 & (42.21_{-0.80}^{+0.10}) \cdot 10^{-3} \\ (8.14_{-0.64}^{+0.32}) \cdot 10^{-3} & (41.61_{-0.78}^{+0.12}) \cdot 10^{-3} & 0.999100_{-0.000004}^{+0.000034} \end{pmatrix},$$

e l'invariante di Jarlskog è misurato essere [5]:

$$J = (3.08_{-0.18}^{+0.16}) \cdot 10^{-5}.$$

La fig. 1.3 mostra, infine, tutti i vincoli sperimentali al triangolo unitario ed i risultati del fit globale (area contornata di rosso) al 95% di livello di confidenza (CL).

⁵Dove $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ sono i parametri di Wolfenstein generalizzati, che si ottengono da ρ ed η sommando su tutti gli ordini in λ , ad esempio $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2 + \dots)$ e $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2 + \dots)$.

1.2 Fenomenologia della violazione di CP nei mesoni

Mostriamo ora quali sono le implicazioni per la fenomenologia dei decadimenti dei mesoni, indicandoli genericamente con D .

Si definiscono le ampiezze di decadimento del mesone D (che può essere sia carico che neutro), e del suo CP coniugato \bar{D} , nello stato finale a più particelle f , e suo CP coniugato \bar{f} , come

$$A_f = \langle f | \mathcal{H}_d | D \rangle, \quad \bar{A}_f = \langle f | \mathcal{H}_d | \bar{D} \rangle, \quad A_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \mathcal{H}_d | D \rangle, \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \mathcal{H}_d | \bar{D} \rangle$$

dove \mathcal{H}_d è l'hamiltoniana che governa l'evoluzione temporale.

Eventuali fasi complesse presenti nei termini di lagrangiana che contribuiscono all'ampiezza di decadimento A_f , compaiono con segno opposto nella corrispondente ampiezza CP coniugata $\bar{A}_{\bar{f}}$. Tali fasi, dovute all'accoppiamento con i bosoni W^\pm sono denominate "fasi deboli". Tuttavia, una seconda classe di fasi può comparire nelle ampiezze di transizione anche nel caso in cui la lagrangiana è reale. La loro origine è dovuta a possibili contributi al decadimento da stati intermedi prodotti principalmente dalle interazioni forti. Dato che queste fasi, denominate appunto "fasi forti", sono generate da interazioni che conservano CP, esse sono le stesse sia in A_f che in $\bar{A}_{\bar{f}}$. La violazione di CP (diretta) si manifesta solo se nell'ampiezza di decadimento compaiono simultaneamente almeno due diverse fasi, deboli e forti.

Consideriamo, ad esempio, un processo di decadimento dovuto a vari contributi; le ampiezze possono essere scritte così:

$$A_f = \sum_j |A_j| e^{i(\delta_j + \varphi_j)}, \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \sum_j |A_j| e^{i(\delta_j - \varphi_j)},$$

dove δ_j indicano le fasi forti (CP-invarianti) e φ_j quelle deboli (che violano CP). Perché la violazione di CP possa manifestarsi occorre che $|A_f| \neq |\bar{A}_{\bar{f}}|$, cioè deve esserci un contributo da almeno due processi con fasi deboli e forti diverse; in tal modo, infatti, il termine di interferenza,

$$|A_f|^2 - |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 = -2 \sum_{i,j} |A_i| |A_j| \sin(\delta_i - \delta_j) \sin(\varphi_i - \varphi_j),$$

è diverso da zero.

L'osservabile di norma utilizzata per studiare la violazione di CP nel decadimento dei mesoni è l'asimmetria diretta di CP, definita nel seguente modo:

$$\mathcal{A}_{\text{CP}} = \frac{\Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(D \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(D \rightarrow f)} = \frac{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2 - |A_f|^2}{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2 + |A_f|^2}, \quad (1.4)$$

dove Γ indica la larghezza parziale di decadimento.

Per i mesoni neutri⁶ la fenomenologia della violazione di CP è arricchita dalla possibilità che, oltre al decadimento, sia possibile avere transizioni $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ note come oscillazioni di sapore (*flavour mixing*).

Uno stato che è inizialmente sovrapposizione di *flavour* diversi,

$$|\psi(0)\rangle = a(0)|D^0\rangle + b(0)|\bar{D}^0\rangle,$$

evolverà nel tempo arricchendosi di componenti che descrivono tutti i suoi possibili stati finali di decadimento $\{f_1, f_2, \dots\}$:

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|D^0\rangle + b(t)|\bar{D}^0\rangle + c_1(t)|f_1\rangle + c_2(t)|f_2\rangle + \dots$$

Se siamo interessati a valutare solo le transizioni che cambiano il *flavour*, ovvero se ci limitiamo solo ai termini $a(t)$ e $b(t)$, l'evoluzione può descriversi risolvendo l'equazione di Schrödinger approssimata

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix},$$

dove l'hamiltoniana \mathcal{H} è espressa come combinazione delle matrici hermitiane

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix},$$

che descrivono rispettivamente le transizioni *off-shell* (legate a stati virtuali intermedi) e quelle *on-shell* (legate invece a stati reali intermedi). Gli elementi diagonali di \mathcal{H} sono associati alle transizioni che conservano il *flavour* ($D^0 \leftrightarrow D^0$, $\bar{D}^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$), mentre quelli non diagonali a quelle che lo cambiano ($D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$).

L'invarianza CPT, postulata da un teorema⁷, impone

$$M_{11} = M_{22} \quad \text{e} \quad \Gamma_{11} = \Gamma_{22}.$$

Gli autostati di massa, che si ottengono diagonalizzando \mathcal{H} , sono allora

$$|D_{L,H}\rangle = p |D^0\rangle \pm q |\bar{D}^0\rangle,$$

⁶Ci si riferisce ai mesoni con *flavour*.

⁷L'operatore T manda la coordinata temporale $t \rightarrow -t$, cioè inverte la direzione del tempo. Ogni teoria di campo locale, che sia invariante di Lorentz e che sia descrivibile con una lagrangiana hermitiana, è invariante sotto l'operazione combinata, in ogni ordine, degli operatori C, P e T (CPT).

con

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}, \quad |p|^2 + |q|^2 = 1$$

e differenze in massa e larghezza, accessibili sperimentalmente, che valgono:

$$\Delta m_D = m_H - m_L = -2 \Re \left[\frac{q}{p} \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \right],$$

$$\Delta \Gamma_D = \Gamma_L - \Gamma_H = -2 \Im \left[\frac{q}{p} \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \right].$$

La denominazione H e L è scelta affinché sia $\Delta m_D > 0$, mentre il segno di $\Delta \Gamma_D$ non è a priori noto (ad esempio, per il sistema dei K si trova sperimentalmente $\Delta \Gamma_K > 0$, cioè lo stato più leggero ha vita media minore).

L'evoluzione di uno stato che sia inizialmente un puro autostato di *flavour* sarà

$$|D^0(t)\rangle = g_+(t)|D^0\rangle + \frac{q}{p} g_-(t)|\bar{D}^0\rangle,$$

Quindi gli stati di *flavour* restano invariati (+) o oscillano nel tempo (-) con probabilità dipendente dal tempo proporzionale a

$$|g_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{2} e^{-\Gamma_D t} \left[\cos(x\Gamma_D t) \pm \cosh(y\Gamma_D t) \right]$$

avendo definito

$$\Gamma_D = \frac{\Gamma_L + \Gamma_H}{2}, \quad x = \frac{\Delta m_D}{\Gamma_D}, \quad y = \frac{\Delta \Gamma_D}{2\Gamma_D}.$$

Considerando anche i decadimenti, è allora possibile calcolare l'ampiezza totale come segue:

$$\langle f|\mathcal{H}|D^0(t)\rangle = A_f g_+(t) + A_f \frac{q}{p} g_-(t) = A_f [g_+(t) + \lambda_f g_-(t)],$$

con

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f}.$$

Il *rate* di decadimento, che è proporzionale a $|\langle f|\mathcal{H}|D^0(t)\rangle|^2$, vale allora

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dt}(D^0(t) \rightarrow f) \propto |A_f|^2 & \left[(1 - |\lambda_f|^2) \cos(x\Gamma_D t) + (1 + |\lambda_f|^2) \cosh(y\Gamma_D t) \right. \\ & \left. - 2\Im(\lambda_f) \sin(x\Gamma_D t) + 2\Re(\lambda_f) \sinh(y\Gamma_D t) \right]. \end{aligned}$$

Qui i termini proporzionali a $|A_f|^2$ sono associati ai decadimenti che avvengono senza transizioni $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$, mentre quelli proporzionali a $|\lambda_f|^2$ ai decadimenti successivi ad un'oscillazione di sapore; i termini in $\sin(x\Gamma_D t)$ e $\sinh(y\Gamma_D t)$, infine,

sono dovuti all'interferenza tra i due casi precedenti. In modo analogo si tratta il decadimento CP coniugato.

Per i mesoni neutri è conveniente definire, oltre all'asimmetria diretta definita in eq. (1.4), l'asimmetria di CP dipendente dal tempo data da:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}}(t) &= \frac{\Gamma(\overline{D}^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(D^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(\overline{D}^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(D^0(t) \rightarrow f)} \\ &= \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2} \cos(x\Gamma_D t) - \frac{2\Im(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2} \sin(x\Gamma_D t), \end{aligned}$$

dove il coefficiente del termine in $\sin(x\Gamma_D t)$ rappresenta la parte di asimmetria indotta dalle oscillazioni di *flavour*.

Tutte le osservabili di violazione di CP nei decadimenti dei mesoni possono esprimersi in termini di combinazioni di A_f , \overline{A}_f , $A_{\overline{f}}$, $\overline{A}_{\overline{f}}$ e q/p . La violazione di CP nei decadimenti dei mesoni carichi dipende solo dalla combinazione $|\overline{A}_{\overline{f}}/A_f|$, mentre per i mesoni neutri c'è una dipendenza in più da $|q/p|$ e da λ_f a causa della possibilità di *mixing*.

In base a ciò, la fenomenologia della violazione di CP nei decadimenti dei mesoni si distingue in tre tipi differenti:

(i) Violazione di CP nel decadimento (o violazione di CP diretta), definita da

$$|A_f| \neq |\overline{A}_{\overline{f}}|.$$

(ii) Violazione di CP nel *mixing*, definita da

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1.$$

(iii) Violazione di CP nell'interferenza tra un decadimento senza *mixing*, $D^0 \rightarrow f$, ed uno con *mixing*, $D^0 \rightarrow \overline{D}^0 \rightarrow f$, (che accade solo nei decadimenti di mesoni neutri in stati finali che sono comuni sia al D^0 che al \overline{D}^0), definita da

$$\Im(\lambda_f) \neq 0.$$

1.3 Charm mixing

Sin dalla scoperta del quark c nel 1974 [14], un notevole sforzo sperimentale è stato compiuto per osservare il fenomeno delle oscillazioni di sapore nei mesoni *charmed*. Tuttavia il *flavour mixing* è stato osservato in tutti i mesoni neutri ad oggi noti

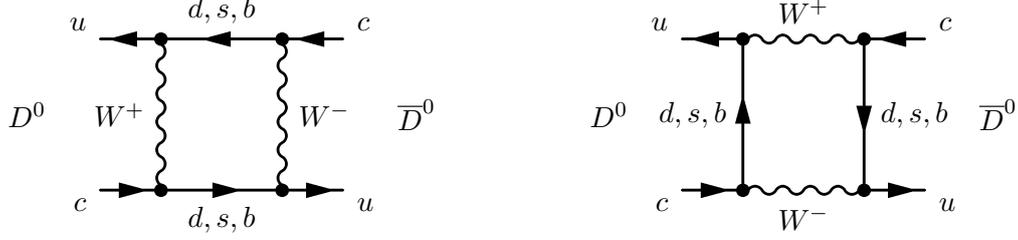


Figura 1.4: Diagrammi di Feynman che descrivono i processi a “corto raggio” che contribuiscono alle oscillazioni $D^0 - \bar{D}^0$.

ad eccezione dei D^0 : fu osservato per la prima volta nei mesoni K^0 nel 1964 [6], poi nei mesoni B^0 nel 1987 [15], e solo nel 2006 nei mesoni B_s^0 [16]. Per i mesoni D^0 , invece, ad oggi esistono delle evidenze sperimentali [17], [18], [19], che solo combinate tra loro raggiungono una significatività maggiore di 5σ . Il caso dei mesoni *charmed* rappresenta quindi un terreno di ricerca ancora poco esplorato che offre buone opportunità di osservare effetti di NF.

1.3.1 Predizioni del Modello Standard

Nel MS i processi che contribuiscono alle oscillazioni $D^0 - \bar{D}^0$ sono generalmente classificati in due categorie: processi a “lungo” ed a “corto raggio”.

Dei processi a “corto raggio” fanno parte le transizioni $|\Delta C| = 2$ descritte dai diagrammi a *box* mostrati in fig. 1.4. Ignorando il contributo da b , il quale è soppresso dalla combinazione dei coefficienti CKM $V_{cb}V_{ub}^*$, l’ampiezza di tali processi è data da [20]:

$$A_{box} \propto \frac{G_F^2}{4\pi^2} |V_{cs}^*V_{cd}|^2 \left(\frac{m_s^2 - m_d^2}{m_c} \right)^2. \quad (1.5)$$

Si vede allora che questo contributo è molto piccolo ($x_{box}, y_{box} \sim \mathcal{O}(10^{-6} - 10^{-5})$) a causa di una quasi totale cancellazione dovuta al meccanismo GIM [21], ed alla soppressione del termine con m_c^2 al denominatore. Da notare che, nel limite di simmetria $SU_f(3)$ dove le masse dei quark u , d e s sono uguali, l’ampiezza del contributo a “corto raggio” svanisce completamente. Questo effetto è caratteristico del charm mixing, perché quest’ultimo rappresenta l’unico caso di oscillazioni di *flavour* nel cui diagramma a *box* appaiono contributi da quark di tipo *down* ($Q = -1/3$).

Nei processi a “lungo raggio” lo stato intermedio che permette la transizione $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$ è formato da adroni legati invece che da quark liberi. Quindi, ogni decadimento in uno stato finale che sia in comune sia al D^0 che al \bar{D}^0 può contribuire

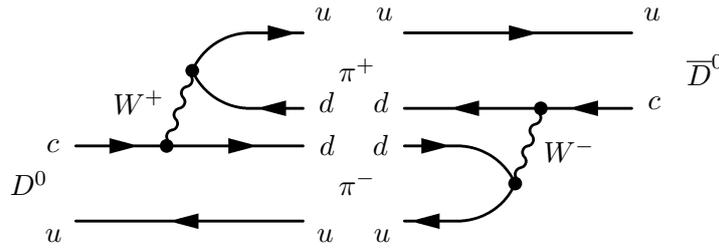


Figura 1.5: *Diagramma di Feynman che descrive il processo a “lungo raggio” con stato intermedio $\pi^+\pi^-$, che contribuisce alle oscillazioni $D^0 - \bar{D}^0$.*

al *mixing*; in fig. 1.5 è mostrato, come esempio, il caso in cui lo stato virtuale intermedio è $\pi^+\pi^-$. La presenza di interazioni forti a bassa energia, non trattabili perturbativamente, complica notevolmente il calcolo delle ampiezze di questi processi, tuttavia, come nel caso a “corto raggio”, il processo è causato dalla rottura di simmetria $SU_f(3)$. Una stima approssimata dei parametri sperimentali associati è allora data da [20]

$$x, y \sim \lambda^2 \left(\frac{m_s}{\Lambda_{\text{QCD}}} \right)^2 \lesssim \mathcal{O}(10^{-3}),$$

dove $\Lambda_{\text{QCD}} \sim \mathcal{O}(1)$ GeV/ c^2 è la scala tipica delle interazioni forti.

1.3.2 Predizioni da “Nuova Fisica”

Le predizioni del MS per il *charm mixing* sono piuttosto incerte, pertanto l’esistenza di una finestra di scoperta tra gli attuali limiti sperimentali e le predizioni teoriche non può essere stabilita accuratamente. D’altro canto, molte estensioni del MS predicono effetti di *charm mixing* ben maggiori di quelli aspettati nella teoria standard (vedi fig. 1.6). A tal proposito mostriamo quindi, in modo sommario, quali sono questi possibili scenari teorici. Per una trattazione più approfondita, si invita a consultare [23] e le referenze in esso indicate.

Dato che la fisica oltre il MS si manifesta a scale di energie (e quindi di massa) più grandi di quelle del MS, i contributi da NF all’ampiezza del *charm mixing* riguardano principalmente le transizioni $|\Delta C| = 2$; esempi sono i modelli che prevedono l’esistenza di:

Quarta generazione di quark *down-type* – Una ragione per cui il contributo a “corto raggio” al $D^0 - \bar{D}^0$ *mixing* nel MS è così piccolo è che non ci sono particelle pesanti nello stato virtuale intermedio, che possano aumentare la frequenza delle oscillazioni. Se esistesse una quarta generazione di quark

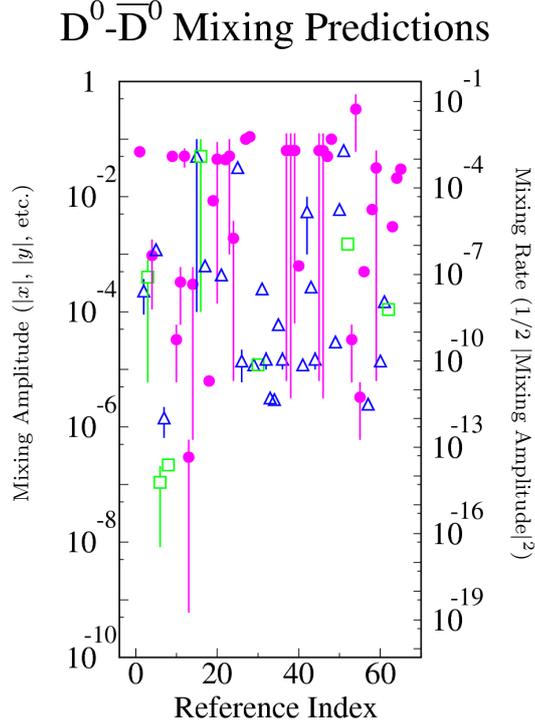


Figura 1.6: *Predizioni per il charm mixing nel MS ed in alcune sue estensioni [22].* *Legenda: \triangle predizioni del MS per x ; \square predizioni del MS per y ; \bullet predizioni di NF per x . Sull'asse orizzontale è riportato l'indice delle referenze in [22].*

down-type, Q , potrebbe contribuire in modo sostanziale al diagramma a *box* purché abbia un opportuno accoppiamento (vedi fig. 1.7). L'ampiezza di *mixing* dovuta a questo tipo di contributo sarà, infatti, in analogia alla (1.5), proporzionale a

$$A_{box}^Q \propto |V_{cQ}V_{uQ}^*|^2 F\left(\frac{m_Q^2}{m_W^2}\right)$$

dove F indica una generica funzione del rapporto m_Q^2/m_W^2 . Per $|V_{cQ}V_{uQ}^*|$ e m_Q abbastanza grandi, quindi, il contributo al *charm mixing* potrebbe essere talmente sostanziale da aumentare significativamente la frequenza di oscillazione.

FCNC – Le correnti neutre che cambiano il sapore (*Flavour-Changing Neutral Currents*, FCNC) non sono permesse nel MS a livello “albero”. Ma ci sono modelli, ad esempio con multipletti di Higgs neutri [23], dove ciò avviene. FCNC potrebbero contribuire al *charm mixing* sia attraverso processi a *box* che ad “albero”, così come mostrato nei diagrammi in fig. 1.8.

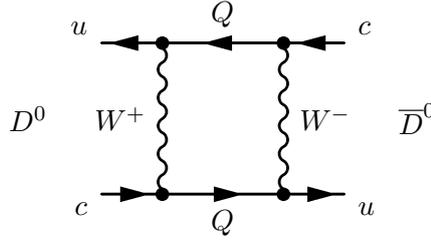


Figura 1.7: Diagramma di Feynman di un processo a box in un modello con quark pesante di quarta generazione Q di carica $-1/3$.

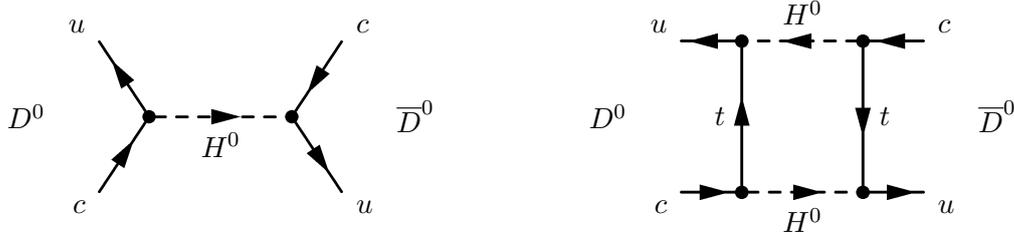


Figura 1.8: Diagrammi di Feynman di possibili processi FCNC: il contributo ad albero (a sinistra) e a box (destra) proveniente da un Higgs neutro.

SUSY – I modelli supersimmetrici (SUSY) sono tra i più quotati per estendere il MS oltre la scala elettrodebole. Il Modello Standard Supersimmetrico Minimale (MSSM) è la più semplice estensione del MS che realizza la supersimmetria. Questa accoppia ad ogni fermione e bosone del MS un *partner* rispettivamente bosonico (fotino, gluino, higgsino, etc.) e fermionico (squark, selettrone, smuone, etc.). Tutte queste nuove particelle possono partecipare ai diagrammi a box delle oscillazioni $D^0 - \bar{D}^0$, in particolare i contributi principali vengono dai *loop* formati da squark e gluino. Questi ultimi renderebbero i parametri del *charm mixing* grandi a sufficienza da poter essere osservati con ottima precisione con le attuali risorse sperimentali.

Sembrirebbe che le transizioni $|\Delta C| = 2$ di NF non possano modificare $\Delta\Gamma_D$ ma riguardino solo Δm_D , dato che le particelle che contribuiscono ai diagrammi a box devono essere *on-shell*. Si dimostra, tuttavia, che piccoli contributi da NF ai processi $|\Delta C| = 1$ possono produrre effetti sostanziali sulla differenza in vita media y [24].

Un'altra possibile manifestazione di contributi da NF nel sistema del *charm* è associata all'osservazione di (grande) violazione di CP. Ciò è dovuto al fatto che tutti i quark che compongono gli stati adronici nei decadimenti deboli dei mesoni D appartengono alle prime due generazioni. Dato che la matrice di mescolamento dei quark in questo caso è reale a $\mathcal{O}(\lambda^3)$, non è possibile avere violazione di CP nei diagrammi a livello "albero", che sono il contributo dominante alle ampiezze di

decadimento. I diagrammi in cui è, invece, possibile avere violazione di CP sono quelli con topologia a *box* o a “pinguino” indotti da stati virtuali con quark b . Tali ampiezze sono però, come già detto, fortemente sopresse. Ne deriva che osservare un grande effetto di violazione di CP nell’evoluzione temporale (oscillazione e/o decadimenti) dei mesoni D sarebbe un indiscutibile segnale di NF [25].

1.3.3 Aspetti sperimentali della misura del *charm mixing*

Nel sistema dei mesoni K^0 o dei mesoni B^0 la frequenza delle oscillazioni di *flavour* è comparabile con le scale degli altri parametri in gioco ($\Delta m_{K,B}/\Gamma_{K,B} \sim \mathcal{O}(1)$) e accessibile con le risoluzioni sperimentali tipiche odierne. Ne segue che i parametri del *mixing* possono essere misurati per osservazione diretta dell’oscillazione in funzione del tempo; addirittura, nel sistema dei B_s^0 il fenomeno è talmente rapido che occorre un’eccellente risoluzione temporale per misurarlo. La situazione è diversa per i mesoni D^0 , per i quali, invece, ci si aspetta una frequenza di oscillazione molto bassa. Questo, unito al fatto che i D^0 decadono più velocemente dei B^0 , e quindi prima di aver subito una frazione significativa dell’oscillazione completa, rende difficile l’osservazione diretta del *flavour mixing*. I principali metodi per misurare indirettamente le oscillazioni dei D^0 sono i seguenti:

- (i) misura della frazione dei decadimenti *wrong-sign* del D^0 in funzione del tempo di decadimento;
- (ii) confronto tra le vite medie del D^0 misurate in stati finali che siano autostati di CP.

Mostreremo ora in dettaglio in cosa consiste il primo metodo, che è quello utilizzato in questa tesi.

Al fine di stabilire sperimentalmente se un decadimento è stato preceduto da *mixing*, occorre confrontare il *flavour* del mesone D neutro al momento della produzione con quello al momento del decadimento. Mentre i prodotti di decadimento sono usati per identificare il *flavour* del mesone al momento del decadimento, non è sempre semplice identificare il *flavour* dello stato iniziale. A tal fine sono preziosi i decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ e $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$: si tratta di decadimenti mediati dall’interazione forte (che conserva il *flavour*) che hanno un *branching ratio* grande [5],

$$\mathcal{B}(D^* \rightarrow D^0 \pi) = (67.7 \pm 0.5)\%,$$

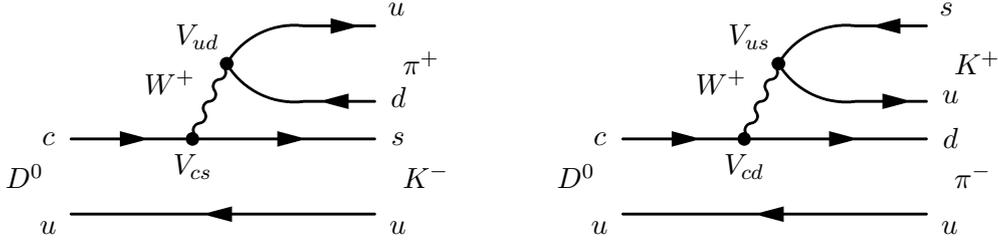


Figura 1.9: *Diagrammi di Feynman del decadimento CF (a sinistra) e di quello DCS (a destra) del mesone D^0 . Sono evidenziati i coefficienti CKM rilevanti.*

e permettono, selezionando la carica del pione, di identificare il sapore del D neutro al momento della produzione. In assenza di *mixing*, la catena di decadimento completa è:⁸

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 \pi^+ \longrightarrow [K^- X] \pi^+, \quad (1.6)$$

dove lo stato finale può essere puramente adronico (ad esempio $X = \pi^+$) o semileptonico (ad esempio $X = \ell^+ \nu_\ell$). Si noti che in questa catena di decadimento i segni del pione e del kaone sono discordi. Se avviene il *mixing*, allora la catena di decadimento sarà

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 (\rightarrow \bar{D}^0) \pi^+ \longrightarrow [K^+ X] \pi^+, \quad (1.7)$$

ed il segno di pione e kaone è concorde. È consuetudine, per questa ragione, indicare con il nome *right-sign* (RS) i decadimenti in (1.6) e con *wrong-sign* (WS) quelli in (1.7). Questa convenzione è importante ai fini della comprensione del presente lavoro, e sarà utilizzata spesso nelle pagine che seguono.

Un ulteriore vantaggio sperimentale nell'usare i decadimenti del D^0 da D^* viene dal piccolo Q -value del decadimento, $m_{D^*} - m_{D^0} - m_\pi \approx 6 \text{ MeV}/c^2$ [5]. Operare una selezione su questa variabile, rende infatti possibile raccogliere campioni con livelli di fondo estremamente bassi; conseguentemente la probabilità di sbagliare l'identificazione del *flavour* del D^0 diviene estremamente ridotta ($\mathcal{O}(1\%)$).

Focalizziamo ora l'attenzione sui decadimenti in stati finali puramente adronici. Questo caso, trattato in questa tesi, presenta una complicazione rispetto al caso semileptonico, dovuta alla possibilità di raggiungere lo stato finale WS anche attraverso il decadimento $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$.

La gerarchia dei *branching ratio* dei decadimenti $D^0 \rightarrow K\pi$ è governata dai coefficienti CKM mostrati in fig. 1.9; in particolare il *branching ratio* del decadimento

⁸D'ora in poi, ove non esplicitamente specificato, saranno sottintesi i decadimenti CP coniugati.

Stato Finale	Catena di decadimento	Mixing	Modo
RS	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [K^- \pi^+] \pi^+$	no	CF
	$D^{*+} \rightarrow D^0 (\rightarrow \bar{D}^0) \pi^+ \rightarrow [K^- \pi^+] \pi^+$	si	DCS
WS	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [K^+ \pi^-] \pi^+$	no	DCS
	$D^{*+} \rightarrow D^0 (\rightarrow \bar{D}^0) \pi^+ \rightarrow [K^+ \pi^-] \pi^+$	si	CF

Tabella 1.4: Schema dei processi di produzione di uno stato finale RS o WS. Casi analoghi esistono per i decadimenti coniugati in carica.

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, detto Cabibbo-Favorito (CF), è [5]

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.80 \pm 0.07)\%,$$

mentre quello del decadimento $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, detto Doppio-Cabibbo-Soppresso (DCS), è [5]

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

ossia circa lo 0.4% di quello CF.

Un D^0 può quindi produrre uno stato finale WS sia attraverso un decadimento DCS diretto, che oscillando prima in \bar{D}^0 il quale successivamente decade CF (la casistica completa è riassunta in tab. 1.4). L'evoluzione temporale del *rate* dei decadimenti WS include quindi tre componenti: una dovuta ai decadimenti DCS, una dovuta al *mixing* ed una terza causata dall'interferenza tra le prime due. Assumendo conservazione di CP, ed approssimando a $\mathcal{O}(x^2)$ e $\mathcal{O}(y^2)$, si ottiene la seguente espressione per l'evoluzione temporale del *rate* dei decadimenti WS (normalizzati a quelli RS) [20]:

$$R(t) = e^{-\Gamma_D t} \left[R_D + \sqrt{R_D} y' (\Gamma_D t) + \frac{x'^2 + y'^2}{4} (\Gamma_D t)^2 \right]. \quad (1.8)$$

Qui R_D , definito da

$$\frac{A_f}{A_{\bar{f}}} = -\sqrt{R_D} e^{-i\delta},$$

è il *rate* dei decadimenti DCS relativo ai CF⁹, mentre il contributo del *mixing* è il termine quadratico. I parametri x' e y' sono legati ad x ed y attraverso una rotazione

$$x' = x \cos \delta + y \sin \delta, \quad y' = y \cos \delta - x \sin \delta,$$

e δ è la fase forte che esiste tra le ampiezze dei decadimenti DCS e CF [26]. Da notare che la deviazione dal puro decadimento esponenziale viene principalmente dal termine di interferenza, che è lineare in y' .

⁹Il meno è dovuto al segno relativo tra V_{us} e V_{cd} .

Il rapporto tra il numero totale di decadimenti WS e quelli RS si ottiene dalla (1.8) integrando nel tempo:

$$R_B = \int R(t) dt = R_D + \sqrt{R_D} y' + \frac{x'^2 + y'^2}{2}.$$

Applicando la (1.8) separatamente ai D^0 ed ai \bar{D}^0 si è sensibili alla violazione di CP nell'evoluzione temporale dello stato adronico WS. Si determinano le quantità R_D^\pm , x'^\pm , y'^\pm (dove il simbolo \pm indica rispettivamente la misura ottenuta da D^0 e \bar{D}^0) che possono essere combinate insieme nelle "asimmetrie"

$$A_D = \frac{R_D^+ - R_D^-}{R_D^+ + R_D^-} \quad \text{e} \quad A_M = \frac{R_M^+ - R_M^-}{R_M^+ + R_M^-},$$

essendo $R_M^\pm = (x'^2 + y'^2)^\pm/2$.

Qui A_M parametrizza la violazione di CP nel *mixing*, ed è sensibile a

$$\frac{q}{p} = \sqrt{1 + A_M} e^{i\varphi},$$

essendo φ la fase responsabile della violazione di CP nell'interferenza tra decadimenti DCS ed oscillazioni; A_D , invece, è legata alla violazione diretta di CP nei decadimenti DCS che è definita sostituendo nell'ampiezza dei decadimenti DCS $\sqrt{R_D} \rightarrow \sqrt{R_D}(1 + A_D)$, per il caso di uno stato iniziale di D^0 , oppure sostituendo $\sqrt{R_D} \rightarrow \sqrt{R_D}/(1 + A_D)$, per uno stato iniziale di \bar{D}^0 .

Per una misura integrata nel tempo l'unica quantità sensibile alla violazione di CP è l'asimmetria diretta di CP definita in (1.4).

Quadro sperimentale attuale

Il quadro sperimentale corrente è riassunto in fig. 1.10. L'*Heavy Flavour Averaging Group* (HFAG), combinando i risultati provenienti da tutte le misure più precise, ha ottenuto che l'ipotesi di assenza di oscillazioni è esclusa con una significatività di 9.8σ [27].

Entrando nel dettaglio delle singole misure, in particolare di quelle riguardanti le oscillazioni nel canale $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$, in tab. 1.5 sono mostrati i risultati più recenti ottenute dagli esperimenti alle *B-factories*, *BABAR* e *Belle*, e da CDF.

Il risultato di *BABAR* ha offerto la prima evidenza di oscillazioni $D^0 - \bar{D}^0$ nei decadimenti $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ [18]. La strategia della misura, eseguita su un campione di 384 fb^{-1} di luminosità integrata raccolto al *collider* e^+e^- PEP-II di SLAC, è

Esp.	R_D (10^{-3})	y' (10^{-3})	x'^2 (10^{-3})	Significatività
<i>Belle</i> [28]	3.64 ± 0.17	$0.6_{-3.9}^{+4.0}$	$0.18_{-0.23}^{+0.21}$	2.0σ
<i>BABAR</i> [18]	3.03 ± 0.19	9.7 ± 5.4	-0.22 ± 0.37	3.9σ
CDF [19]	3.04 ± 0.55	8.5 ± 7.6	-0.12 ± 0.35	3.8σ

Esp.	A_D (%)	y'^+ (10^{-3})	x'^{+2} (10^{-3})	y'^- (10^{-3})	x'^{-2} (10^{-3})
<i>Belle</i> [28]	2.3 ± 4.7	-1.2 ± 5.8	0.32 ± 0.37	2.0 ± 5.4	0.06 ± 0.34
<i>BABAR</i> [18]	-2.1 ± 5.4	9.8 ± 7.8	-0.24 ± 0.52	9.6 ± 7.5	0.20 ± 0.50

Tabella 1.5: Confronto tra recenti misure dei parametri del charm mixing in decadimenti $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ ottenute assumendo conservazione di CP (in alto) o violazione di CP (in basso). Le incertezze includono sia la componente statistica che quella sistematica sommate in quadratura. Nel caso di conservazione di CP, la significatività dell'esclusione dell'ipotesi di no-mixing è mostrata nell'ultima colonna. CDF non ha ancora una misura che ammetta violazione di CP.

stata di determinare i parametri delle oscillazioni attraverso un fit della variazione nel tempo della frazione relativa di decadimenti RS e WS, in modo da misurare l'evoluzione temporale descritta in eq. (1.8).

La stessa misura è stata fatta all'esperimento *Belle* di KEK-B su 400 fb^{-1} ; questa è ad oggi la misura più accurata, tuttavia la significatività statistica raggiunta non consente di confermare il risultato di *BABAR*¹⁰ [28].

In questa situazione era quindi importante contribuire con un risultato indipendente, ed ottenuto in un ambiente sperimentale diverso (collisioni $p\bar{p}$ rispetto a $Y(4S)$). Ed in effetti l'esperimento CDF ha confermato, poco più di un anno fa, il risultato di *BABAR* su un campione di $\sim 1.5 \text{ fb}^{-1}$ di collisioni $p\bar{p}$ raccolto al TeVatron [19].

Nessuna delle misure, né la loro combinazione, ha mostrato effetti significativi di violazione di CP nel charm mixing, e tutti i risultati sono in accordo con il MS. Tale accordo però sembra tendere verso un limite estremo, visto che molti autori predicono valori dei parametri di mixing più piccoli di quelli osservati ad oggi (si veda fig. 1.6).

La misura di CDF, ha evidenziato le grandi potenzialità che hanno gli esperimenti ai collider adronici: le incertezze sistematiche possono essere tenute sotto controllo e l'intero campione che sarà raccolto al TeVatron fino alla conclusione del

¹⁰*Belle* ha evidenza di charm mixing solo nei canali $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^+K^-$, [17].

Modo di decadimento	\mathcal{A}_{CP} (%)	
	Media mondiale [5]	Miglior misura
$D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	0.0 ± 0.5	-0.24 ± 0.52 (<i>stat.</i>) ± 0.22 (<i>syst.</i>) (BABAR, [29])
$D^0 \rightarrow K^+K^-$	0.1 ± 0.5	0.00 ± 0.34 (<i>stat.</i>) ± 0.13 (<i>syst.</i>) (BABAR, [29])

Tabella 1.6: Medie mondiali e migliori risultati per singolo esperimento delle asimmetrie di CP nei decadimenti $D^0 \rightarrow h^+h'^-$ in autostati di CP.

presente periodo di presa dati, unito alla capacità di CDF di campionare un intervallo maggiore in tempo proprio del D^0 , fornirà probabilmente un risultato su R_D , x'^2 ed y' competitivo con quello ottenuto dalle *B-factories*.

1.4 Asimmetrie di CP nei decadimenti $D^0 \rightarrow h^+h'^-$

L'osservazione di una violazione diretta di CP significativa nel settore del *charm* è ritenuto essere un indiscutibile segnale di NF: poiché i decadimenti in questione sono governati da transizioni che interessano la seconda e la prima generazione di quark, le asimmetrie predette dal MS sono molto piccole. Diventa quindi preziosa l'opportunità di accedere ad abbondanti campioni di questi decadimenti, come quelli disponibili a CDF, per poter essere massimamente sensibili ad eventuali anomalie. Verrà illustrato in seguito come la strategia di analisi di *charm mixing* proposta in questa tesi permetta di ottenere, come passo intermedio, anche misure delle asimmetrie dirette di CP nei decadimenti $D^0 \rightarrow h^+h'^-$ molto competitive. Una volta che si siano isolate nel campione le componenti di $D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm$, $D^0 \rightarrow K^+K^-$, $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (e le corrispettive C-coniugate), l'informazione sul *flavour* alla produzione fornita dal D^* permette di misurare le asimmetrie dirette, dopo aver applicato le opportune correzioni degli effetti di rivelatore che, vedremo, possono comunque essere stimate con precisione dai dati stessi.

Riassumiamo in tab. 1.6 la situazione sperimentale attuale. Le ultime misure di CDF sono state effettuate nel 2005 su un campione di $\sim 123 \text{ pb}^{-1}$ di luminosità integrata [30].

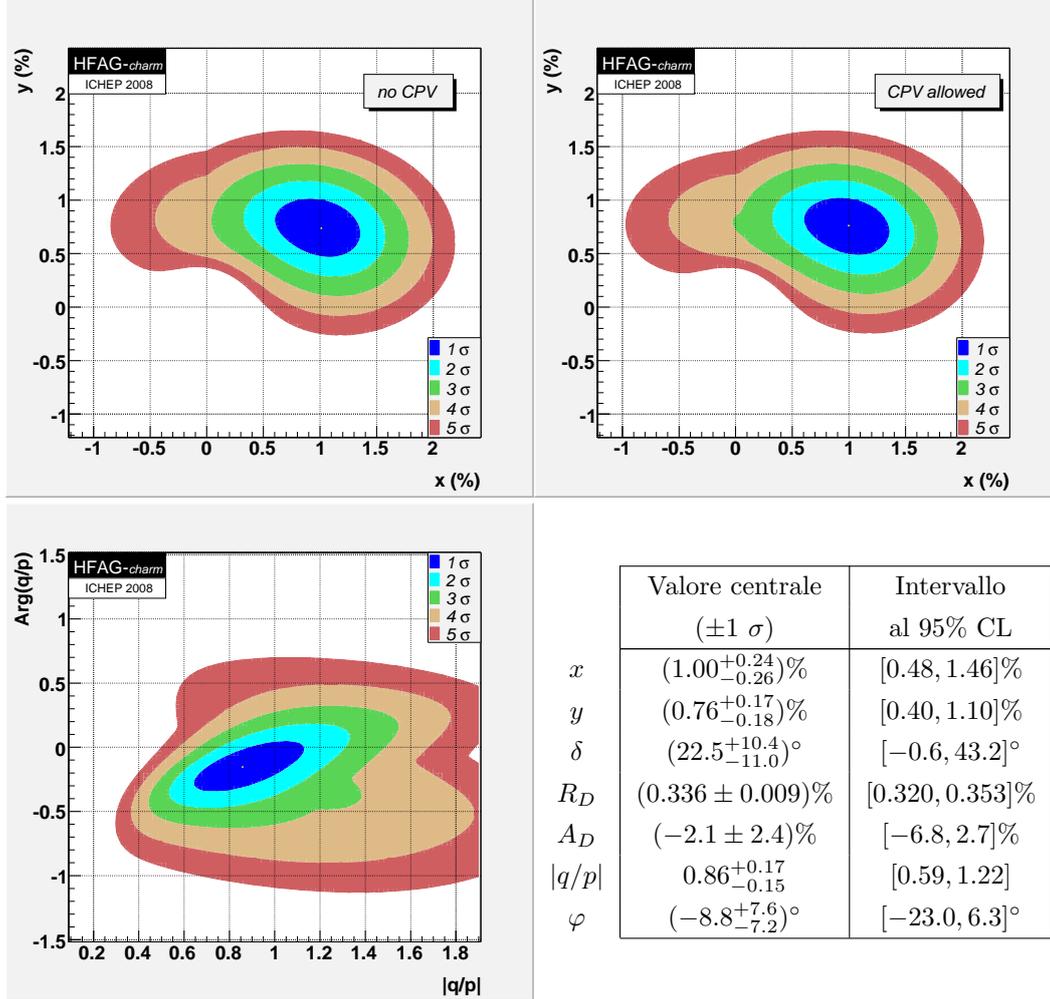


Figura 1.10: Contorni di confidenza per i parametri del charm mixing: il piano (x, y) in ipotesi di conservazione (in alto a sinistra) o violazione (in alto a destra) di CP, ed il piano $(|q/p|, \varphi)$ (in basso a sinistra). Sono riportate anche le medie mondiali sui parametri di mixing e e violazione di CP (in basso a destra). L'ipotesi di no-mixing, punto $(x, y) = (0, 0)$, è esclusa a 9.8σ , ed il risultato finale è consistente con l'ipotesi di conservazione di CP, corrispondente al punto $(|q/p|, \varphi) = (1, 0)$, [27].

Capitolo 2

Il rivelatore CDFII al TeVatron Collider

Questo capitolo descrive brevemente il TeVatron ed il rivelatore CDFII, focalizzando l'attenzione sugli aspetti rilevanti per la fisica degli adroni pesanti, come il sistema di tracciatura ed il trigger. Per una descrizione esaustiva dell'apparato sperimentale riferirsi a [31].

2.1 L'acceleratore

Il TeVatron, 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, si trova presso il *Fermi National Accelerator Laboratory*, a circa 50 Km ad Ovest di Chicago (IL), negli Stati Uniti. L'energia disponibile nel centro di massa è $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, la più alta al mondo fino alla messa in opera di LHC.

Tra i parametri che descrivono le prestazioni di un collisionatore, due sono fondamentali: l'energia disponibile nel sistema del centro di massa, \sqrt{s} , e la luminosità istantanea \mathcal{L} . La prima pone un limite superiore fisico alle masse delle particelle che possono essere prodotte nella collisione. La seconda è invece il coefficiente di proporzionalità tra la frequenza di un dato processo e la sua sezione d'urto:

$$\frac{dN}{dt} [\text{eventi s}^{-1}] = \mathcal{L} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \times \sigma [\text{cm}^2].$$

L'integrale temporale della luminosità (luminosità integrata) è quindi una misura del numero di eventi N che ci si aspetta siano prodotti in un tempo finito T :

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

Assumendo un'ideale collisione frontale $p\bar{p}$, la luminosità istantanea è definita come:

$$\mathcal{L} = 10^{-5} \frac{N_p N_{\bar{p}} B f \beta \gamma}{2\pi \beta^* \sqrt{(\varepsilon_p + \varepsilon_{\bar{p}})_x (\varepsilon_p + \varepsilon_{\bar{p}})_y}} F(\sigma_z / \beta^*) \quad [10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$$

dove N_p ($N_{\bar{p}}$) è il numero medio di protoni (antiprotoni) in ogni pacchetto (al TeVatron $N_p \approx 2.78 \cdot 10^{12}$ e $N_{\bar{p}} \approx 8.33 \cdot 10^{11}$), B (36) è il numero di pacchetti (*bunches*) che circolano nell'anello, f (47.713 kHz) è la frequenza di rivoluzione, $\beta\gamma$ il fattore relativistico del *boost* di Lorentz (a 980 GeV, $\beta\gamma = 1045.8$), F è un fattore di forma che dipende dal rapporto tra la dimensione longitudinale del pacchetto σ_z e la funzione di betatrone β^* calcolata nel punto di intersezione dei pacchetti ($\beta^* \approx 31$ cm), ed infine ε_p ($\varepsilon_{\bar{p}}$) è l'emittanza del fascio di protoni (antiprotoni) normalizzata al 95% (dopo iniezione $\varepsilon_p \approx 18\pi$ mm mrad e $\varepsilon_{\bar{p}} \approx 13\pi$ mm mrad).¹

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, in quanto è difficile produrli, compattarli in pacchetti e trasferirli con efficienza attraverso i successivi stadi di accelerazione.

I fasci prodotti dal TeVatron sono usati per diverse tipologie di esperimenti (collisioni, bersaglio fisso, etc.). Verrà ora presentata una breve descrizione della procedura richiesta per ottenere un periodo continuo, denominato *store*, di collisioni usando la stessa raccolta di protoni ed antiprotoni. Ulteriori approfondimenti possono trovarsi in [32].

2.1.1 Il fascio di protoni

Il processo di produzione dei protoni inizia con la ionizzazione di idrogeno gassoso; gli ioni H^+ prodotti 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 fig. 2.1) che li porta fino a 400 MeV. Sono poi focalizzati su un bersaglio in carbonio e nell'interazione con quest'ultimo perdono i due elettroni. I protoni sono iniettati in un sincrotrone di 75 m di raggio (*Booster*) che ne aumenta

¹Il fattore di forma F descrive il profilo longitudinale del fascio nella regione della collisione, che assume la caratteristica forma di una "clessidra" disposta in orizzontale e centrata nel punto di interazione. La funzione di betatrone è un parametro 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. L'emittanza ε misura lo spazio delle fasi occupato dalle particelle del fascio; si definiscono tre indipendenti emittanze, per ognuna $\sqrt{\beta\varepsilon}$ è proporzionale alla larghezza statistica del fascio nel corrispondente piano delle fasi.

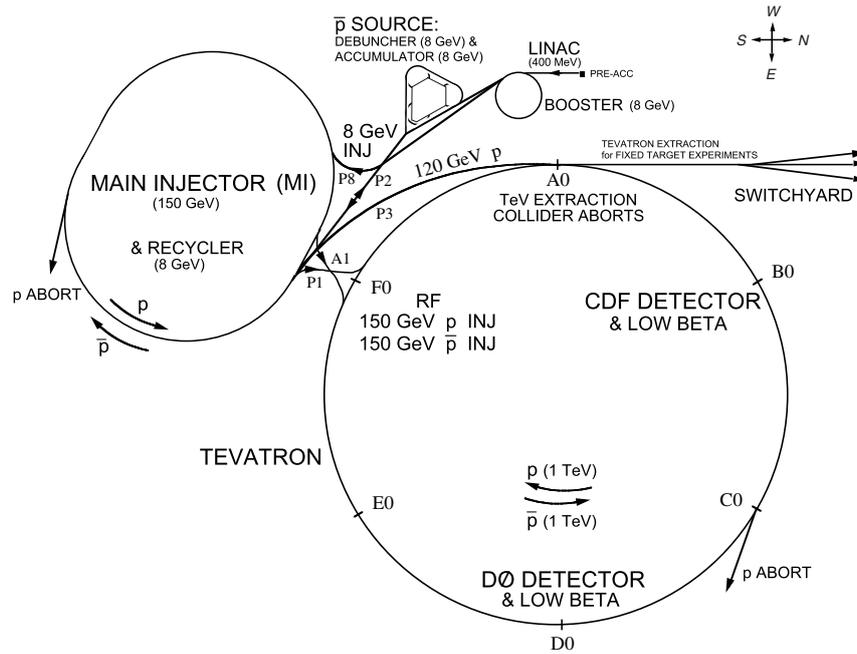


Figura 2.1: Il complesso di acceleratori del Fermilab.

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, ed infine nel TeVatron, acceleratore circolare a magneti superconduttori da 4.2 T, dove li vengono portati all'energia di 980 TeV.

2.1.2 Il fascio di antiprotoni

Per produrre 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 larghezza della distribuzione in impulso dei pacchetti viene ridotta mediante la tecnologia del raffreddamento stocastico. Questo avviene a spese della dispersione spaziale dei pacchetti che vengono distribuiti su 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 finale 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: DØ (dove è localizzato l'omonimo rivelatore) e BØ (sede del rivelatore CDFII). Per ottenere la massima luminosità, 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 ($\sigma_t \approx 30 \mu\text{m}$).

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

L'intervallo di tempo tra due interazioni dei fasci (*inter-bunch crossing*) a regime è di 396 ns e da questa quantità dipende in modo cruciale l'intero *design* del rivelatore: la scelta delle parti attive, l'elettronica, la struttura del trigger, etc.

2.1.4 Stato attuale del TeVatron

Lo scopo iniziale del TeVatron durante il *Run II* (1996) era di accumulare 2 fb^{-1} a $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ con un picco di luminosità istantanea di $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le attuali prestazioni sono ben al di là di tali aspettative: nonostante l'energia del centro di massa sia inferiore a quella di progetto, $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$, la luminosità di picco supera regolarmente il valore previsto inizialmente (con un record di $3.15 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ raggiunto nel marzo 2008) e, fino al mese di settembre 2008, sono stati raccolti 4 fb^{-1} di dati.

In fig. 2.2 è riportata l'andamento della luminosità integrata in funzione del tempo; negli ultimi anni in una settimana tipicamente la luminosità rilasciata dal TeVatron è $\mathcal{O}(40 - 50 \text{ pb}^{-1})$ (pari a circa la metà di quella raccolta durante tutto il *Run I*²).

²Espressione usata per indicare il periodo di operatività di rivelatore ed acceleratore negli anni 1988-1995.

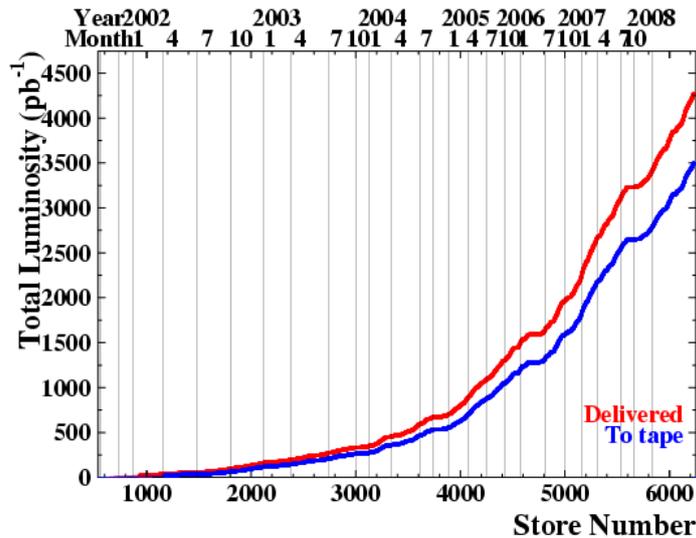


Figura 2.2: *Luminosità integrata in funzione del tempo.*

2.2 Il rivelatore CDFII

CDFII (vedi fig. 2.3) è un rivelatore progettato per la misura di una vasta gamma di stati finali risultanti da collisioni $p\bar{p}$ ad alta energia, coprendo la maggiore frazione possibile di angolo solido intorno alla zona di interazione. L'originario progetto del 1985 è stato negli anni modificato con vari miglioramenti, di cui il più importante nel 1995 ha portato all'attuale rivelatore le cui operazioni, iniziate nel 2001, sono in genere definite come *Run II*.

Il rivelatore è approssimativamente simmetrico sia per rotazioni attorno al fascio, sia per riflessione rispetto a $B\bar{O}$. Le dimensioni sono ≈ 15 m d'altezza e ≈ 15 m di diametro, per una massa totale di circa 5000 tonnellate. La parte più interna del rivelatore è il sistema di tracciatura: 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 che hanno una componente non nulla di momento perpendicolare al campo, 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 torri proiettive. I muoni sono rivelati con camere proporzionali e contatori plastici a scintillazione esterni ai calorimetri.

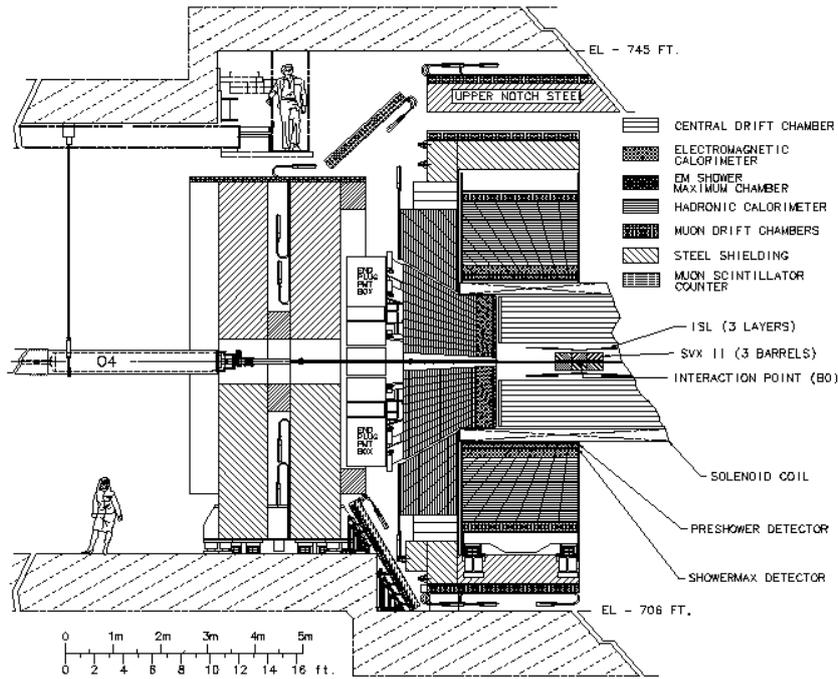


Figura 2.3: Sezione longitudinale del rivelatore CDFII.

Prima di descrivere i vari sotto-rivelatori che compongono CDFII occorre definire alcune convenzioni.

2.2.1 Sistema di coordinate e notazioni

CDFII utilizza convenzionalmente due sistemi di coordinate: coordinate cartesiane e polari, con origine nel punto di interazione nominale. L'asse z è tangente ai fasci nel punto di interazione 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.

Le particelle cariche all'interno del rivelatore percorrono traiettorie elicoidali con asse parallelo all'asse z , descritte con cinque parametri:

- z_0 la coordinata z del punto di massimo avvicinamento all'asse z ;
- $\cotan(\vartheta)$, dove ϑ è l'angolo polare di emissione della traccia nel punto di massimo avvicinamento all'asse z ;
- $p_t = p \sin(\vartheta)$ modulo dell'impulso proiettato sul piano trasverso all'asse z ;

- φ_0 angolo azimutale della direzione della traccia, nel punto di massimo avvicinamento all'asse z ;
- d_0 parametro d'impatto: distanza, con segno, di massimo avvicinamento all'asse z (per la definizione esatta si veda cap. 3 eq. (3.1)).

Protoni ed antiprotoni non sono particelle elementari, pertanto la reale interazione avviene tra singoli partoni (quark di valenza o del “mare” e gluoni) contenuti in essi. Ogni partone porta con sè una frazione variabile dell'impulso del nucleone cui appartiene, non nota evento per evento. Ne consegue la possibilità di componenti non nulle della velocità lungo l'asse z del centro di massa dell'interazione a livello partonico. Per questa ragione, nelle collisioni adroniche si è solito utilizzare una variabile invariante per boost di Lorentz lungo z , come unità dello spazio delle fasi relativistico al posto dell'angolo ϑ . Tale variabile è la *rapidità*, definita come

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p \cos \vartheta}{E - p \cos \vartheta} \right),$$

dove (E, \mathbf{p}) è il quadri-impulso della particella. Passando ad un sistema inerziale in moto lungo z con velocità β , la rapidità di una particella trasforma linearmente, secondo $Y \rightarrow Y' = Y + \tanh^{-1} \beta$, e quindi Y è invariante essendo $dY = dY'$. Una misura di rapidità richiede però un rivelatore con capacità di identificazione delle particelle, a causa del termine di massa che entra in E . Per ragioni pratiche, è quindi spesso preferibile sostituire Y con la sua espressione approssimata nel limite ultra-relativistico (di solito valido per i prodotti delle collisioni ad alta energia):

$$Y \xrightarrow{p \gg m} \eta + \mathcal{O}(m^2/p^2),$$

dove la *pseudorapidità*,

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right),$$

è funzione solo del momento. Poiché, evento per evento, la posizione longitudinale del punto d'interazione è distribuita gaussianamente intorno al punto nominale di interazione con larghezza di circa 30 cm, è utile distinguere la pseudorapidità del rivelatore, η_{det} , misurata rispetto al punto nominale di interazione $(0, 0, 0)$ dalla pseudorapidità della particella, η , misurata rispetto alla coordinata z_0 del vertice in cui la particella è stata generata.

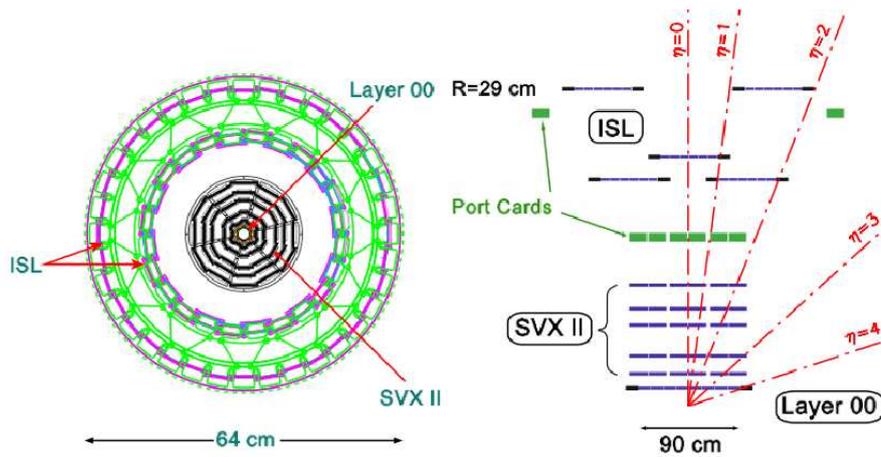


Figura 2.4: Rappresentazione schematica del sistema di rivelatori al silicio nel piano $r - \varphi$ (a sinistra) e nel piano $r - z$ (a destra). La scala z è stata compressa per maggior chiarezza, le linee tratteggiate suddividono le regioni di pseudorapidità.

2.2.2 Tracciatore interno al silicio

Il sistema di tracciatura al silicio, come mostrato in fig. 2.4 in entrambe le prospettive $r - \varphi$ e $r - z$, è formato da tre rivelatori concentrici: il *Layer00* (L00), il *Silicon Vertex detector* (SVXII) e l'*Intermediate Silicon Layer* (ISL).

Il Layer00 (L00)

Il L00, quello più interno, consiste in un singolo strato di sensori a microstrisce che forniscono un punto di misura nel solo piano $r - \varphi$. 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 sulla posizione dei vertici di decadimento.

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 $r - \varphi$ del punto d'impatto delle particelle cariche è di circa $10 \mu\text{m}$.

I circa 16.000 canali sono collegati con speciali cavi a basso assorbimento all'e-

lettronica di lettura che è disposta in un'area separata dai sensori e meno esposta alla radiazione. I sensori, per limitare la sensibilità all'irraggiamento, operano a temperature intorno a 0°C garantite da un sofisticato sistema di raffreddamento.

Il Silicon Vertex detector (SVXII)

In posizione immediatamente più esterna è installato SVXII. Quest'ultimo è composto di tre strutture cilindriche disposte lungo il fascio (*barrels*), ognuna lunga 29 cm. Ogni cilindro è diviso in 12 settori in φ (*wedges*), 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 $|\eta_{\text{det}}| \leq 2$. Tre degli strati combinano misure di $r - \varphi$ su un lato con misure ad angolo stereo di 90° sull'altro. Gli altri due strati combinano misure di $r - \varphi$ su un lato con un piccolo angolo stereo di 1.2° sull'altro. Questa geometria permette di ricostruire la traccia in tre dimensioni.

La risoluzione in $r - \varphi$ è di circa 11 μm . Grazie a questa si ottiene una risoluzione sul parametro d'impatto per tracce ad alto p_t di circa 20 μm , che degrada a circa 35 μm per tracce di 2 GeV/c a causa della diffusione multipla.

I processori di lettura sono situati alle due estremità di SVXII lungo z . Sono necessari circa 10 μs perché sia completata la lettura dei circa 406.000 canali di SVXII. L'informazione sulla coordinata $r - \varphi$ è resa disponibile per il secondo livello di *trigger* essendo trasmessa in parallelo con la linea di acquisizione dati, anche al processore SVT per identificare i vertici secondari (vedi paragrafo 2.2.8).

L'Intermediate Silicon Layer (ISL)

L'ISL consiste di tre strati a *microstrip* 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 $|\eta_{\text{det}}| \leq 1$, mentre gli altri due coprono la regione in avanti, corrispondente ad $1 < \eta_{\text{det}} \leq 2$, dove la copertura da parte della camera a deriva è incompleta (vedi fig. 2.5).

ISL impiega rivelatori con lettura su doppia faccia: nel piano $r - \varphi$ (con strisce parallele a z) ed $r - z$ (strisce stereo ad un angolo di 1.2°).

L'estensione in z di tutto il rivelatore è di circa 2 m per un totale di superficie attiva di circa 3.5 m^2 di silicio. L'accettazione di ISL nell'angolo azimutale φ è completa, con una sovrapposizione per 6 mm tra i sensori di uno "spicchio" azimutale (*wedge*) e l'altro al fine di eliminare le zone di inefficienza.

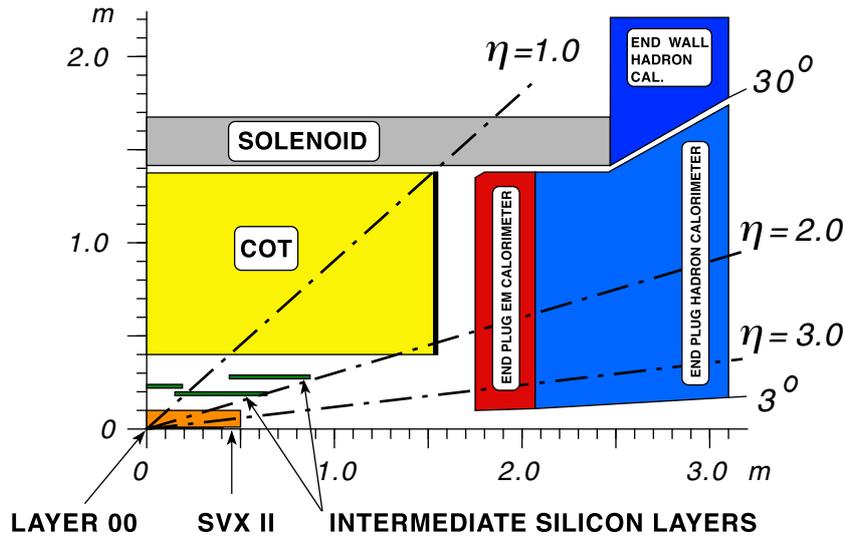


Figura 2.5: Vista $r - z$ di un quadrante del sistema di tracciatura di CDFII.

2.2.3 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 (*super-layers*) concentrici (vedi fig. 2.6) 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 $r - \varphi$. Alternati a questi, gli altri quattro super-strati hanno i fili ruotati di un angolo stereo 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, come schematizzato in fig. 2.6. Ogni cella consiste in un piano di fili sensibili compreso tra due piani metallici che generano il campo elettrico di deriva. Lo spazio tra le celle è riempito con una miscela di gas (Argon ed Etano nelle proporzioni 50:50) scelti per garantire una velocità di deriva di circa $100 \mu\text{m}/\text{ns}$, nel campo elettrico di $2,5 \text{ kV}/\text{cm}$.

Sia i fili sensibili, che quelli di campo, sono di tungsteno (diametro di $40 \mu\text{m}$) rivestito da uno strato dorato di 450 \AA di spessore e sono posti in tensione (circa 135 g) tra i due *endplate* della camera. A $z = 0$ si trova un pannello di sostegno che mantiene i fili ad una distanza di 0.35 cm l'uno dall'altro (fili sensibili e fili di campo alternativamente) per limitare la deformazione gravitazionale. Le celle sono allineate ad un angolo di 35° scelto in modo che la carica derivi perpendicolarmente

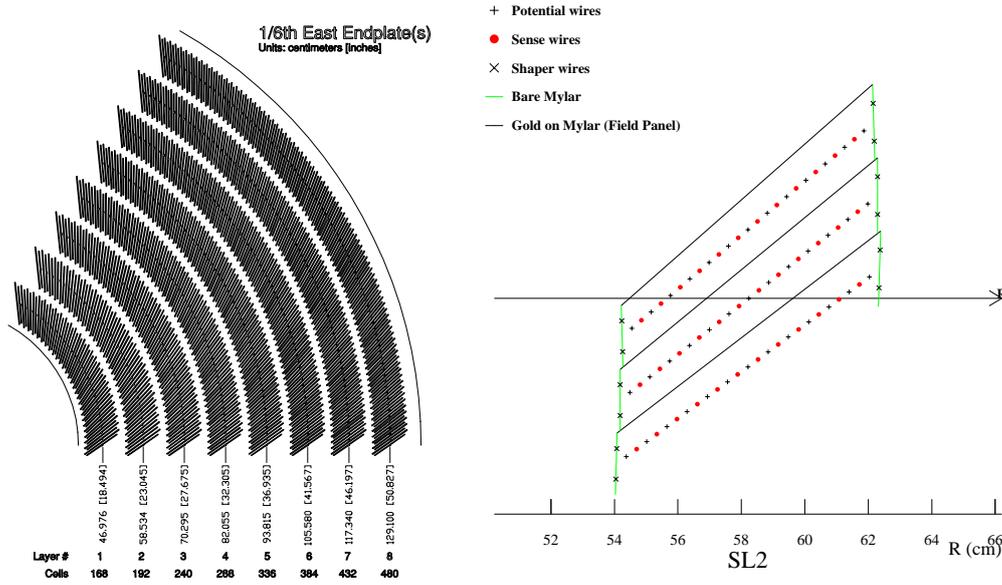


Figura 2.6: A sinistra: quadrante della COT. A destra: sezione di una cella del secondo super-strato.

alla direzione radiale, grazie all'azione combinata del campo elettrico e di quello magnetico prodotto dal solenoide superconduttore.

La risoluzione della COT sull'impulso trasverso è di $\sigma(p_t)/p_t^2 = 0.15\%/GeV/c$.

La COT misura, oltre gli impulsi, anche l'energia rilasciata per ionizzazione dalle particelle cariche che hanno attraversato la camera. Combinando questa misura con quelle di impulso è possibile ricavare informazioni utili per distinguere i diversi tipi di particelle cariche. Il dE/dx , infatti, dipende solo dalla velocità (più precisamente da $\beta\gamma$), e non dalla massa della particella che si sta considerando. La perdita di energia in funzione dell'impulso (vedi fig. 2.7) descrive curve che assumono aspetti differenti per diverse particelle, attraverso le quali è possibile identificare statisticamente queste ultime.

La misura del dE/dx è essenziale per il lavoro qui presentato e perciò verrà discussa più a fondo nel cap. 4.

2.2.4 Il rivelatore di tempo di volo

Tra il perimetro esterno della COT ed il criostato che contiene il solenoide superconduttore sono installate le barre di scintillatore del rivelatore di tempo di volo (TOF). Si tratta di 216 barre lunghe circa 280 cm e posizionate ad una distanza

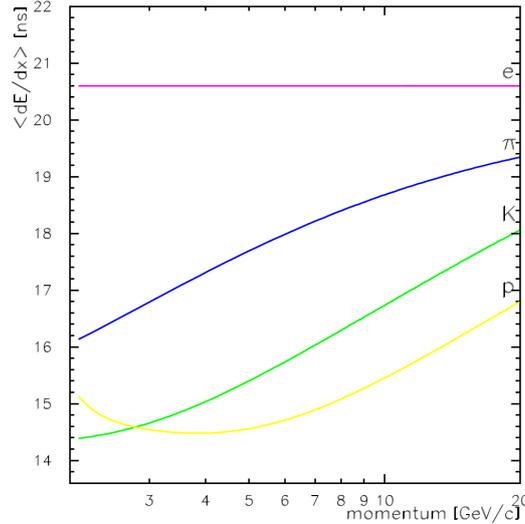


Figura 2.7: Perdita di energia per ionizzazione media misurata dalla COT in funzione dell'impulso per elettroni, pioni, kaoni e protoni.

media di 138 cm dall'asse del fascio (vedi fig. 2.8). Gli scintillatori sono allineati lungo l'asse del fascio e ricoprono la superficie interna del criostato del solenoide. Ad entrambe le estremità delle barre sono applicati i fotomoltiplicatori di raccolta del segnale.

Il rivelatore di tempo di volo misura l'intervallo di tempo che intercorre tra l'urto dei due fasci ed i segnali che le particelle cariche prodotte lasciano nello scintillatore attraversandolo. Da questo tempo t si ricava la massa delle particelle, secondo:

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1}$$

dove p ed L sono rispettivamente il modulo dell'impulso ed il cammino percorso misurati dal sistema di tracciamento.

In fig. 2.8 è riportata la differenza in tempo di volo tra π , K e p misurata dal TOF assumendo una risoluzione pari a 100 ps, in funzione dell'impulso. Il potere separatore K/π è superiore a 2σ per impulsi inferiori a $1.6\text{GeV}/c$. Questa regione di impulso è molto importante per i secondari soffici del B_s^0 ma nella misura trattata in questa tesi ha un'utilità solo marginale perché, come verrà precisato nel seguito, le tracce sono selezionate dal *trigger* con una soglia in $p_t > 2\text{GeV}/c$.

2.2.5 I calorimetri

All'esterno del solenoide, la regione $|\eta_{\text{det}}| \leq 3.6$ è coperta dai calorimetri.

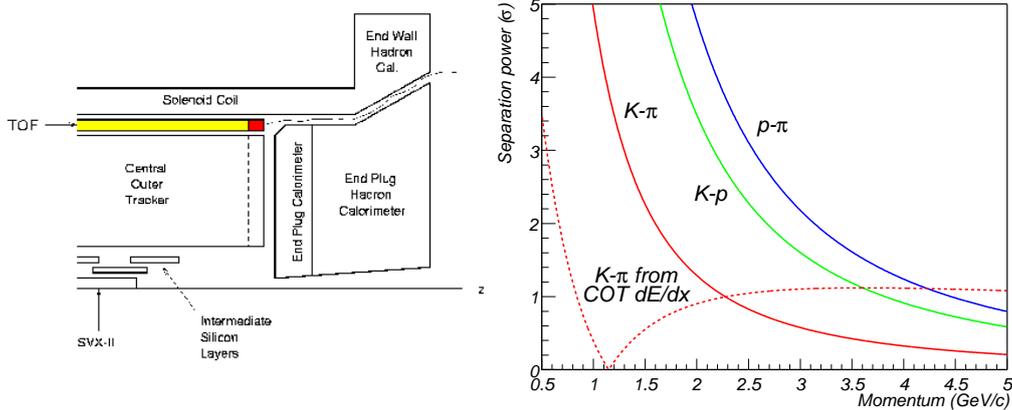


Figura 2.8: *A sinistra: schema della disposizione delle barre dello scintillatore TOF in CDFII. A destra: differenza in tempo di volo espressa in potere separatore, misurata dal TOF assumendo una risoluzione pari a 100 ps, tra K e π , in funzione dell'impulso. La linea tratteggiata rappresenta il potere di separazione K/ π della COT ottenuto tramite la misura del dE/dx .*

Le funzioni più importanti dei calorimetri a CDFII sono quelle di misurare l'energia totale dell'evento e quella dei getti che compaiono in molte collisioni adroniche di alta energia. Dal punto di vista della fisica del *flavour*, la loro importanza è legata al riconoscimento di elettroni e fotoni, e alla funzione di filtro per l'individuazione dei muoni.

Si tratta di calorimetri a campionamento con strati di scintillatore plastico alternati a strati di assorbitore divisi in due compartimenti, anteriore e posteriore. Il diverso rapporto di deposito di energia nei due comparti distingue fotoni ed elettroni dalle particelle adroniche. L'energia delle particelle secondarie generate nelle cascate iniziate dall'interazione primaria nel calorimetro viene raccolta nello scintillatore.

Nella zona centrale essi occupano radialmente il volume compreso tra 1.7 e 3.5 m dall'asse del fascio. Nelle due regioni avanti e indietro, si estendono radialmente da 10 cm a circa 3.3 m.

La segmentazione di tutto l'apparato calorimetrico è organizzata in torri proiettive che hanno come base una cella rettangolare nel piano $\eta_{\text{det}} - \varphi$ ed asse con origine nel punto nominale di interazione.

Il sistema calorimetrico della zona centrale ($|\eta_{\text{det}}| \leq 1$) e quello nelle regioni laterali (il calorimetro delle *plug*, fino ad $\eta_{\text{det}} = 3.6$) sono differenti per struttura e caratteristiche.

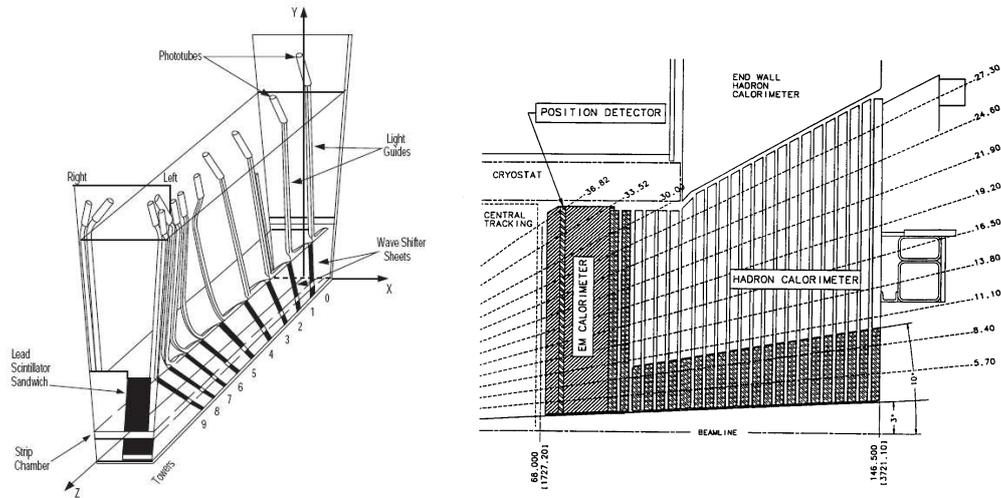


Figura 2.9: A sinistra: spicchio del calorimetro centrale che mostra la geometria a torri proiettive. A destra: quadrante nel piano $r - z$ del calorimetro delle plug.

Sistema calorimetrico centrale

Il calorimetro centrale elettromagnetico (CEM), segmentato in φ in 24 spicchi di 15° ognuno, è posizionato fuori dal solenoide e consiste di 31 strati di scintillatore intervallati da strati di piombo rivestiti in alluminio. Ad alti z il piombo viene sostituito dalla plastica in modo che l'effettiva profondità di radiazione sia indipendente dall'angolo polare. La luce proveniente dagli scintillatori viene modificata in lunghezza d'onda e condotta, tramite guide di luce, ai fototubi come rappresentato in fig. 2.9.

Ci sono inoltre due strati di camere a fili: il pre-radiatore centrale (CPR), che permette la rivelazione di sciame originati nella bobina del magnete³; ed il CES, situato nel corpo del calorimetro elettromagnetico corrispondente approssimativamente alla zona del massimo sviluppo degli sciame. Da una misura del profilo laterale degli sciame in queste camere è possibile discriminare gli sciame provocati da adroni da quelli provocati da elettroni o fotoni e spesso risolvere le coppie di fotoni prodotte da π^0 o η^0 .

Nel compartimento posteriore del calorimetro centrale è presente il calorimetro adronico centrale (CHA), il materiale assorbente è il ferro che si alterna, ogni 2.5 cm, agli strati di scintillatore. Il calorimetro adronico nella zona centrale è completato

³Il rivelatore di pre-sciame aumenta l'efficienza di distinzione tra adroni e elettroni/fotoni dato che è molto raro che gli adroni interagiscano nella bobina del magnete.

da un comparto a muro (WHA) che riempie lo spazio tra il CHA ed il calorimetro adronico delle *plug*, esso continua la struttura del CHA ma gli strati di ferro sono intervallati da scintillatori ogni 5 cm.

Sistema calorimetrico delle *plug*

Nelle regioni delle *plug* (vedi fig. 2.9) il calorimetro è costituito da mosaici di piastrelle (*tiles*) di scintillatore compenstrate da fibre ottiche. Il plastico emette luce al passaggio della particella che viene assorbita e spostata in frequenza dalle fibre prima di passare ai fotomoltiplicatori.

Il calorimetro elettromagnetico delle *plug* consiste in una successione di 23 strati di piombo spessi 4.5 mm (inseriti tra due fogli di acciaio di 0.5 mm), alternati a strati di 4 mm di scintillatore. Nel primo strato (PEM), il più vicino al fascio, lo scintillatore è spesso 10 mm per una migliore identificazione di cascate elettromagnetiche generate nel solenoide. A circa $6 X_0$, intorno al massimo dello sviluppo dello sciame elettromagnetico, uno degli strati di scintillatore (PES) permette la misura della distribuzione della cascata elettromagnetica nel piano trasverso, migliorando l'efficienza di separazione di e^\pm e γ singoli sia dai π^0 che dagli adroni isolati.

Il calorimetro adronico (PHA) è costituito nelle *plug* da 23 strati di 5 cm di ferro alternati a 23 strati di scintillatore spessi 6 mm. Nella regione $3^\circ \leq |\vartheta| \leq 10^\circ$ sono presenti due dischi in acciaio per aumentare la massa di assorbitore a piccoli angoli. La segmentazione in torri ricalca quella del calorimetro elettromagnetico.

La tab. 2.1 riassume le principali caratteristiche del calorimetro di CDFII.

2.2.6 I rivelatori di muoni

CDFII utilizza sistemi di camere a deriva accoppiate a contatori a scintillazione per la rivelazione dei muoni nell'intervallo di pseudorapidità $0 < |\eta_{\text{det}}| < 2$. Esse sono collocate a differenti distanze radiali dall'asse del fascio [31]. Le camere proporzionali misurano le coordinate z e φ della traccia del candidato muone, i contatori hanno funzione di *trigger* e di veto per segnali spuri. Il ferro del calorimetro, quello del ritorno del magnete ed ulteriori pareti in acciaio costituiscono l'assorbitore degli adroni. La quantità del materiale situato tra il punto di interazione e le camere dei muoni più interne corrisponde a circa 5.4λ per un π incidente ortogonalmente.

La regione centrale ($|\eta_{\text{det}}| \lesssim 0.6$) comprende due sistemi di rivelazione dei muoni:

Centrale	Risoluzione in energia (GeV)	Spessore
Elettromagnetico	$13.7\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$	$18 X_0$
Adronico	$50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	4.5λ

Plug	Risoluzione in energia (GeV)	Spessore
Elettromagnetico	$15.5\%\sqrt{E} \oplus 1\%$	$21 X_0$
Adronico	$78\%\sqrt{E} \oplus 5\%$	7λ

Tabella 2.1: *Caratteristiche principali del calorimetro centrale (in alto) e di quello delle plug (in basso). Il simbolo \oplus indica la somma in quadratura. La risoluzione per i calorimetri elettromagnetici (adronici) è misurata usando fotoni/elettroni (pioni) incidenti isolati. Gli spessori sono indicati in lunghezze di radiazione (X_0) ed in lunghezze di interazione (λ) per i calorimetri elettromagnetico ed adronico rispettivamente. Per gli adroni, lo spessore totale del calorimetro è la somma dello spessore del compartimento adronico e di quello anteriore elettromagnetico.*

le camere CMU, a circa 3.5 m dal fascio e, dopo una parete in ferro di 60 cm di spessore che riduce la contaminazione di adroni che hanno attraversato il calorimetro senza interagire (*punch trough*), le camere CMP, la cui superficie esterna è coperta da uno strato di contatori a scintillazione, che distano circa 5 m dal fascio.

Alla stessa distanza radiale ma a pseudorapidità $0.6 \lesssim |\eta_{\text{det}}| \lesssim 1$, la copertura per muoni è ottenuta con camere (CMX) rivestite con due strati di contatori sulle superfici interna ed esterna.

Le camere IMU, infine, occupano la regione $1 \lesssim |\eta_{\text{det}}| \lesssim 1.5$ e sono segmentate finemente nella coordinata φ . Il loro segnale, combinato con quello dei contatori, consente l'identificazione di tracce isolate ad alto p_t di $|\eta_{\text{det}}| \leq 1.5$ per formare il *trigger* di primo livello (vedi sezione 2.2.8). I segnali di muoni ad $|\eta_{\text{det}}| \geq 1.5$ possono essere utilizzati invece solo nell'analisi *offline*.

2.2.7 I contatori di luminosità Cherenkov

La luminosità istantanea del fascio \mathcal{L} è estratta dalla misura del numero medio \bar{N} di interazioni inelastiche per *inter-bunch crossing* utilizzando l'espressione:

$$\bar{N} \cdot f_c = \sigma_{pp}^{\text{in}} \cdot \varepsilon \cdot \mathcal{L}$$

dove f_c è la frequenza di intersezione dei fasci nel TeVatron, $\sigma_{pp}^{\text{in}} = 59.3 \pm 2.3$ mb [33] è la sezione d'urto inelastica $p\bar{p}$ ed ε è l'efficienza nel rivelare l'urto inelastico.

Per misurare il numero di interazioni vengono utilizzati due moduli di Contatori di Luminosità Cherenkov (CLC), che coprono la regione $3.75 \leq |\eta_{\text{det}}| \leq 4.75$ in modo simmetrico in avanti e indietro. Ogni modulo consiste di 48 sottili contatori Cherenkov, riempiti di isobutano⁴. Essi avvolgono la linea dei fasci in tre strati concentrici e sono direzionati verso il punto di interazione. La luce Cherenkov viene raccolta con dei fotomoltiplicatori di 2.5 cm di diametro che operano ad un guadagno di $2 \cdot 10^5$. Con un angolo Cherenkov di 3.4° la soglia del momento per l'emissione di luce è di 9.3 GeV/c per gli elettroni e di 2.6 GeV/c per i pioni "soffici". Le particelle cariche prodotte nell'interazione primaria $p\bar{p}$ hanno una buona probabilità di attraversare l'intera lunghezza del contatore generando un segnale di grande ampiezza e permettendo la separazione dal fondo dovuto all'"alone" del fascio o risultanti dalle interazioni secondarie. Inoltre, la distribuzione dell'ampiezza del segnale mostra picchi differenti per diverse molteplicità di particelle che entrano nei contatori.

Ciò permette di misurare \bar{N} con un'incertezza relativa del 4.4% nell'intervallo di luminosità $10^{31} \lesssim \mathcal{L} \lesssim 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Combinando questo valore con l'incertezza relativa con cui è nota $\sigma_{p\bar{p}}^{\text{in}}$ ($\sim 4\%$), si ricava che la misura della luminosità istantanea al TeVatron è nota con un livello di accuratezza pari al 5.9%.

2.2.8 Il sistema di *trigger*

La frequenza media di intersezione dei fasci è pari a circa 1.7 MHz e nella maggior parte dei casi si produce più di una collisione forte. In CDFII la scrittura degli eventi su nastro magnetico per l'analisi *offline* procede ad una frequenza massima di circa 50 Hz [31], 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 devono 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 rozze che giungono in tempo reale dai diversi rivelatori. La funzione di selezione degli eventi è assolta dal sistema di *trigger*.

A CDFII il *trigger* è strutturato su tre livelli, di cui i primi due costituiti da

⁴L'isobutano garantisce un alto indice di rifrazione e una buona trasparenza per i fotoni nell'ultravioletto.

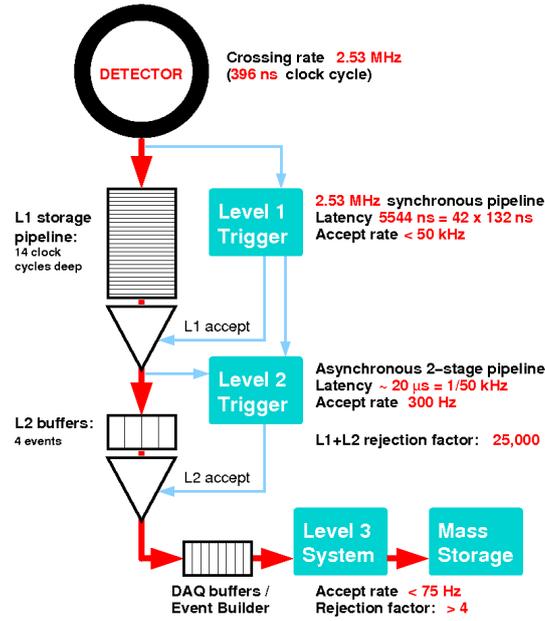


Figura 2.10: Diagramma funzionale del trigger.

componenti *hardware* ed il terzo composto da computer commerciali dedicati all'esecuzione di algoritmi *software* molto simili a quelli della ricostruzione *offline*. 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 prestabilite.

Riportiamo di seguito gli aspetti del *trigger* rilevanti per l'analisi descritta in questa tesi.

Livello 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 $5.5 \mu\text{s}$ dall'interazione. Per il riconoscimento di elettroni e muoni, la posizione delle tracce XFT viene poi correlata 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 passata al secondo.

Il tempo che il primo livello impiega per raggiungere la decisione è di circa $5 \mu\text{s}$. Questo implica che ogni sezione del rivelatore CDFII deve avere la possibilità di campionare i segnali distinti acquisiti in 42 urti tra pacchetti successivi (quanti ne avvengono nell'intervallo di $5 \mu\text{s}$, con 132 ns di intervallo tra pacchetti). Per questa ragione tutti i sistemi di lettura in CDFII sono dotati di registri di scorrimento a 42 celle, dove immagazzinano l'informazione in attesa del segnale di *trigger*, che abilita la lettura dell'evento selezionato per il secondo livello, senza arrestare il funzionamento dei registri di scorrimento.

La massima frequenza di dati che il secondo livello è in grado di accettare è circa 30 KHz.

Livello 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 maggiore risoluzione oggetti di interesse fisico (elettroni, muoni, fotoni, getti adronici, energia trasversa mancante) in varie combinazioni tra loro. Gli algoritmi che gestiscono l'informazione calorimetrica sono in grado di ricostruire completamente i getti, sommando l'informazione relativa alle singole torri.

Il *Silicon Vertex Tracker* (SVT) è la componente principale del *trigger* di secondo livello e, probabilmente, la componente del rivelatore più cruciale per rendere possibile la ricostruzione dei canali di decadimento analizzati in questa tesi. 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 delle tracce ricostruite nel silicio, 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, nel piano trasverso, le tracce con $p_t > 2 \text{ GeV}/c$ con una risoluzione sul parametro di impatto di circa $35 \mu\text{m}$, il tutto in un tempo dell'ordine di $20 \mu\text{s}$. Questo permette già al livello di *trigger* di ottenere un fattore di reiezione estremamente grande contro il fondo di quark leggeri (di gran lunga dominante in collisioni $p\bar{p}$) a favore di decadimenti di adroni a lunga vita media. SVT era stato originariamente pensato per selezionare adroni con *bottom*, ma nel corso del *Run II* ci si è reso conto che è molto efficiente per raccogliere anche i mesoni *charmed*. Questa inaspettata qualità ha permesso di aprire un filone di analisi del *charm* a CDF, in cui si colloca anche il contenuto di

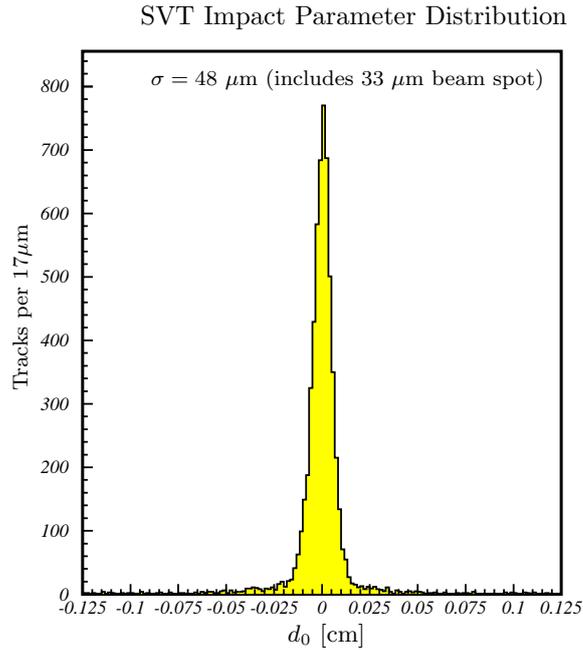


Figura 2.11: *Distribuzione del parametro di impatto misurata da SVT.*

questo lavoro.

In fig. (2.11) viene riportata la distribuzione in parametro di impatto ottenuta a partire dai dati reali misurata da SVT. La deviazione standard che si osserva è pari a $48 \mu\text{m}$ e deriva dalla combinazione della risoluzione dovuta a SVT ($35 \mu\text{m}$ a $2 \text{ GeV}/c$) con la larghezza intrinseca del fascio nel piano trasverso ($33 \mu\text{m}$).

La massima frequenza di uscita dal secondo livello è di 600 Hz .

Livello 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* molto simile a quello usato nelle analisi *offline* dei dati.

Il sistema di acquisizione dati di CDFII supporta il funzionamento simultaneo di un centinaio di selezioni di *trigger* differenti. I dati acquisiti su memoria permanente sono caratterizzati dal *trigger path*. Per *trigger-path* si intende ogni ben definita sequenza di richieste al primo, secondo e terzo livello. Ogni elemento, per essere registrato, deve aver soddisfatto tutti i criteri di almeno un *trigger path*.

Capitolo 3

Selezione del campione di dati

Questo capitolo presenta la procedura di selezione del campione di decadimenti $D^{+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [K^\mp \pi^\pm] \pi^+$ a partire dai dati raccolti dal trigger adronico a due tracce (Two Track Trigger).*

3.1 Estrazione dei decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [K^\mp \pi^\pm] \pi^+$

Il presente lavoro si basa su un campione di dati raccolti da CDFII tra febbraio 2002 ed aprile 2008 corrispondenti ad una luminosità integrata di circa 2.9 fb^{-1} . Presentiamo di seguito come da tale campione di ricostruiscono i decadimenti di interesse.

La fig. 3.1 mostra la topologia della catena di decadimento: il D^{*+} è prodotto nel vertice primario dell'interazione $p\bar{p}$ dove, mediante interazione forte, decade in in $D^0 \pi^+$ “istantaneamente”. A causa del basso Q -value, il pione ha basso impulso e produce nel rivelatore una traccia di grande curvatura (da cui è detto “pione soffice”). Il D^0 decade in una coppia $K\pi$ (carichi). La sua vita media di circa 0.41 ps e la componente dell'impulso nel piano trasverso ($\mathcal{O}(7) \text{ GeV}/c$) sono sufficienti affinché i prodotti del decadimento lascino due tracce che si intersecano in un punto a $\mathcal{O}(100) \mu\text{m}$ di distanza dal vertice primario. Questa distanza può essere misurata col tracciatore al silicio, e fornisce un'importante discriminante che permette di rigettare gran parte del fondo di coppie di tracce da quark leggeri.

Definiamo alcune quantità rilevanti. Tutte sono calcolate nel sistema di riferimento del laboratorio e sono illustrate in fig. 3.1:

Piano trasverso – il piano perpendicolare alla direzione del fascio di protoni, il

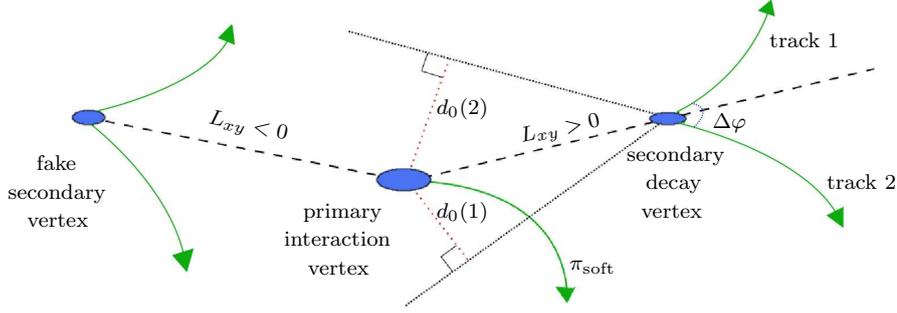


Figura 3.1: Rappresentazione nel piano trasverso di un evento $p\bar{p}$ che contiene un decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow [K^\mp\pi^\pm]\pi^+$ (non in scala). Le ellissi indicano i vertici e le frecce le traiettorie delle particelle cariche.

cui il profilo è approssimativamente gaussiano con r.m.s. $\sigma_t \approx 30 \mu\text{m}$.

Impulso trasverso (\mathbf{p}_t) – la proiezione dell’impulso nel piano trasverso. Questa quantità è la più semplice discriminante tra quark leggeri e pesanti perché le particelle cariche provenienti dai decadimenti di adroni con b e c hanno, in media, impulso trasverso maggiore rispetto a quelle da generici processi di QCD.

Vertice primario – la regione spaziale in cui avviene l’interazione $p\bar{p}$ e dove, ad esempio, la coppia $c\bar{c}$, una volta prodotta, immediatamente adronizza in due adroni *charmed*. Un evento può contenere più vertici primari, essendo possibili più collisioni forti $p\bar{p}$ in uno stesso *bunch-crossing*.

Vertice secondario – il punto spaziale in cui avviene il decadimento delle particelle a lunga vita media. Le coordinate nel piano trasverso di tale punto, rispetto al vertice primario, sono date dal vettore $\mathbf{x}_v = (\mathbf{p}_t/m)ct$, per una particella di massa m e momento p che decade dopo un tempo t dalla sua produzione.

Lunghezza di decadimento trasversa (L_{xy}) – la distanza del vertice secondario da quello primario proiettata sul vettore dell’impulso trasverso della particella che decade ($\mathbf{p}_t(D^0)$):

$$L_{xy} = \frac{\mathbf{p}_t(D^0) \cdot \mathbf{x}_v(D^0)}{p_t(D^0)}.$$

Il vettore posizione del vertice secondario (\mathbf{x}_v) potrebbe non essere collineare a $\mathbf{p}_t(D^0)$ a causa delle incertezze sperimentali sulle quantità ricostruite; perciò

si preferisce usare L_{xy} come estimatore della distanza di volo di una particella a lunga vita media piuttosto che $\mathbf{x}_v(D^0)$.

Parametro d’impatto (d_0) – la componente nel piano trasverso della distanza di massimo avvicinamento tra la traccia ed il vertice primario. Si tratta di una quantità con segno, definita da

$$d_0 = \frac{(\mathbf{p}_t \wedge \mathbf{x}_v) \cdot \hat{\mathbf{z}}}{p_t}, \quad (3.1)$$

I prodotti dei decadimenti di particelle a lunga vita media hanno tipicamente parametro d’impatto diverso da zero. Questa quantità è utile per identificare i decadimenti in cui il D^* non è prodotto nel vertice primario, ma proviene dal decadimento di un mesone B .

Apertura angolare azimutale ($\Delta\varphi$) – l’apertura angolare tra le particelle finali proiettata nel piano trasverso.

3.1.1 Selezione *online*

I dati sono stati raccolti con il *Two Track Trigger*. Quest’ultimo è composto da diverse sotto-selezioni (*path*), quelle utilizzati per questa analisi sono: B_CHARM, B_CHARM_LOWPT e B_CHARM_HIGHPT.

I *path* B_CHARM_LOWPT e B_CHARM_HIGHPT hanno una soglia sull’impulso trasverso differente rispetto al B_CHARM, più bassa il primo e più alta il secondo. Lo scopo di avere *path* con differenti richieste sull’impulso trasverso è di mantenere il *trigger* il più possibile efficiente al variare della luminosità. Infatti la luminosità istantanea \mathcal{L} decresce col tempo, in modo approssimativamente esponenziale, mentre le selezioni di *trigger* sono ottimizzate per una data luminosità media; durante uno *store*, che al TeVatron dura tipicamente intorno alle 20 ore, un’unica selezione sarebbe o troppo “lasca”, generando un *rate* di *trigger* alto e producendo maggior tempo morto nella decisione del trigger, o troppo restrittiva, lasciando così una frazione di larghezza di banda inutilizzata. Per sfruttare al meglio la banda passante disponibile, CDFII usa simultaneamente selezioni di *trigger* con differenti soglie in \mathbf{p}_t e fattori di “pre-scala”¹, che si adattano alla situazione in tempi dell’ordine del millisecondo.

Di seguito elenchiamo le richieste di *trigger* per il *path* B_CHARM [34]:

¹Pre-scalare un *trigger* di un fattore N significa accettare 1 evento ogni N validi, questo permette di mantenere il *trigger* attivo il più possibile ad alte luminosità, pagando il prezzo di una meno efficiente raccolta del segnale.

Livello 1 Vengono richieste due tracce XFT di curvatura opposta con impulsi trasversali tali che $p_t(1, 2) > 2 \text{ GeV}/c$ e $p_t(1) + p_t(2) > 5.5 \text{ GeV}/c$. Le due tracce devono inoltre avere un'apertura angolare nel piano trasverso $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 135^\circ$. Questa richiesta riduce gli eventi con tracce provenienti in due getti adronici da quark leggeri, che sono di solito opposti azimutalmente.

Livello 2 Il *trigger* richiede una coppia di tracce SVT di curvatura opposta che soddisfa la richiesta minima sulla qualità del fit: $\chi_{\text{SVT}}^2 < 25$ [35]. Sono poi riconfermate le richieste del primo livello sui momenti trasversi delle tracce e sulla loro somma scalare, mentre la richiesta azimutale viene ristretta a $2^\circ < \Delta\varphi < 90^\circ$. Inoltre, 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 siano $|d_0(1, 2)| > 120 \mu\text{m}$ e, per restrizioni imposte dall'hardware, $|d_0(1, 2)| < 1 \text{ mm}$. Infine, per escludere decadimenti "non fisici"² in cui la direzione del \mathbf{p}_t della particella è opposta a quella del vertice di decadimento (vedi fig. 3.1), si selezionano i candidati con $L_{xy} > 200 \mu\text{m}$.

Livello 3 I criteri di selezione delle tracce applicati al livello 1 e al livello 2 sono riconfermati anche al terzo livello. Inoltre, si richiede una separazione longitudinale tra le due tracce nel punto di minima distanza dal fascio $|\Delta z_0| < 5 \text{ cm}$. Questo riduce significativamente la frazione di combinazioni di tracce provenienti da particelle prodotte in vertici secondari diversi. Un taglio a $|\eta(1, 2)| < 1.2$ esclude, infine, gli eventi in cui le tracce sono fuori dalla zona di accettazione fiduciale della camera a deriva.

Nel *path* di *trigger* B_CHARM_LOWPT alcune richieste sono rilasciate rispetto al B_CHARM: al primo livello non si richiede che le due particelle abbiano carica opposta e la richiesta sulla somma scalare dei momenti trasversi non è applicata; tale scelta è propagata anche al secondo livello, mentre solo al terzo viene richiesto che $p_t(1) + p_t(2) > 4 \text{ GeV}/c$. Questa selezione, unita ad un'opportuna scelta del fattore di pre-scala, permette di sfruttare al meglio la banda passante quando la luminosità scende durante lo *store*.

Il *path* B_CHARM_HIGHPT, invece, differisce dal B_CHARM solo per le richieste, al primo livello (che poi sono propagate ai livelli successivi), sugli impulsi trasversali e sulla loro somma scalare che valgono rispettivamente $p_t(1, 2) > 2.46 \text{ GeV}/c$ e

²Ovvero prodotti combinazioni accidentali di tracce ad alto parametro d'impatto.

$p_t(1) + p_t(2) > 6.5 \text{ GeV}/c$. Queste richieste permettono *rate* di acquisizione del *trigger* sostenibili anche a luminosità alte.

3.1.2 Selezione *offline*

Il primo passo della selezione *offline* consiste nel calcolo della massa invariante con assegnazione $K^+\pi^-$ e $K^-\pi^+$ per ogni coppia di tracce selezionate dal *trigger*.

Tutte le richieste di *trigger* sono riconfermate usando le quantità calcolate dalla ricostruzione *offline* (le quali hanno maggiore risoluzione). Si sono poi aggiunte ulteriori richieste su: prodotto dei parametri impatto delle tracce di *trigger* ($\text{sgn}(d_0(1) \cdot d_0(2)) < 0$), che riduce il fondo con trascurabile perdita di efficienza sul segnale [30]; impulso trasverso ($p_t(D^0) > 5.5 \text{ GeV}/c$), lunghezza di decadimento ($L_{xy} > 300 \mu\text{m}$) e parametro d'impatto ($|d_0(D^0)| < 140 \mu\text{m}$) del candidato D^0 , che rigettano $\mathcal{O}(10\%)$ dei contributi da decadimenti di D^* provenienti da mesoni B [36]. Si sono poi ottimizzati i tagli su parametro d'impatto ed η delle tracce: $|d_0(1, 2)| > 150 \mu\text{m}$, $|\eta(1, 2)| < 1$, $L_{xy} > 300 \mu\text{m}$.

I candidati D^0 e \bar{D}^0 così ottenuti sono allora combinati con una terza traccia con modulo dell'impulso trasverso $p_t \geq 0.4 \text{ GeV}/c$ per formare un candidato $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^+ \text{ o } D^{*\mp} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$. Per eliminare gran parte del fondo dovuto a tracce casuali di basso impulso, si è richiesto che la differenza tra le masse ricostruite dello stato iniziale e di quello finale, $\Delta M_{K^-\pi^+} = M_{K^-\pi^+\pi_s^+} - M_{K^-\pi^+} - m_\pi$ (o $\Delta M_{K^+\pi^-} = M_{K^+\pi^-\pi_s^-} - M_{K^+\pi^-} - m_\pi$), sia minore di $40 \text{ MeV}/c^2$ e che il parametro d'impatto della traccia “soffice” sia minore di $80 \mu\text{m}$.

3.2 Composizione del campione

Il risultato finale della selezione, separatamente per D^0 e \bar{D}^0 , è mostrato in fig. 3.2.³ Sono riportate le distribuzioni in massa invariante della coppia di tracce di *trigger* nell'ipotesi RS ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$) in confronto a quelle ottenute dalla simulazione Fast MC (vedi app. A): un abbondante segnale di decadimenti RS, con r.m.s. $\approx 9 \text{ MeV}/c^2$, è visibile su un basso livello di fondo. La componente di decadimenti WS ($D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+$) non è visibile a causa del basso *branching ratio*. La componente combinatoria popola uniformemente l'intero inter-

³D'ora in poi verranno sempre trattati separatamente i candidati D^0 (selezionati richiedendo che la carica del pione di basso impulso sia positiva) e quelli \bar{D}^0 (selezionati, invece, con la richiesta che la carica del pione di basso impulso sia negativa).

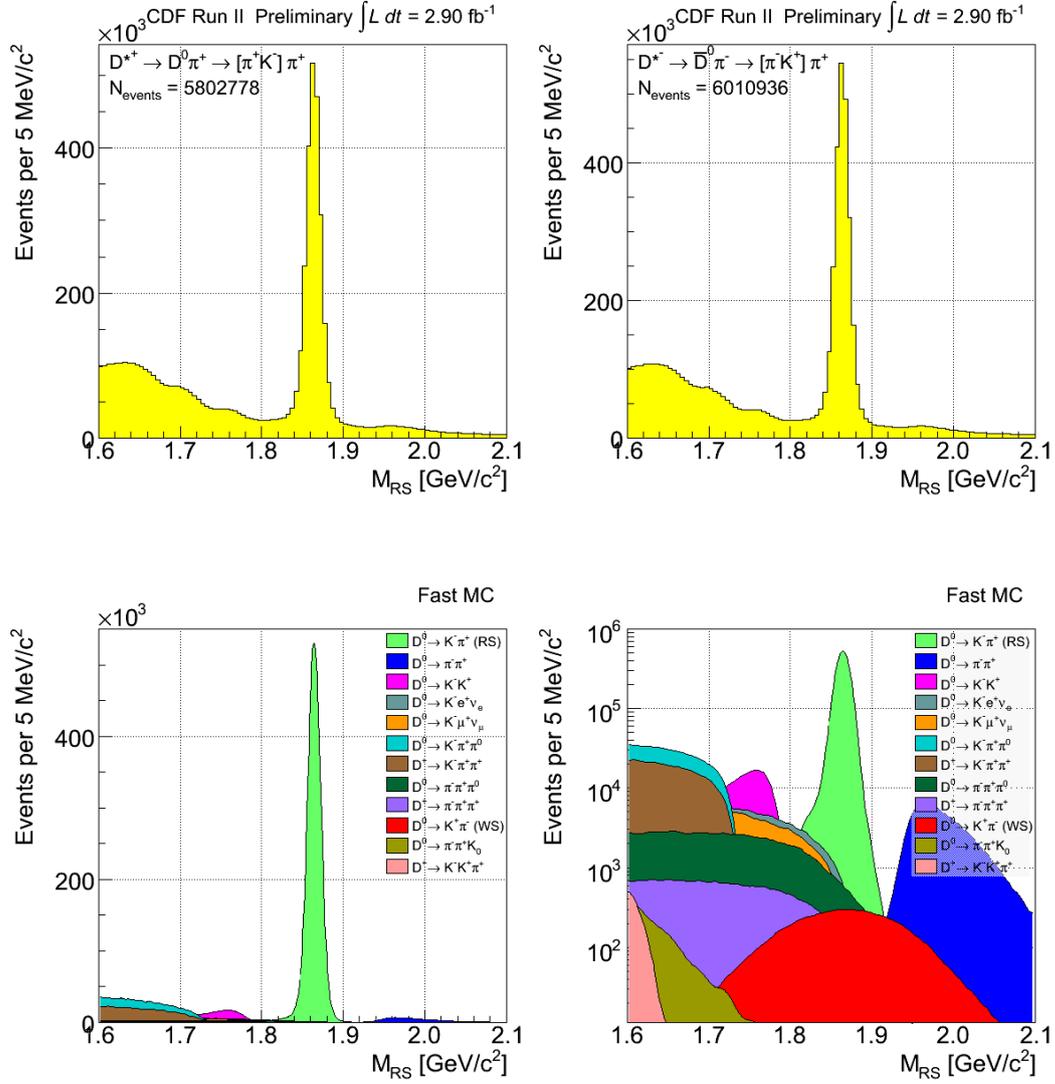


Figura 3.2: In alto: distribuzione della massa invariante RS per candidati D^0 (a sinistra) e candidati \bar{D}^0 (a destra) ottenuta a seguito della selezione offline. In basso: stessa distribuzione, in scala lineare (a sinistra) e logaritmica (a destra), ottenuta con la simulazione Fast MC, per segnale e fondi fisici.

vallo di massa. Nella regione a bassa massa è invece visibile una contaminazione di decadimenti parzialmente ricostruiti, principalmente composta da:

- (a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ ($\mathcal{B} \approx 14\%$), in cui il π^0 non è ricostruito;
- (b) $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ($\mathcal{B} \approx 9.5\%$), dove uno dei pioni o non è ricostruito o è scambiato per il pione soffice da D^* ;
- (c) $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ ($\mathcal{B} \approx 3.5\%$) e $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ ($\mathcal{B} \approx 3.2\%$), in cui al leptone è assegnata la massa del pione ed il neutrino non è rivelato;
- (d) $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ K_S^0$ ($\mathcal{B} \approx 2.9\%$) e $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ ($\mathcal{B} \approx 1.3\%$), in cui al pione negativo è assegnata la massa del kaone e la particella neutra non è rivelata;
- (e) $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ ($\mathcal{B} \approx 1\%$), in cui il pione non è ricostruito o è scambiato per quello soffice da D^* ed ad uno dei kaoni è assegnata la massa del pione;
- (f) $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ ($\mathcal{B} \approx 0.38\%$), in cui ad uno dei kaoni è stata assegnata la massa del pione;
- (g) $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ ($\mathcal{B} \approx 0.33\%$), in cui ad uno dei pioni è stata assegnata la massa del kaone, ed il terzo pione è o non ricostruito o scambiato per quello da D^* .

Infine, nella regione ad alta massa sono ben visibili i decadimenti $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ($\mathcal{B} \approx 0.14\%$) ricostruiti assegnando ad uno dei pioni la massa del kaone.

Per ridurre il fondo dovuto a decadimenti del $D^{0(+)}$ male o parzialmente ricostruiti, si richiede che i candidati D^0 soddisfino le seguenti ulteriori richieste sulle masse invarianti in ipotesi $\pi^+ \pi^-$ e $K^+ K^-$:

- $M_{\pi^+ \pi^-} < (m_{D^0} - 43.7 \text{ MeV}/c^2)$,
- $M_{K^+ K^-} > (m_{D^0} + 43.7 \text{ MeV}/c^2)$.

In fig. 3.3 sono riportate le distribuzioni in massa invariante RS dopo aver applicato tali richieste.

La sola distribuzione in massa invariante del D^0 non permette di distinguere i D^0 provenienti da D^* da quelli prodotti direttamente nell'interazione $p\bar{p}$ o nel decadimento di un B ed accidentalmente associati, nella ricostruzione, ad una particella casuale di basso impulso. Per evidenziare il contributo di questo fondo significativo (D^* falsi), una variabile potente è la differenza tra la massa ricostruita del D^* e la somma della massa ricostruita del D^0 e di quella nominale del π . La

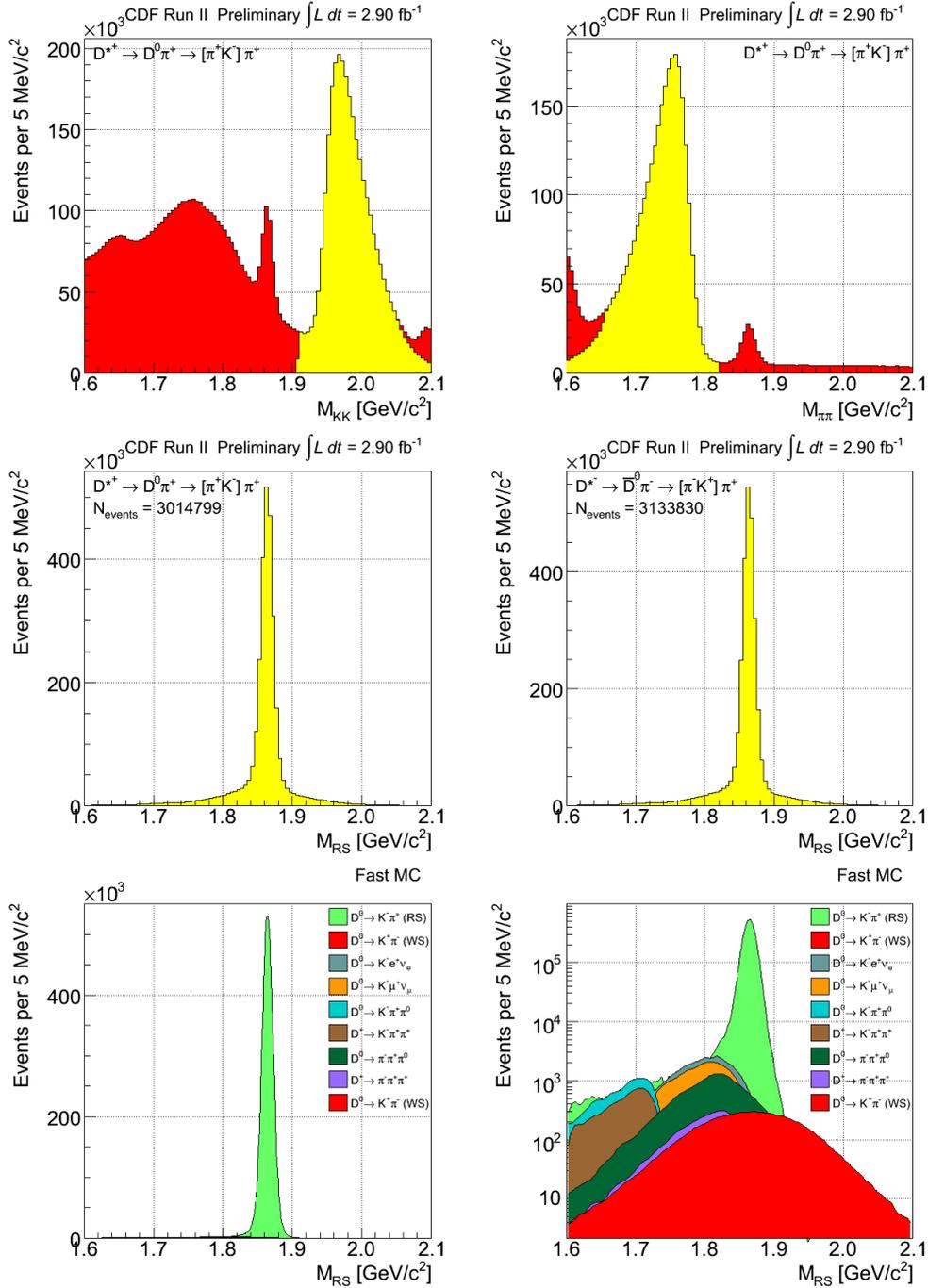


Figura 3.3: In alto: distribuzione delle masse invarianti K^+K^- (a sinistra) e $\pi^+\pi^-$ (a destra) ottenute a seguito della selezione offline. In rosso è evidenziata la regione esclusa dalle richieste: $M_{\pi^+\pi^-} < (m_{D^0} - 43.7 \text{ MeV}/c^2)$ e $M_{K^+K^-} > (m_{D^0} + 43.7 \text{ MeV}/c^2)$. Al centro: distribuzione della massa invariante RS per candidati D^0 (a sinistra) e candidati \bar{D}^0 (a destra) ottenuta dopo aver applicato tali richieste. In basso: stessa distribuzione, in scala lineare (a sinistra) e logaritmica (a destra), ottenuta con la simulazione Fast MC, per segnale e fondi fisici.

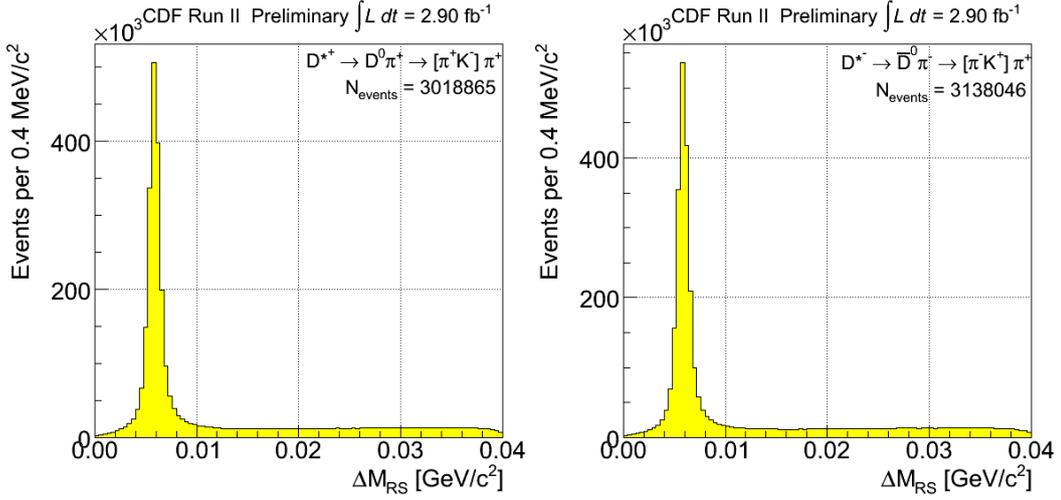


Figura 3.4: Distribuzione della differenza tra le masse ricostruite del candidato D^* , del candidato D^0 (a sinistra), \bar{D}^0 (a destra), e del π ottenuta a seguito della selezione offline con l'ulteriore richiesta: $M_{\pi^+\pi^-} < (m_{D^0} - 43.7 \text{ MeV}/c^2)$ e $M_{K^+K^-} > (m_{D^0} + 43.7 \text{ MeV}/c^2)$.

fig. 3.4 mostra le distribuzioni di tale quantità calcolata in ipotesi di decadimento RS ($\Delta M_{RS} = M_{K^-\pi^+\pi_s^+} - M_{K^-\pi^+} - m_\pi$, $M_{K^+\pi^-\pi_s^-} - M_{K^+\pi^-} - m_\pi$) per il campione ottenuto a seguito dei tagli su $M_{K^+K^-}$ ed $M_{\pi^+\pi^-}$: è ben visibile il segnale di D^* caratterizzato dallo stretto picco (r.m.s. $\approx 0.5 \text{ MeV}/c^2$) sovrapposto ad un fondo, quasi piatto, di D^* falsi e fondo combinatorio.

Poiché questo lavoro di tesi costituisce, a CDF, la prima analisi di tutto l'abbondante campione di D^0 è stato necessario studiarne l'uniformità e la qualità nel tempo, con particolare attenzione alle quantità di interesse per la nostra analisi. Questo lavoro è mostrato nel prossimo capitolo.

Capitolo 4

Verifica della qualità del campione nel tempo

In esperimenti che analizzano collisioni adroniche, con le configurazioni sperimentali di fascio, trigger e rivelatore che cambiano continuamente è importante monitorare con cura la qualità dei dati prima di affrontarne l'analisi. In questo capitolo viene mostrato uno studio della qualità del campione in funzione del tempo.

4.1 Suddivisione del campione in *dataset*

L'intero campione di dati ottenuto dalla selezione descritta nel cap. 3 è suddiviso in sei sottocampioni indipendenti, corrispondenti ad altrettanti distinti riprocessamenti *offline* dei dati che hanno prodotto i *dataset* elencati di seguito:

`xbhdid` – periodo di presa dati dal 04/02/2002 al 22/08/2004;

`h77jg0` e `h77jm0` – periodo di presa dati dal 07/12/2004 al 22/02/2006;

`xbhdi i` – periodo di presa dati dal 09/06/2006 al 30/01/2007;

`xbhdi j` – periodo di presa dati dal 30/01/2007 al 04/08/2007;

`xbhdik` – periodo di presa dati dal 28/10/2007 al 16/04/2008;

Per ognuno di questi abbiamo controllato due tra i parametri cruciali per l'analisi descritta in questa tesi: il rapporto segnale/fondo e l'andamento del dE/dx medio in funzione dell'impulso, utile per il PID.

4.2 Variazione del rapporto segnale/fondo nel tempo

La luminosità istantanea tipica è aumentata molto nel corso di sei anni di presa dati. Questo può avere conseguenze serie sulla purezza dei campioni di *charm* (e *B*) raccolti da *trigger*, quelli basati su SVT, le cui prestazioni sono molto sensibili alla molteplicità di tracce negli eventi. Inoltre i vari cambiamenti di configurazione del sistema di tracciatura, delle selezioni di *trigger* e della stessa posizione del fascio sono tutti potenzialmente critici per le prestazioni di SVT che seleziona parametri d'impatto delle tracce con risoluzioni dell'ordine delle decine di micron. Prima di affrontare l'analisi del campione abbiamo quindi stimato la purezza dei segnali $D^0 \rightarrow h^+h'^-$ in funzione del tempo, con fit sulle distribuzioni in massa invariante dei vari canali.

Si stima il numero di eventi ed il rapporto segnale/fondo in ogni canale di decadimento ($hh' = K^+K^-, \pi^+\pi^-, K\pi$ RS), ad eccezione di quello WS¹. Ogni canale hh' è separato dagli altri richiedendo che:

- (i) nell'ipotesi hh' di massa, la differenza tra la massa ricostruita del D^* e la somma di quella ricostruita del D^0 con la massa nominale del pione, $\Delta M_{hh'}$, sia entro 1.5 r.m.s. dalla media mondiale, $|\Delta M_{hh'} - 5.85 \text{ MeV}/c^2| < 0.67 \text{ MeV}/c^2$;
- (ii) la massa invariante del D^0 nell'ipotesi scelta, $M_{hh'}$, sia compresa tra 1.8 e 1.95 GeV/c^2 ; questa regione contiene la totalità degli eventi di segnale e si estende a sufficienza da permettere un'adeguata estrapolazione del fondo.

Per ogni *dataset*, e separatamente per i candidati D^{*+} e D^{*-} , si esegue un fit *binned* di minimo χ^2 alla distribuzione in massa invariante del D^0 . Nella funzione di fit, la distribuzione del fondo è parametrizzata da una retta, mentre il segnale $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e quello $D^0 \rightarrow K^+K^-$ sono parametrizzati dalla somma di due gaussiane. Nel caso dei candidati $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ l'altissima statistica e la presenza di una coda a bassa massa, dovuta all'emissione di radiazione nello stato finale (*Finale State Radiation*, FSR)², richiede una parametrizzazione della distribuzione in massa più complicata (che verrà descritta nel cap. 6 in eq. (6.1)).

I risultati sul numero di eventi e sul rapporto segnale/fondo sono riassunti in tab. 4.1, mentre i singoli fit sono mostrati nelle fig. 4.1–4.6. La purezza del campione

¹In questa stima “grezza” trascuriamo quindi i contributi da decadimenti DCS e dal *mixing*.

²L'effetto della FSR è di deformare la distribuzione in massa invariante: 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 non tener conto di ciò, ovviamente, altera la stima del numero di eventi di segnale.

rimane sostanzialmente stabile nel tempo, nonostante le note variazioni del punto di lavoro occorse durante il periodo di presa dati. Questo ci permette di analizzarlo considerandolo omogeneo e uniforme.

Un utile prodotto di questo controllo preliminare è la stima rozza della composizione del campione in termini dei segnali $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ risultante dai fit delle distribuzioni di sola massa invariante.

$$\begin{aligned} N(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &\approx 80333, \\ N(D^0 \rightarrow K^+K^-) &\approx 111742, \\ N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) &\approx 1285524, \\ N(\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &\approx 82775, \\ N(\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-) &\approx 115803, \\ N(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-) &\approx 1358225. \end{aligned}$$

Il numero numero di decadimenti DCS, può allora essere stimato scalando il numero di CF con il rapporto tra i *branching ratio*, che è circa lo 0.4%:

$$\begin{aligned} N(D^0 \rightarrow K^+\pi^-) &\approx 5142 \\ N(\bar{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+) &\approx 5433. \end{aligned}$$

Ricordiamo che il numero di decadimenti stimati in questo semplice fit di sola massa è circa il 70% degli eventi che saranno utilizzati nel fit multidimensionale descritto nei capitoli seguenti. Questa riduzione è dovuta alla richiesta in $\Delta M_{hh'}$ (punto (i)) che verrà rimossa nel fit completo.

L'asimmetria osservata tra il numero dei decadimenti di D^0 e di \bar{D}^0 è compatibile con il livello di asimmetria conosciuto indotto dal rivelatore: questa è legata alla differente probabilità di rivelare stati finali $K^-\pi^+$ rispetto a $K^+\pi^-$ (dovuta principalmente alla differente sezione di interazione con materia tra kaoni positivi e negativi) e di ricostruire le tracce dei pioni soffici positivi rispetto a quelli negativi (dovuta alle caratteristiche costruttive della camera a deriva ed a possibili asimmetrie negli algoritmi di ricostruzione delle tracce).

4.3 **Variazione delle prestazioni del dE/dx nel tempo**

Gli stessi fattori critici per la purezza del segnale, in particolare, la luminosità istantanea tipica a cui sono raccolti i dati, possono influenzare l'uniformità nel

Modo di decadimento	dataset	Numero eventi di segnale	Rapporto Segnale/Fondo
$D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	xbhdid	12812 ± 169	3.0
	h77jg0	17149 ± 178	2.9
	h77jm0	8603 ± 157	3.0
	xbhdii	18642 ± 264	3.1
	xbhdij	15221 ± 177	2.8
	xbhdik	7906 ± 125	2.9
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	xbhdid	12932 ± 156	2.9
	h77jg0	17651 ± 193	2.9
	h77jm0	8603 ± 121	3.0
	xbhdii	18907 ± 219	2.9
	xbhdij	16296 ± 241	3.1
	xbhdik	8386 ± 328	3.1
$D^0 \rightarrow K^+K^-$	xbhdid	16731 ± 816	1.5
	h77jg0	24743 ± 203	1.7
	h77jm0	12095 ± 140	1.7
	xbhdii	26526 ± 283	1.8
	xbhdij	20872 ± 209	1.6
	xbhdik	10775 ± 147	1.7
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-$	xbhdid	17405 ± 160	1.5
	h77jg0	25811 ± 210	1.7
	h77jm0	12426 ± 151	1.7
	xbhdii	27166 ± 223	1.9
	xbhdij	21728 ± 201	1.6
	xbhdik	11267 ± 292	1.7
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	xbhdid	198748 ± 442	53
	h77jg0	281197 ± 526	66
	h77jm0	137936 ± 369	67
	xbhdii	296645 ± 540	57
	xbhdij	245367 ± 656	76
	xbhdik	125631 ± 489	92
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	xbhdid	209685 ± 453	60
	h77jg0	296992 ± 541	67
	h77jm0	145280 ± 378	67
	xbhdii	313704 ± 556	63
	xbhdij	259724 ± 505	64
	xbhdik	132840 ± 362	72

Tabella 4.1: Numero di eventi di segnale $D^0 \rightarrow h^+h'^-$ e rapporto segnale/fondo al variare del dataset.

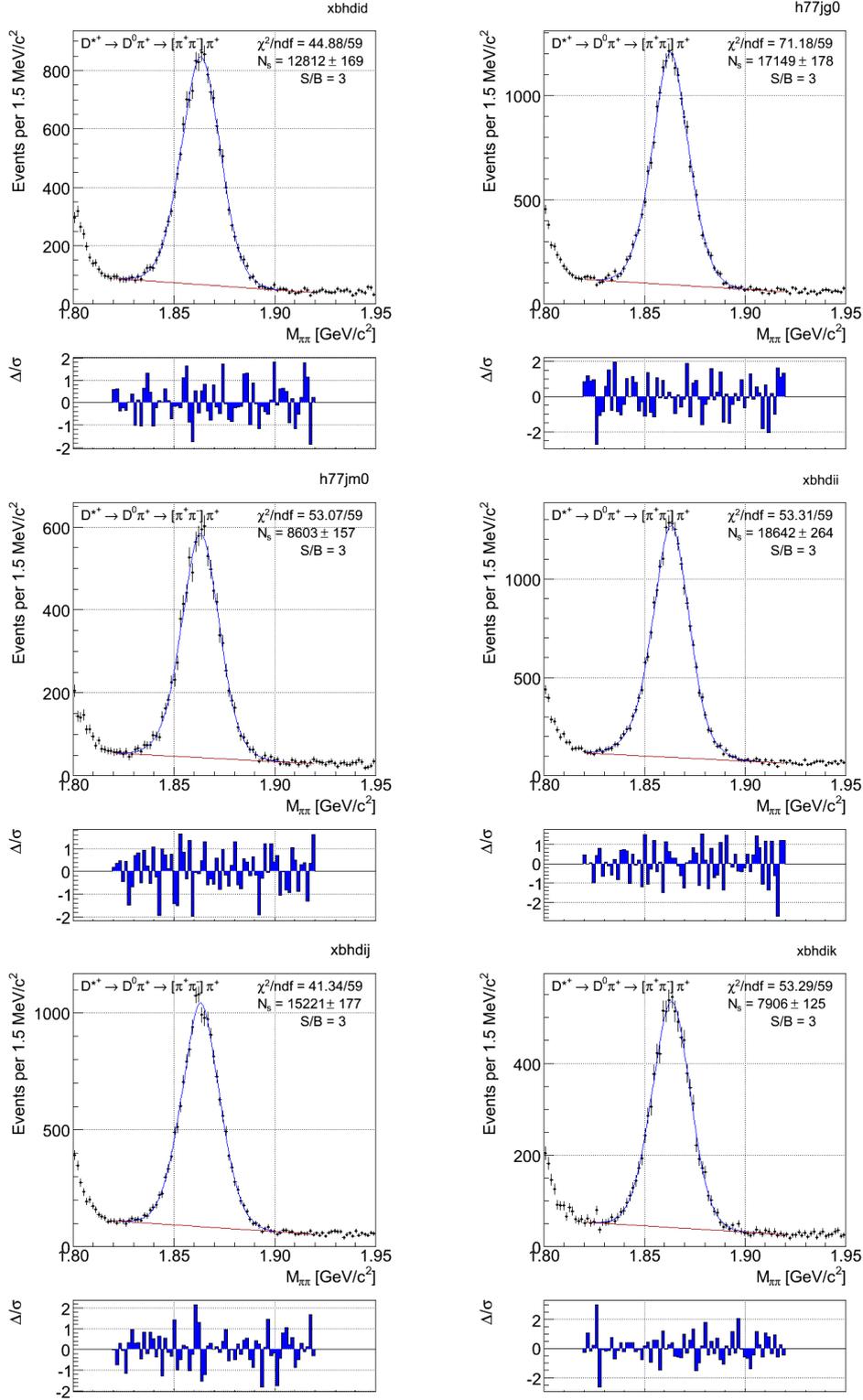


Figura 4.1: Distribuzione in massa invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ per i decadimenti $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ nei diversi dataset. Ai dati sono sovrapposti il risultato del fit (in blu) e la funzione che descrive il fondo (in rosso).

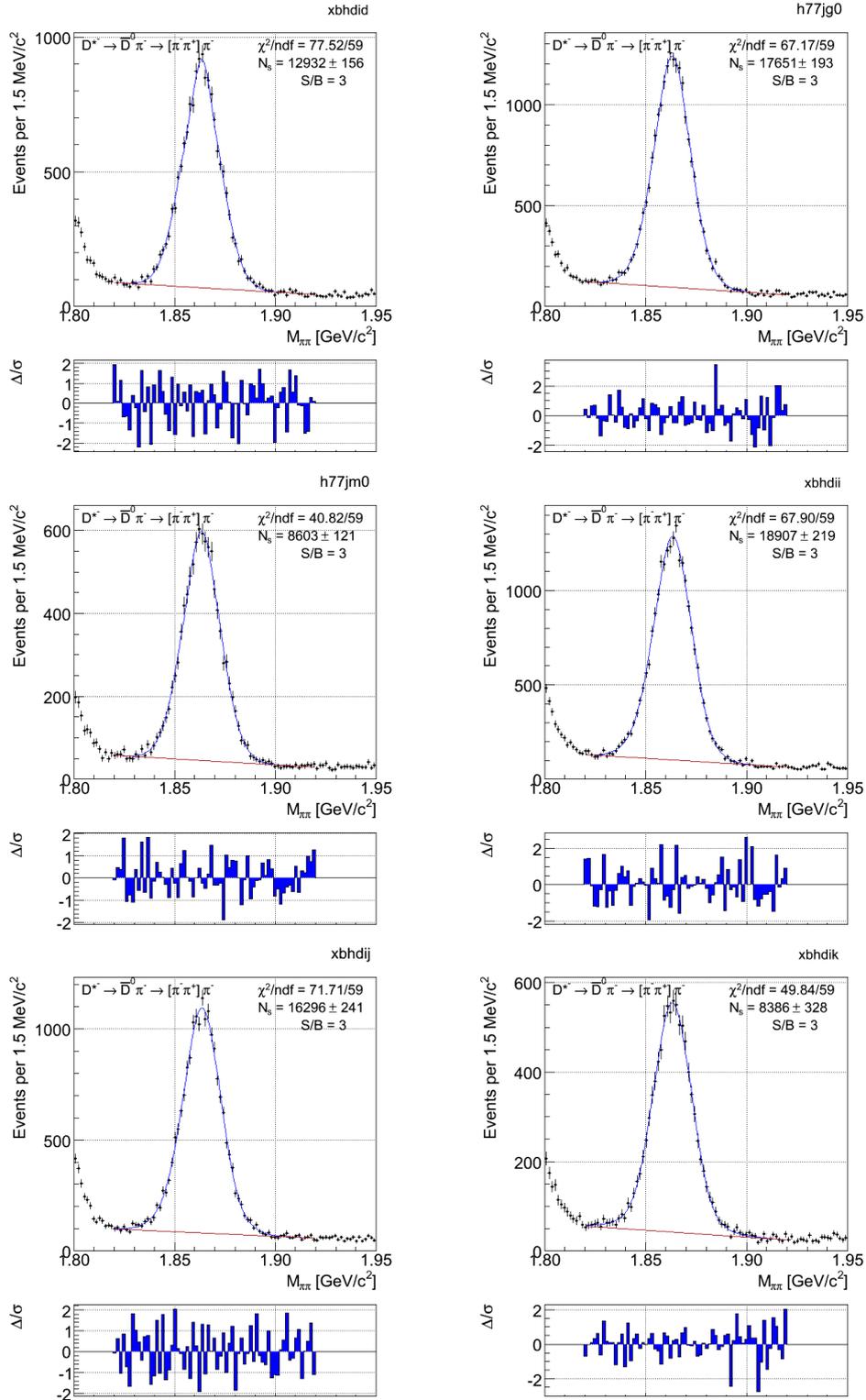


Figura 4.2: Distribuzione in massa invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ per i decadimenti $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ nei diversi dataset. Ai dati sono sovrapposti il risultato del fit (in blu) e la funzione che descrive il fondo (in rosso).

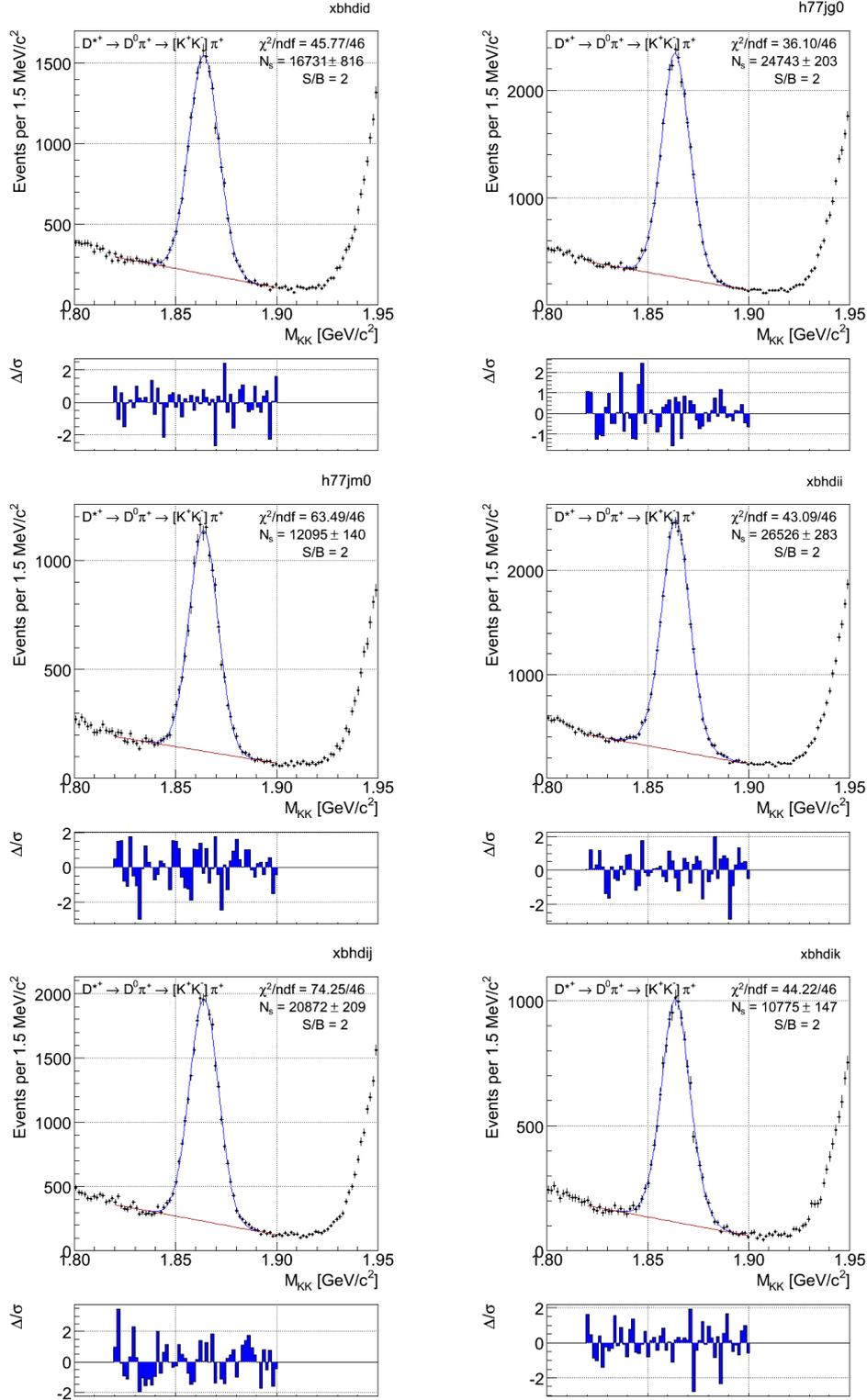


Figura 4.3: Distribuzione in massa invariante $M_{K^+K^-}$ per i decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ nei diversi dataset. Ai dati sono sovrapposti il risultato del fit (in blu) e la funzione che descrive il fondo (in rosso).

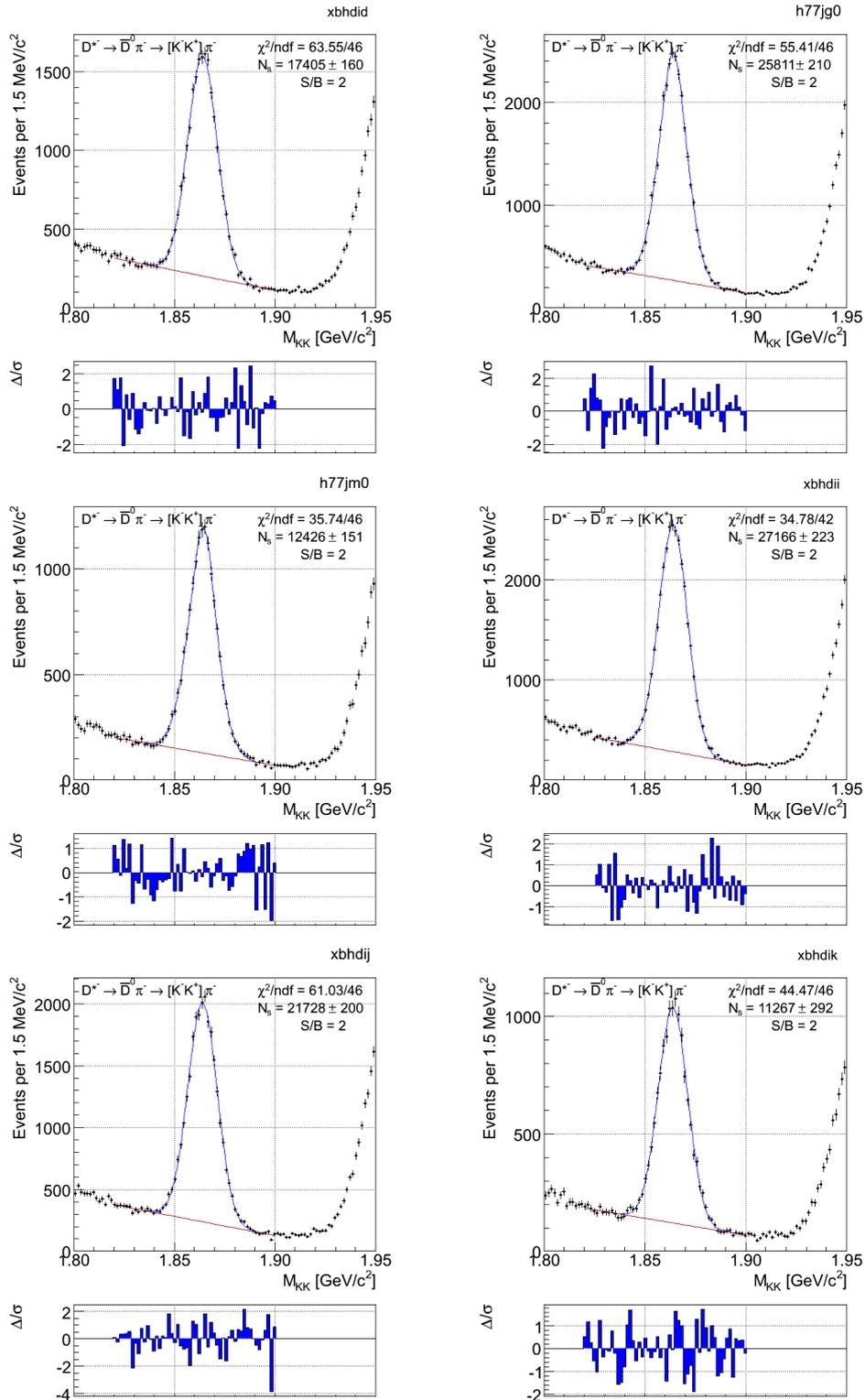


Figura 4.4: Distribuzione in massa invariante $M_{K^+K^-}$ per i decadimenti $\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-$ nei diversi dataset. Ai dati sono sovrapposti il risultato del fit (in blu) e la funzione che descrive il fondo (in rosso).

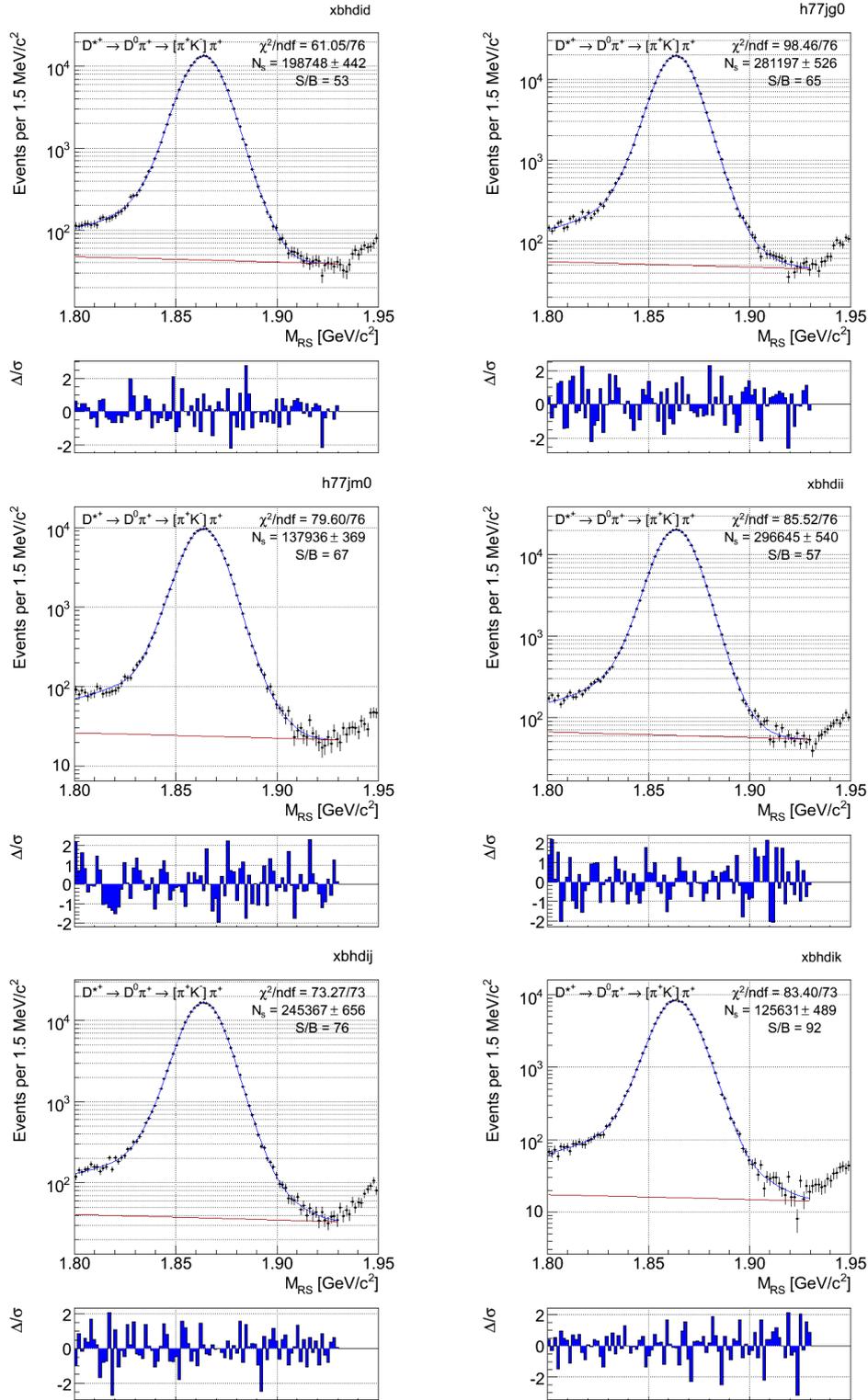


Figura 4.5: Distribuzione in massa invariante $M_{K-\pi^+}$ per i decadimenti $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (RS da D^{*+}) nei diversi dataset. Ai dati sono sovrapposti il risultato del fit (in blu) e la funzione che descrive il fondo (in rosso).

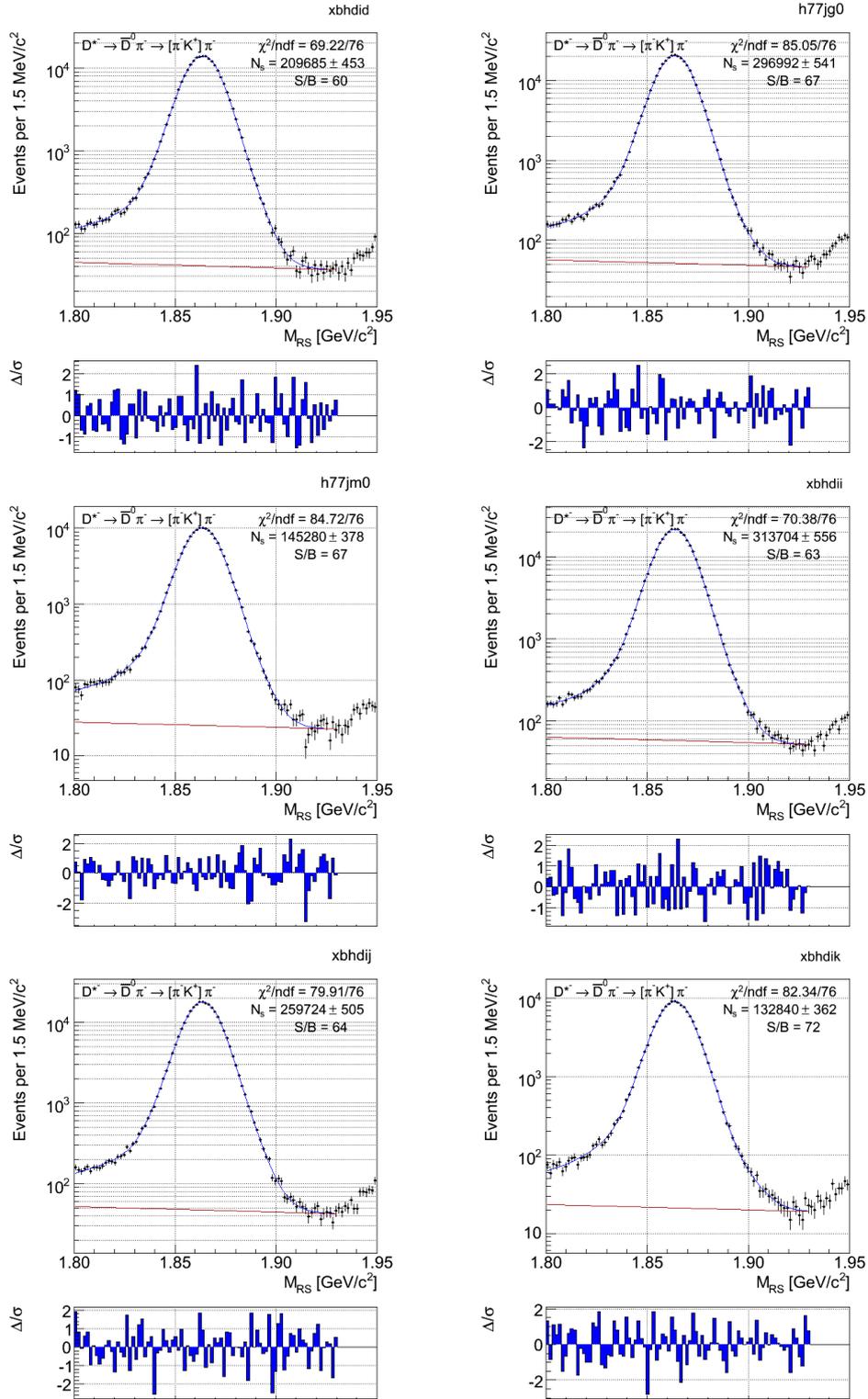


Figura 4.6: Distribuzione in massa invariante $M_{K^+\pi^-}$ per i decadimenti $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (RS da D^{*+}) nei diversi dataset. Ai dati sono sovrapposti il risultato del fit (in blu) e la funzione che descrive il fondo (in rosso).

tempo della misura di energia specifica di ionizzazione nella camera a deriva, che deve essere pertanto monitorata.

Quando una particella carica attraversa la camera ionizza gli atomi di gas lungo il suo cammino, lasciando una scia di elettroni e ioni. La perdita di energia nella camera è proporzionale alla carica ionizzata, che viene raccolta dai 96 *layer* di fili sensibili (*sense wires*) e corretta per l'inclinazione della traccia e le dimensioni della cella.

L'energia media rilasciata per unità di lunghezza da una particella (più pesante di un elettrone) di carica q che attraversa un volume di gas alla velocità $c\beta$ è approssimativamente data dalla formula di Bethe-Bloch [5]

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N e^4}{m_e c^2 \beta^2} q^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right], \quad (4.1)$$

dove N è la densità di elettroni nel mezzo, m_e (e) la massa (carica) dell'elettrone, I è il potenziale medio di eccitazione degli atomi del gas, e $\delta(\beta)$ è una correzione che tiene conto di effetti dovuti della densità che si hanno ad alte velocità.

Il valore più probabile per il dE/dx di una particella carica è funzione della sua velocità. Combinando la misura del dE/dx con quella dell'impulso si possono allora identificare le varie specie di particelle come mostrato in fig. 2.7.

Le curve misurate a CDFII non seguono perfettamente l'andamento della formula teorica (4.1), poichè la Bethe-Bloch si riferisce a una particella che attraversa un mezzo isotropo e omogeneo. Inoltre la COT misura il logaritmo della carica depositata attraverso la durata temporale degli impulsi registrati dai cavi sensibili. Questa quantità ha una distribuzione con notevoli code positive per cui operativamente si ricorre al calcolo di una media troncata superiormente.

Si usa pertanto la seguente variante "empirica" della formula di Bethe-Bloch (vedi fig. 4.7):

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{1}{\beta^2} \left[c_1 \ln \left(\frac{\beta\gamma}{b + \beta\gamma} \right) + c_0 \right] + a_1(\beta - 1) + a_2(\beta - 1)^2 + C, \quad (4.2)$$

con a_i , b , c_j , e C parametri estratti dai dati. La funzione in eq. (4.2) ha in sé le stesse caratteristiche che sono presenti nella funzione di Bethe-Bloch (4.1): i parametri c_0 e c_1 rappresentano rispettivamente le intensità della caduta dovuta al termine in $1/\beta^2$ e della risalita relativistica; il parametro b è associato alle proprietà del gas contenuto nella COT; i parametri a_1 e a_2 descrivono, infine, la regione a basso $\beta\gamma$.

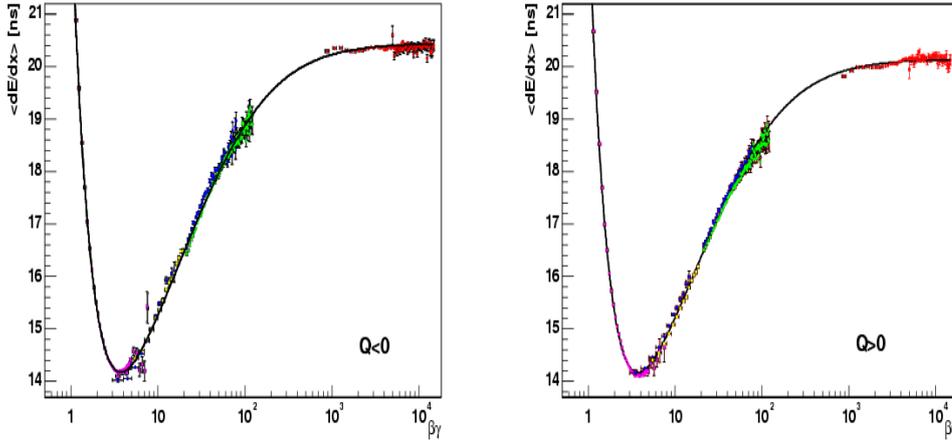


Figura 4.7: Valore del dE/dx medio misurato dalla COT in funzione di $\beta\gamma$ per tracce negative (a sinistra) e positive (a destra), con sovrapposto il fit all'eq. (4.2) (linea continua). I diversi colori indicano diverse particelle: elettroni (in rosso), muoni (in verde), kaoni (in giallo), pioni (in blu) e protoni (in magenta).

Si è osservato che il dE/dx misurato nella COT dipende anche da quale parte del volume della camera la traccia attraversa e dal tempo. Questi effetti, indotti dal rivelatore, rendono necessaria un'opportuna calibrazione che li minimizzi [37].

Dopo le correzioni necessarie, si ricava una parametrizzazione che descrive i dati nella forma di (4.2), e che predice il dE/dx medio di una particella misurato l'impulso e in una arbitraria ipotesi di massa. Paragonando il valore predetto e quello osservato di perdita di energia si costruiscono le distribuzioni di probabilità che sono usate nei fit per identificare le particelle su base statistica.

4.3.1 Parametrizzazione dell'andamento del dE/dx in funzione dell'impulso

La procedura di calibrazione non è però al momento disponibile per tutto il campione di dati. Per dare un'idea di quali sono gli effetti presenti nel dE/dx non calibrato mostriamo in fig. 4.8 la media delle distribuzioni del dE/dx non corretto (*raw*) per pioni e kaoni per i diversi *dataset*. Ci sono delle variazioni della risposta dipendenti dal tempo, che vogliamo parametrizzare per poter, nel cap. 8, stimare l'impatto dell'introduzione del PID nell'analisi mostrata in questa tesi.

Per ogni *dataset* parametrizziamo con un fit *binned* di minimo χ^2 la dipendenza della perdita di energia dall'impulso, separatamente per pioni e kaoni, in modo da

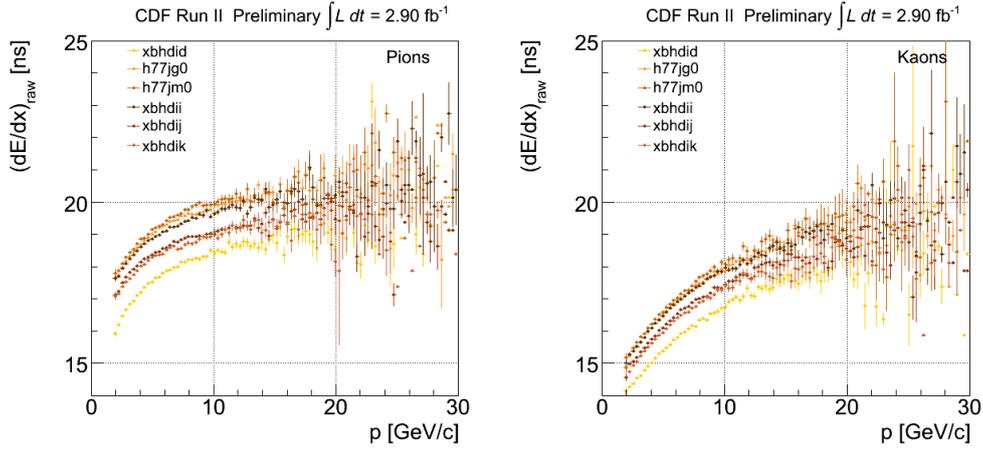


Figura 4.8: Andamento del dE/dx non corretto in funzione dell'impulso per un campione di pioni (a sinistra) ed uno di kaoni (a destra) e per i diversi dataset.

ottenere le curve del dE/dx “aspettato” in funzione dell'impulso, che serviranno in seguito per valutare l'impatto dell'aggiunta del PID nell'analisi. Trascuriamo le piccole differenze tra energia persa per ionizzazione per tracce cariche positive da quelle negative.

Il campione puro di pioni e kaoni è composto dalle tracce degli eventi RS selezionati con le seguenti richieste:

- (i) la differenza di masse ΔM_{RS} deve essere entro un r.m.s. dal suo valore nominale ($|\Delta M_{RS} - 5.85| < 0.45 \text{ MeV}/c^2$);
- (ii) la massa invariante M_{RS} deve essere entro tre r.m.s. dal valore della massa del D^0 ($|M_{RS} - m_{D^0}| < 26.26 \text{ MeV}/c^2$).

Le fig. 4.9-4.12 mostrano i dettagli di ogni fit. La funzione usata è un polinomio di grado cinque. Il fit è eseguito nell'intervallo di impulso che va da 2 GeV/c a 22 GeV/c , che è quello rilevante ai nostri scopi.

Prima di affrontare la descrizione dell'analisi, per una più agile comprensione dei prossimi capitoli diamo qui una sintetica panoramica di come il lavoro descritto in questa tesi si inquadra in un progetto di analisi più ricco ed ampio.

4.4 Panoramica dell'analisi

L'obiettivo di lungo periodo del lavoro iniziato in questa tesi è la misura del *charm mixing*. Tuttavia, anche i passi intermedi offrono l'opportunità di ottenere risultati

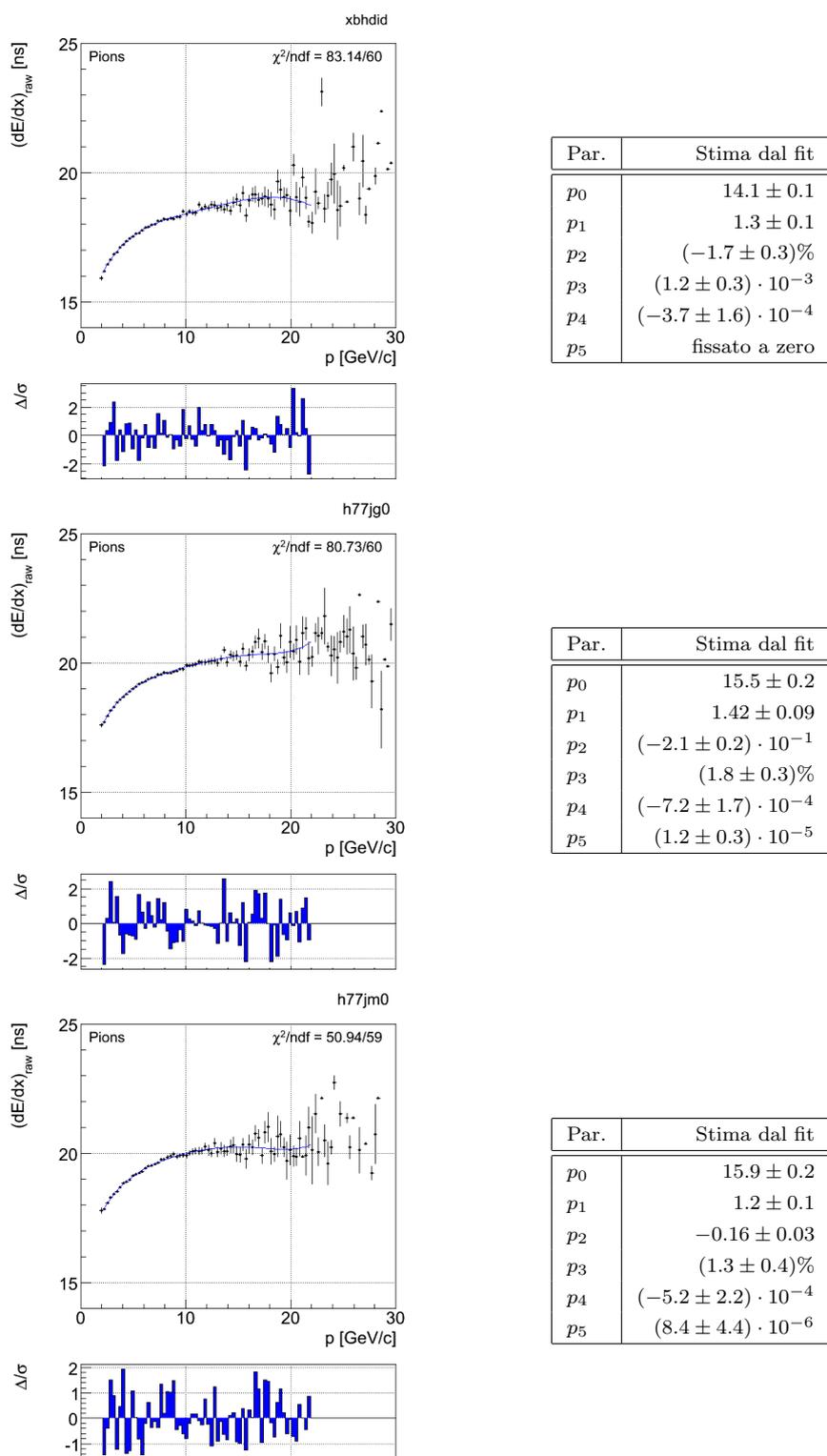


Figura 4.9: dE/dx in funzione dell'impulso per pioni e per diversi dataset.

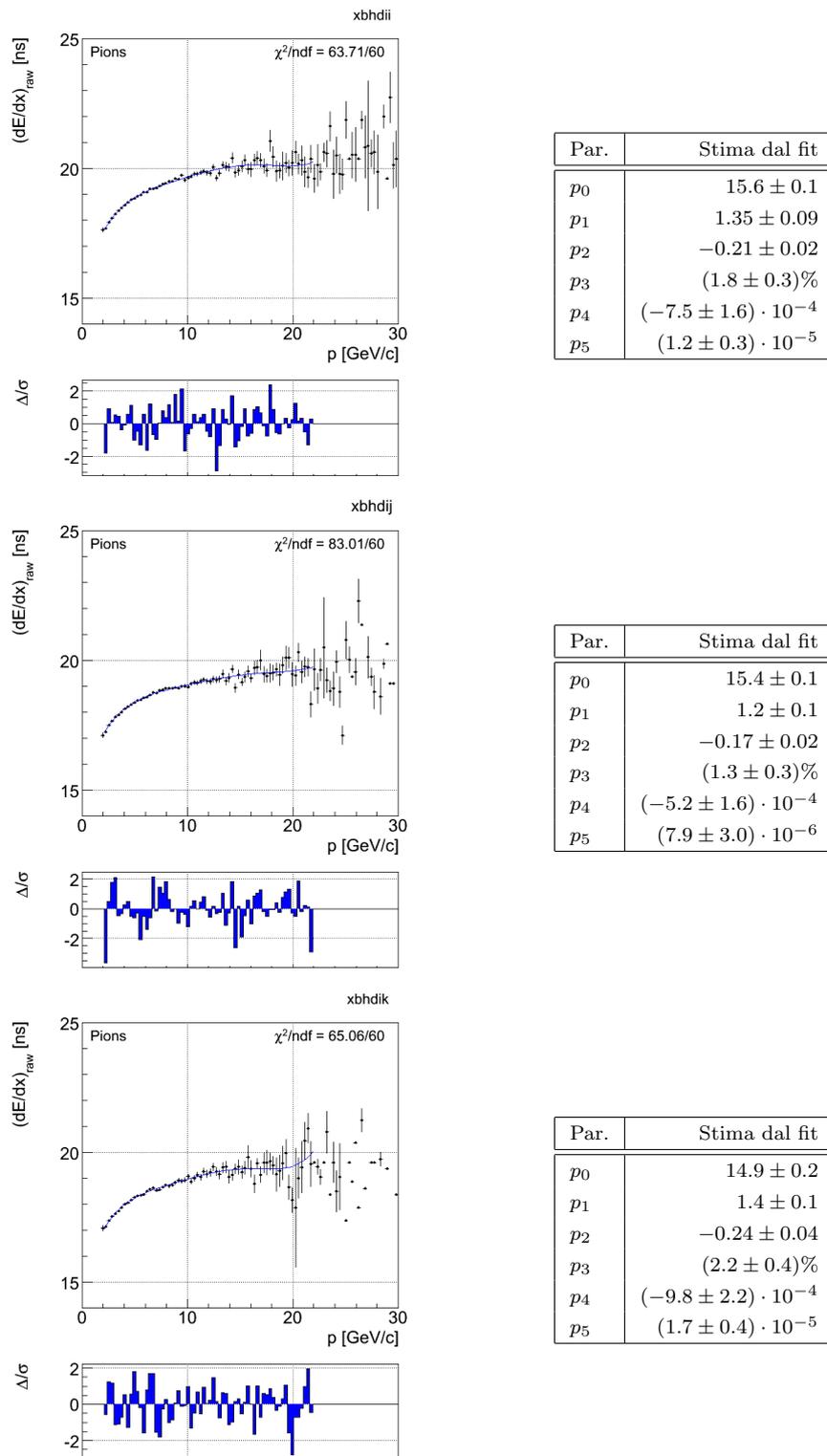


Figura 4.10: dE/dx in funzione dell'impulso per pioni e per diversi dataset.

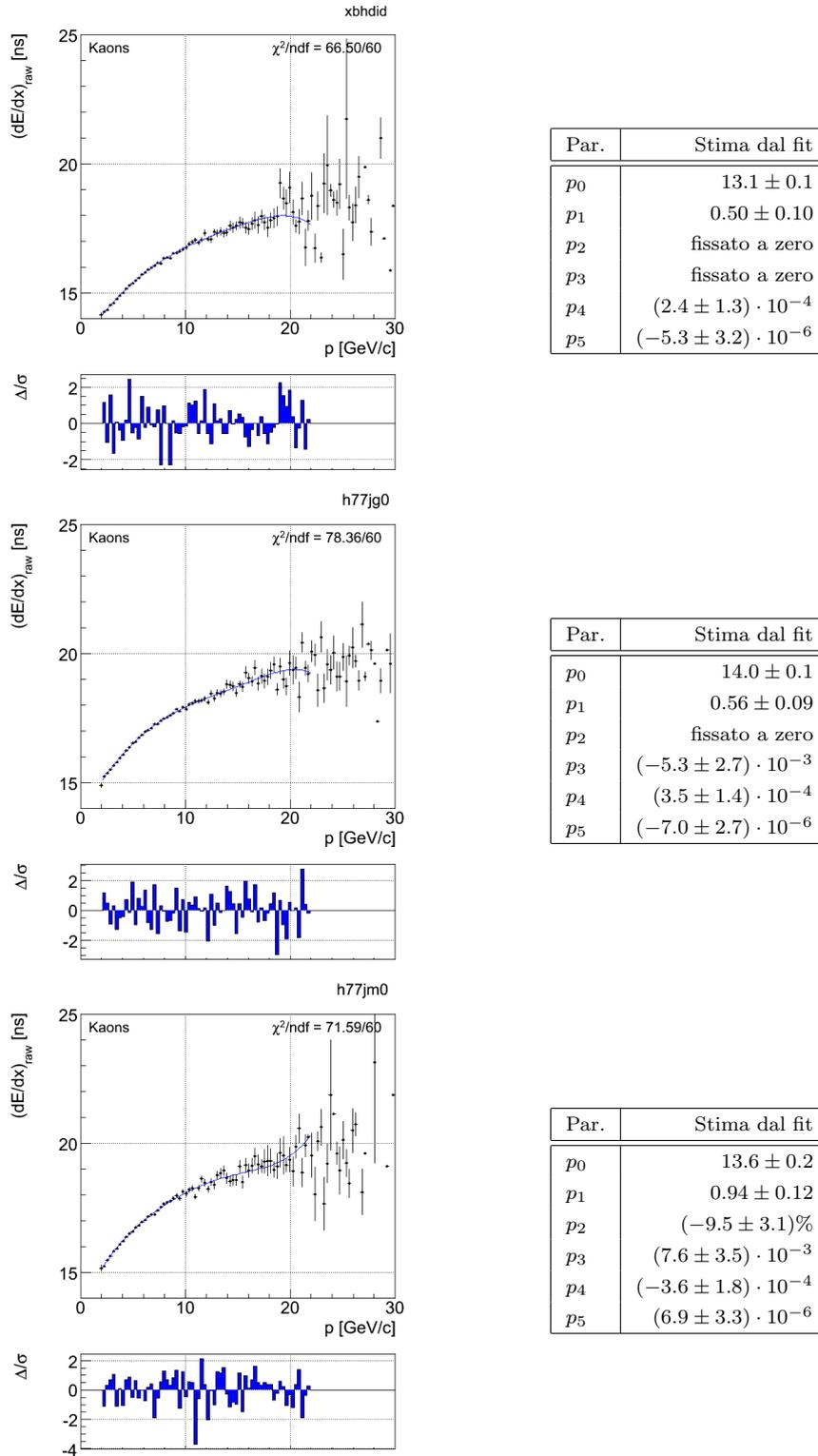


Figura 4.11: dE/dx in funzione dell'impulso per kaoni e per diversi dataset.

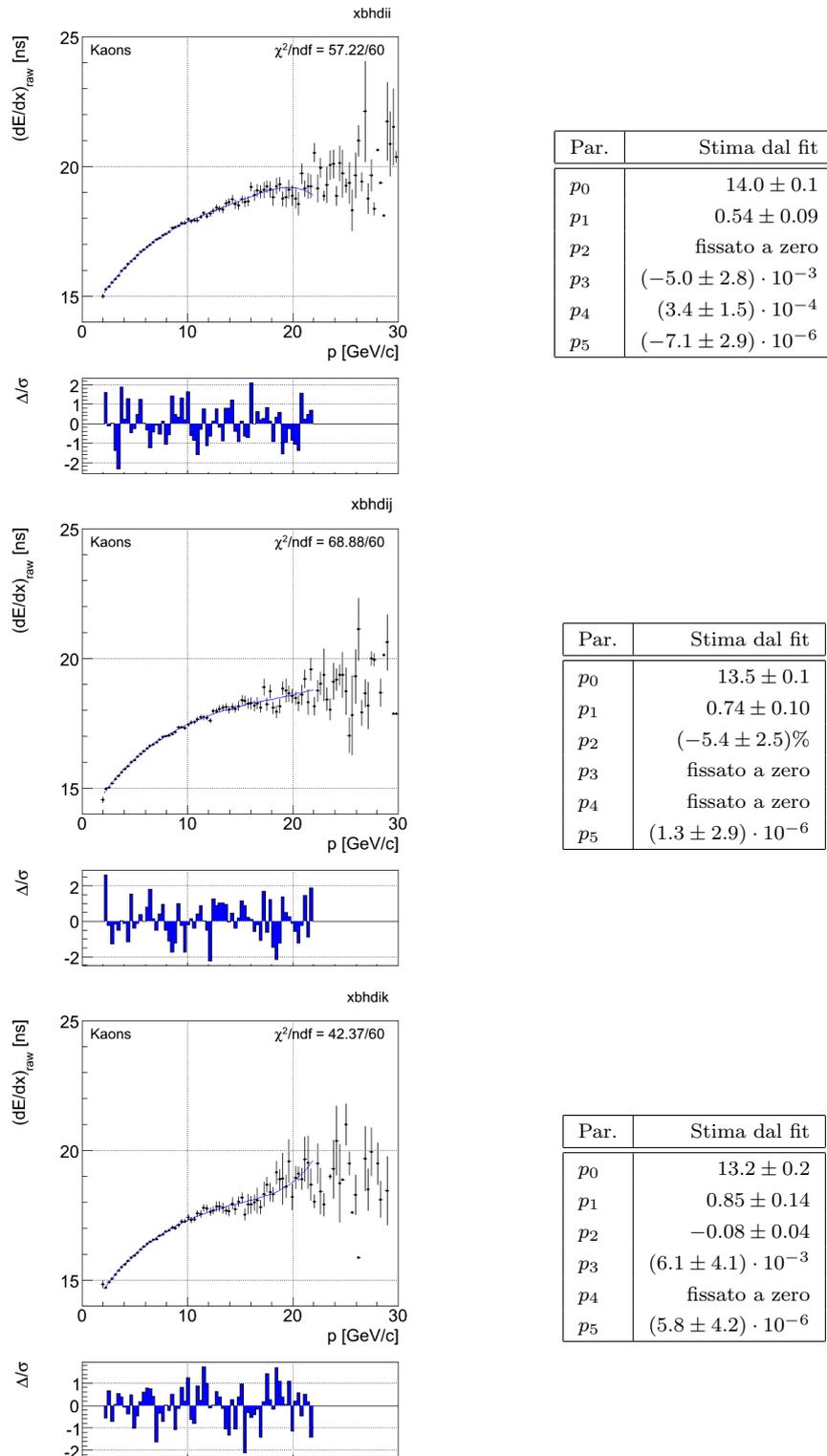


Figura 4.12: dE/dx in funzione dell'impulso per kaoni e per diversi dataset.

di altrettanto grande interesse, come le asimmetrie che violano CP nei decadimenti $D^0 \rightarrow h^+ h'^-$. Illustriamo di seguito la strategia scelta:

Misura integrata nel tempo – Primo passo verso il *mixing* è necessariamente una misura integrata nel tempo del rapporto tra i decadimenti WS e RS, R_B . Per ottenere questo occorrono:

- (a) Una strategia che permetta di determinare la composizione del campione in termini di WS, RS, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , e fondi. Il metodo scelto è un fit, più ottimale e completo (anche se complicato) rispetto alle analisi convenzionali basate su “tagli”. Diversi stadi di complessità sono:
 - (i) fit di composizione che utilizza solo l’informazione della cinematica (fit cinematico);
 - (ii) fit cinematico complementato dall’informazione del PID (fit completo).
- (b) Correzione dei risultati del fit per eliminare gli effetti di accettazione ed efficienza indotti da *trigger* e rivelatore. Queste quantità possono essere valutate ricorrendo alla simulazione oppure, meglio, direttamente dai dati come verrà descritto in sez. 7.3.
- (c) Valutazione delle incertezze sistematiche.

Questo primo passo già permette di misurare il rapporto WS/RS e le asimmetrie dirette negli stati finali $K^-\pi^+$, $\pi^+\pi^-$ e K^+K^- ed è quello illustrato in questo lavoro di tesi. Una volta che questo è stato finalizzato, l’analisi si estende alla misura dipendente dal tempo.

Misura dipendente dal tempo – Per passare alla misura del rapporto dipendente dal tempo tra decadimenti WS e RS, $R(t)$, e misurare così i parametri del *charm mixing* (R_D , x' ed y') e l’eventuale violazione di CP *nel mixing*, sono necessari altri due passi:

- (d) La misura dipendente dal tempo è ottenuta campionando, con il fit di composizione, il rapporto tra decadimenti WS e RS a diversi valori del tempo proprio di decadimento del candidato D^0 , ad esempio suddividendo il campione in intervalli mutuamente esclusivi di

$$ct(D^0) = \frac{m_{D^0} \cdot L_{xy}}{p_t(D^0)}.$$

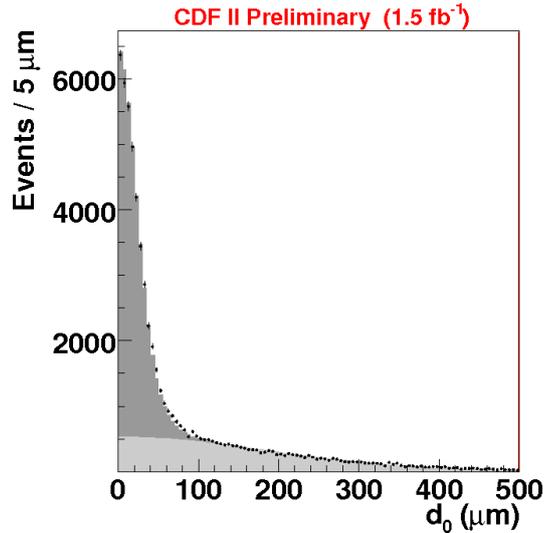


Figura 4.13: Esempio di distribuzione del parametro d'impatto dei candidati D^0 RS (punti con errore); in grigio scuro è mostrata la distribuzione degli eventi da D^* prompt, ed in grigio chiaro quella da D^* provenienti da B , [19].

Un fit del rapporto WS/RS in funzione di ct permette di stimare i parametri dell'oscillazione. Se, addirittura, si è in grado di applicare il fit ai campioni di mesoni prodotti come D^0 o come \bar{D}^0 indipendentemente, la misura diventa sensibile alla violazione di CP nel *mixing* (con un fattore $\approx \sqrt{2}$ di penalità in potere statistico). Nella misura dipendente dal tempo diventa critica la comprensione dell'evoluzione temporale dei fondi: un fondo che evolve diversamente nel tempo tra i WS e i RS costituisce una pericolosa fonte di sistematica. Tra questi, uno dei dominanti è quello da D^* prodotti nel decadimento di un mesone B^0 ($\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} X) \approx 13\%$). Tali eventi (detti D^* *non-prompt*) modificano la distribuzione in vita media del D^0 e vanno perciò sottratti. Infatti il vertice del D^* è ricostruito con cattiva risoluzione a causa del pione di basso impulso, i cui parametri di traccia soffrono di grandi incertezze, quindi non può essere utilizzato per eliminare la componente di decadimenti *non-prompt*. A questo proposito è necessario il passo addizionale seguente.

- (e) Un modo efficiente per ovviare alla difficoltà dei D^* *non-prompt* è di aggiungere il parametro d'impatto del candidato D^0 tra le osservabili del fit di composizione: tale quantità, infatti, come mostrato in fig. 4.13, presenta una distribuzione stretta quando il D^* è prodotto nel vertice

primario, mentre è ben più larga per i D^* provenienti dal decadimento di un B . Fittando quindi indipendentemente le due componenti, si riesce a separare gli effetti di *mixing* da quelli di D^* *non-prompt*.

Capitolo 5

Separazione cinematica

Questo capitolo descrive il metodo, proposto e sviluppato in questa tesi, per separare statisticamente all'interno del campione $D^{+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow [K^\mp\pi^\pm]\pi^+$ le componenti RS e WS tra loro e dal fondo.*

5.1 Metodologia

L'estrazione delle misure di nostro interesse richiede la separazione, all'interno del campione di $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow [K^\mp\pi^\pm]\pi^+$, dei contributi individuali dei vari canali di decadimento e del fondo. Abbiamo a disposizione due strumenti fondamentali:

- la cinematica, ovvero gli impulsi dei prodotti di decadimento, che combinati con la carica sono tutta l'informazione che la tracciatura offre;
- il PID (*Particle IDentification*), ovvero l'informazione sull'identità delle particelle nello stato finale (dE/dx e TOF). CDFII è un esperimento disegnato principalmente per misure di fisica di alto p_t , e non dispone di un rivelatore ottimizzato per identificazione di adroni carichi con $p_t > 2 \text{ GeV}/c$. L'unica informazione utile è quella derivante dalla misura della ionizzazione nella COT la quale, però, può essere usata solo per discriminare su base statistica, in quanto la sua risoluzione è insufficiente per farlo evento per evento.

Il PID non è ancora calibrato su tutto il campione, quindi per la misura descritta in questa tesi l'informazione utile a separare i diversi contributi che compongono il segnale verrà ottenuta studiando le piccole differenze cinematiche che esistono tra i diversi processi di decadimento, adattando al nostro caso una tecnica che si è

dimostrata proficua nello studio dei decadimenti *charmless* del mesone $B_{(s)}^0$ in due adroni carichi, [39].

Nel cap. 8, inoltre, verrà comunque stimato il miglioramento che può essere ottenuto con l'aggiunta del dE/dx , in previsione dell'analisi completa.

5.1.1 Separazione dei decadimenti $D^0 \rightarrow h^+h'^-$

Tra le possibili quantità capaci di distinguere i diversi decadimenti che compongono il segnale, la massa invariante dello stato finale ha un ruolo chiave. Tuttavia, in assenza di PID, si è costretti a scegliere arbitrariamente un'assegnazione di massa per le particelle dello stato finale. Alternativamente si può valutare, per ogni decadimento, le masse invarianti risultanti da tutte le possibili assegnazioni di massa (nel nostro caso $K^-\pi^+$, $K^+\pi^-$, $\pi^+\pi^-$ e K^+K^-) aumentando di molto il numero di osservabili in *input* nella funzione di *likelihood*, le quali sarebbero inoltre fortemente correlate. Si è allora scelto di usare due variabili, debolmente correlate, capaci di contenere l'informazione cinematica corrispondente a tutte le possibili assegnazioni di massa alle particelle finali, riducendo però al minimo la complessità del fit:

(i) la massa invariante nell'ipotesi WS, ovvero la massa ricostruita, evento per evento, con assegnazione $K^+\pi^-$ per i decadimenti del D^0 e $K^-\pi^+$ per quelli di \bar{D}^0 ;

(ii) la quantità α ,

$$\alpha = \left(1 - \frac{p_{\min}}{p_{\max}}\right) q_{\min}, \quad (5.1)$$

dove q_{\min} è la carica della particella finale con modulo dell'impulso minore, p_{\min} , e p_{\max} è il modulo dell'impulso dell'altra particella finale.

Il perché della scelta di tali variabili è intuibile dai grafici in fig. 5.1, che mostrano le distribuzioni bidimensionali (M_{WS}, α) , separatamente per D^0 e \bar{D}^0 , dei dati in confronto a quelle ottenute con la simulazione. Il valor medio di M_{WS} è costante (e pari a m_{D^0}) in funzione di α per il canale WS, mentre gli altri canali mostrano una dipendenza da α specifica, e calcolabile analiticamente, in cui lo spostamento da m_{D^0} aumenta quando gli impulsi delle due tracce finali sono molto sbilanciati. Si noti che M_{WS} 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 . La distribuzione congiunta di queste due variabili permette quindi di separare statisticamente i decadimenti $K^-\pi^+$ da quelli $K^+\pi^-$, che è il nostro obiettivo principale.

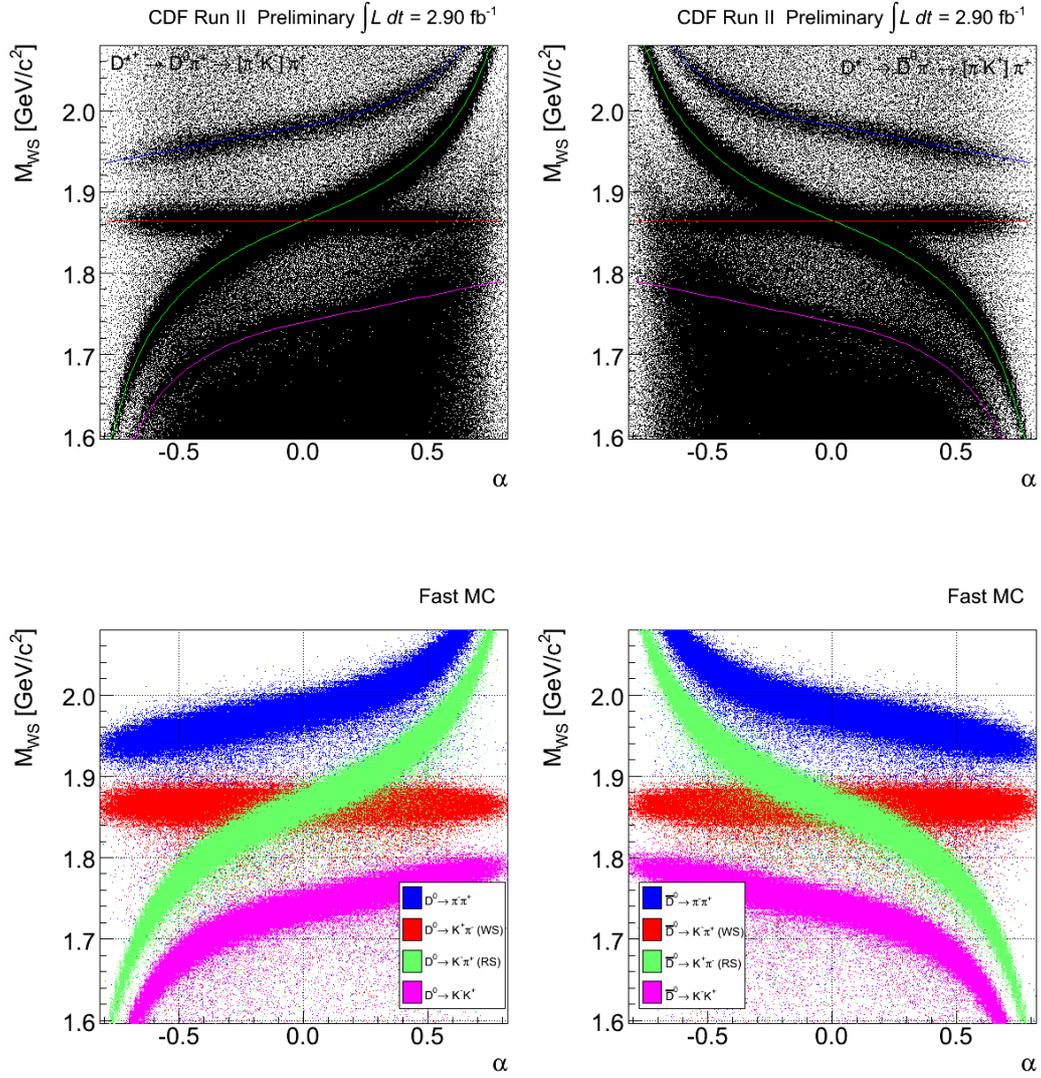


Figura 5.1: In alto: distribuzione bidimensionale (M_{WS}, α) dei candidati D^0 (a sinistra) e \bar{D}^0 (a destra), ottenuta applicando la selezione offline con sovrapposte le curve teoriche, corrispondenti alle formule in tab. 5.1. In basso: stessa distribuzione ottenuta con la simulazione Fast MC dei decadimenti $D^0 \rightarrow h^+ h'^-$.

Relazioni tra masse invarianti e variabile α

Si prenda un generico decadimento di una particella in due corpi di masse m_1, m_2 , i cui momenti sono $\mathbf{p}_{\min}, \mathbf{p}_{\max}$ (il pedice 1 si indica la massa della particella con modulo dell'impulso minore) la massa invariante del sistema vale allora:

$$M_{12}^2 = \left(\sqrt{m_1^2 + p_{\min}^2} + \sqrt{m_2^2 + p_{\max}^2} \right)^2 - (\mathbf{p}_{\min} + \mathbf{p}_{\max})^2. \quad (5.2)$$

Si supponga ora di assegnare alle particelle finali le masse $m_a \neq m_1$ e $m_b \neq m_2$; è allora possibile calcolare la massa invariante del sistema, M_{ab} , come:

$$M_{ab}^2 = \left(\sqrt{m_a^2 + p_{\min}^2} + \sqrt{m_b^2 + p_{\max}^2} \right)^2 - (\mathbf{p}_{\min} + \mathbf{p}_{\max})^2. \quad (5.3)$$

Poiché le particelle finali nel nostro campione hanno impulso trasverso maggiore di $2 \text{ GeV}/c$ e poiché le masse del pione e del kaone valgono rispettivamente $m_\pi \approx 140 \text{ MeV}/c^2$ e $m_K \approx 494 \text{ MeV}/c^2$, le equazioni (5.2), (5.3) possono essere sviluppate al primo ordine significativo in $(m/p)^2$ e la loro differenza può scriversi come:

$$M_{ab}^2 - M_{12}^2 \approx \left(1 + \frac{p_{\min}}{p_{\max}} \right) (m_b^2 - m_2^2) + \left(1 + \frac{p_{\max}}{p_{\min}} \right) (m_a^2 - m_1^2). \quad (5.4)$$

L'equazione (5.4) indica che, con ottima approssimazione, la massa invariante risultante da qualsiasi possibile assegnazione alle particelle dello stato finale (M_{ab}) può essere espressa in funzione di sole due osservabili: la massa vera, M_{12} , e lo sbilanciamento tra gli impulsi, p_{\min}/p_{\max} .

Dopo aver scelto un'arbitraria ipotesi di massa, da cui risulta la massa invariante M_{ab} , il termine della *likelihood* corrispondente ad un dato modo di decadimento sarà facilmente espresso in termini della massa nominale del D^0 ($M_{12} = m_{D^0}$) e del rapporto tra gli impulsi. Se si sceglie, ad esempio, l'assegnazione di massa WS per le particelle finali, si ottiene che il valore della massa invariante in tale ipotesi vale:

$$M_{WS}^2 \approx m_{D^0}^2 + \left(1 + \frac{p_{\min}}{p_{\max}} \right) (m_\pi^2 - m_2^2) + \left(1 + \frac{p_{\max}}{p_{\min}} \right) (m_K^2 - m_1^2) \quad (5.5)$$

Nel nostro segnale le due particelle dello stato finale sono diverse, pertanto è possibile sfruttare l'informazione della carica per separare gli stati finali $K^- \pi^+$ da quelli $K^+ \pi^-$ e distinguere così i decadimenti RS da quelli WS: in un decadimento a due corpi, infatti, la particella più pesante ha statisticamente anche impulso maggiore, inoltre nel caso del D^0 la particella negativa è quasi sempre un kaone, mentre

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

Tabella 5.1: *Espressioni analitiche della massa invariante dei candidati D^0 con assegnazione di massa WS per i diversi canali di decadimento. I valori per $\alpha < 0$ ($\alpha > 0$), corrispondono a decadimenti in cui la particella di carica negativa ha modulo dell'impulso minore (maggiore).*

quella positiva quasi sempre un pione (decadimento CF). Per questa ragione è conveniente sostituire l'osservabile p_{\min}/p_{\max} con una nuova variabile, α appunto, con valori nell'intervallo $[-1, 1]$, definita dalla (5.1). La (5.5) assume ora forme diverse per ciascun canale di decadimento, come mostrato in tab. 5.1.

La variabile M_{WS} è la massa ricostruita evento per evento con assegnazione WS¹ mentre $\mathcal{M}(\alpha)$ è il suo valore di aspettazione per un determinato valore di α . L'assegnazione sbagliata provoca uno spostamento della media della distribuzione, funzione solo della massa nominale, m_{D^0} , e di α , che viene calcolato attraverso le relazioni in tab. 5.1. In fig. 5.1 si verifica come le relazioni trovate descrivono correttamente l'andamento osservato sui dati.

5.1.2 Separazione dal fondo di decadimenti parzialmente ricostruiti

Lo spazio (M_{WS}, α) permette anche di separare statisticamente alcuni dei decadimenti parzialmente ricostruiti, come mostrato dalle distribuzione Fast MC in fig. 5.2.

Tali decadimenti, come anche i segnali $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^+K^-$, non saranno inclusi nel fit di *likelihood* in questa prima applicazione dell'analisi ai dati perché al momento siamo interessati soprattutto a verificare la risoluzione nella separazione di RS rispetto a WS, la più critica per la misura di oscillazione. Se l'approccio scelto funzionerà, non ci aspettiamo difficoltà ulteriori nell'includere altre componenti di

¹Ossia assegnando, evento per evento, la massa del kaone alla traccia con carica opposta a quella della traccia soffice (si veda eq. (1.7)).

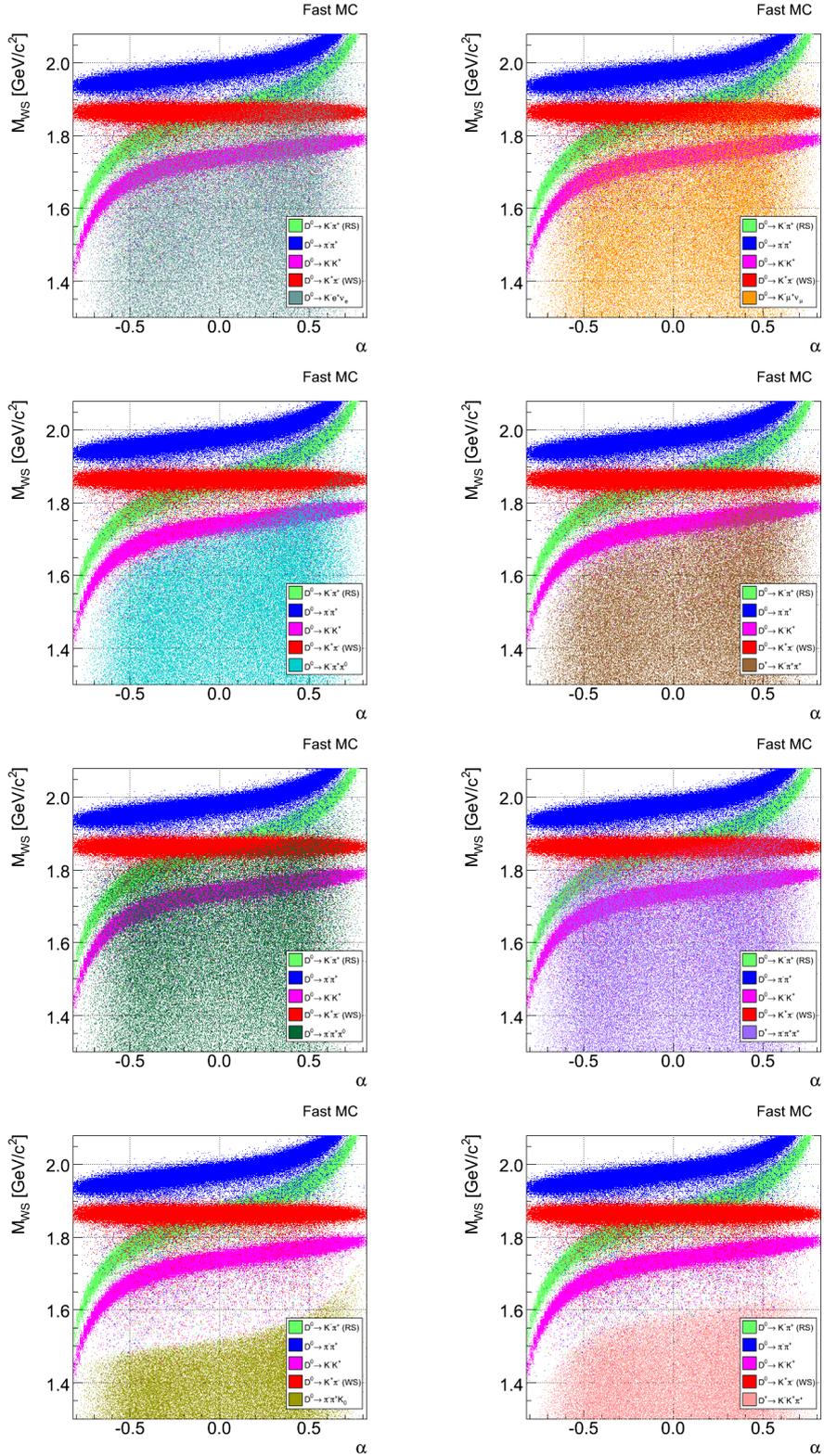


Figura 5.2: Distribuzione bidimensionale (M_{WS}, α) per i decadimenti del D^0 parzialmente ricostruiti (elencati nel cap. 3) ottenuti con la simulazione Fast MC. Sono inclusi anche i decadimenti $D^0 \rightarrow h^+ h'^-$ per confronto.

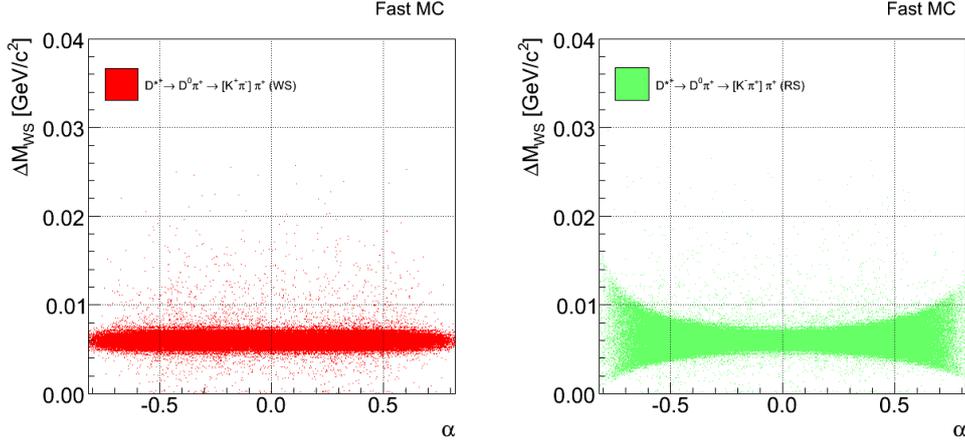


Figura 5.3: Distribuzione bidimensionale $(\Delta M_{WS}, \alpha)$ ottenute con la simulazione Fast MC dei decadimenti WS (a sinistra) e RS (a destra).

decadimenti del D^0 , che sono realisticamente modellabili con la simulazione. Al contrario, le difficoltà maggiori vengono dalla parametrizzazione del fondo combinatorio e di quello di falsi D^* su cui la simulazione non aiuta, e su cui vogliamo concentrare il nostro lavoro. Pertanto in questa prima fase, la maggior parte dei segnali da D^0 , eccetto RS e WS, sarà eliminata con i tagli: $M_{K^+K^-} > (m_{D^0} + 43.7 \text{ MeV}/c^2)$ e $M_{\pi^+\pi^-} < (m_{D^0} - 43.7 \text{ MeV}/c^2)$. La frazione che sopravvive a tale selezione sarà considerata trascurabile.

5.1.3 Separazione dal fondo di D^* falsi

L'osservabile ottimale per la discriminazione tra i candidati D^* dal fondo, è il Q -value del decadimento, ovvero la differenza tra le masse ricostruite dello stato iniziale e di quello finale in una data ipotesi di massa, sia ad esempio WS:

$$\Delta M_{WS} = M_{WS}(D^*) - M_{WS}(D^0) - m_{\pi}$$

Anche in questo caso l'assegnazione sbagliata delle masse delle particelle finali, nel calcolo delle masse invarianti del candidato D^* e di quello D^0 , provoca un'alterazione delle distribuzioni in ΔM_{WS} . A differenza del caso precedente, però, il calcolo analitico è ora complicato dall'entrata in gioco di una terza traccia, ed è in pratica difficile da realizzare. A questo livello dell'analisi ci accontentiamo di estrarre tale dipendenza parametrizzandola direttamente dai dati, consapevoli del fatto però che la dipendenza analitica, potrà essere eventualmente inclusa in seguito in un eventuale raffinamento dell'analisi.

Per descrivere qualitativamente cosa accade, ricorriamo alla simulazione. La fig. 5.3 mostra le distribuzioni bidimensionali $(\Delta M_{WS}, \alpha)$ per un campione simulato di decadimenti RS e WS: si nota allora che, quando si sbaglia l'assegnazione di massa, la distribuzione si allarga tanto più quanto più gli impulsi delle tracce del candidato D^0 sono sbilanciati. Inoltre la dipendenza da α di tale effetto non sembra simmetrica rispetto allo zero.

Vogliamo ora utilizzare l'informazione cinematica in un fit di *maximum likelihood*, come verrà descritto nel prossimo capitolo.

Capitolo 6

Il fit di composizione

Questo capitolo mostra come l'informazione cinematica è combinata in un fit di massima verosimiglianza (*maximum likelihood*) [38].

6.1 La funzione di *likelihood*

Tutta l'informazione cinematica, riassunta nelle variabili

M_{WS} – massa invariante della coppia di particelle dello stato finale con assegnazione di massa WS ($K^+\pi^-$ per i D^0 , $K^-\pi^+$ per i \bar{D}^0);

α – sbilanciamento (con segno) tra gli impulsi delle particelle dello stato finale;

ΔM_{WS} – differenza tra le masse dello stato finale e quelle dello stato iniziale in ipotesi di massa WS ($K^+\pi^-\pi_s^+$, $K^-\pi^+\pi_s^-$),

è utilizzata in un fit *unbinned* di *maximum likelihood* per separare statisticamente i contributi al segnale tra loro, e dal fondo. Le quantità principali stimate dal fit sono le frazioni di tali contributi.

La funzione di *likelihood* totale, \mathcal{L} , si ottiene dal prodotto delle funzioni di *likelihood* \mathcal{L}_i di N eventi:

$$\mathcal{L}(\boldsymbol{\vartheta}) = \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i(\boldsymbol{\vartheta} | M_{\text{WS}}^i, \alpha^i, \Delta M_{\text{WS}}^i),$$

dove i è l'indice dell'evento considerato e $\boldsymbol{\vartheta}$ è il vettore di parametri che si vuole stimare. La *likelihood* di ogni evento è scritta come la somma di termini dovuti ai vari contributi (omettiamo per praticità la scrittura di $(\boldsymbol{\vartheta} | M_{\text{WS}}^i, \alpha^i, \Delta M_{\text{WS}}^i)$):

$$\mathcal{L}_i = f_{\text{sig}} \cdot \mathcal{L}_i^{\text{sig}} + (1 - f_{\text{sig}}) \cdot [f_{\text{fake}} \cdot \mathcal{L}_i^{\text{fake}} + (1 - f_{\text{fake}}) \cdot \mathcal{L}_i^{\text{bkg}}].$$

Gli indici “sig”, “fake”, “bkg”, indicano rispettivamente i termini che descrivono il segnale (decadimenti RS e WS), il fondo di falsi D^* , ed il fondo combinatorio; f_{sig} è la frazione di segnale relativa alla totalità degli eventi ed f_{fake} invece è quella di D^* falsi relativa agli eventi di fondo.

La *likelihood* degli eventi di segnale è ottenuta dalla somma della PDF (*probability density function*) dei decadimenti RS e di quelli WS pesata per le appropriate frazioni:

$$\mathcal{L}_i^{\text{sig}} = f_{\text{RS}} \cdot \wp_{\text{RS}} + (1 - f_{\text{RS}}) \cdot \wp_{\text{WS}}.$$

In modo analogo è scritta la *likelihood* del fondo di D^* falsi:

$$\mathcal{L}_i^{\text{fake}} = f_{\text{fake}_{\text{RS}}} \cdot \wp_{\text{fake}_{\text{RS}}} + (1 - f_{\text{fake}_{\text{RS}}}) \cdot \wp_{\text{fake}_{\text{WS}}},$$

dove l’etichetta “fake_{RS}” (“fake_{WS}”) indica il termine corrispondente ai candidati D^0 che, accoppiati ad un π_s casuale, mimano i decadimenti RS (WS); mentre quella del fondo combinatorio è semplicemente:

$$\mathcal{L}_i^{\text{bkg}} = \wp_{\text{bkg}}$$

Ai livelli di statistica presenti nel nostro campione ($\mathcal{O}(10^6)$ eventi), non è disponibile una simulazione MC capace di riprodurre le distribuzioni dei dati di CDF in maniera sufficientemente realistica. Per tale ragione, si è deciso di utilizzare, finché possibile, i dati stessi per estrarre le parametrizzazioni (ossia le PDF) sia per il segnale che per i fondi.

6.2 Studio delle correlazioni tra le osservabili del fit

Per scrivere correttamente le PDF di segnali e fondi, senza indurre *bias* nel fit, è necessario considerare le correlazioni tra le osservabili ($M_{\text{WS}}, \Delta M_{\text{WS}}, \alpha$), sia per il segnale che per il fondo.

In assenza di un campione abbastanza puro di decadimenti WS, si sono usati i soli decadimenti RS. Ricordando che nel fit useremo le osservabili di massa e differenza di massa in ipotesi *wrong sign*, il principio è questo:

- (i) si selezionano, nella maniera più pura possibile, i decadimenti RS e si studiano le correlazioni e le distribuzioni delle variabili M_{RS}, α e ΔM_{RS} e delle variabili $M_{\text{WS}}, \alpha, \Delta M_{\text{WS}}$;
- (ii) i risultati ottenuti sulle prime saranno usati per descrivere la PDF del termine WS semplicemente operando la trasformazione $\alpha \rightarrow -\alpha$,

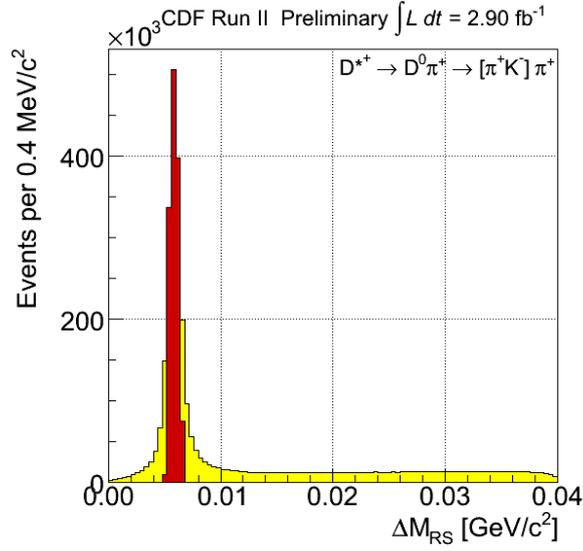


Figura 6.1: Distribuzione in ΔM_{RS} . In rosso è indicato l'intervallo usato per selezionare il campione di decadimenti RS.

(iii) dalle seconde si estrarrà la PDF del termine RS della *likelihood*.

Questo è possibile perché gli stati RS e WS sono cinematicamente identici; le uniche discriminanti sono le cariche delle particelle finali, le quali nei WS sono opposte a quelle RS; ne segue che le distribuzioni in α (si veda eq. (5.1)) saranno uguali a meno del segno. Quindi le correlazioni tra osservabili RS nel campione (dominato da) RS sono riconducibili a quelle tra osservabili WS nel campione WS.

6.2.1 Fattorizzazione della *likelihood* di segnale

Lo spostamento in massa, funzione dello sbilanciamento in impulso delle due tracce, che si osserva in caso di sbagliata assegnazione di massa rappresenta una dipendenza tra la massa invariante e α . La stessa assegnazione sbagliata produce una correlazione anche tra l'osservabile ΔM_{WS} ed α (vedi fig. 5.3).

Occorre controllare se tali correlazioni sono dovute interamente all'errata assegnazione, oppure se effetti residui esistono ancora quando l'assegnazione di massa alle particelle dello stato finale è corretta.

Nel seguito sono studiate le correlazioni, per il campione di eventi RS, tra le osservabili calcolate nella giusta ipotesi di massa, M_{RS} , ΔM_{RS} e α . Si seleziona un campione di RS puro al $\mathcal{O}(95\%)$ richiedendo che il ΔM_{RS} sia entro 1.5 r.m.s. dal valore nominale ($|\Delta M_{RS} - 5.85| < 0.67 \text{ MeV}/c^2$, vedi fig. 6.1).

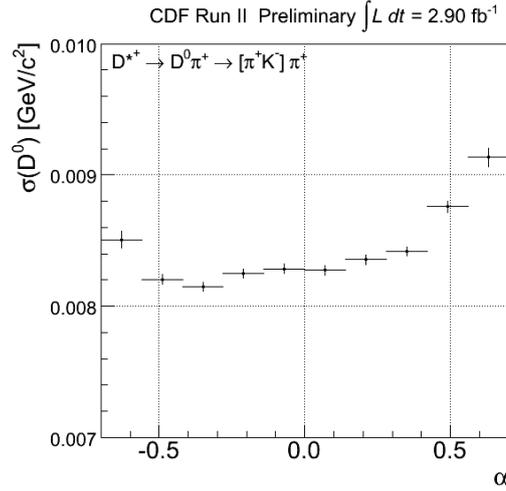


Figura 6.2: *Andamento della larghezza della distribuzione in M_{RS} al variare di α per gli eventi RS.*

M_{RS} e α

Il valore di aspettazione della massa invariante, calcolata nell'ipotesi di massa corretta, non dipende da α (vedi tab. 5.1). Per studiare la correlazione tra queste due variabili occorre quindi controllare se esiste una dipendenza tra la risoluzione in M_{RS} ed α .

Approssimiamo il corpo centrale della distribuzione in M_{RS} ad una distribuzione gaussiana, ed eseguiamo un fit *binned* di minimo χ^2 in 10 intervalli mutuamente esclusivi di α , in modo da osservare come varia la risoluzione in massa, $\sigma(M_{RS})$, in funzione di α .

In fig. 6.2 è riportato l'andamento della σ stimata dal fit al variare dell'intervallo. Esiste una dipendenza tra risoluzione in massa ed α ; questa verrà inclusa nella scrittura della *likelihood* del segnale.

ΔM_{RS} e α

Con la stessa tecnica studiamo la dipendenza di media e larghezza della distribuzione in ΔM_{RS} da α . La fig. 6.3 mostrata i risultati. La dipendenza evidenziata non può essere trascurata e deve essere inclusa nella funzione di *likelihood*.

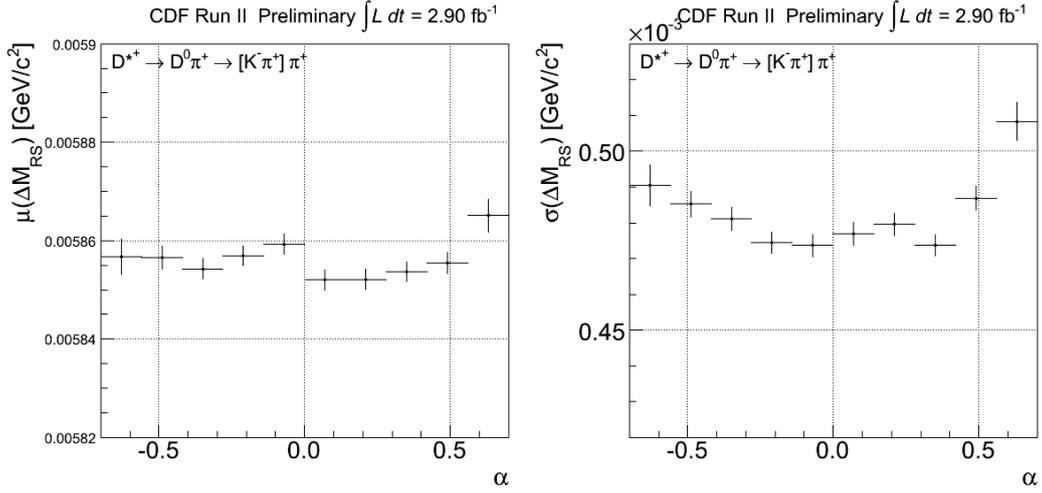


Figura 6.3: Andamento del valor medio (a sinistra) e della larghezza (a destra) della distribuzione in ΔM_{RS} al variare di α per gli eventi RS.

ΔM_{RS} e M_{RS}

Occorre infine controllare se esistano dipendenze tra media o larghezza in ΔM_{RS} e la massa invariante M_{RS} . Per la media applichiamo semplicemente la stessa tecnica usata fin'ora; per la larghezza, invece, selezioniamo un intervallo centrale in α , in cui la distribuzione in M_{RS} non è modificata dagli eventi WS (vedi fig. 5.1). In fig. 6.4 sono mostrati i risultati. Le dipendenze, se presenti, possono essere trascurate.

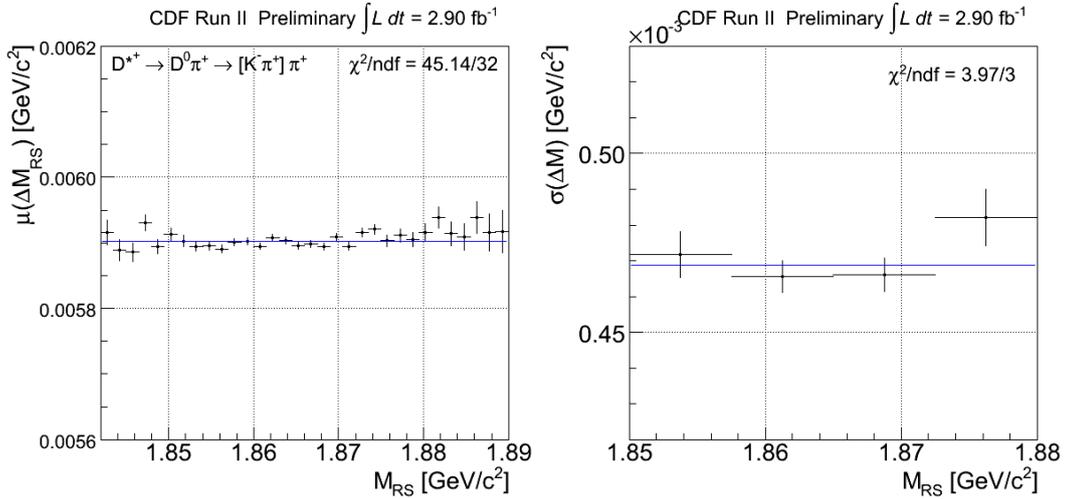


Figura 6.4: Andamento del valor medio (a sinistra) e della larghezza (a destra) della distribuzione in ΔM_{RS} al variare di M_{RS} per gli eventi RS.

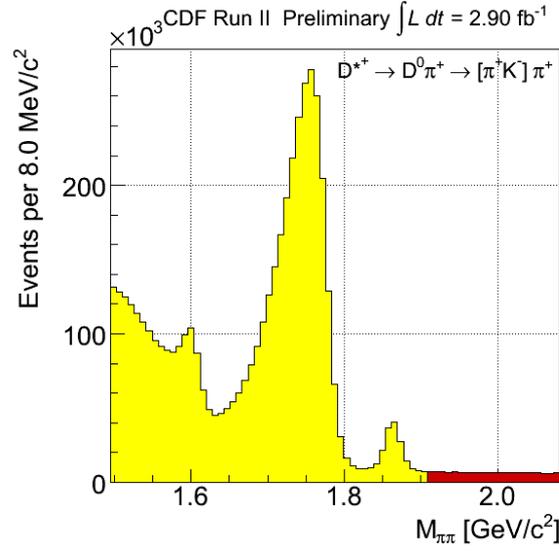


Figura 6.5: Distribuzione in $M_{\pi^+\pi^-}$ ottenuta dopo la selezione offline. In rosso è indicato l'intervallo usato per selezionare il campione di fondo combinatorio.

6.2.2 Fattorizzazione della *likelihood* di fondo

Un campione di eventi dominato dal fondo combinatorio è selezionato nella regione in massa corrispondente a masse maggiori di quella dei decadimenti $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, richiedendo che la massa invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ sia maggiore del valore vero, m_{D^0} , di almeno cinque r.m.s. ($M_{\pi^+\pi^-} > (m_{D^0} + 43.76 \text{ MeV}/c^2)$, vedi fig. 6.5). Su tali eventi si studia la correlazione tra le osservabili in *input* alla *likelihood*.

M_{WS} e α

È ragionevole assumere che le triple di tracce che compongono il fondo combinatorio siano cinematicamente indipendenti. Studiando la correlazione tra massa invariante ed α in ipotesi di massa arbitraria per le particelle finali, si ottengono allora risultati che sono validi per le altre assegnazioni. Per conseguenza di come è selezionato il campione di fondo, è stata scelta l'assegnazione di massa $\pi^+\pi^-$ per questo studio.

Si sono eseguiti 7 fit *binned* di minimo χ^2 della distribuzione $M_{\pi^+\pi^-}$, per altrettanti intervalli mutuamente esclusivi di α , con una retta. La fig. 6.6 mostra l'andamento della pendenza (termine lineare in $M_{\pi^+\pi^-}$) al variare dell'intervallo in α . La distribuzione in massa è indipendente dallo sbilanciamento in impulso per gli eventi di fondo.

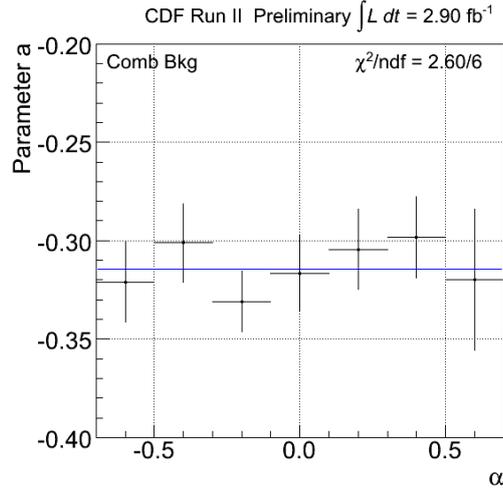


Figura 6.6: *Andamento della pendenza della retta, usata per descrivere la distribuzione in $M_{\pi^+\pi^-}$ del fondo, al variare di α per il campione di fondo combinatorio.*

ΔM_{WS} e α

Si sono eseguiti 7 fit *binned* di minimo χ^2 della distribuzione in ΔM_{WS} , per altrettanti intervalli mutuamente esclusivi di α , con la funzione di (6.7). La fig. 6.7 mostra l'andamento dei due parametri della funzione di fit al variare dell'intervallo in α . La distribuzione in ΔM_{WS} è indipendente da α per gli eventi di fondo.

ΔM_{WS} e M_{WS}

Si sono eseguiti 7 fit *binned* di minimo χ^2 della distribuzione in ΔM_{WS} , per altrettanti intervalli mutuamente esclusivi in M_{WS} , con la funzione di (6.7). La fig. 6.8 mostra l'andamento dei due parametri della funzione di fit al variare dell'intervallo in M_{WS} . La distribuzione in ΔM_{WS} è indipendente da M_{WS} per gli eventi di fondo.

6.3 PDF per i decadimenti di segnale

La PDF dei termini di segnale può quindi essere fattorizzata sia per il termine WS che per quello RS come:

$$\wp_j(M_{\text{WS}}, \alpha, \Delta M_{\text{WS}}) = \wp_j(M_{\text{WS}}|\alpha) \cdot \wp_j(\alpha) \cdot \wp_j(\Delta M_{\text{WS}}|\alpha) \quad (j = \text{RS}, \text{WS}),$$

dove con $\wp(x|y)dx$ indichiamo la probabilità, condizionata ad un dato valore di y , che x sia compreso nell'intervallo $x, x + dx$.

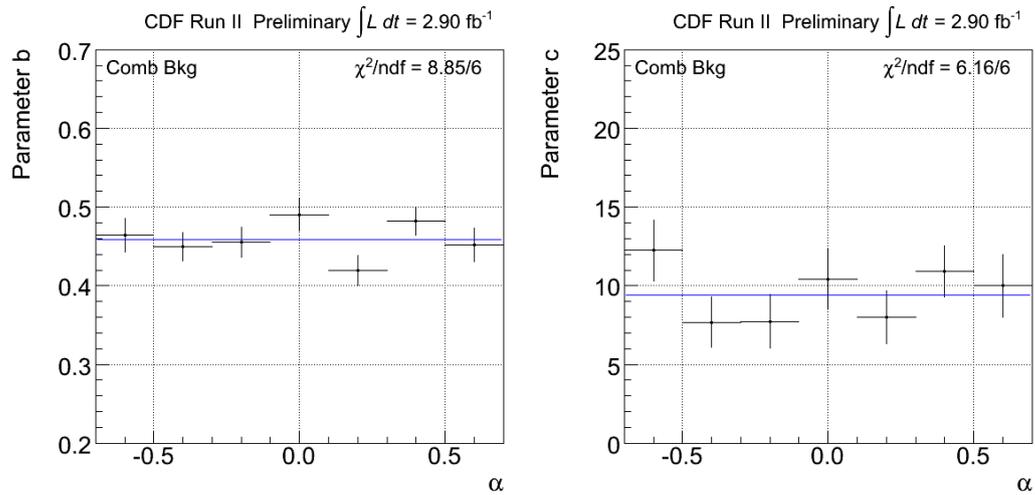


Figura 6.7: *Andamento dei parametri della funzione in eq. (6.7), usata per la parametrizzazione della distribuzione in ΔM_{WS} del fondo, al variare di α per il campione di fondo combinatorio.*

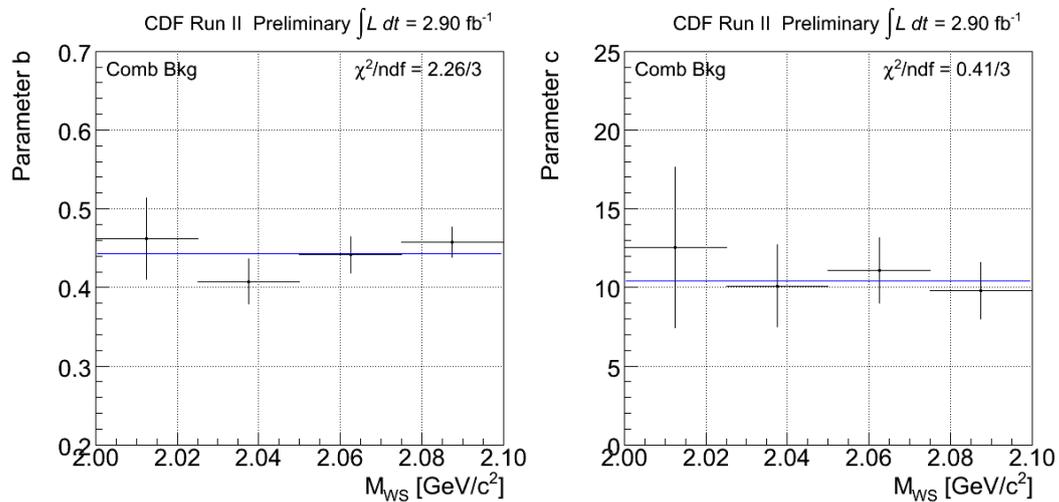


Figura 6.8: *Andamento dei parametri della funzione in eq. (6.7), usata per la parametrizzazione della distribuzione in ΔM_{WS} del fondo, al variare di M_{WS} per il campione di fondo combinatorio.*

6.3.1 Termine in M_{WS}

La media della distribuzione in massa invariante che si ottiene quando si sbaglia l'assegnazione di massa delle particelle finali varia in funzione dello sbilanciamento in impulso delle due tracce. Includiamo questo effetto nella PDF del termine in massa del segnale, rendendola condizionata ad un dato valore di α .

Per estrarre la PDF per il termine in massa del segnale (sia RS che WS) si modella allora la distribuzione della massa invariante con assegnazione corretta e poi si tiene in conto dello spostamento dovuto all'assegnazione sbagliata sostituendo la media di quest'ultima con la corrispondente funzione $\mathcal{M}(\alpha)$ descritta in tab. 5.1. Occorre quindi studiare la distribuzione in M_{RS} degli eventi RS.

Sul campione di eventi RS, selezionato come in sez. 6.2.1, viene allora eseguito un fit *binned* di minimo χ^2 alla distribuzione in M_{RS} con la seguente parametrizzazione:

$$\wp(M_{\text{RS}}; \boldsymbol{\vartheta}) = (1 - f_{\text{bkg}}) \cdot \wp_{\text{RS}}(M_{\text{RS}}; \boldsymbol{\vartheta}) + f_{\text{bkg}} \cdot \wp_{\text{bkg}}(M_{\text{RS}}; \boldsymbol{\vartheta}), \quad (6.1)$$

dove f_{bkg} è la frazione di eventi di fondo combinatorio e $\boldsymbol{\vartheta}$ il vettore di parametri da determinare.

Per la distribuzione del fondo combinatorio si è utilizzato un polinomio di primo grado,

$$\wp_{\text{bkg}}(M_{\text{RS}}; a) = \frac{1}{\mathcal{N}_{\text{bkg}}} (1 + a M_{\text{RS}}), \quad (6.2)$$

con \mathcal{N}_{bkg} si indica la normalizzazione del polinomio nel dominio di integrazione, mentre a è un parametro fissato al valore ottenuto sul campione di fondo combinatorio (si veda sez. 6.4.1).

Per la distribuzione del segnale, invece, è stata scelta una forma funzionale già usata a CDF su un sottocampione (360 pb^{-1}) [40]:

$$\begin{aligned} \wp_{\text{RS}}(M_{\text{RS}}; \boldsymbol{\vartheta}) = & f_{\text{bulk}} \left[f_1 \mathcal{G}(M_{\text{RS}}; m_{D^0} + \delta_1, \sigma_1) + (1 - f_1) f_2 \mathcal{G}(M_{\text{RS}}; m_{D^0} + \delta_2, \sigma_2) \right. \\ & \left. + (1 - f_1)(1 - f_2) \mathcal{G}(M_{\text{RS}}; m_{D^0} + \delta_3, \sigma_3) \right] + (1 - f_{\text{bulk}}) \mathcal{T}(M_{\text{RS}}; b, c, m_{D^0} + \delta_{\mathcal{T}}), \end{aligned} \quad (6.3)$$

dove

$$\mathcal{G}(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\mathcal{N}_{\mathcal{G}}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right)^2}, \quad \mathcal{T}(x; b, c, \mu) = \frac{1}{\mathcal{N}_{\mathcal{T}}} e^{b(x - \mu)} \text{Erfc}(c(x - \mu)),$$

con $\mathcal{N}_{\mathcal{G}}$ ed $\mathcal{N}_{\mathcal{T}}$ rispettive normalizzazioni nel dominio di integrazione.

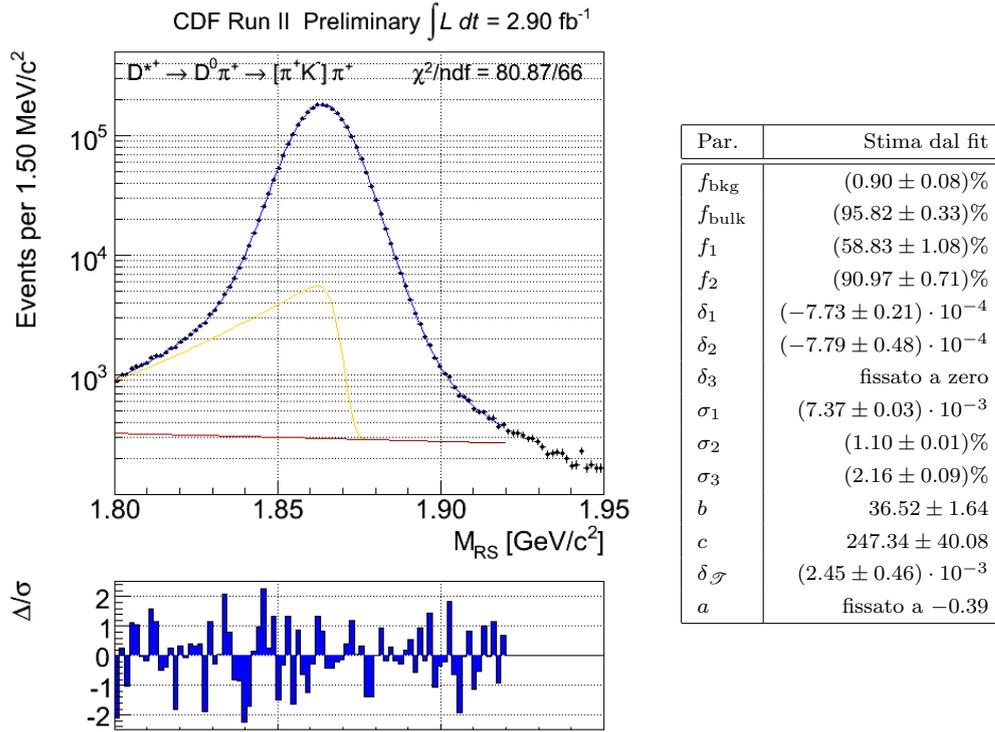


Figura 6.9: A sinistra: distribuzione della M_{RS} per il campione di eventi RS con sovrapposto (in blu) il risultato del fit con la funzione in eq. (6.1); sono anche mostrate la parte di funzione che descrive la coda radiativa del segnale (in giallo) e quella che descrive il fondo combinatorio (in rosso). A destra: risultato del fit.

Sono state usate, quindi, tre gaussiane per parametrizzare il centro della distribuzione, mentre per la “coda” a basse masse, dovuta all’emissione di fotoni soffici nello stato finale, è stata usata la funzione asimmetrica $\mathcal{T}(x; b, c, \mu)$; f_{bulk} è la frazione relativa delle tre gaussiane rispetto al totale mentre $(1 - f_{\text{bulk}})$ è la frazione di coda radiativa rispetto al totale; f_1 , $(1 - f_1)f_2$, $(1 - f_1)(1 - f_2)$ sono le frazioni relative delle singole gaussiane rispetto alla loro somma totale ordinate per dimensione relativa; σ_j e δ_j sono rispettivamente la larghezza e la deviazione rispetto alla massa misurata del D^0 della j -esima gaussiana ($j = 1, 2, 3$).

Il vettore di parametri estratti dal fit e la proiezione del fit sui dati sono mostrati in fig. 6.9.

Dipendenza della risoluzione in massa dal momento

Finora abbiamo trattato la risoluzione in massa come indipendente da α . Lo studio di sez. 6.2.1 dimostra che una dipendenza esiste e necessita di essere inserita nella

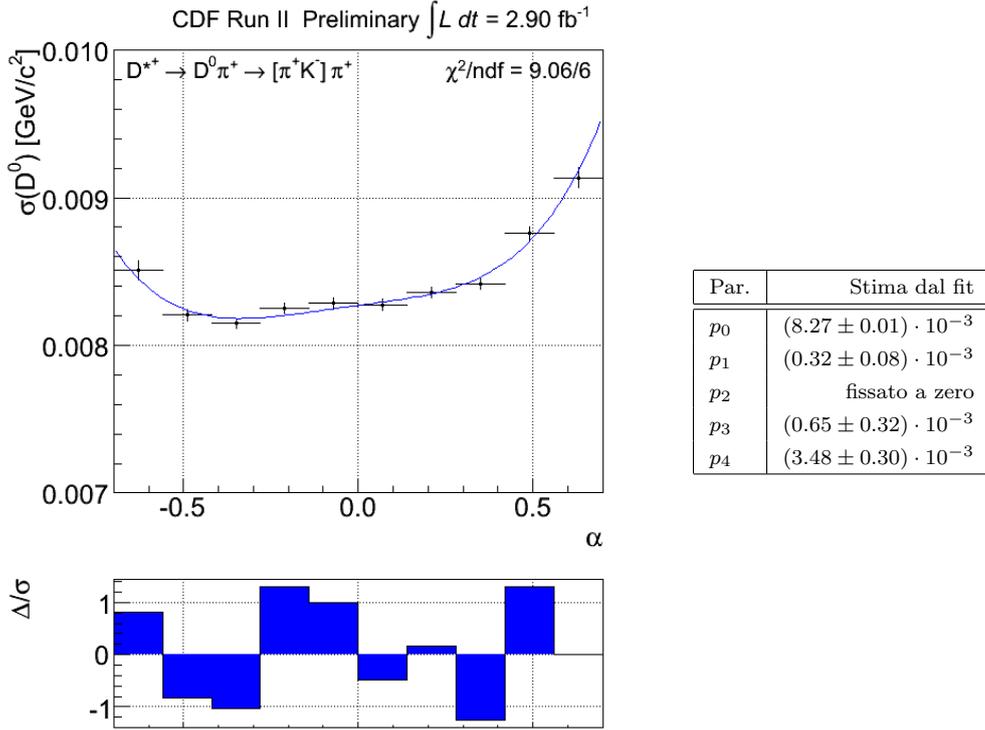


Figura 6.10: A sinistra: risoluzione in massa al variare di α con sovrapposto (in blu) il risultato del fit con un polinomio di quarto grado. A destra: risultato del fit.

funzione di *likelihood*.

In fig. 6.10 è mostrata $\sigma(M_{\text{RS}})$ verso α , ottenuta con la procedura descritta in sez. 6.2.1, con sovrapposto il risultato di un fit *binned* di minimo χ^2 con un polinomio di quarto grado: $\sigma(\alpha) = \sum_{i=0}^4 p_i \alpha^i$.

I valori di σ_j estratti nella parametrizzazione di $\wp_{\text{RS}}(M_{\text{RS}})$, eq. (6.3), sono quelli mediati su tutto l'intervallo in α ; per introdurre la dipendenza da α vengono scalati così:

$$\sigma_j \longrightarrow \sigma_j \left(1 + \frac{p_1}{\sigma_j} \alpha + \frac{p_2}{\sigma_j} \alpha^2 + \frac{p_3}{\sigma_j} \alpha^3 + \frac{p_4}{\sigma_j} \alpha^4 \right) \quad (j = 1, 2, 3),$$

dove p_i ($i = 1, \dots, 4$) sono i parametri ottenuti dal fit in fig. 6.10.

Tutti gli effetti legati alla dipendenza della radiazione dello stato finale da α sono trascurati in quanto marginali rispetto a quelli sul corpo centrale della distribuzione.

6.3.2 Termine in α

Dal campione di eventi usato per la parametrizzazione del termine in massa della PDF, viene estratto un sottocampione richiedendo che M_{RS} sia entro tre r.m.s. dal

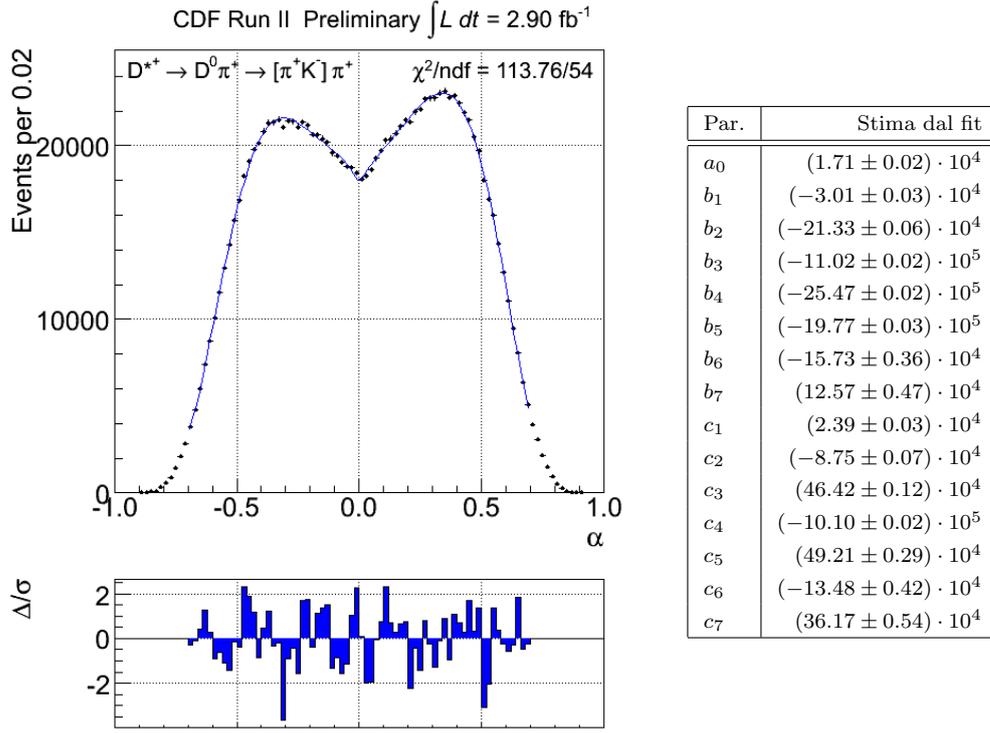


Figura 6.11: *A sinistra: distribuzione in α per il campione di decadimenti RS con sovrapposto (in blu) il risultato del fit con la funzione in eq. (6.4). A destra: risultato del fit.*

valore nominale della massa del D^0 ($|M_{\text{RS}} - m_{D^0}| < 26.26 \text{ MeV}/c^2$), al fine di aumentarne ulteriormente la purezza. Gli eventi così selezionati sono poi utilizzati per parametrizzare il termine in α della PDF.

In fig. 6.11 è mostrato il risultato di un fit *binned* di minimo χ^2 alla distribuzione in α di tali eventi con la seguente forma funzionale:

$$\varphi_{\text{RS}}(\alpha; a_0, \mathbf{b}, \mathbf{c}) = a_0 + \begin{cases} \sum_{i=1}^7 b_i \alpha^i & \text{per } \alpha < 0 \\ \sum_{i=1}^7 c_i \alpha^i & \text{per } \alpha > 0 \end{cases} . \quad (6.4)$$

6.3.3 Termine in ΔM_{WS}

Anche la risoluzione in ΔM_{WS} dipende dallo sbilanciamento in impulso α . In questo caso, però, occorre tener conto anche della dipendenza da α delle code non gaussiane della distribuzione, essendo queste non più trascurabili. Si utilizza una

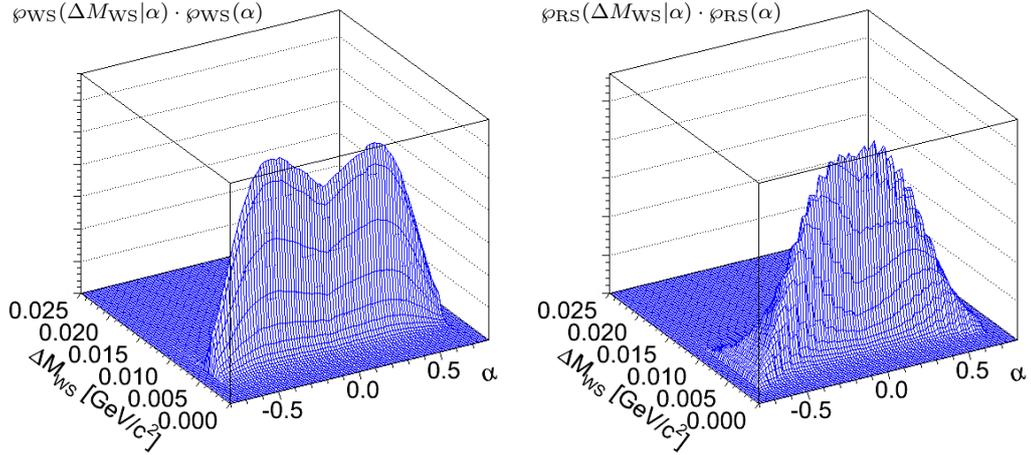


Figura 6.12: Parametrizzazione della distribuzione bidimensionale $(\Delta M_{WS}, \alpha)$ per il segnale WS (a sinistra) e per quello RS (a destra).

PDF congiunta mediante una parametrizzazione bidimensionale della distribuzione $(\Delta M_{WS}, \alpha)$ sia per i decadimenti WS che per quelli RS.

Si sono eseguiti 23 fit *binned* di minimo χ^2 alla distribuzione in ΔM_{WS} , per altrettanti intervalli mutuamente esclusivi di α , con la seguente funzione sia per la componente WS che per quella RS:

$$\varphi_j(\Delta M_{WS}|\alpha) = (1 - f_{\text{bkg}}) \cdot \varphi_j(\Delta M_{WS}|\alpha) + f_{\text{bkg}} \cdot \varphi_{\text{bkg}}(\Delta M_{WS}) \quad (j = \text{RS}, \text{WS}),$$

dove, per ogni intervallo in α , f_{bkg} è la frazione (rispetto alla totalità degli eventi) di D^* falsi e fondo combinatorio con PDF, $\varphi_{\text{bkg}}(\Delta M_{WS})$, data dall'espressione in eq. (6.7), e $\varphi_j(\Delta M_{WS}|\alpha)$ è la PDF del segnale che è stata parametrizzata, rispettivamente per i decadimenti WS e RS, come segue:

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{WS}}(\Delta M_{WS}|\alpha) &= f_{\mathcal{T}_1} \mathcal{T}(\Delta M_{WS}; \mu_{\mathcal{T}_1}, a_1, b_1) + (1 - f_{\mathcal{T}_1}) f_{\mathcal{T}_2} \mathcal{T}(\Delta M_{WS}; \mu_{\mathcal{T}_2}, a_2, b_2) \\ &\quad + (1 - f_{\mathcal{T}_1}) (1 - f_{\mathcal{T}_2}) f_{\mathcal{G}_1} \mathcal{G}(\Delta M_{WS}; \mu_{\mathcal{G}_1}, \sigma_1) \\ &\quad + (1 - f_{\mathcal{T}_1}) (1 - f_{\mathcal{T}_2}) (1 - f_{\mathcal{G}_1}) \mathcal{G}(\Delta M_{WS}; \mu_{\mathcal{G}_2}, \sigma_2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{RS}}(\Delta M_{WS}|\alpha) &= f_{\mathcal{G}} \left[f_1 \mathcal{G}(\Delta M_{WS}; \mu_1, \sigma_1) + (1 - f_1) \mathcal{G}(\Delta M_{WS}; \mu_2, \sigma_2) \right] \\ &\quad + \frac{(1 - f_{\mathcal{G}})}{\mathcal{N}_{\text{Erfc}}} \text{Erfc}(c_1(\Delta M_{WS} - x_1)) \cdot \text{Erfc}(c_2(\Delta M_{WS} - x_2)), \end{aligned}$$

dove $\mathcal{N}_{\text{Erfc}}$ è la normalizzazione nel dominio di integrazione del prodotto delle due funzioni degli errori (Erfc).

Per ogni intervallo in α , la parametrizzazione del fondo di D^* falsi è fissata ai valori ottenuti sul campione di fondo (si veda sez. 6.4.3). Questo permette di verificare che i termini della PDF in α e ΔM_{WS} fattorizzino per gli eventi di fondo.

L'app. B mostra in dettaglio i risultati di tutti i 46 fit, in fig. 6.12 è invece rappresentata la parametrizzazione della PDF congiunta nel piano $(\Delta M_{\text{WS}}, \alpha)$ ottenuta.

6.4 PDF per il fondo combinatorio

Per il fondo combinatorio, formato da triple di tracce che casualmente soddisfano i criteri di selezione, la PDF totale è fattorizzabile:

$$\wp_{\text{bkg}} = \wp_{\text{bkg}}(M_{\text{WS}}) \cdot \wp_{\text{bkg}}(\alpha) \cdot \wp_{\text{bkg}}(\Delta M_{\text{WS}}).$$

6.4.1 Termine in M_{WS}

Poiché la distribuzione in massa è indipendente da α , conviene parametrizzare la distribuzione in M_{WS} degli eventi selezionati prima delle richieste sulle masse invariante $\pi^+\pi^-$ e K^+K^- (vedi cap. 3) nell'intervallo $|\alpha| < 0.1$. In questo intervallo, infatti, gli eventi di segnale hanno una distribuzione più stretta e quindi qui è più facile estrapolare la distribuzione del fondo (vedi fig. 5.1).

La PDF è stata estratta con un fit *binned* di minimo χ^2 con la seguente funzione:

$$\wp(M_{\text{WS}}; \boldsymbol{\vartheta}, a) = (1 - f_{\text{bkg}}) \cdot \wp_{\text{sig}}(M_{\text{WS}}; \boldsymbol{\vartheta}) + f_{\text{bkg}} \cdot \wp_{\text{bkg}}(M_{\text{WS}}; a), \quad (6.5)$$

dove $\wp_{\text{bkg}}(M_{\text{WS}}; a)$ è la PDF di eq. (6.2) e $\wp_{\text{sig}}(M_{\text{WS}}; \boldsymbol{\vartheta})$ è la PDF dei decadimenti di segnale data dalla somma di tre gaussiane, due per il picco dei decadimenti $K^-\pi^+$, ed una per quello dei decadimenti $\pi^+\pi^-$:

$$\begin{aligned} \wp_{\text{sig}}(M_{\text{WS}}; a) = & f_{K\pi_1} \mathcal{G}(M_{\text{WS}}; \mu_{K\pi_1}, \sigma_{K\pi_1}) + (1 - f_{K\pi_1}) f_{K\pi_2} \mathcal{G}(M_{\text{WS}}; \mu_{K\pi_2}, \sigma_{K\pi_2}) \\ & + (1 - f_{K\pi_1}) (1 - f_{K\pi_2}) \mathcal{G}(M_{\text{WS}}; \mu_{\pi\pi}, \sigma_{\pi\pi}) \end{aligned}$$

In fig. 6.13 è mostrato il risultato del fit.

6.4.2 Termine in α

La PDF del termine in α è estratta da un fit *binned* di minimo χ^2 alla distribuzione in α degli eventi a destra del picco dovuto dei decadimenti $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (vedi fig.

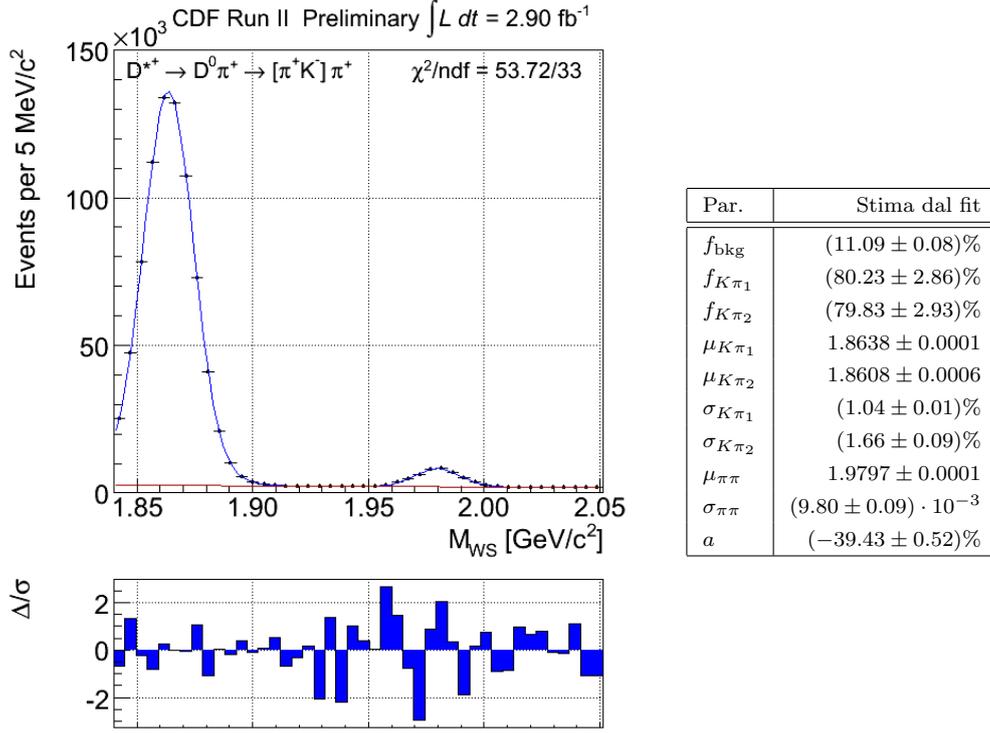


Figura 6.13: A sinistra: distribuzione della M_{WS} per gli eventi che passano la selezione offline e con $|\alpha| < 0.1$ con sovrapposto (in blu) il risultato del fit con la funzione in eq. (6.5); è anche mostrato (in rosso) la parte di funzione che descrive il fondo combinatorio. A destra: risultato del fit.

6.5). La funzione utilizzata per il fit è:

$$\wp_{\text{bkg}}(\alpha; \mathbf{p}) = \frac{1}{\mathcal{N}_{\text{pol}}} \sum_{j=0}^7 p_j |\alpha|^j, \quad (6.6)$$

con \mathcal{N}_{pol} normalizzazione nel dominio di integrazione. Il risultato del fit è mostrato in fig. 6.14.

6.4.3 Termine in ΔM_{WS}

Sugli stessi eventi, si estrae la PDF del termine in ΔM_{WS} . Quest'ultima viene parametrizzata come:

$$\wp_{\text{bkg}}(\Delta M_{WS}; b, c) = \frac{1}{\mathcal{N}_{\Delta M_{WS}}} (\Delta M_{WS})^b \cdot e^{-c \Delta M_{WS}}, \quad (6.7)$$

con $\mathcal{N}_{\Delta M_{WS}}$ normalizzazione nel dominio di integrazione. Il risultato del fit è mostrato in fig. 6.15.

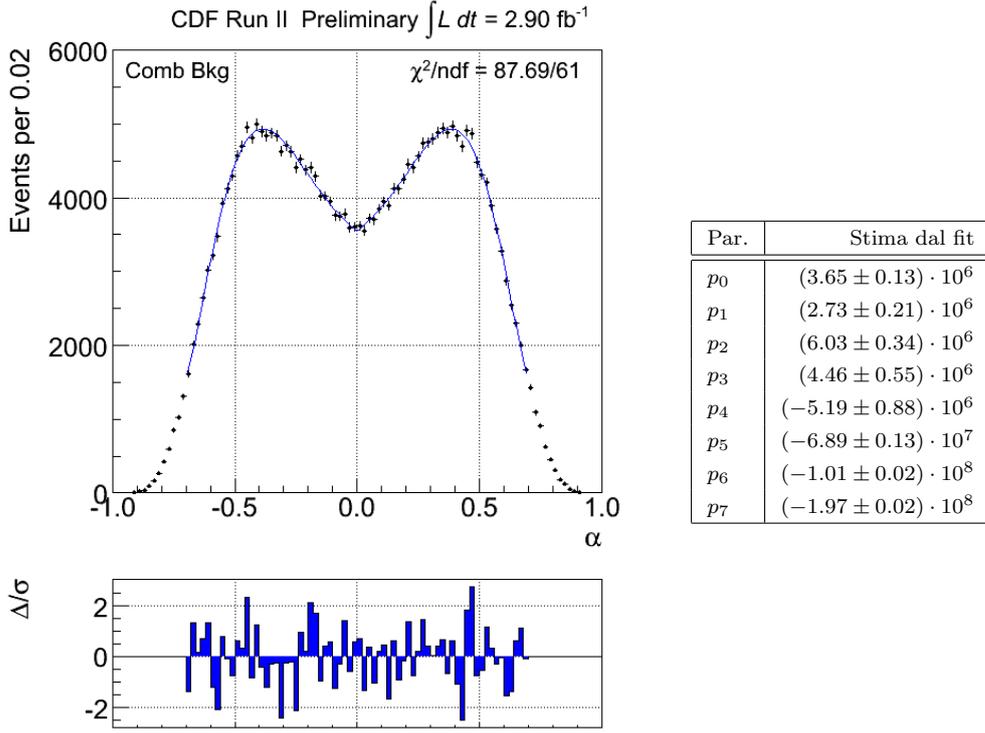


Figura 6.14: *A sinistra: distribuzione in α per il campione di fondo combinatorio con sovrapposto (in blu) il risultato del fit con la funzione in eq. (6.6). A destra: risultato del fit.*

6.5 PDF per il fondo di D^* falsi

I falsi D^* sono formati da eventi in cui al D^0 ricostruito viene associata una traccia “soffice” casuale. Questi eventi avranno quindi una distribuzione nello spazio (M_{WS}, α) identica a quella del segnale, ma presenteranno una diversa distribuzione in ΔM_{WS} :

$$\begin{aligned} \wp_{\text{fakeRS}} &= \wp_{\text{RS}}(M_{\text{WS}}|\alpha) \cdot \wp_{\text{RS}}(\alpha) \cdot \wp_{\text{bkg}}(\Delta M_{\text{WS}}|\alpha), \\ \wp_{\text{fakeWS}} &= \wp_{\text{WS}}(M_{\text{WS}}|\alpha) \cdot \wp_{\text{WS}}(\alpha) \cdot \wp_{\text{bkg}}(\Delta M_{\text{WS}}|\alpha). \end{aligned}$$

La PDF del termine di ΔM_{WS} per gli eventi di falsi D^* è assunta essere la stessa di quella per gli eventi di fondo combinatorio.

Abbiamo appena visto che, per ottenere la parametrizzazione bidimensionale $(\Delta M_{\text{WS}}, \alpha)$ per gli eventi di segnale, si è assunto che la distribuzione del fondo (combinatorio più D^* falsi) sia indipendente da α . Tale assunzione, verificata direttamente solo per il fondo combinatorio, è confermata, a posteriori, anche per il fondo di D^* falsi dalla buona qualità dei fit, così come mostrato in app. B.

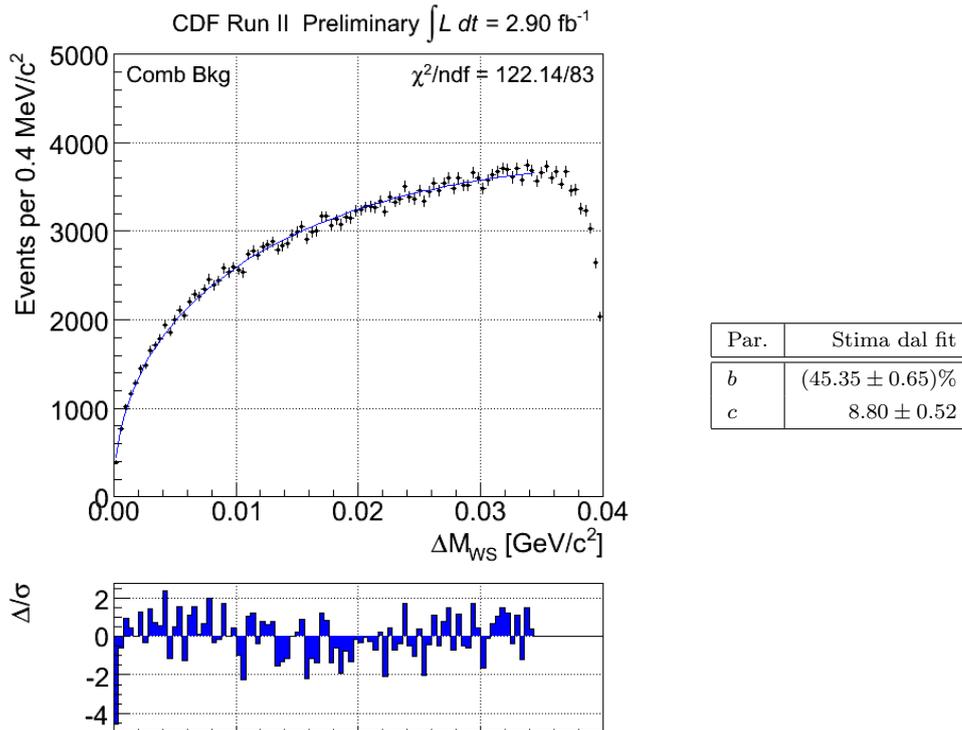


Figura 6.15: A sinistra: distribuzione in ΔM_{WS} per il campione di fondo combinatorio con sovrapposto (in blu) il risultato del fit con la funzione in eq. (6.7). A destra: risultato del fit.

Parametrizzata la *likelihood*, andiamo ad applicare, nel prossimo capitolo, il fit cinematico ai dati.

Capitolo 7

Fit dei dati

In questo capitolo sono mostrati i risultati ottenuti dall'applicazione del fit di composizione al campione $D^{+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [K^\mp \pi^\pm] \pi^+$ descritto nel cap. 3.*

7.1 Risultati del fit preliminare dei dati

Applichiamo il fit ai dati per determinare le risoluzioni statistiche sulle misure del rapporto $R_{\mathcal{B}}$ tra WS/RS integrato nel tempo, che è un indicatore affidabile delle potenzialità della misura in funzione del tempo, e delle asimmetrie dirette $\mathcal{A}_{\text{CP}}(D^0 \rightarrow K^+ K^-)$ e $\mathcal{A}_{\text{CP}}(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$. Siamo interessati solo alle risoluzioni (ovvero le deviazioni standard r.m.s.) stimate dal fit e non ai valori centrali per due motivi principali. Innanzitutto perché si tratta di una prima, preliminare applicazione ai dati del nuovo metodo di analisi, volta primariamente a verificarne la fattibilità e le potenzialità in termini di potere statistico. A questo scopo, il fit di composizione viene utilizzato in configurazione base, semplificata, in cui molti fondi sono stati semplicemente “tagliati via” dal campione, invece di essere parametrizzati ed inclusi nel fit, come correttamente faremo nella misura finale. Questo ha implicato rinunciare anche ad una certa frazione di segnale $K\pi$, $\mathcal{O}(20\%)$, che sappiamo verrà recuperata nell’analisi completa. In secondo luogo, questa analisi è la prima in CDF che utilizza l’intero campione di *charm*, e poiché ci aspettiamo che i risultati finali possano essere competitivi con le migliori misure attualmente disponibili, vogliamo evitare di conoscere i risultati del fit prima che l’analisi sia finalizzata completamente, per limitare il rischio di qualsiasi *bias* o *tuning* inconscio.

Il fit è applicato al campione $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow [K^\mp \pi^\pm] \pi^+$ risultante dalla selezione *offline* descritta nel cap. 3, con l’ulteriore richiesta sulle masse $M_{K^+ K^-}$ e

$M_{\pi^+\pi^-}$ utili ad eliminare quasi completamente i decadimenti non ancora inclusi nella *likelihood*:

- $M_{\pi^+\pi^-} < (m_{D^0} - 43.7 \text{ MeV}/c^2)$,
- $M_{K^+K^-} > (m_{D^0} + 43.7 \text{ MeV}/c^2)$.

In aggiunta a queste sono state imposte le seguenti condizioni:

- si richiede alle tracce prodotte dalle particelle degli stati finali di essere associate ad almeno 40 punti di misura della COT. Questo permette di utilizzare preliminarmente la misura del dE/dx non-calibrato, come faremo nel prossimo capitolo. Il fattore 10% circa di inefficienza sul segnale che ne deriva verrà recuperato nell'analisi completa quando potremo usare il PID calibrato rilasciando la richiesta;
- $|\alpha| < 0.7$: questa richiesta esclude le regioni più esterne della distribuzione in α dove la parametrizzazione della PDF diventa inaccurata, al prezzo di una piccola perdita di eventi di segnale ($\mathcal{O}(10\%)$). Questi eventi, che sono anche i più potenti nella separazione tra WS e RS (essendo i più sbilanciati in impulso) verranno recuperati nell'analisi completa;
- $0 < \Delta M_{\text{WS}} < 25 \text{ MeV}/c^2$: quest'intervallo contiene interamente i decadimenti di segnale e offre al fit un "braccio di leva" adeguato ad estrapolare la distribuzione del fondo sotto il picco in ΔM_{WS} ;
- si è scelto di eseguire il fit nella regione dello spazio (M_{WS}, α) mostrata in fig. 7.1; questa contiene interamente sia i decadimenti RS che quelli WS (con masse nella giusta ipotesi non oltre cinque r.m.s. da m_{D^0}) e permette un'adeguata estrapolazione della distribuzione del fondo.

I parametri di ogni distribuzione (PDF) utilizzata nella *likelihood* sono fissati ai valori ottenuti nel cap. 6, le uniche quantità stimate dal fit sono le seguenti frazioni:

f_{sig} – somma delle frazioni dei decadimenti WS e RS;

$R_{\mathcal{B}}$ – rapporto tra la frazione di WS e quella di RS;

f_{fake} – frazione (relativa al fondo) degli eventi di D^* falsi;

R_{fake} – rapporto tra la frazione di *fake* WS e quella di *fake* RS.

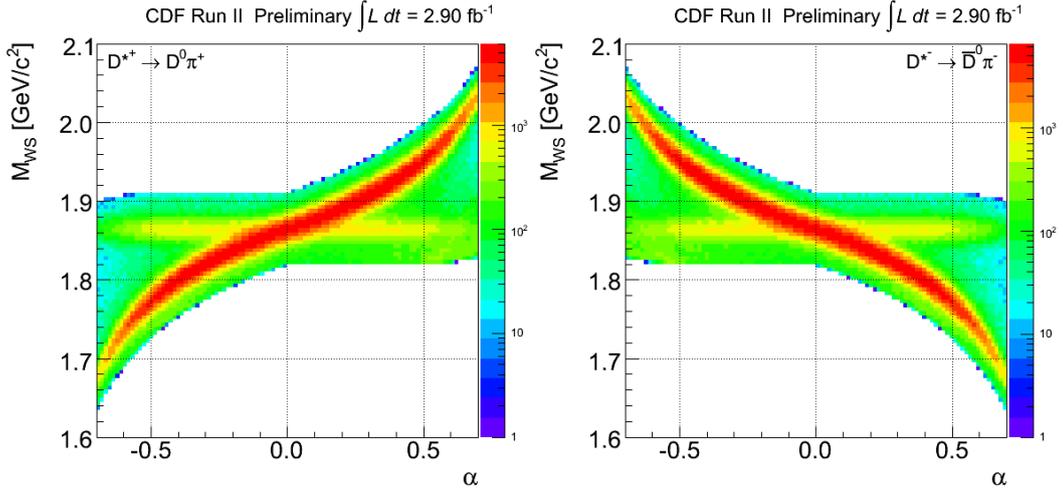


Figura 7.1: Dominio del fit nello spazio (M_{WS}, α) per candidati D^{*+} (a sinistra) e per candidati D^{*-} a destra.

La stima di tali parametri è ottenuta dalla minimizzazione della funzione $-2 \log \mathcal{L}$.

Il fit è eseguito separatamente per i candidati D^{*+} e per quelli D^{*-} in modo da poter eventualmente stimare anche l'asimmetria, come faremo nell'analisi completa. Il fit stima $\sim 3.7 \cdot 10^6$ eventi RS, ma sappiamo che saranno $\sim 4.5 \cdot 10^6$ quelli nell'analisi completa, quando potremo rilasciare le richieste necessarie a semplificare questo primo approccio ai dati, elencate all'inizio di questa sezione. I risultati ottenuti sono mostrati nelle fig. 7.2 e 7.3. Combinando insieme, attraverso una media pesata¹, i risultati sul rapporto tra la frazione di decadimenti WS e quella RS nei due campioni otteniamo:

$$R_B^{\text{raw}} = (\text{xxx} \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$$

$$\left[R_B = (3.77 \pm 0.08 \text{ (stat.)} \pm 0.05 \text{ (syst.)}) \cdot 10^{-3} \text{ (Belle, [28])} \right].$$

Il confronto con l'attuale misura migliore conferma il potenziale del nostro metodo già dalla sua prima preliminare applicazione al campione attualmente disponibile a CDF. Le risoluzioni ottenute, ancorché solo di natura statistica e preliminari, sono competitive con le migliori misure odierne. E si noti che le risoluzioni ottenute sono sicuramente destinate a migliorare ulteriormente, una volta che saranno inclusi nel fit il 20% circa di eventi $K\pi$ e gli altri decadimenti ($D^0 \rightarrow K^+K^-$, $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, etc.) che abbiamo volontariamente escluso con tagli in questo primo passo sui dati.

Le proiezioni del fit mostrano che l'accordo coi dati è ancora insoddisfacente.

¹Stiamo quindi mediando possibili effetti di violazione di CP.

Numero eventi	2442521
---------------	---------

Parametro	Risoluzione
f_{sig}^+	0.03%
$R_{\mathcal{B}}^+$	$0.16 \cdot 10^{-3}$
f_{fake}^+	0.11%
R_{fake}^+	0.44%

Matrice di covarianza (10^{-8})			
10.3			
0.78	2.64		
-1.07	-0.28	111	
14.8	-12.1	-7.64	1914

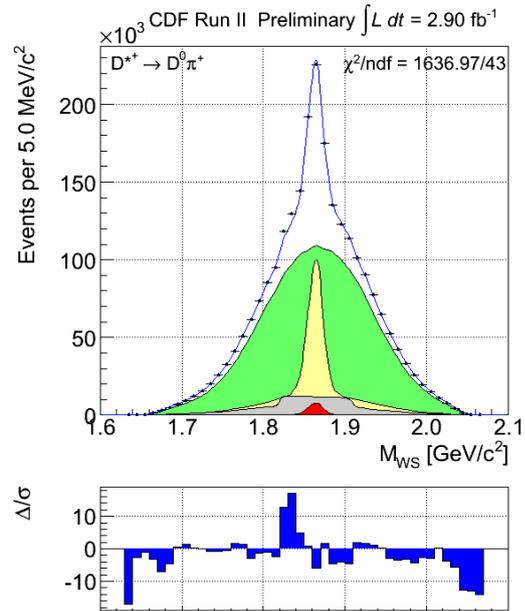
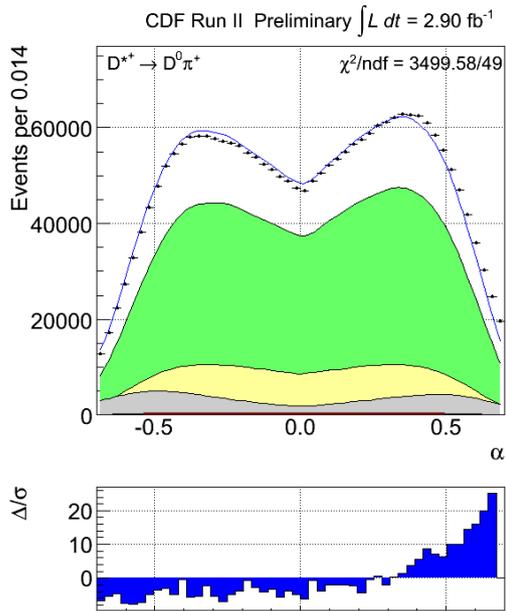
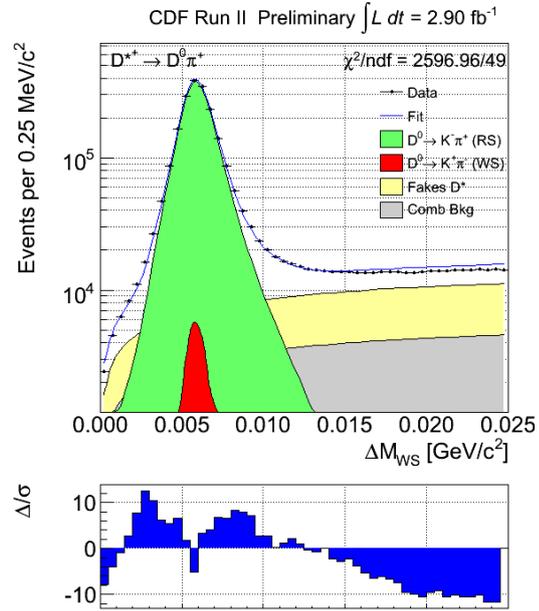


Figura 7.2: Proiezioni e risultati del fit sul campione $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$

Numero eventi	2546201
---------------	---------

Parametro	Risoluzione
f_{sig}^-	0.03%
$R_{\mathcal{B}}^-$	$0.16 \cdot 10^{-3}$
f_{fake}^-	0.10%
R_{fake}^-	0.43%

Matrice di covarianza (10^{-8})			
9.64			
-0.72	2.43		
0.99	-0.28	110	
-13.7	-11.5	-6.39	1880

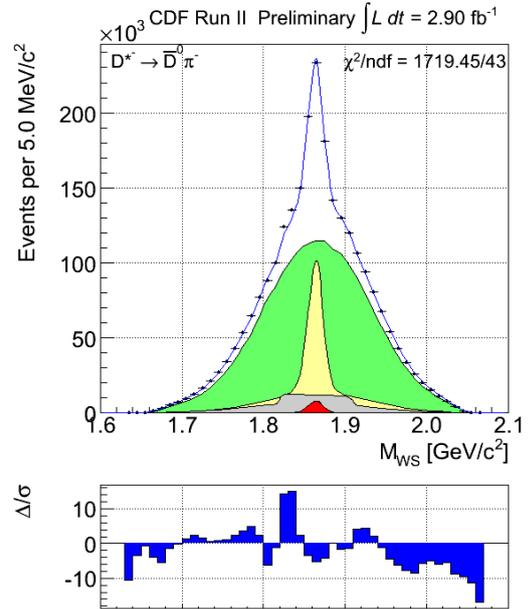
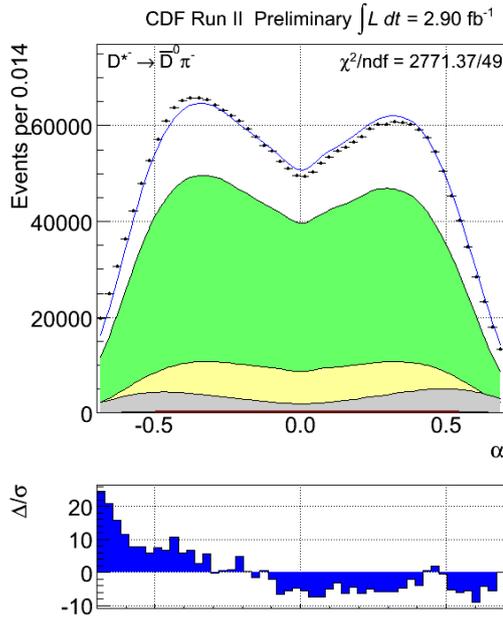
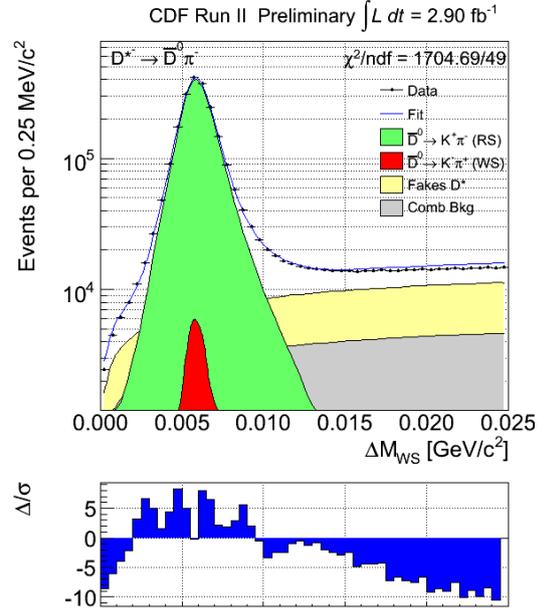


Figura 7.3: Proiezioni e risultati del fit sul campione $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$.

Numero eventi	3000000
---------------	---------

Parametro	Stima dal fit
f_{sig}^+	$(76.19 \pm 0.03)\%$
R_B^+	$(4.20 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$
f_{fake}^+	$(72.97 \pm 0.94)\%$
R_{fake}^+	$(99.97 \pm 0.40)\%$

Matrice di covarianza (10^{-8})				
8.17				
0.50	1.45			
-1.41	-0.45	88.4		
13.5	-8.19	-14.3	1583	

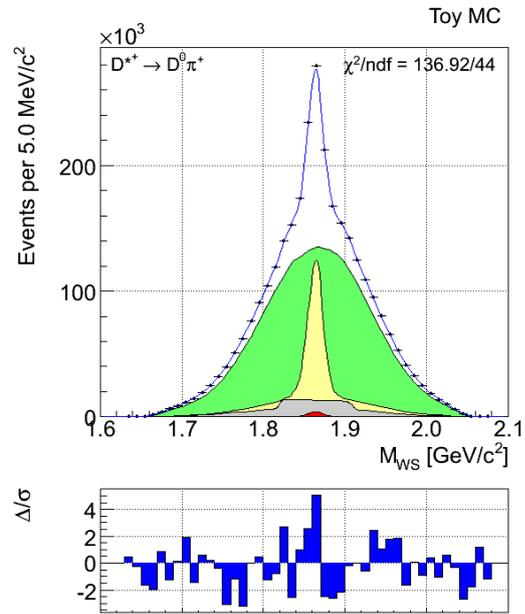
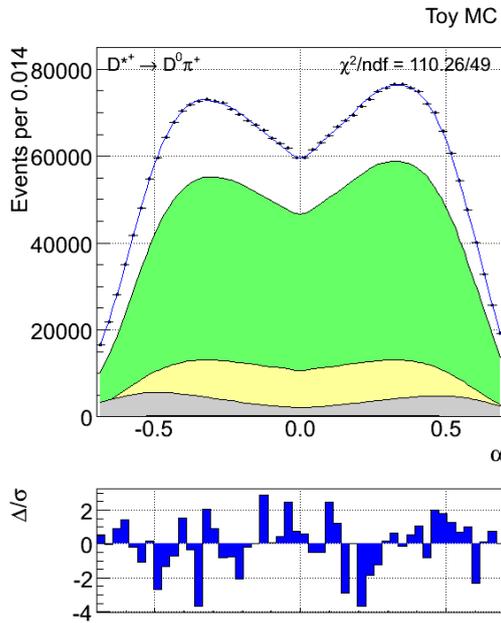
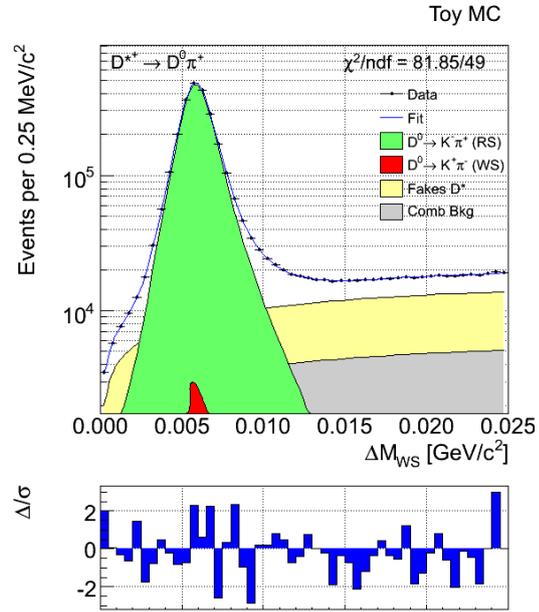


Figura 7.4: Proiezioni e risultati del fit sul Toy MC di $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. Risultati del tutto simili sono ottenuti sul Toy MC di $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$.

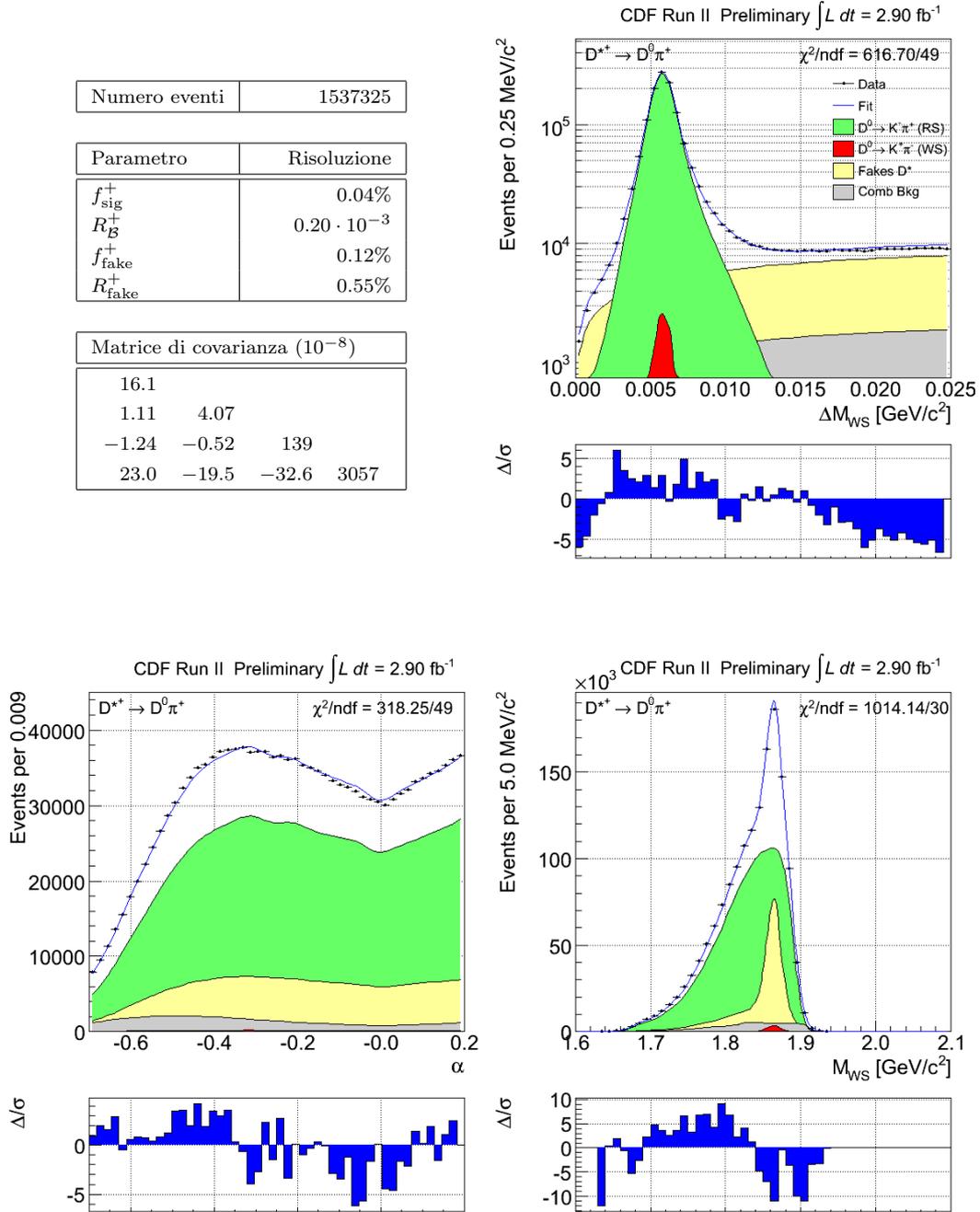


Figura 7.5: Proiezioni e risultati del fit sul campione $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ nella regione $-0.7 < \alpha < 0.2$.

Numero eventi	1649075
---------------	---------

Parametro	Risoluzione
f_{sig}^-	0.04%
$R_{\mathcal{B}}^-$	$0.19 \cdot 10^{-3}$
f_{fake}^-	0.12%
R_{fake}^-	0.53%

Matrice di covarianza (10^{-8})			
14.6			
-0.99	3.63		
1.14	-0.50	134	
-20.5	-17.7	-27.6	2840

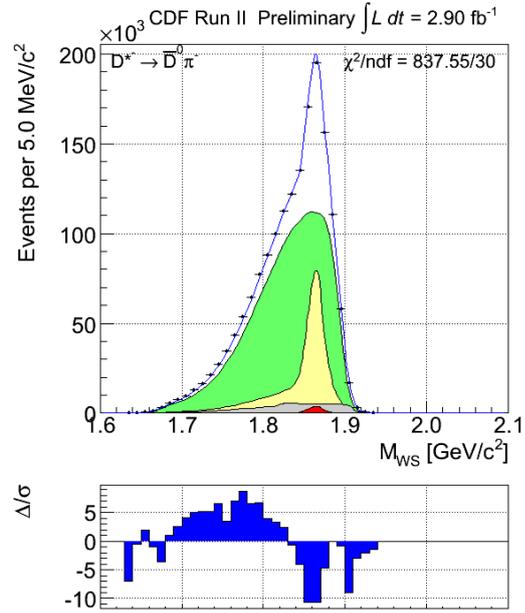
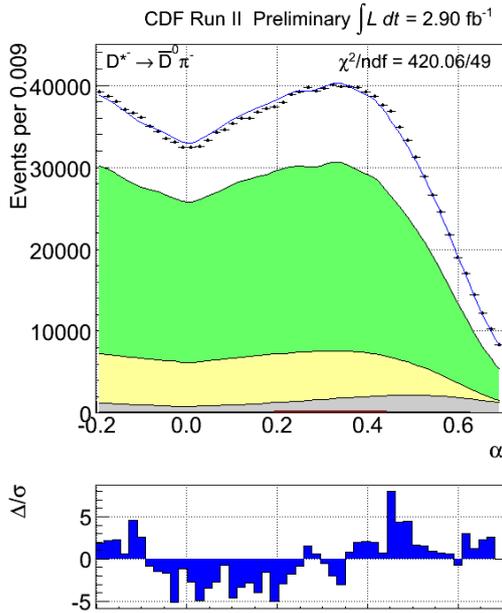
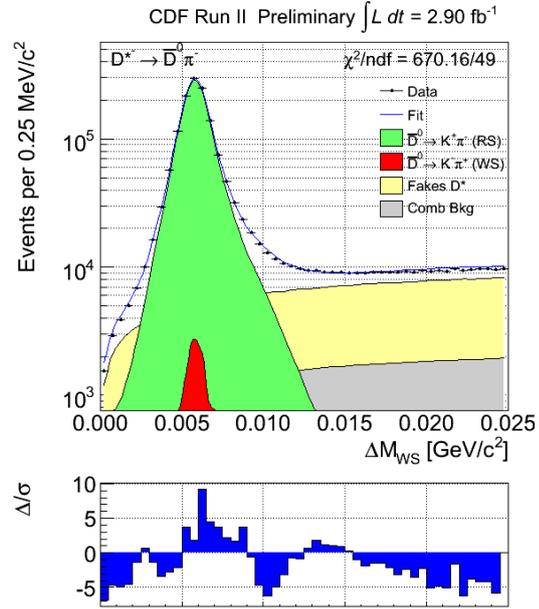


Figura 7.6: Proiezioni e risultati del fit sul campione $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ nella regione $-0.2 < \alpha < 0.7$.

Del resto queste discrepanze sono aspettate a questo livello, dove un certo numero di approssimazioni sono state fatte allo scopo di avere un fit semplificato da usare sui dati per stimare le risoluzioni, che sono meno sensibili ad eventuali *bias*.

In vista dell'analisi finalizzata includendo tutte le componenti, a titolo di esempio, mostriamo ora come una delle sorgenti di tali discrepanze possa essere individuata e corretta. La fig. 7.1 mostra la presenza di un fondo non trascurabile di decadimenti del $D^{0(+)}$ in tre corpi nella regione $1.82 \lesssim M_{\text{WS}} \lesssim 1.9$ e $\alpha \gtrsim 0.4$ o $\alpha \lesssim -0.4$ rispettivamente per D^{*+} o D^{*-} . È ragionevole aspettarsi che un tale contributo, asimmetrico in α , possa essere una delle cause delle discrepanze osservate. Nell'analisi completa, questa ed altre componenti saranno simulate con il MC, e i loro contributi inclusi correttamente nel fit. A questo livello preliminare, facciamo due semplici test che supportano la nostra ipotesi:

(1) eseguiamo il fit su un campione Toy MC di $3 \cdot 10^6$ eventi, generati direttamente dalla *likelihood*, impostando i valori dei parametri da stimare a:

- $f_{\text{sig}} = 76.20\%$,
- $R_{\mathcal{B}} = 4.15 \cdot 10^{-3}$,
- $f_{\text{fake}} = 73.30\%$,
- $R_{\text{fake}} = 99.70\%$;

(2) eseguiamo il fit sui dati, in un intervallo asimmetrico in α che riduce drasticamente il contributo di tale fondo:

- $-0.7 < \alpha < 0.2$ per i D^{*+} ,
- $-0.2 < \alpha < 0.7$ per i D^{*-} .

I risultati di questi due test sono mostrati rispettivamente nelle fig. 7.4 e 7.5-7.6.

Il primo esclude che la discrepanza sia causata da un errore nella scrittura della funzione di *likelihood*: tutte le quantità stimate sono entro 1σ dal valore in *input*, le proiezioni appaiono soddisfacenti. Dal test sui dati otteniamo proiezioni molto migliorate: il confronto dati-fit mostra discrepanze quasi sempre minori di 5σ , mentre nelle fig. 7.2 e 7.3 superavano le 20σ . Naturalmente sono molti i fondi da includere e modellare correttamente oltre a quello considerato in questo esempio, ma già questo esercizio ci rende fiduciosi che sia possibile ottenere un buon accordo dati-fit.

7.2 Risoluzione su $\mathcal{A}_{\text{CP}}(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ e $\mathcal{A}_{\text{CP}}(D^0 \rightarrow K^+K^-)$

Nell'analisi completa è cruciale includere correttamente i decadimenti $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^+K^-$, le cui asimmetrie che violano CP sono molto sensibili ad effetti di NF. Un'idea del potenziale di CDF in queste misure si ha applicando un semplice fit unidimensionale in massa invariante al campione di dati come quello mostrato nel cap. 4. Otteniamo le seguenti risoluzioni per il canale $\pi^+\pi^-$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &= (\text{xxx} \pm 0.4)\% \\ [\mathcal{A}_{\text{CP}}(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &= (0.0 \pm 0.5)\% \text{ (PDG) }]; \end{aligned}$$

e per quello K^+K^- :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow K^+K^-) &= (\text{xxx} \pm 0.5)\% \\ [\mathcal{A}_{\text{CP}}(D^0 \rightarrow K^+K^-) &= (0.1 \pm 0.5)\% \text{ (PDG) }]. \end{aligned}$$

Il confronto con le migliori misure mondiali (riportate tra parentesi quadre da tab. 1.6) dimostra come già la risoluzione ottenuta con la sola informazione della massa invariante sia sufficiente a produrre misure molto competitive. E tutto questo è ancora più promettente se si pensa che le risoluzioni quotate sopra sono solo un limite superiore a quelle che ci si aspetta di avere nell'analisi completa: infatti passando dal semplice fit di sola massa al fit cinematico completo che utilizza lo sbilanciamento tra gli impulsi anche per questi canali le risoluzioni miglioreranno ulteriormente. La misura delle asimmetrie dirette appare quindi come un promettente, e relativamente accessibile, risultato intermedio verso la misura dell'oscillazione.

7.3 Correzioni di efficienza

Le frazioni determinate dal fit devono essere corrette per eventuali effetti indotti dal rivelatore. Rilevanti sono, in particolare, l'efficienza relativa di rivelazione di stati finali $K^-\pi^+$ rispetto ai $K^+\pi^-$, dovuta alla differente probabilità di interazione nella materia tra kaoni positivi e negativi, e quella di ricostruzione di pioni soffici positivi rispetto ai negativi, dovuta alla geometria asimmetrica delle celle della COT:

$$\frac{\varepsilon(K^-\pi^+)}{\varepsilon(K^+\pi^-)} \quad \text{e} \quad \frac{\varepsilon(\pi_s^+)}{\varepsilon(\pi_s^-)}$$

La simulazione di CDF è considerata piuttosto affidabile nel riprodurre questi effetti, ed utilizzarla è un'opzione possibile, come fatto in numerose misure già

pubblicate. Tuttavia è interessante anche considerare la possibilità di utilizzare i dati stessi per determinare queste efficienze relative, con una precisione statistica forse limitata rispetto all'approccio basato sulla simulazione, ma quasi senza nessuna incertezza sistematica.

- (a) Nella misura delle asimmetrie dirette nei canali $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, l'unica correzione che gioca un ruolo è $\frac{\varepsilon(\pi_s^+)}{\varepsilon(\pi_s^-)}$, dato che il segno del pione soffice è usato per determinare il sapore del D^0 alla produzione. Per determinarla con precisione si può confrontare il numero di tracce negative con quello di tracce positive in funzione dell'impulso trasverso, in un campione ad alta statistica raccolto dallo stesso *trigger* usato per l'analisi.
- (b) Nella misura integrata nel tempo (e mediata su CP) del rapporto WS/RS (R_B), gli effetti di efficienza si cancellano, o sono trascurabili, al primo ordine. Infatti, nel campione di D^{*+} (D^{*-}) il pione soffice ha lo stesso segno, positivo (negativo), sia al numeratore che al denominatore. Il fattore $\frac{\varepsilon(K^-\pi^+)}{\varepsilon(K^+\pi^-)}$ invece affliggerebbe la misura fatta individualmente sul campione D^{*+} (R_B^+) e quella sul campione D^{*-} (R_B^-), ma i contributi sono trascurabili, al primo ordine, nella media pesata tra i due risultati.
- (c) Analogamente, nella misura dipendente dal tempo del rapporto WS/RS ($R(t)$), gli effetti di efficienza si cancellano al primo ordine nel caso in cui CP è considerata conservata. Se invece si vuole determinare i parametri dell'oscillazione indipendentemente nel campione di D^{*+} e di D^{*-} , per indagare la violazione di CP nel *mixing*, è necessario conoscere il termine correttivo $\frac{\varepsilon(K^-\pi^+)}{\varepsilon(K^+\pi^-)}$. Questo può essere misurato usando i decadimenti $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ dei mesoni *prompt*, ossia quei decadimenti in cui il mesone D^0 è prodotto nel vertice primario dell'interazione $p\bar{p}$ e non proviene dal decadimento di un D^* né di un B . Trascurando l'asimmetria diretta nei decadimenti $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, predetta essere molto minore dell'effetto sperimentale che si vuole correggere, e visto che il numero di D^0 ed \bar{D}^0 *prompt* prodotti è uguale, ogni asimmetria nel numero di D^0 e \bar{D}^0 ricostruiti sarà inputabile ai soli effetti di rivelatore. Dalla misura di tale asimmetria si risale al rapporto di efficienze cercato.

7.4 Discussione delle incertezze sistematiche

Fino ad ora abbiamo guardato solo le incertezze statistiche, ma dobbiamo aspettarci che, quando l'analisi sarà finalizzata, quelle sistematiche saranno ugualmente rile-

vanti. Presentiamo in questa sezione una introduzione qualitativa ad alcune delle incertezze sistematiche dominanti che ci aspettiamo di dover considerare ad analisi ultimata.

Poiché nelle misure di *mixing* e di asimmetria si misura un rapporto di *rate* tra canali cinematicamente simmetrici molte incertezze sistematiche comuni tra WS e RS al primo ordine si cancellano, per esempio quelle che riguardano l'accettazione del *trigger*/rivelatore oppure la precisione con cui è determinato il *ct* del decadimento (nel caso della misura dipendente dal tempo), etc.

Tra quelle residue che ci aspettiamo contribuiscano includiamo:

- (i) L'incertezza sistematica derivante dall'incertezza sulle PDF scelte per i fondi nelle varie osservabili del fit. In particolare i fondi più pericolosi sono quelli "fisici" che hanno un picco nella distribuzione in ΔM_{WS} . Fortunatamente questi sono anche i più facili da simulare realisticamente col MC (al contrario del combinatorio e del fondo da D^* falsi). Inoltre, data l'alta statistica, si può lasciare liberi nel fit alcuni dei parametri delle PDF in modo che siano i dati stessi a determinarli correttamente, trasformando quindi le incertezze da sistematiche in statistiche.
- (ii) Le incertezze sistematiche legate alla incertezza statistica con cui sono conosciute le asimmetrie indotte dal rivelatore. L'effetto aspettato è comunque piccolo visto che le correzioni stesse sono già effetti dell'ordine del percento.
- (iii) Per la misura dipendente dal tempo le incertezze sistematiche più rilevanti dipendono dalla accuratezza con cui si conosce l'evoluzione temporale dei vari fondi, soprattutto di quelli che affliggono asimmetricamente i decadimenti RS e quelli WS. Abbiamo già accennato a come includere nel fit uno di questi, costituito dalla componente di D^* che provengono da decadimenti di B .

Capitolo 8

Impatto del PID

In quest'ultimo capitolo si stima il miglioramento in risoluzione che si otterrà introducendo l'informazione del PID nel fit, quando sarà completa la calibrazione del dE/dx su tutto il campione.

8.1 Introduzione del PID nel fit di composizione

L'informazione del dE/dx è disponibile, per ogni particella, mediante queste osservabili addizionali:

- $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{obs}}$, ovvero la misura, associata ad ogni traccia, dell'energia persa per ionizzazione nell'unità di lunghezza dalla particella nella COT;
- $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\pi}$, ovvero il valor medio del dE/dx per pioni in funzione dell'impulso e del *dataset*, stimato nel cap. 4;
- $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{K}$, ovvero il valor medio del dE/dx per kaoni in funzione dell'impulso e del *dataset*, stimato nel cap. 4;

Per riassumere in una sola tutte queste osservabili, si è scelto di definire la variabile “kaoness” (κ), indipendente dall'impulso, come segue:

$$\kappa = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{obs}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\pi}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{K} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\pi}}. \quad (8.1)$$

Per costruzione κ ha una distribuzione di probabilità con media zero per i pioni ed uno per i kaoni (vedi fig. 8.1).

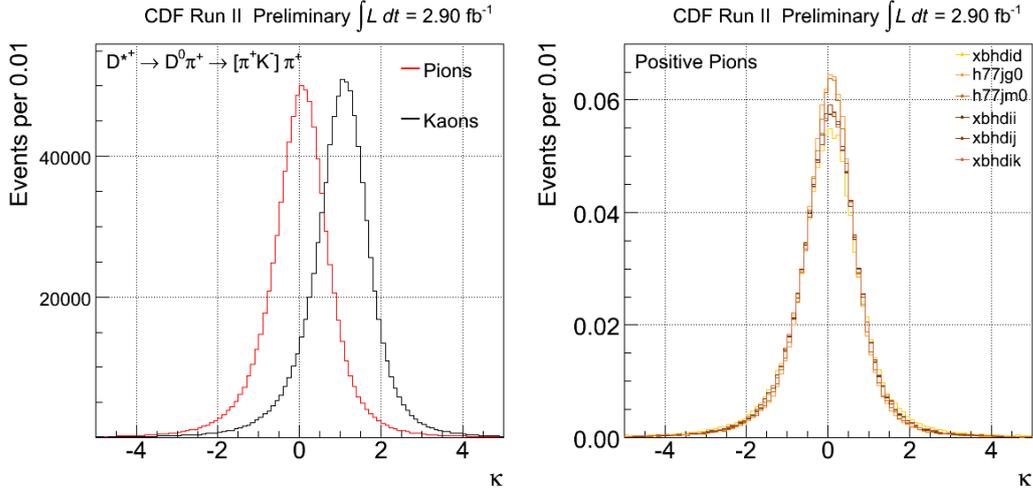


Figura 8.1: *A sinistra: distribuzioni di kaonness per pioni e kaoni, la separazione statistica tra le due vale $\sim 1.5 \sigma$. A destra: confronto tra le distribuzioni (normalizzate) di kaonness per pioni positivi nei diversi dataset; le distribuzioni per i kaoni (positivi e negativi) e per i pioni negativi mostrano la stessa omogeneità nel tempo.*

L'informazione proveniente dall'osservabile κ è inserita nella funzione di *likelihood* semplicemente moltiplicando ogni termine (segnale e fondo) per la rispettiva PDF del PID,

$$\wp(M_{\text{WS}}|\alpha) \cdot \wp(\alpha) \cdot \wp(\Delta M_{\text{WS}}|\alpha) \cdot \wp(\kappa_1, \kappa_2),$$

che è scritta nel seguente modo per segnale e fondo:

$$\begin{aligned} \wp_{\text{RS}}(\kappa_1, \kappa_2) &= \wp_{\text{fakeRS}} = \wp_{\pi}(\kappa_1) \cdot \wp_K(\kappa_2), \\ \wp_{\text{WS}}(\kappa_1, \kappa_2) &= \wp_{\text{fakeWS}} = \wp_{\pi}(\kappa_2) \cdot \wp_K(\kappa_1), \\ \wp_{\text{bkg}}(\kappa_1, \kappa_2) &= f_{\text{PID}} \cdot \wp_{\text{RS}}(\kappa_1, \kappa_2) + (1 - f_{\text{PID}}) \cdot \wp_{\text{WS}}(\kappa_1, \kappa_2), \end{aligned} \quad (8.2)$$

dove con l'indice 1 (2) si indica la traccia che, nella catena di decadimento, ha segno uguale (opposto) a quello del π_s proveniente dal D^* e con $\wp_{\pi}(\kappa)$ ($\wp_K(\kappa)$) la PDF della variabile κ per il campione di pioni (kaoni).

In questo modo si trascurano tutte le correlazioni, possibili in principio, tra le variabili κ_1 , κ_2 e α , col rischio di introdurre quindi *bias* nei parametri stimati dal fit. Eventualmente questi verranno eliminati solo quando sarà possibile utilizzare il PID correttamente calibrato, a questo livello li trascuriamo visto che al primo ordine sono ininfluenti ai fini di ottenere una stima del miglioramento in risoluzione statistica sulle frazioni di interesse.

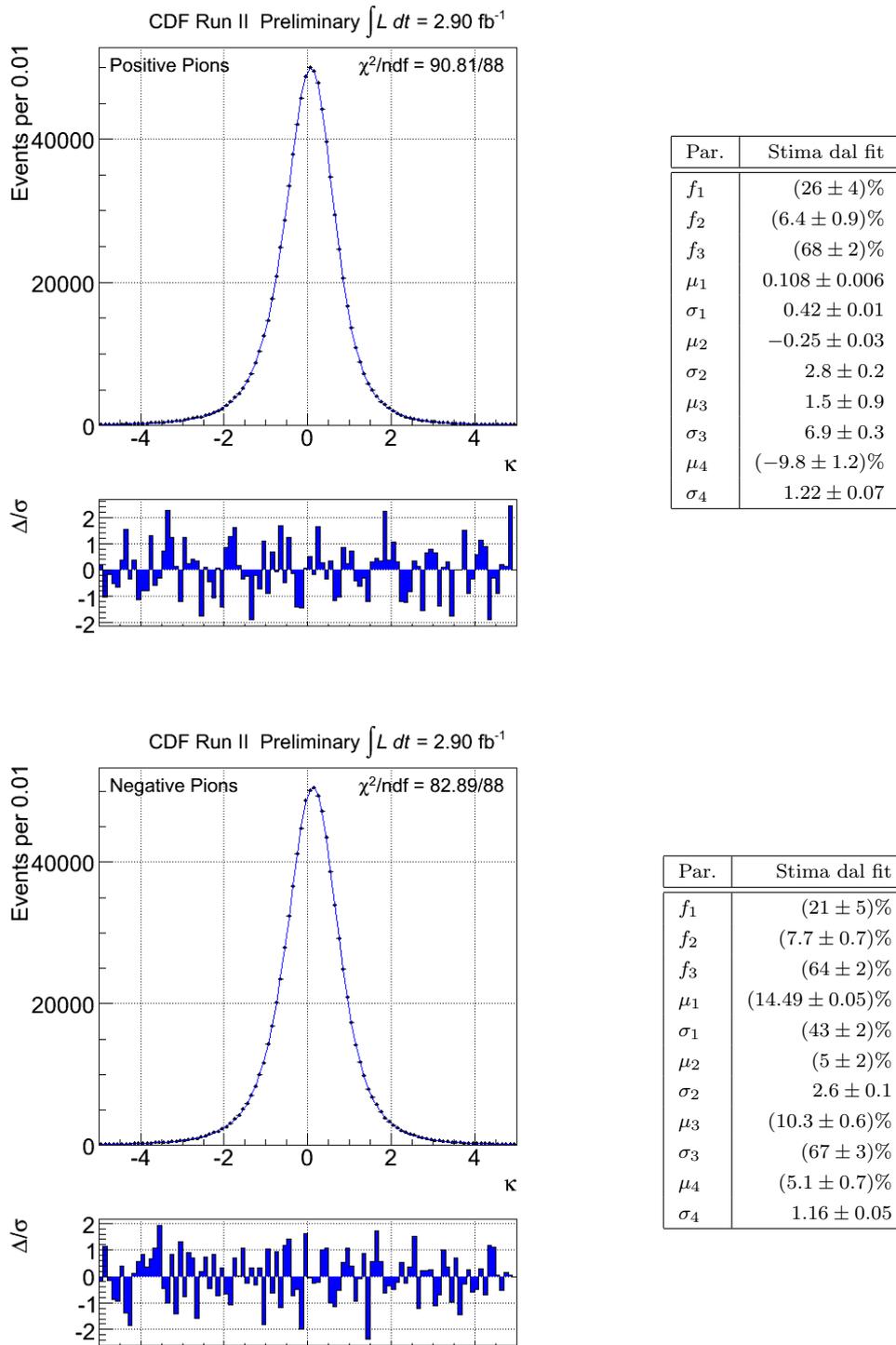


Figura 8.2: Kaoness per pioni positivi (in alto) e negativi (in basso) con sovrapposto (in blu) il risultato del fit, sono mostrati anche i valori dei parametri della funzione di fit ottenuti.

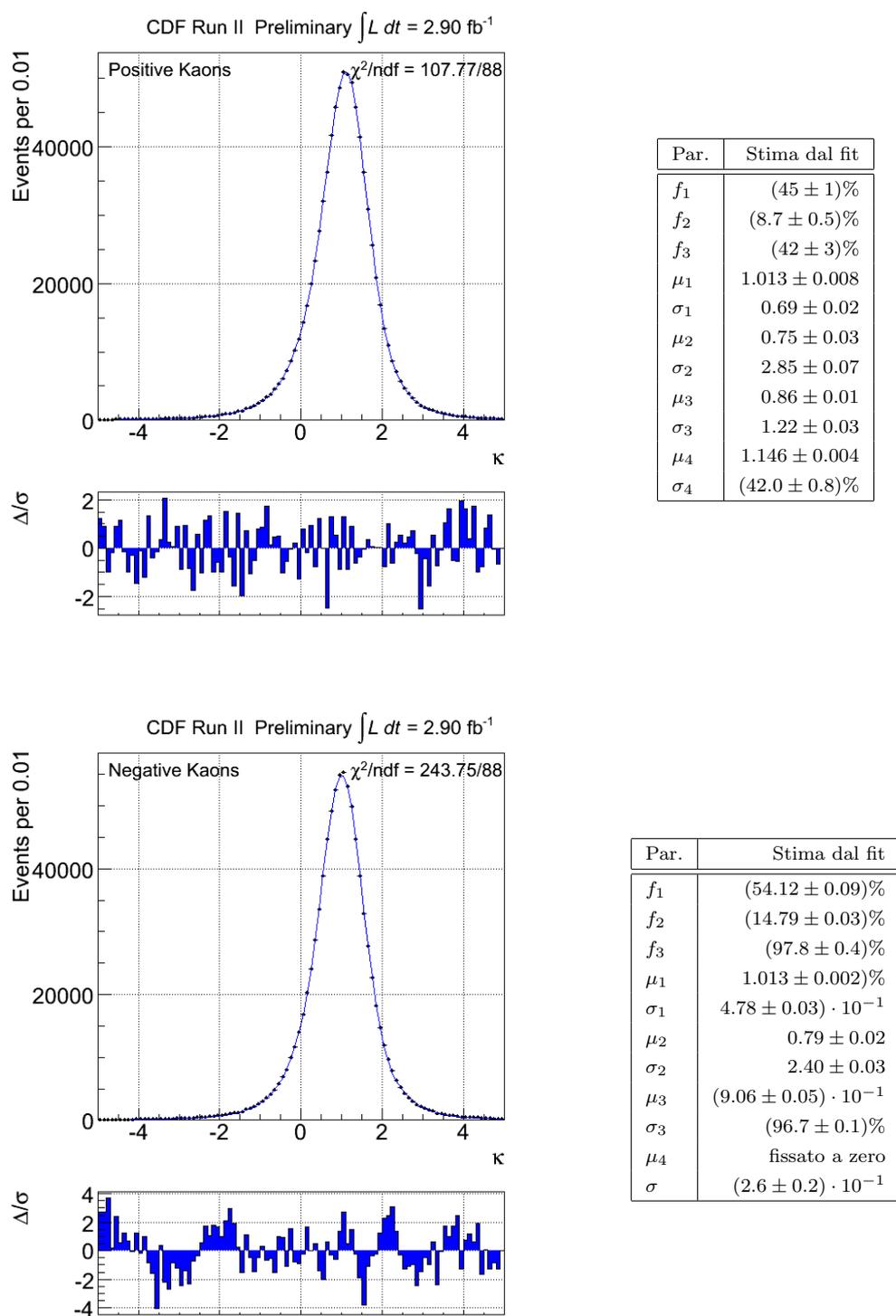


Figura 8.3: *Kaoness per kaoni positivi (in alto) e negativi (in basso) con sovrapposto (in blu) il risultato del fit, sono mostrati anche i valori dei parametri della funzione di fit ottenuti.*

Le fig. 8.2 e 8.3 mostrano le distribuzioni dell'osservabile κ , per pioni e kaoni, positivi e negativi, con sovrapposto il risultato di un fit *binned* di minimo χ^2 ; la funzione utilizzata in tutti i casi è una somma di quattro gaussiane:

$$\begin{aligned} \wp(\kappa) = & f_1 \mathcal{G}(\kappa; \mu_1, \sigma_1) + (1 - f_1) f_2 \mathcal{G}(\kappa; \mu_2, \sigma_2) \\ & + (1 - f_1) (1 - f_2) f_3 \mathcal{G}(\kappa; \mu_3, \sigma_3) + (1 - f_1) (1 - f_2) (1 - f_3) \mathcal{G}(\kappa; \mu_4, \sigma_4) \end{aligned}$$

nella tabella a fianco sono riportati i valori dei parametri restituiti dal fit. Questa è la parametrizzazione che verrà utilizzata nel termine in PID della PDF (eq. (8.2)).

8.2 Risultati preliminari

Il fit così modificato viene eseguito sul campione di dati e con le modalità descritte nel cap. 7. Nelle fig. 8.4-8.5 sono riportati i risultati per i candidati D^{*+} e D^{*-} . Combinati tra loro questi forniscono le seguenti risoluzioni su $R_{\mathcal{B}}$:

$$\begin{aligned} R_{\mathcal{B}}^{\text{raw}} &= (\text{xxx} \pm 0.09) \cdot 10^{-3} \\ \left[\begin{array}{l} R_{\mathcal{B}}^{\text{raw}} = (\text{xxx} \pm 0.11) \cdot 10^{-3} \text{ (fit cinematico),} \\ R_{\mathcal{B}} = (3.77 \pm 0.08 \text{ (stat.)} \pm 0.05 \text{ (syst.)}) \cdot 10^{-3} \text{ (Belle, [28])} \end{array} \right] \end{aligned}$$

Come aspettato, l'apporto del dE/dx migliora la risoluzione del rapporto WS/RS, perché aiuta il fit a determinare con più precisione la piccola frazione di WS rispetto al fondo.

Ci si aspetta che le misure di asimmetria diretta sui canali K^+K^- e $\pi^+\pi^-$ possano beneficiare molto dell'informazione addizionale del PID, perché i pur abbondanti segnali di questi decadimenti sono contaminati da fondi significativi, che l'informazione di PID aiuta a vincolare meglio. Le proiezioni del fit sui dati mostrano discrepanze simili a quelle del fit cinematico, aspettate per motivi analoghi a quelli discussi nel capitolo precedente.

8.3 Discussione delle incertezze sistematiche

Il potere statistico apportato dall'uso del dE/dx comporta un moderato prezzo in termini di incertezze sistematiche addizionali. Da altre misure simili che hanno utilizzato il dE/dx a CDF ci aspettiamo che i contributi maggiori vengano da:

- (i) Un'incertezza sistematica dovuta alla risoluzione finita con cui conosciamo le forme delle distribuzioni di PID per kaoni e pioni.

Numero eventi	2442521			
Parametro	Risoluzione			
f_{sig}^+	0.03%			
R_B^+	$0.13 \cdot 10^{-3}$			
f_{fake}^+	0.10%			
R_{fake}^+	0.39%			
f_{PID}^+	0.26%			
Matrice di covarianza (10^{-8})				
10.2				
0.66	1.67			
-1.06	-0.43	93.8		
14.2	-8.59	-19.5	1540	
-0.71	0.14	5.71	158	669

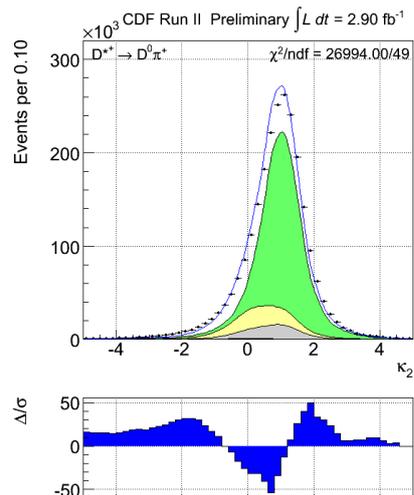
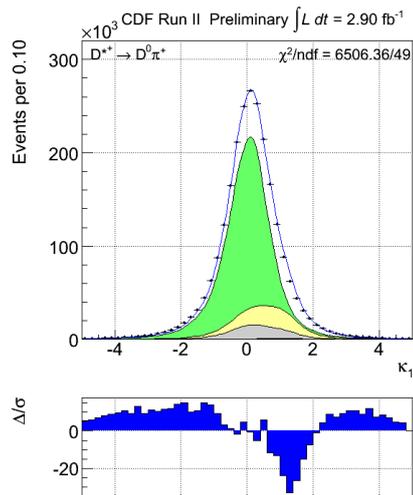
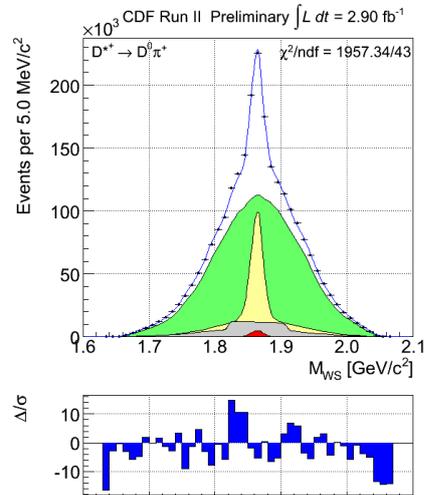
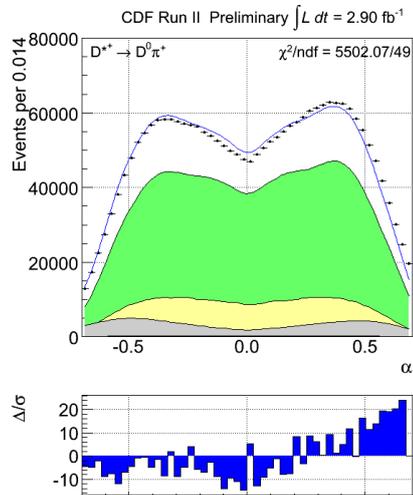
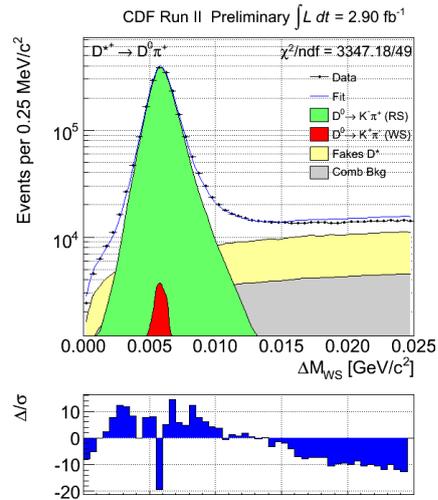


Figura 8.4: *Proiezioni e risultati del fit con PID sul campione $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$*

Numero eventi	2546201
Parametro	Risoluzione
f_{sig}^-	0.03%
$R_{\mathcal{B}}^-$	$0.13 \cdot 10^{-3}$
f_{fake}^-	0.10%
R_{fake}^-	0.41%
f_{PID}^-	0.29%

Matrice di covarianza (10^{-8})					
9.48					
0.65	1.73				
-0.91	-0.40	92.7			
13.3	-9.01	-13.7	1645		
-1.69	0.005	4.85	186	838	

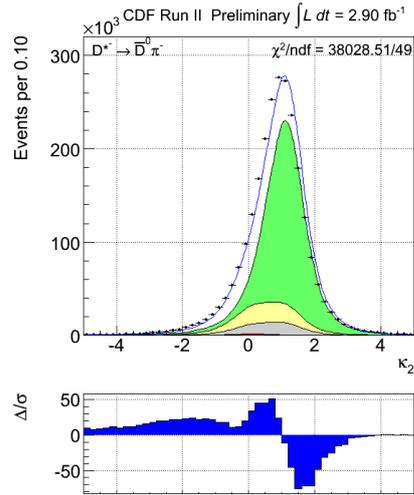
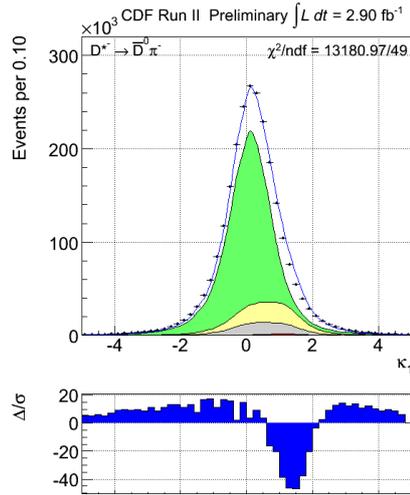
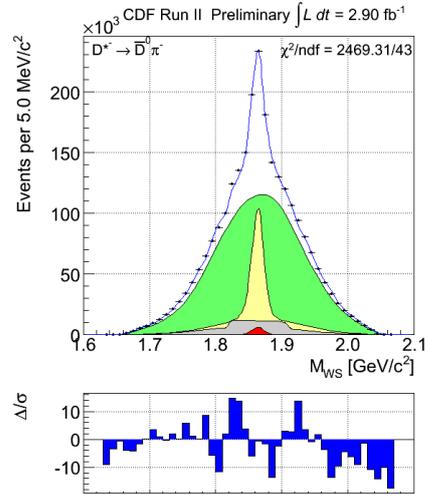
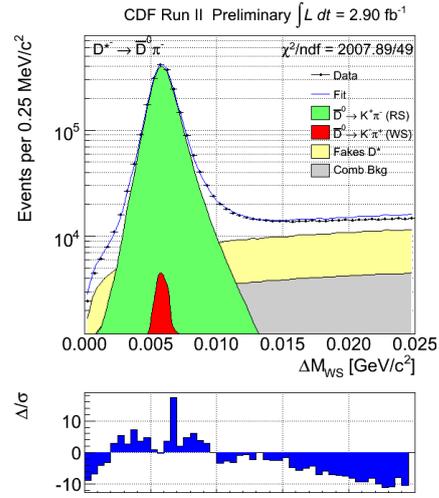
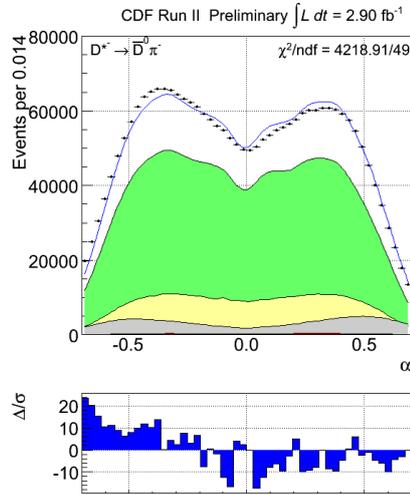


Figura 8.5: Proiezioni e risultati del fit con PID sul campione $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$.

- (ii) Un'altra derivante dalle correlazioni residue tra dE/dx di tracce diverse nello stesso evento, indotte da dipendenze residue del dE/dx dal tempo o dalla posizione della traccia nel volume di tracciatura.
- (iii) Un'altra incertezza sistematica, sulla misura delle asimmetrie di CP, viene dalla possibile presenza di asimmetrie di carica tra diverse specie di particelle nel fondo. Il fondo sarà composto maggiormente da pioni (60 – 70%), ma anche da kaoni (30 – 20%) ed da un 10% di protoni ed elettroni. Se qualcuna di queste componenti ha una molto diversa frazione di particelle positive rispetto a quelle negative, l'asimmetria può propagarsi alla misura. Da studi sui decadimenti $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h'^-$ ci aspettiamo che pioni e kaoni siano sostanzialmente simmetrici, invece protoni ed antiprotoni possono essere ricostruiti in quantità moderatamente diverse.

Conclusioni e prospettive

In questa tesi abbiamo presentato uno studio dei decadimenti del mesone D^0 in due mesoni K o π carichi raccolti dall'esperimento CDF al collisionatore $p\bar{p}$ TeVatron di Fermilab. Si tratta del primo approccio all'analisi dell'intero campione disponibile a CDF ad oggi, che ammonta a circa il doppio dei dati utilizzati nell'ultima misura pubblicata dall'esperimento, ed è il più abbondante al mondo.

I decadimenti $D^0 \rightarrow h^+h'^-$ offrono una ricca gamma di opportunità sperimentali per investigare possibili effetti di fisica oltre il Modello Standard (“Nuova Fisica”), prima che se ne abbia l'eventuale evidenza diretta nello studio dei processi ad alto impulso trasferito. I parametri delle oscillazioni di sapore $D^0 - \bar{D}^0$, di cui solo recentemente si hanno avuti i primi risultati sperimentali, sono sensibili alla presenza di nuove particelle che accoppiano con quark di tipo up (carica $\pm 2/3$), opportunità unica, questa, tra tutti i fenomeni di *mixing* dei mesoni. Analogamente, le asimmetrie non invarianti per trasformazione CP (“asimmetrie di CP”) nei decadimenti $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^+K^-$, sono previste essere molto piccole nel Modello Standard. Qualsiasi deviazione significativa da zero sarebbe immediatamente interpretata come segnale inequivocabile di Nuova Fisica. Tutto questo diventa ancor più interessante se si considera che la dimensione del campione di decadimenti $D^0 \rightarrow h^+h'^-$ disponibile a CDF permette di studiare i processi menzionati con precisione statistica mai raggiunta prima.

Il contributo originale apportato durante il lavoro di tesi è consistito nello sviluppare una strategia per separare, con un fit multidimensionale, tutte le componenti del campione: decadimenti RS (stato finale $K^-\pi^+$ derivante da un D^0 alla produzione e $K^+\pi^-$ da un \bar{D}^0 alla produzione), decadimenti WS (viceversa), decadimenti in $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , fondi da altri decadimenti di D^0 e combinatorio. Il fit utilizza l'informazione derivante dalla cinematica combinandola con quella sull'identità delle particelle negli stati finali. Questo approccio, che sfrutta nella maniera più efficiente possibile l'informazione statistica disponibile nei dati, è più avanzato e

Parametro stimato	Risoluzione della media mondiale/miglior misura	Risoluzione ottenuta	Informazione utilizzata
R_B	$0.09 \cdot 10^{-3}$ (<i>Belle</i>)	$0.11 \cdot 10^{-3}$ $0.09 \cdot 10^{-3}$	fit cinematico fit cinematico+PID
$\mathcal{A}_{CP}(\pi\pi)$	0.5% (PDG)	< 0.4%	sola massa invariante
$\mathcal{A}_{CP}(KK)$	0.5% (PDG)	< 0.5%	sola massa invariante

Tabella 8.1: *Quadro riassuntivo delle risoluzioni statistiche ottenute sui dati in questa tesi confrontate con le medie mondiali (o le miglior misure oggi disponibili).*

completo rispetto alle analisi proposte a CDF finora, più convenzionalmente basate su “tagli”. Si ha inoltre il vantaggio che un’unica analisi permette sia la misura dei parametri del *charm mixing* che quella delle asimmetrie dirette associate.

In questo lavoro è stata presentata la prima applicazione della nuova metodologia ai dati. Si è ottenuta la dimostrazione generale di fattibilità dell’approccio, ed una stima sui dati stessi della risoluzione statistica raggiungibile, che costituisce il parametro chiave di confronto con gli altri esperimenti. La tab. 8.1 sintetizza i risultati ottenuti in confronto alle misure più sensibili oggi disponibili:

- la risoluzione sul rapporto integrato nel tempo tra i *branching ratio* dei decadimenti WS e RS, R_B , è competitiva con le migliori misure odierne e rende promettente la prospettiva di estendere l’analisi alla misura dei parametri dell’oscillazione;
- la risoluzione sulle asimmetrie dirette di CP per i decadimenti in $\pi^+\pi^-$ e K^+K^- , stimata usando la sola informazione derivante dalla massa invariante, già indica risoluzioni al livello delle attuali medie mondiali.

Non dimentichiamo inoltre che i risultati ottenuti godono ancora di ampi margini di miglioramento: il campione analizzato in questo lavoro è circa la metà di quello aspettato a CDF alla fine del 2009; in questa prima applicazione ai dati, il fit cinematico è stato utilizzato in configurazione base, in cui molti contributi di decadimenti da D^0 sono stati esclusi con tagli, sacrificando del potere statistico che sarà recuperato una volta che tutti questi saranno modellati ed inclusi nel fit; inoltre sappiamo dall’esperienza passata che la finalizzazione della calibrazione del PID ne aumenterà il potere di separazione col risultato di un ulteriore guadagno in risoluzione.

I risultati ottenuti non solo sono molto incoraggianti per la misura dei parametri delle oscillazioni, obiettivo a medio-lungo termine di questo studio, ma offrono la

possibilità di ottenere le misure più precise al mondo sulle asimmetrie di CP nei canali $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^+K^-$, come prodotto intermedio a più breve termine.

Appendice A

Simulazione Monte Carlo

In questa appendice è mostrata una sommaria descrizione della simulazione Monte Carlo utilizzata per produrre le distribuzioni presenti in questa tesi; per maggiori dettagli a riguardo si consulti [40] e [41].

A.1 Descrizione della simulazione Fast MC

La stima della frazione di eventi che sfugge all'accettazione del rivelatore, o studi dettagliati della risposta attesa del rivelatore al passaggio di determinate particelle è un bisogno comune a molte analisi. Tipicamente, però, la complessa geometria dei rivelatori ed i numerosi effetti che bisogna tenere in conto per predire tali quantità rende la derivazione analitica delle distribuzioni rilevanti impraticabile o addirittura impossibile. Per risolvere questi problemi sono utili, e largamente usate, le tecniche di simulazione Monte Carlo (MC).

Ai fini del lavoro mostrato in questa tesi, una simulazione MC è stata utilizzata per obiettivi solo descrittivi. Per questa ragione si è preferita, alla simulazione ufficiale di CDF, una simulazione MC “veloce” che permette, in tempi ragionevoli e con moderate risorse computazionali, di ottenere distribuzioni compatibili con quelle della simulazione ufficiale su campioni dell'ordine dei milioni di eventi. Descriviamo qui di seguito molto brevemente tale simulazione (*Fast MC*).

Questa consiste in un programma scritto in codice C++ in modo da poter funzionare all'interno del framework ROOT, [42]. Il decadimento è inizialmente simulato nel centro di massa dove vengono estratte le direzioni delle due particelle e il tempo di decadimento della particella primaria; le masse di tutte particelle sono fissate ai valori del PDG [5]. La simulazione include effetti di radiazione dello stato

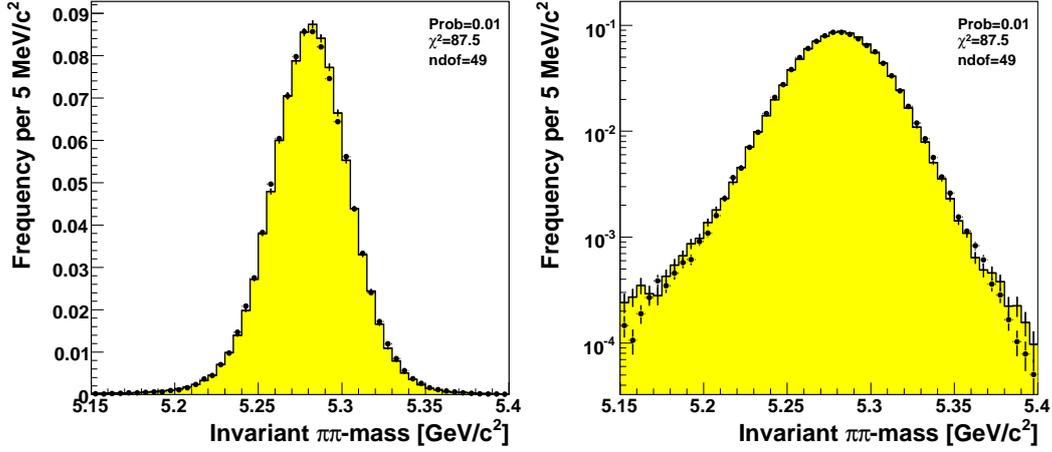


Figura A.1: *Paragone tra le distribuzioni in massa invariante $\pi^+\pi^-$, in scala lineare (a sinistra) e logaritmica (a destra), per gli eventi simulati di $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ con il MC ufficiale di CDF (istogramma in giallo) e con il Fast MC (punti con barre d'errore). Entrambe le simulazioni non includono l'effetto delle code radiative.*

finale basandosi su recenti calcoli di QED [43]. Le variabili cinematiche vengono poi trasformate dal sistema del centro di massa a quello del laboratorio, usando una distribuzione in p_t del D^* ottenuta dai dati ed una distribuzione in η uniforme tra -1.3 e 1.3 . 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, mentre lo *smearing* per la curvatura, che è l'effetto principale che influenza la risoluzione in massa, è modellato in maniera più accurata, in modo da includere anche effetti non gaussiani osservati sui dati in campioni ad altissima statistica di decadimenti $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Infine c'è la possibilità di includere la simulazione delle richieste di *trigger* che riguardano le quantità cinematiche.

La compatibilità tra la simulazione Fast MC e quella ufficiale di CDF è stata verificata con ottimi risultati; in fig. A.1 è mostrata, come esempio, la distribuzione in massa invariante del decadimento $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ottenuta con il Fast MC e con il MC ufficiale di CDF.

Appendice B

Parametrizzazione del termine in ΔM_{WS} della PDF

In questa appendice sono mostrati i risultati dei fit dai quali abbiamo ottenuto la parametrizzazione del termine in ΔM_{WS} della likelihood (si veda il cap. 6).

B.1 Estrazione di $\wp(\Delta M_{\text{WS}}, \alpha)$ per il segnale

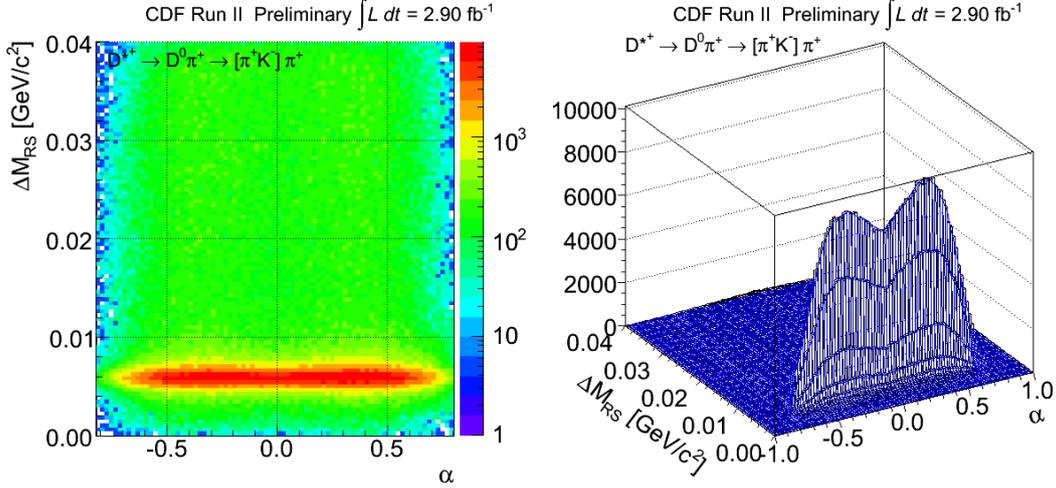
Da pag. 128 a pag. 140 sono mostrati i risultati dei 23 fit *binned* di minimo χ^2 , in altrettanti intervalli mutuamente esclusivi di α , con cui si è parametrizzata la distribuzione bidimensionale $(\Delta M_{\text{RS}}, \alpha)$ per un campione di eventi RS selezionati richiedendo che la massa invariante sia entro cinque r.m.s dalla massa del D^0 ($|M_{\text{RS}} - m_{D^0}| < 43.76 \text{ MeV}/c^2$). Tale parametrizzazione permette, trasformando $\alpha \rightarrow -\alpha$, di descrivere il termine in ΔM_{WS} della PDF degli eventi WS. Per dettagli riguardo alla forma funzionale utilizzata si veda il cap. 6.

I parametri iniziali della minimizzazione sono stati ottenuti da una parametrizzazione della distribuzione in ΔM_{RS} integrata in α ; nel caso in cui i parametri restituiti dal singolo fit sono compatibili entro 1σ col rispettivo valore iniziale, il fit è rieseguito con tale parametro fissato.

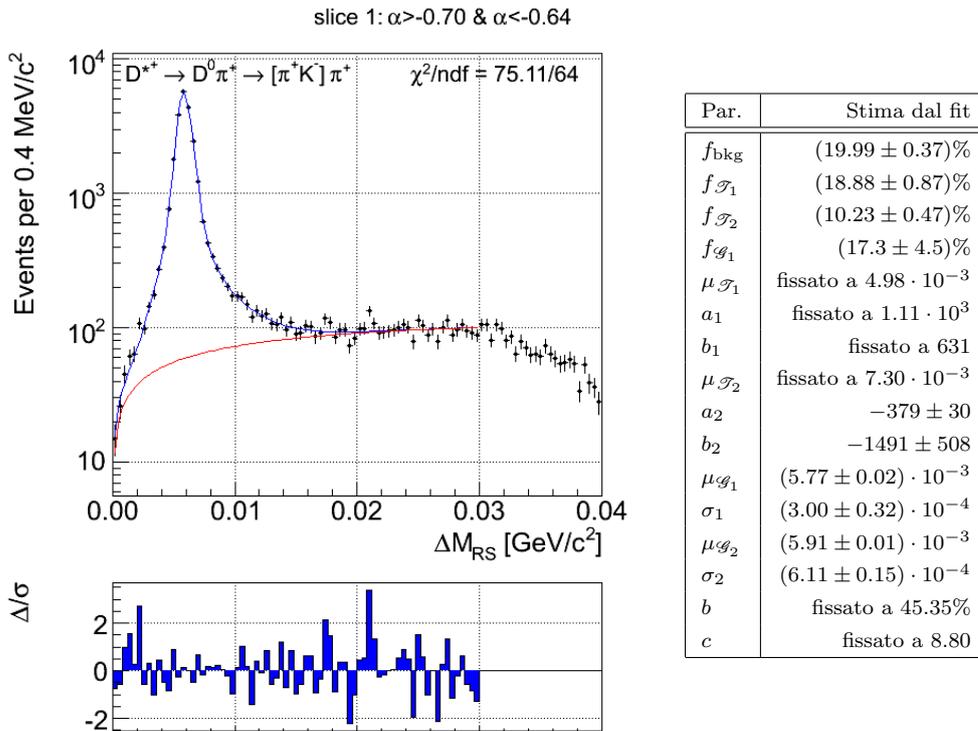
Da pag. 140 in poi sono mostrati i risultati dei 23 fit, nei medesimi intervalli di α , con cui si è parametrizzata la distribuzione bidimensionale $(\Delta M_{\text{WS}}, \alpha)$ per gli stessi eventi RS. Per dettagli riguardo alla forma funzionale utilizzata si veda il cap. 6.

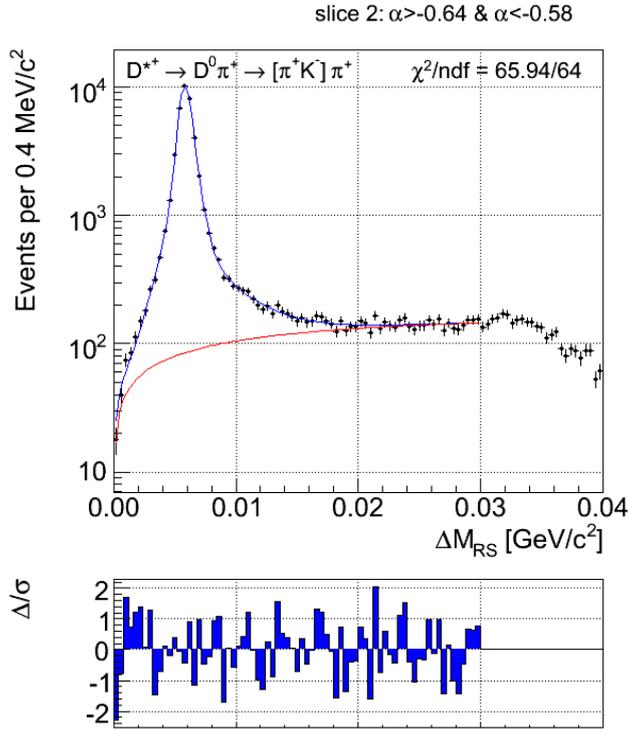
B.1.1 ΔM_{RS} in funzione di α

Distribuzione bidimensionale ($\Delta M_{RS}, \alpha$) per il campione di decadimenti RS, a destra con sovrapposto il risultato della parametrizzazione bidimensionale (in blu):

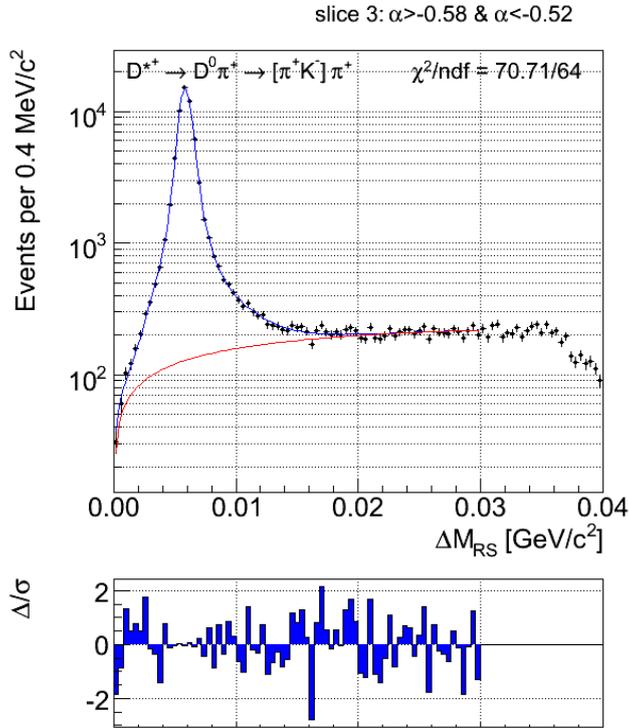


Distribuzioni, in scala logaritmica, di ΔM_{RS} per gli eventi RS nei 23 intervalli in α ; sovrapposto vi è il risultato del fit (in blu) e la parte di funzione che descrive il fondo (in rosso):

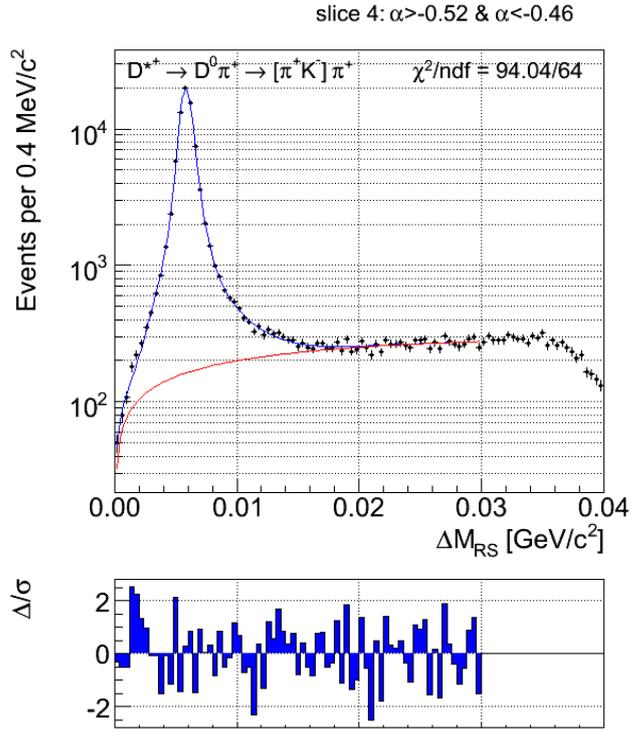




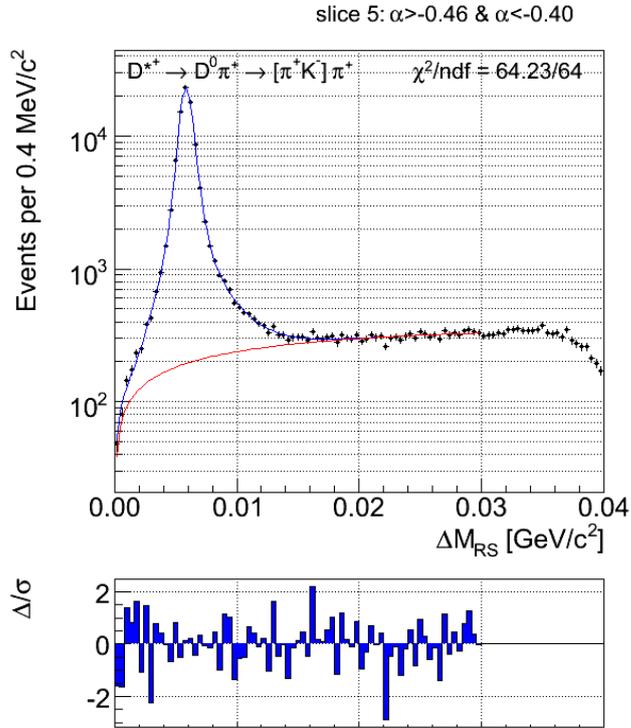
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(16.89 \pm 0.30)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(20.03 \pm 0.76)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(9.93 \pm 0.34)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(56.0 \pm 8.3)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-305 ± 19
b_2	-1521 ± 463
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.83 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(4.20 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.98 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(7.16 \pm 0.43) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



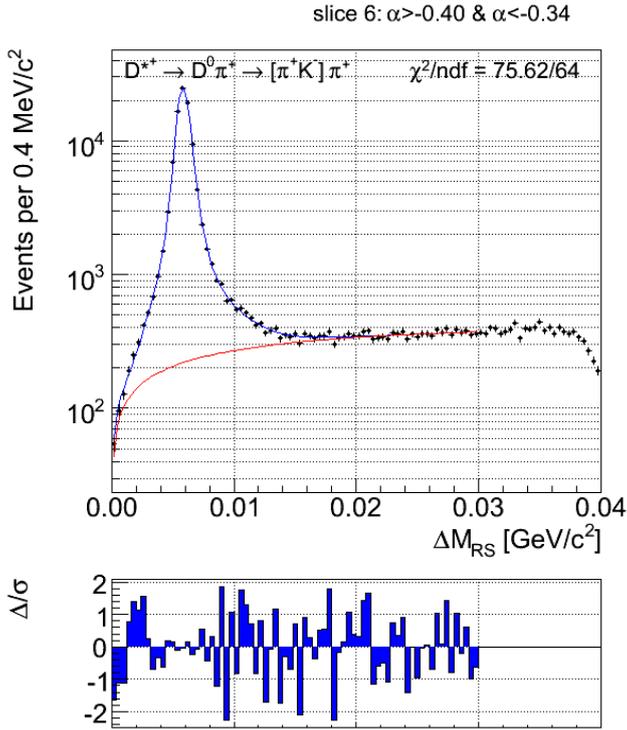
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(17.32 \pm 0.22)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(19.79 \pm 0.54)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(9.11 \pm 0.24)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(26.1 \pm 5.3)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-390 ± 18
b_2	-2254 ± 575
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.80 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.48 \pm 0.22) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.920 \pm 0.009) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.07 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



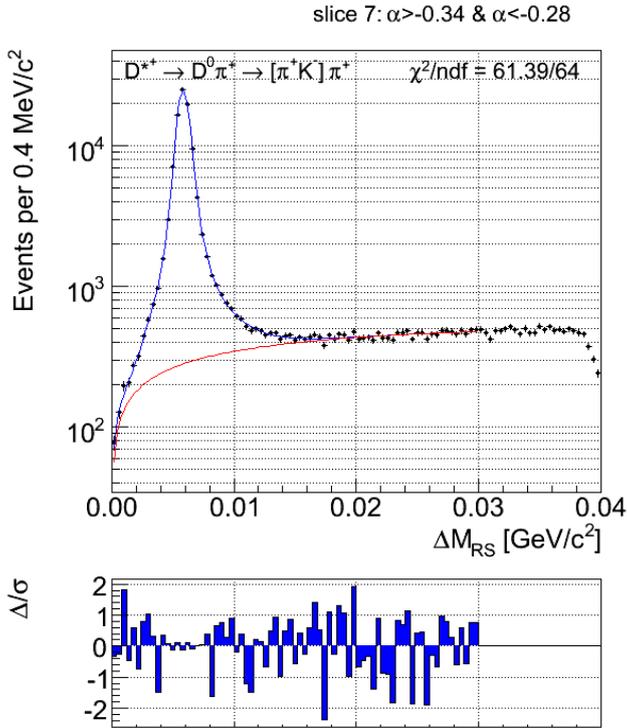
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(17.08 \pm 0.19)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(19.40 \pm 0.52)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(8.62 \pm 0.25)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(54.4 \pm 8.6)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-411 ± 19
b_2	-1558 ± 459
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.825 \pm 0.008) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(4.14 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.94 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.83 \pm 0.35) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



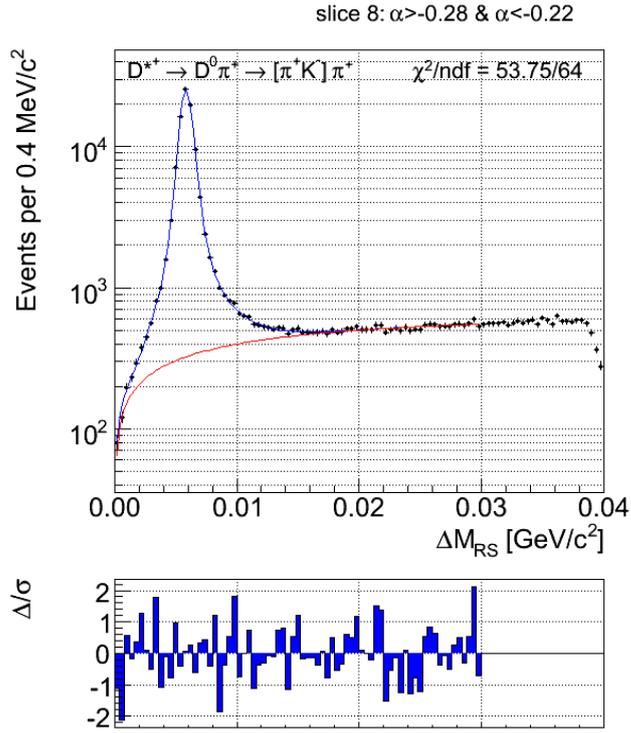
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(17.61 \pm 0.17)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(16.72 \pm 0.53)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(8.53 \pm 0.51)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(52.8 \pm 6.2)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-471 ± 25
b_2	-1022 ± 285
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.842 \pm 0.005) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(4.05 \pm 0.13) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.92 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.98 \pm 0.30) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



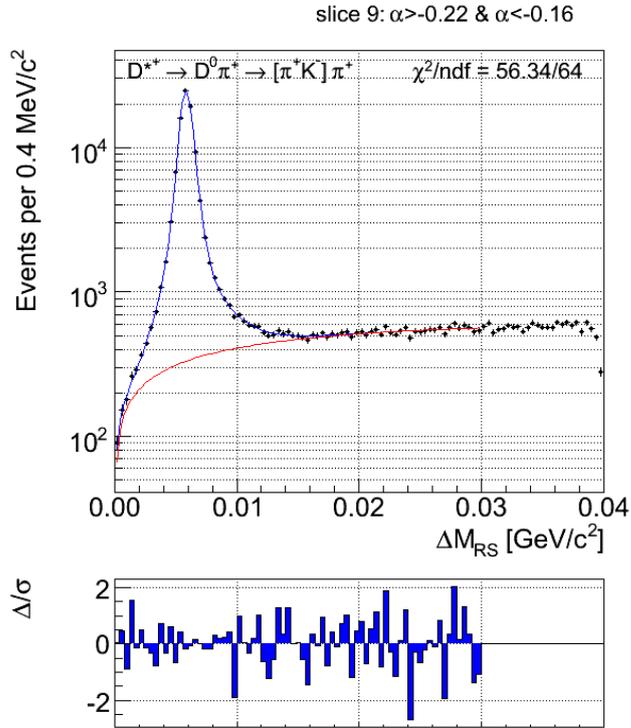
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(18.56 \pm 0.17)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(16.73 \pm 0.45)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(7.52 \pm 0.19)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(42.8 \pm 6.6)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-426 ± 18
b_2	-1906 ± 538
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.824 \pm 0.008) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.85 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.92 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.51 \pm 0.21) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



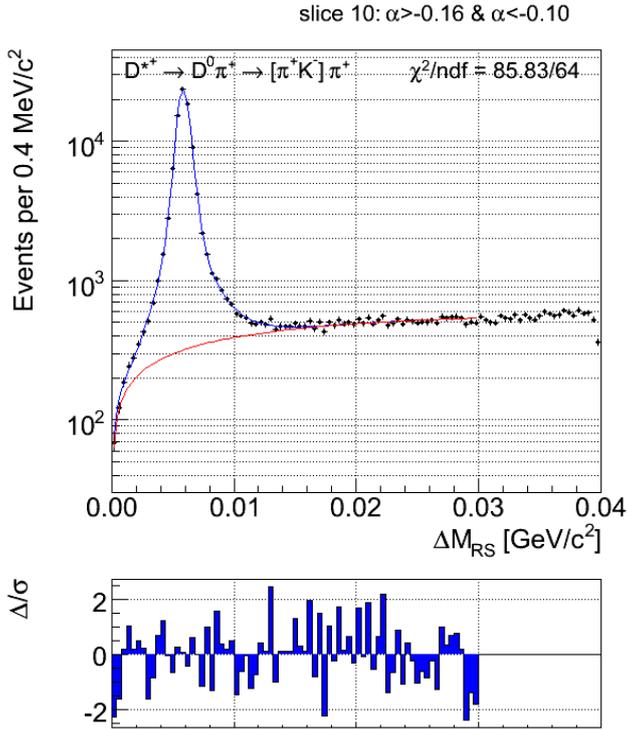
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(22.53 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(16.54 \pm 0.47)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(7.18 \pm 0.25)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(40.6 \pm 9.1)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-459 ± 25
b_2	-1813 ± 735
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.83 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.90 \pm 0.23) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.91 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.36 \pm 0.26) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



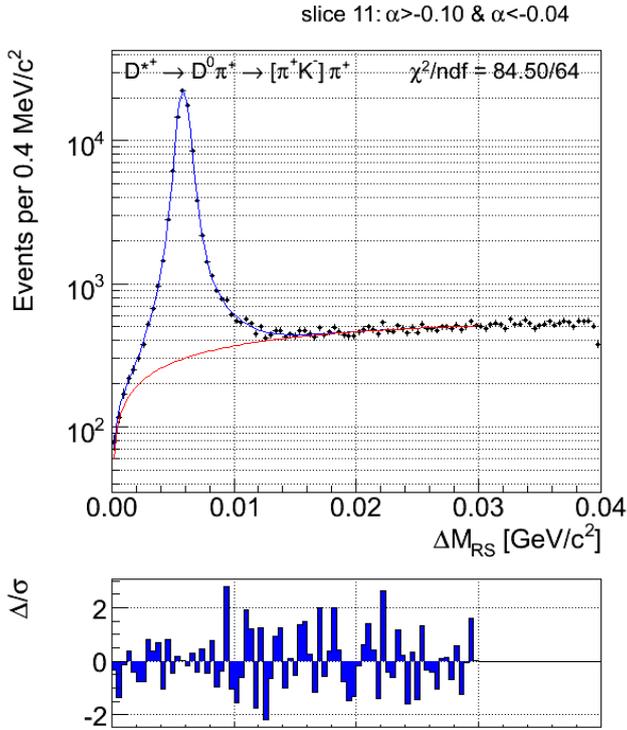
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(25.16 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(15.91 \pm 0.46)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(7.09 \pm 0.20)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(34.6 \pm 4.8)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-455 ± 23
b_2	-1895 ± 417
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.831 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.59 \pm 0.16) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.903 \pm 0.008) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.31 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



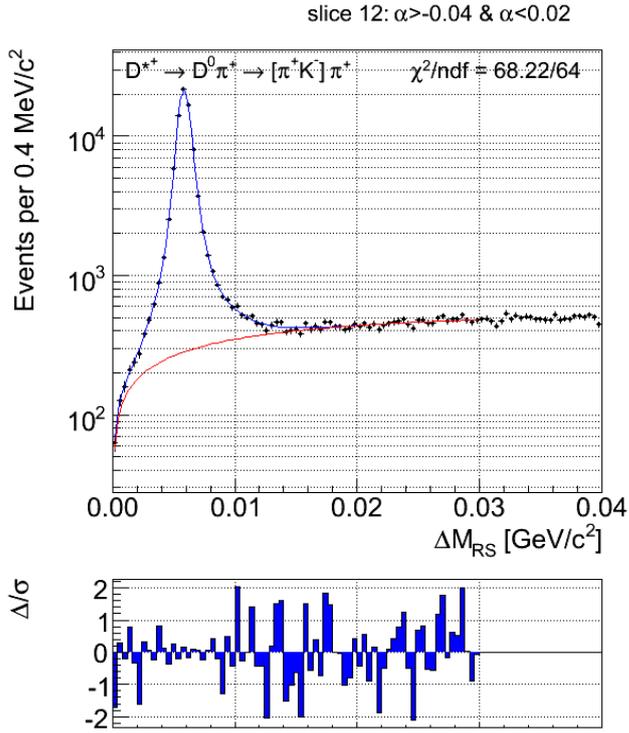
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(26.18 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(15.98 \pm 0.56)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(7.22 \pm 0.39)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(50.0 \pm 5.7)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-468 ± 30
b_2	-1135 ± 324
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.845 \pm 0.006) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.96 \pm 0.13) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.91 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.88 \pm 0.27) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



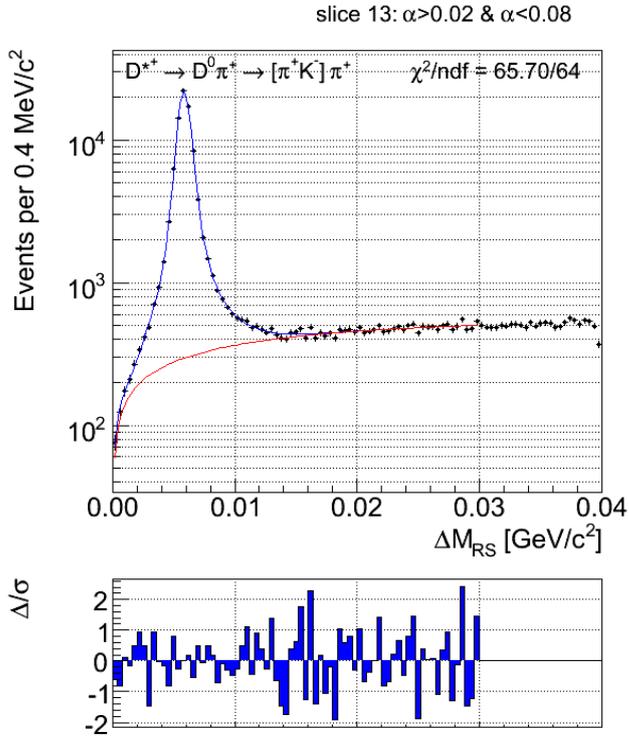
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(26.16 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(16.03 \pm 0.52)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(7.21 \pm 0.67)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(41.2 \pm 6.0)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-551 ± 39
b_2	-962 ± 270
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.838 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.78 \pm 0.16) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.90 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.44 \pm 0.21) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



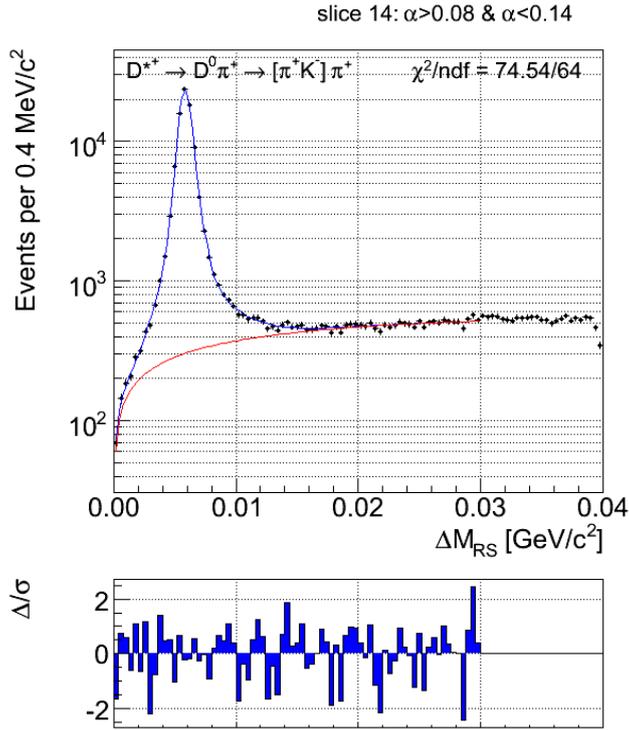
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(25.98 \pm 0.19)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(15.22 \pm 0.64)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(7.05 \pm 0.84)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(55.7 \pm 6.7)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-521 ± 47
b_2	-986 ± 434
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.854 \pm 0.005) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(4.12 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.90 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(7.15 \pm 0.36) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



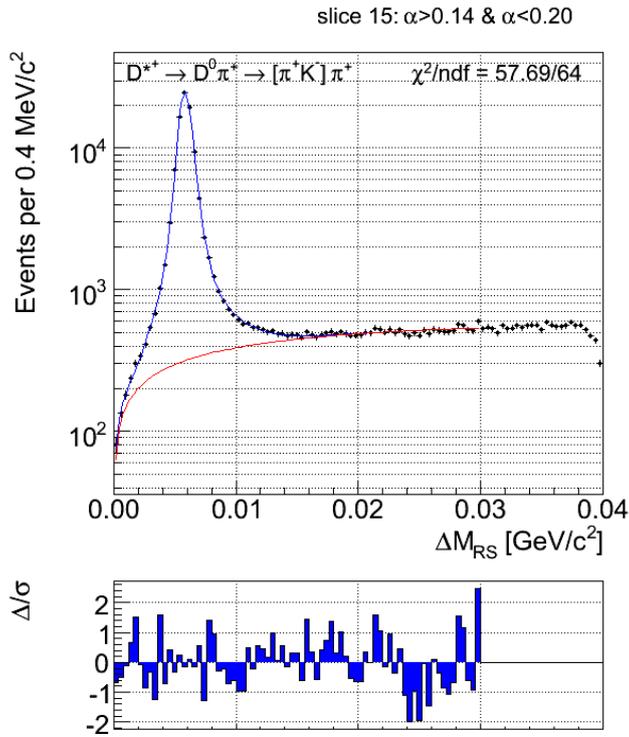
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(25.74 \pm 0.19)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(15.08 \pm 0.57)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(6.45 \pm 0.24)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(46.3 \pm 7.4)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-480 ± 28
b_2	-1730 ± 560
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.837 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.87 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.92 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.72 \pm 0.30) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



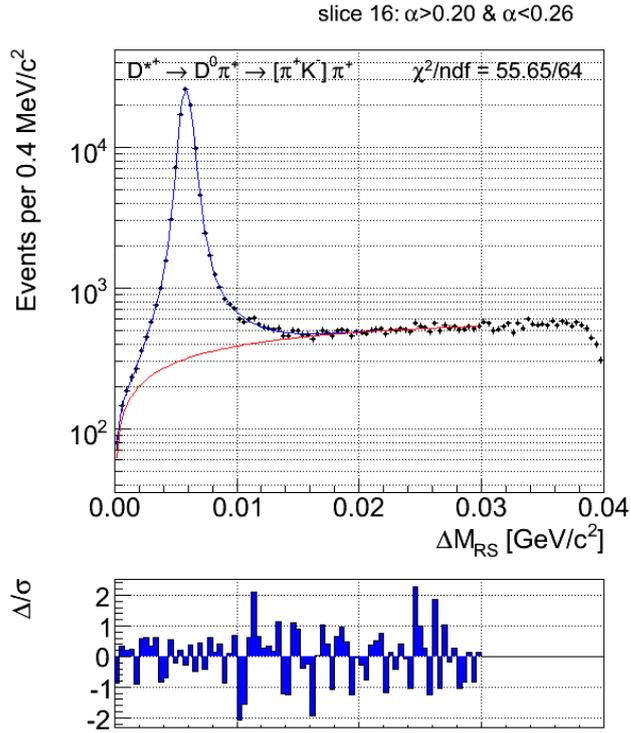
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(26.09 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(16.57 \pm 0.49)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(6.48 \pm 0.20)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(49.8 \pm 4.2)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-513 ± 28
b_2	-2276 ± 508
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.828 \pm 0.009) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.39 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.893 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.09 \pm 0.13) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



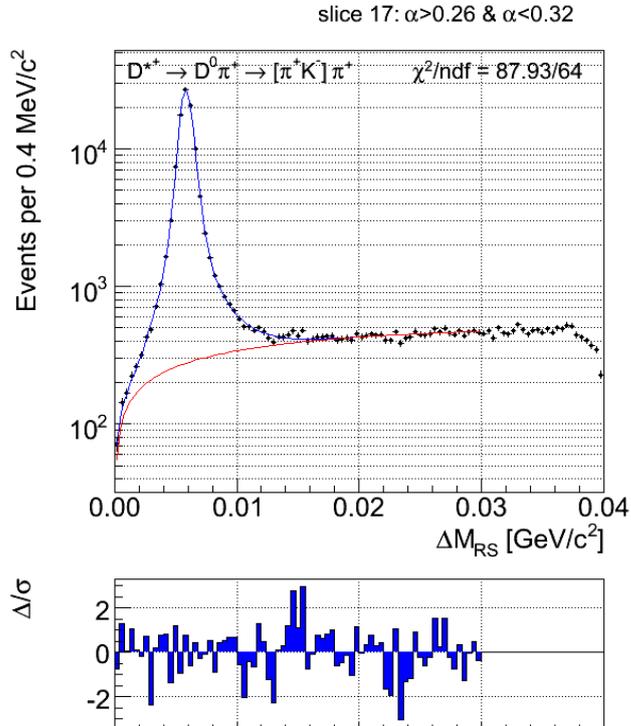
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(25.18 \pm 0.19)\%$
$f_{\mathcal{F}_1}$	$(15.53 \pm 0.52)\%$
$f_{\mathcal{F}_2}$	$(6.35 \pm 0.19)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(39.9 \pm 6.3)\%$
$\mu_{\mathcal{F}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{F}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-416 ± 22
b_2	-3770 ± 1531
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.823 \pm 0.009) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.80 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.916 \pm 0.009) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.54 \pm 0.22) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



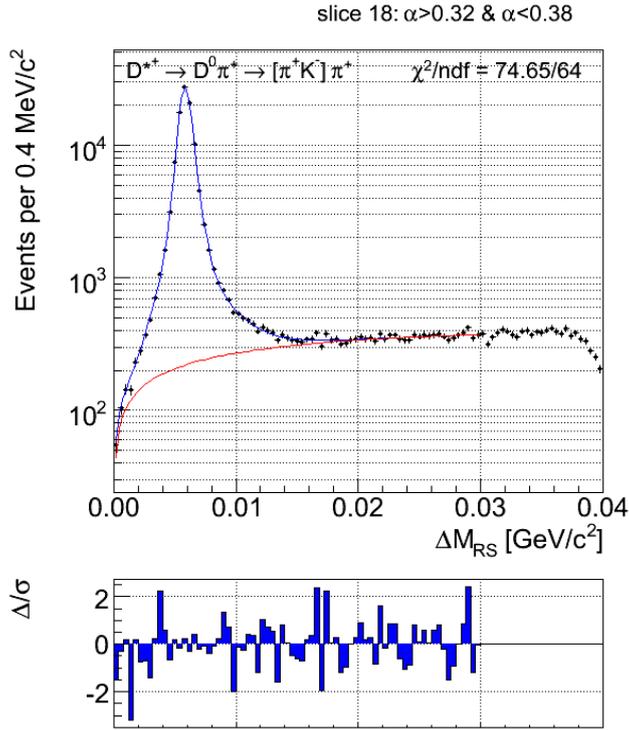
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(24.98 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{F}_1}$	$(15.07 \pm 0.48)\%$
$f_{\mathcal{F}_2}$	$(6.39 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(40.4 \pm 6.1)\%$
$\mu_{\mathcal{F}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{F}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-467 ± 26
b_2	-2278 ± 486
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.820 \pm 0.008) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.85 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.92 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.55 \pm 0.21) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



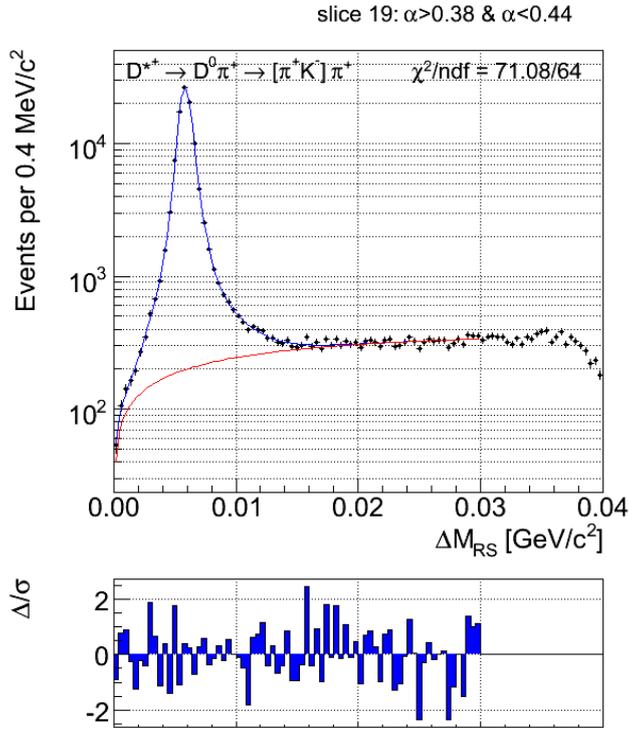
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(24.20 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(15.47 \pm 0.46)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(6.58 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(40.5 \pm 5.5)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-445 ± 23
b_2	-2229 ± 536
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.823 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.83 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.93 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.54 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



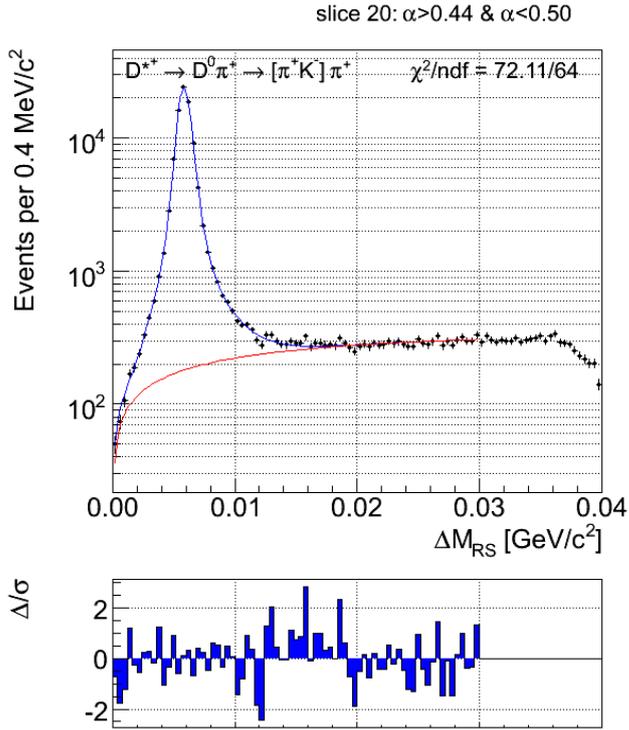
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(21.46 \pm 0.17)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(14.97 \pm 0.51)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(6.58 \pm 0.43)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(47.4 \pm 8.6)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-502 ± 35
b_2	-1300 ± 575
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.830 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.92 \pm 0.20) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.91 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.73 \pm 0.33) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



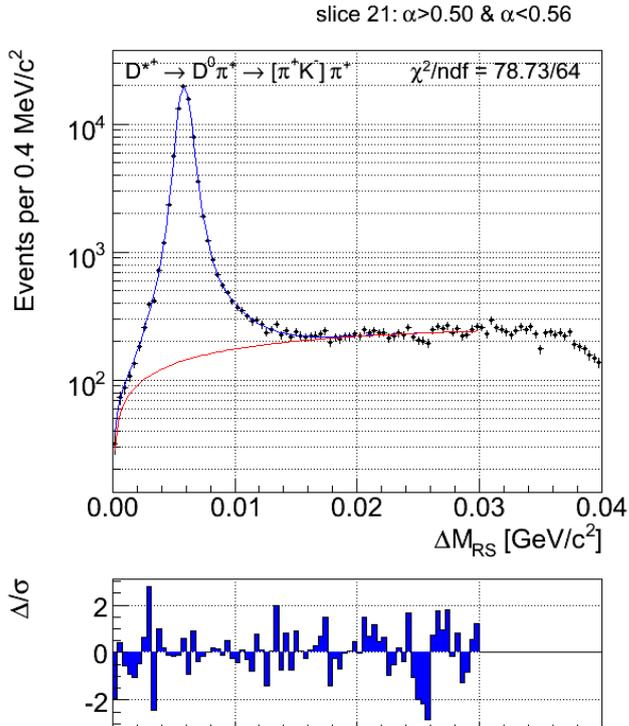
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(17.48 \pm 0.16)\%$
$f_{\mathcal{F}_1}$	$(15.62 \pm 0.44)\%$
$f_{\mathcal{F}_2}$	$(6.37 \pm 0.15)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(35.8 \pm 4.6)\%$
$\mu_{\mathcal{F}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{F}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-439 ± 19
b_2	-3598 ± 1093
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.829 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.58 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.912 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.45 \pm 0.16) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



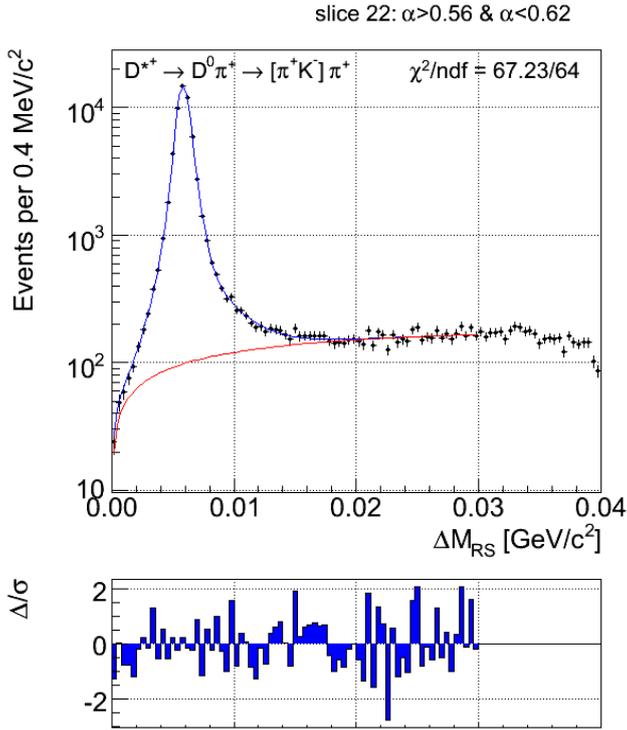
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(16.37 \pm 0.15)\%$
$f_{\mathcal{F}_1}$	$(15.25 \pm 0.44)\%$
$f_{\mathcal{F}_2}$	$(6.39 \pm 0.16)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(41.3 \pm 6.4)\%$
$\mu_{\mathcal{F}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{F}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-466 ± 20
b_2	-2896 ± 974
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.828 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.86 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.92 \pm 0.001) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.65 \pm 0.22) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



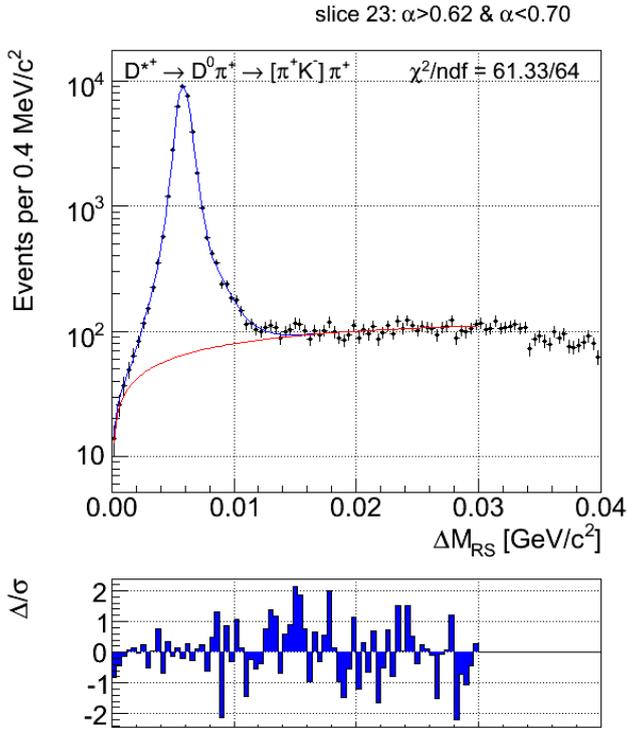
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(16.20 \pm 0.16)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(15.28 \pm 0.45)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(6.42 \pm 0.23)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(41.1 \pm 6.9)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-509 ± 27
b_2	-1496 ± 363
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.823 \pm 0.008) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.94 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.91 \pm 0.001) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.55 \pm 0.22) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(15.48 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(13.58 \pm 0.72)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(6.44 \pm 0.24)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(57 \pm 11)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-459 ± 25
b_2	-1595 ± 805
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.849 \pm 0.008) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(4.35 \pm 0.22) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.94 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(7.42 \pm 0.66) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



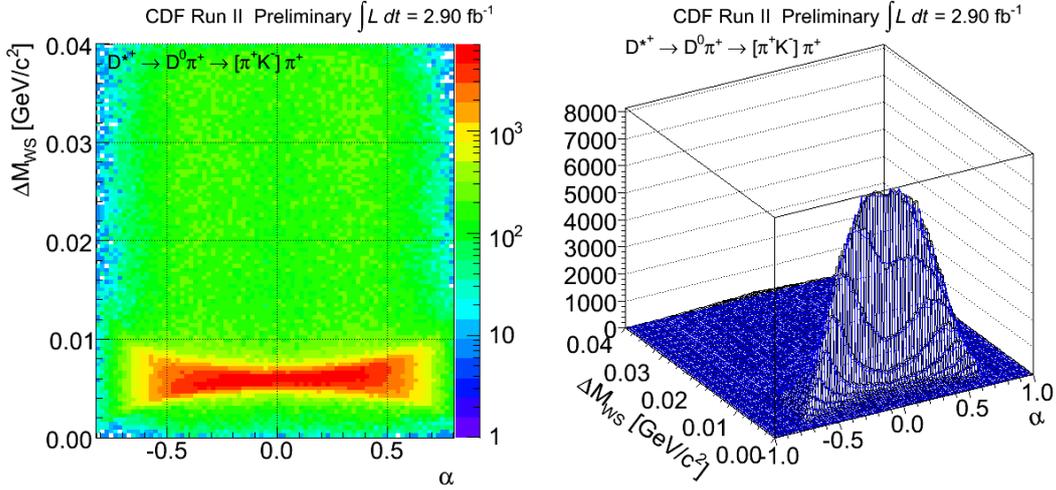
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(14.34 \pm 0.20)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(13.37 \pm 0.82)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(6.23 \pm 0.29)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(61.0 \pm 6.8)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-411 ± 29
b_2	-1172 ± 478
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.849 \pm 0.006) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(4.43 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.95 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(8.01 \pm 0.59) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



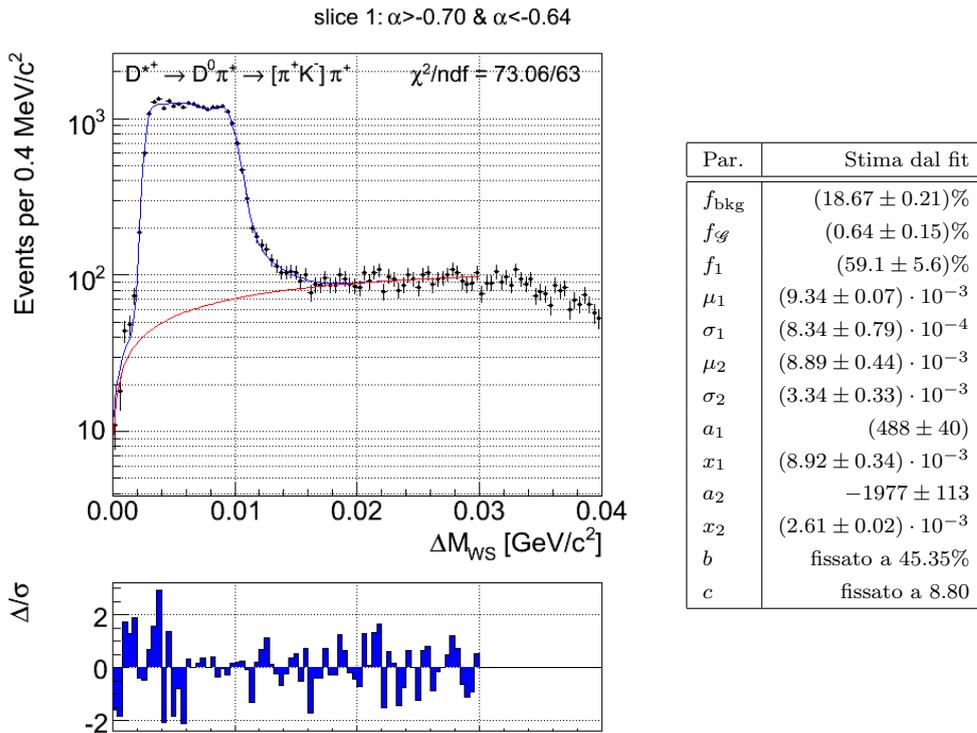
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(14.93 \pm 0.23)\%$
$f_{\mathcal{T}_1}$	$(4.34 \pm 7.39)\%$
$f_{\mathcal{T}_2}$	$(15.97 \pm 0.31)\%$
$f_{\mathcal{G}_1}$	$(50.9 \pm 9.8)\%$
$\mu_{\mathcal{T}_1}$	fissato a $4.98 \cdot 10^{-3}$
a_1	fissato a $1.11 \cdot 10^3$
b_1	fissato a 631
$\mu_{\mathcal{T}_2}$	fissato a $7.30 \cdot 10^{-3}$
a_2	-775 ± 68
b_2	-448 ± 31
$\mu_{\mathcal{G}_1}$	$(5.85 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(4.37 \pm 0.25) \cdot 10^{-4}$
$\mu_{\mathcal{G}_2}$	$(5.92 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(7.34 \pm 0.69) \cdot 10^{-4}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80

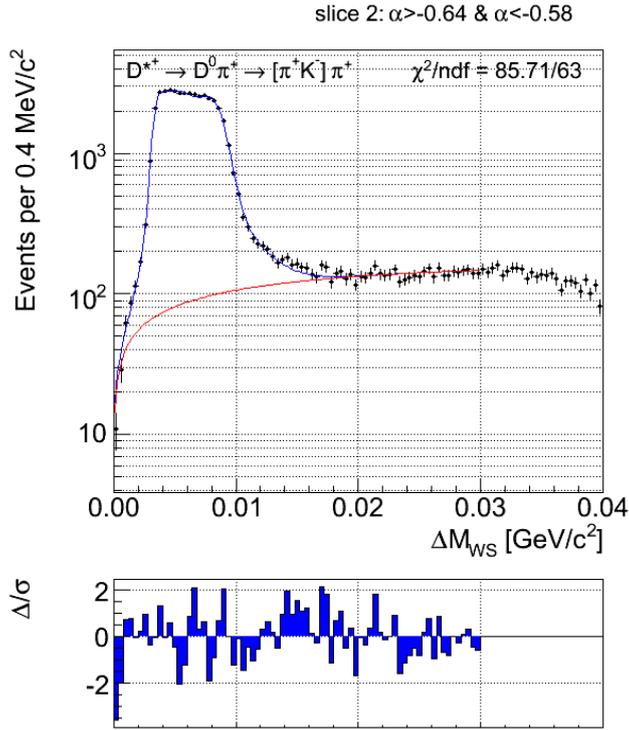
B.1.2 ΔM_{WS} in funzione di α

Distribuzione bidimensionale ($\Delta M_{WS}, \alpha$) per il campione di decadimenti RS, a destra con sovrapposto il risultato della parametrizzazione bidimensionale (in blu):

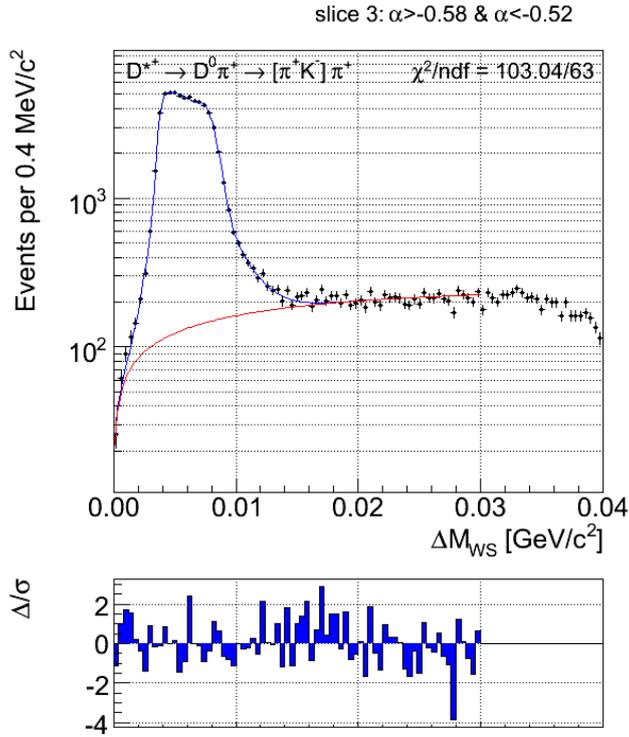


Distribuzioni, in scala logaritmica, di ΔM_{WS} per gli eventi RS nei 23 intervalli in α ; sovrapposto vi è il risultato del fit (in blu) e la parte di funzione che descrive il fondo (in rosso):

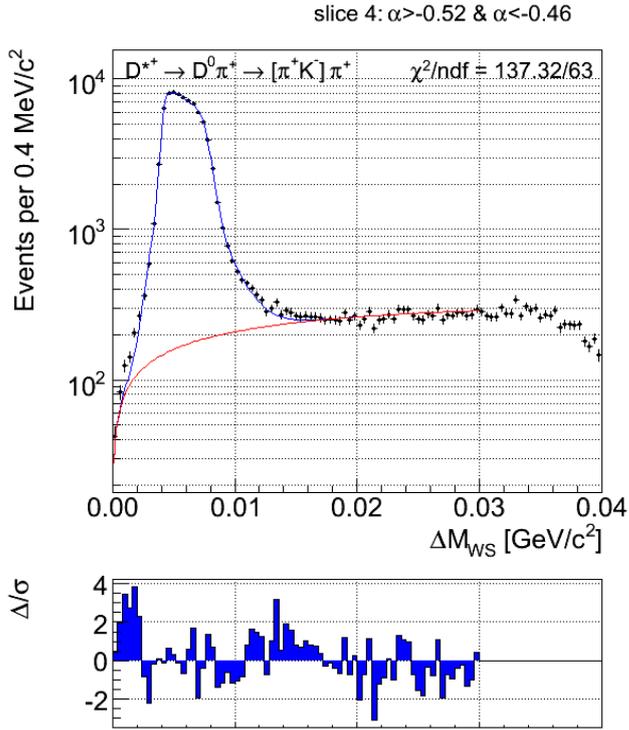




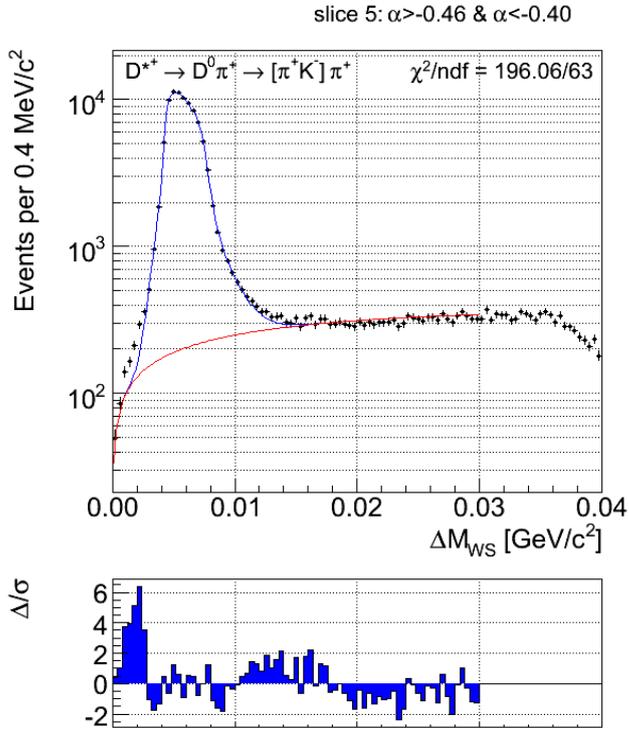
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(15.87 \pm 0.81)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.39 \pm 0.03)\%$
f_1	$(33.6 \pm 3.9)\%$
μ_1	$(8.24 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(9.09 \pm 0.45) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.87 \pm 0.15) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(1.63 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$
a_1	(131 ± 2)
x_1	fissato a 0
a_2	-2307 ± 146
x_2	$(3.24 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



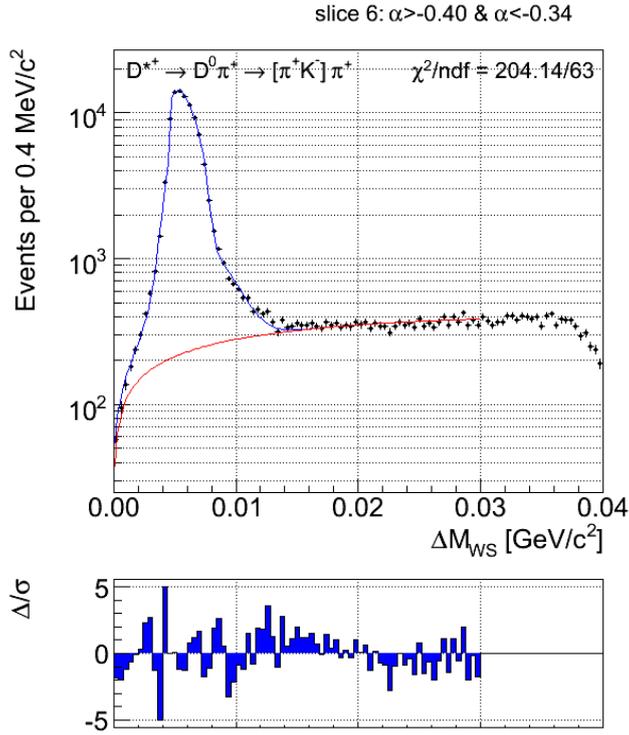
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(16.91 \pm 0.51)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.26 \pm 0.02)\%$
f_1	$(33.6 \pm 3.9)\%$
μ_1	$(7.64 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(7.76 \pm 0.36) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.67 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(1.43 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$
a_1	(148 ± 2)
x_1	fissato a 0
a_2	-2418 ± 124
x_2	$(3.68 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



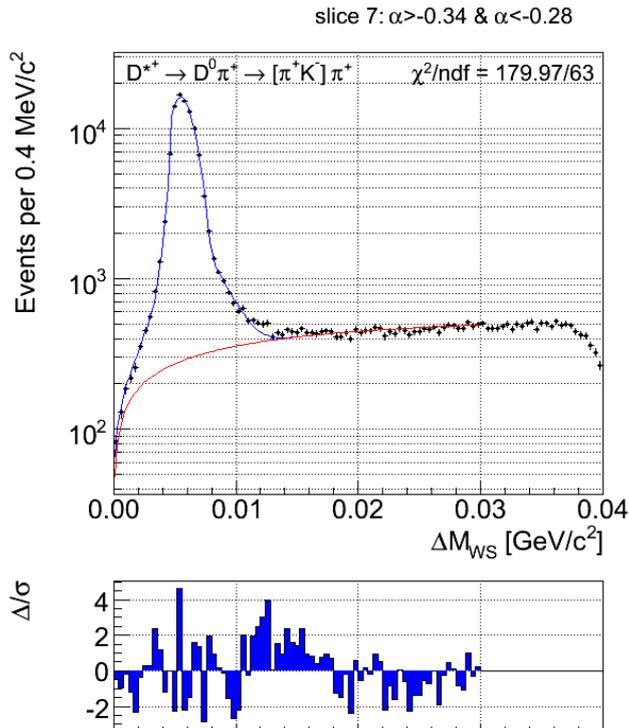
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(18.03 \pm 0.42)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.20 \pm 0.01)\%$
f_1	$(21.6 \pm 2.7)\%$
μ_1	$(7.24 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(6.79 \pm 0.32) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.58 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(1.27 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
a_1	(160 ± 2)
x_1	fissato a 0
a_2	-2785 ± 134
x_2	$(4.05 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



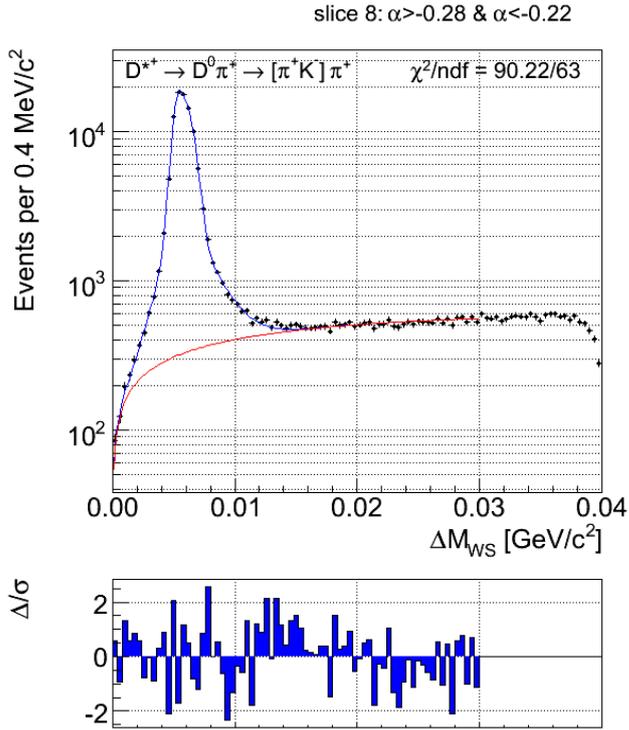
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(17.51 \pm 0.25)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.16 \pm 0.02)\%$
f_1	$(13.2 \pm 1.8)\%$
μ_1	$(7.06 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(5.38 \pm 0.30) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.59 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(1.09 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
a_1	(172 ± 2)
x_1	fissato a 0
a_2	-2961 ± 184
x_2	$(4.34 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



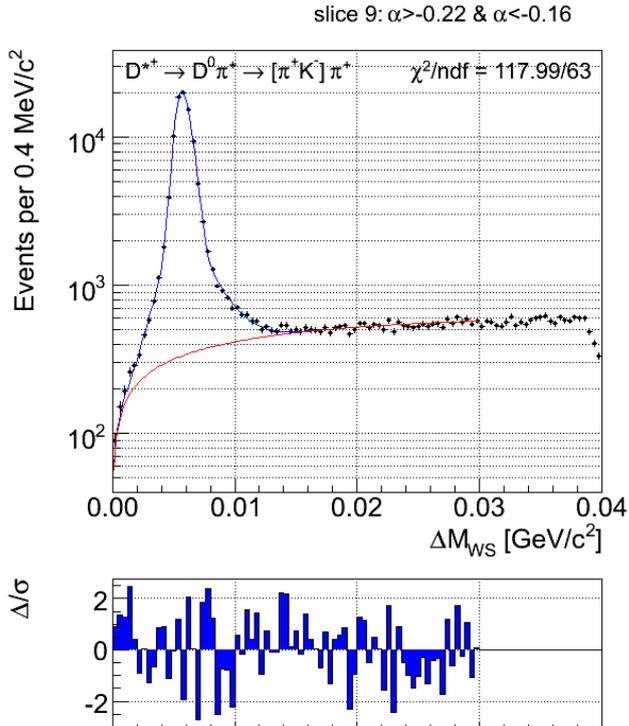
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(18.93 \pm 0.38)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.99 \pm 0.07)\%$
f_1	$(31.9 \pm 1.5)\%$
μ_1	$(6.88 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(23.87 \pm 0.55) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.29 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(0.78 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
a_1	(1300 ± 49)
x_1	$(7.33 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
a_2	-53749 ± 117133
x_2	$(4.597 \pm 0.006) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.8



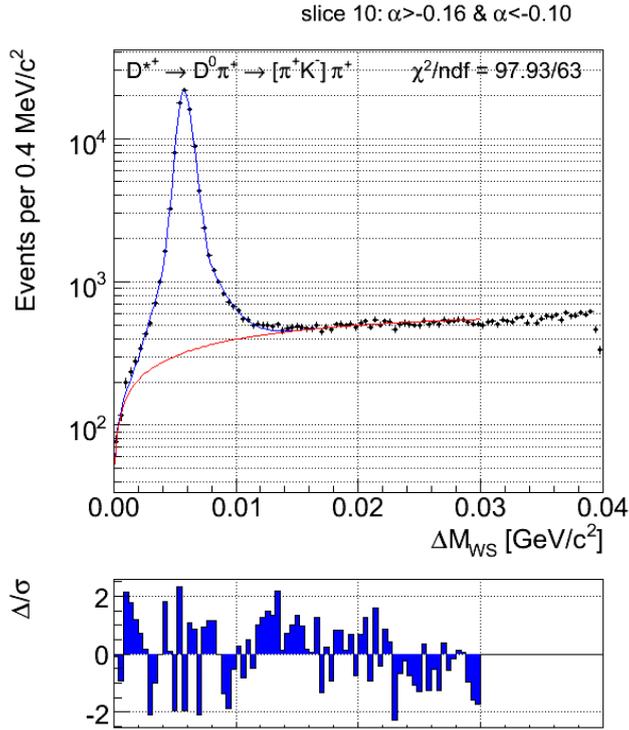
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(23.02 \pm 0.35)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(1.28 \pm 0.09)\%$
f_1	$(29.5 \pm 1.2)\%$
μ_1	$(6.57 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(22.48 \pm 0.56) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.50 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(7.12 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$
a_1	(1438 ± 79)
x_1	$(7.17 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
a_2	-35910 ± 184963
x_2	$(4.61 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



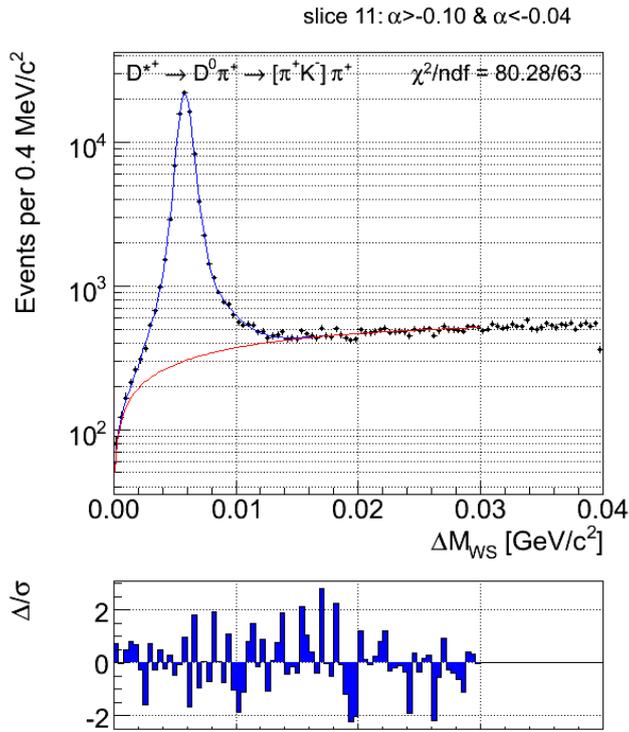
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(24.82 \pm 0.23)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(3.69 \pm 0.06)\%$
f_1	$(79.27 \pm 1.87)\%$
μ_1	$(5.90 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(7.10 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.31 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(3.70 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$
a_1	(163 ± 5)
x_1	fissato a 0
a_2	-437 ± 21
x_2	$(5.73 \pm 0.20) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



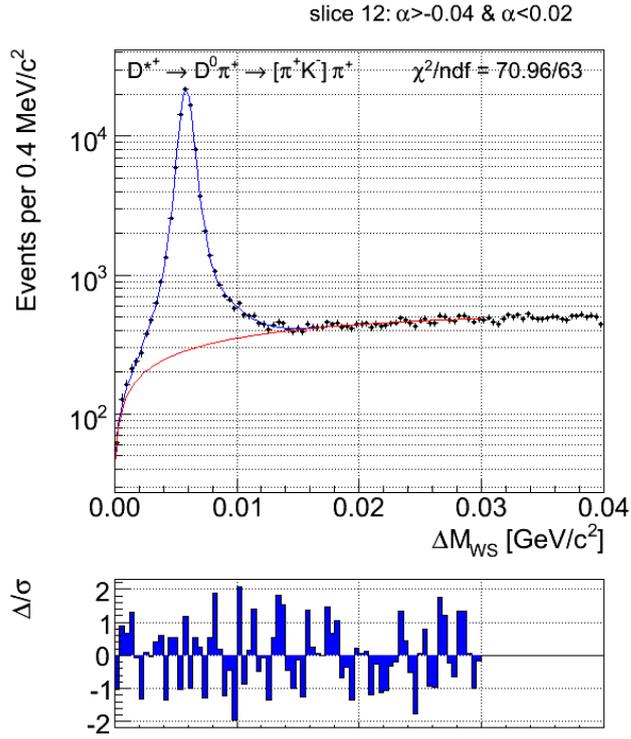
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(25.47 \pm 0.37)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.41 \pm 0.07)\%$
f_1	$(72.4 \pm 4.4)\%$
μ_1	$(5.91 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(6.74 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.52 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(4.10 \pm 0.22) \cdot 10^{-4}$
a_1	(162 ± 5)
x_1	fissato a 0
a_2	-464 ± 23
x_2	$(5.49 \pm 0.19) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



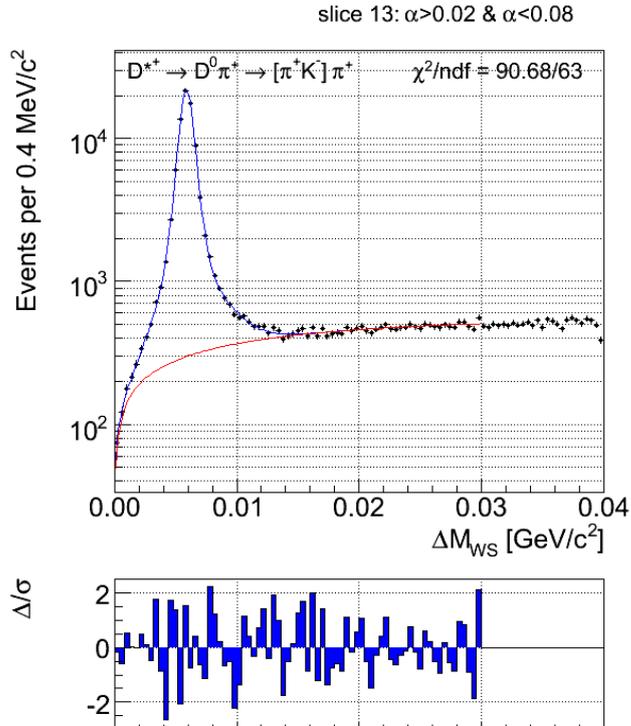
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(26.72 \pm 0.41)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.26 \pm 0.06)\%$
f_1	$(68.2 \pm 4.9)\%$
μ_1	$(5.89 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(6.61 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.68 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(3.87 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$
a_1	(178 ± 7)
x_1	fissato a 0
a_2	-444 ± 23
x_2	$(5.94 \pm 0.24) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



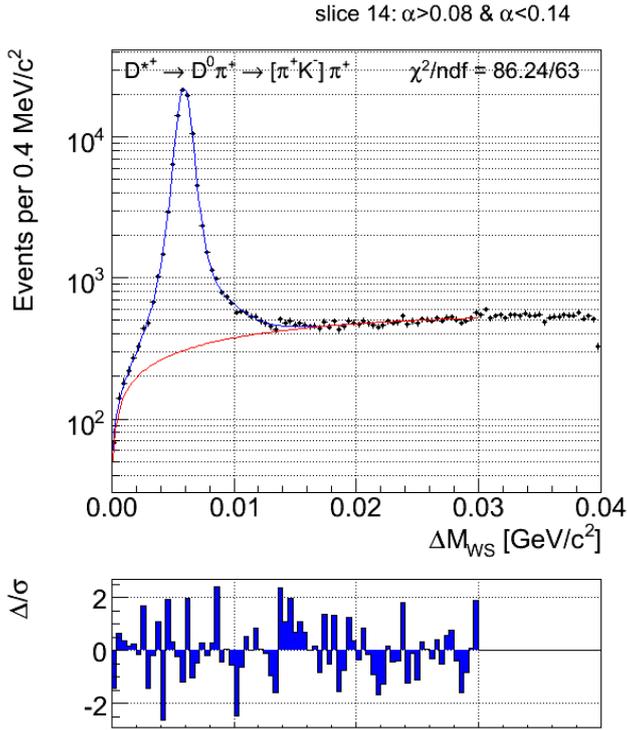
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(25.87 \pm 0.26)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.56 \pm 0.01)\%$
f_1	$(40.4 \pm 3.9)\%$
μ_1	$(5.93 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(8.03 \pm 0.41) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.801 \pm 0.006) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(4.37 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$
a_1	(156 ± 7)
x_1	fissato a 0
a_2	-444 ± 29
x_2	$(5.51 \pm 0.25) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



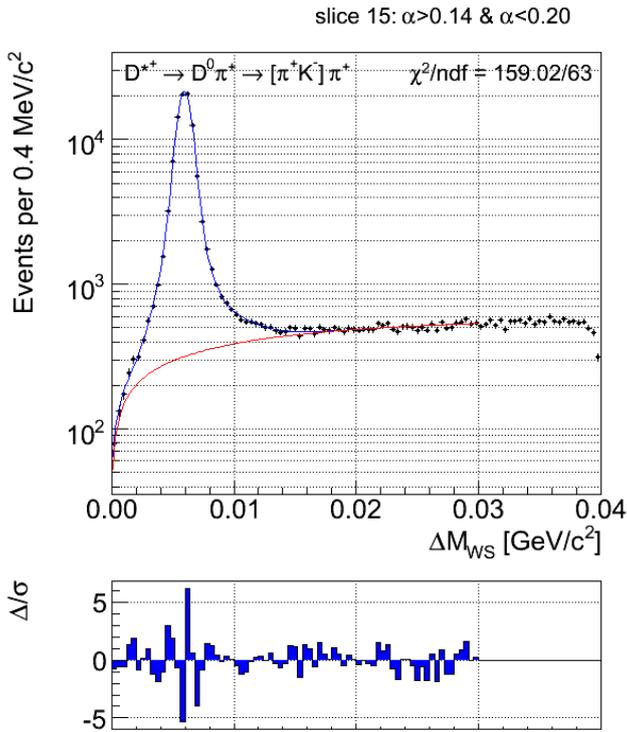
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(25.28 \pm 0.17)\%$
f_g	$(0.68 \pm 0.02)\%$
f_1	$(38.8 \pm 3.3)\%$
μ_1	$(5.94 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(8.21 \pm 0.42) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.837 \pm 0.005) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(4.24 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$
a_1	(152 ± 7)
x_1	fissato a 0
a_2	-422 ± 30
x_2	$(5.58 \pm 0.27) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



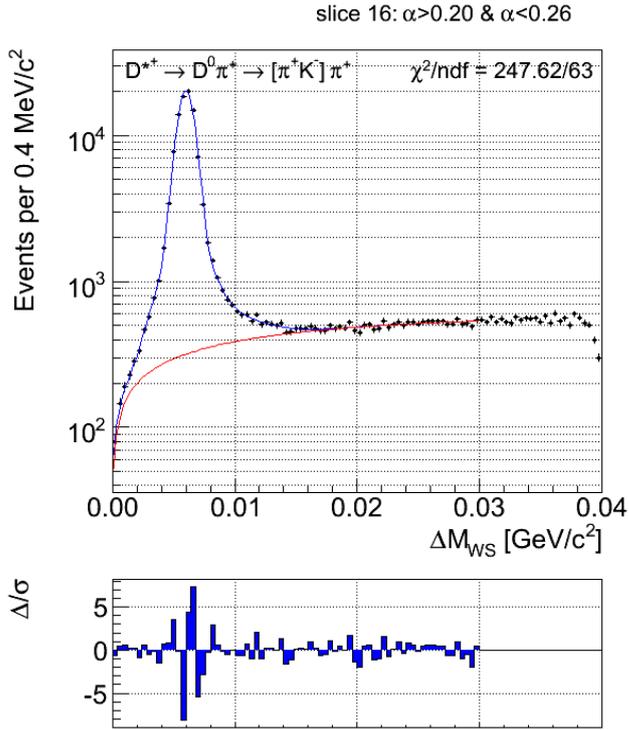
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(26.21 \pm 0.29)\%$
f_g	$(0.49 \pm 0.02)\%$
f_1	$(35.7 \pm 5.6)\%$
μ_1	$(5.92 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(8.41 \pm 0.74) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.879 \pm 0.004) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(4.48 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$
a_1	(161 ± 11)
x_1	fissato a 0
a_2	-382 ± 25
x_2	$(6.04 \pm 0.39) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



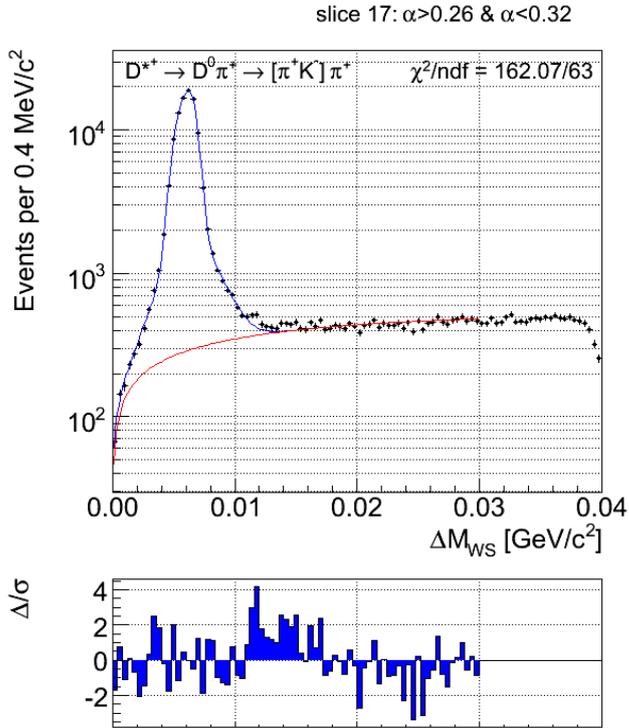
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(26.39 \pm 0.41)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(0.99 \pm 0.28)\%$
f_1	$(31.0 \pm 3.0)\%$
μ_1	$(5.92 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(9.40 \pm 0.59) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.917 \pm 0.004) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(4.87 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$
a_1	(141 ± 8)
x_1	fissato a 0
a_2	-373 ± 29
x_2	$(5.74 \pm 0.36) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



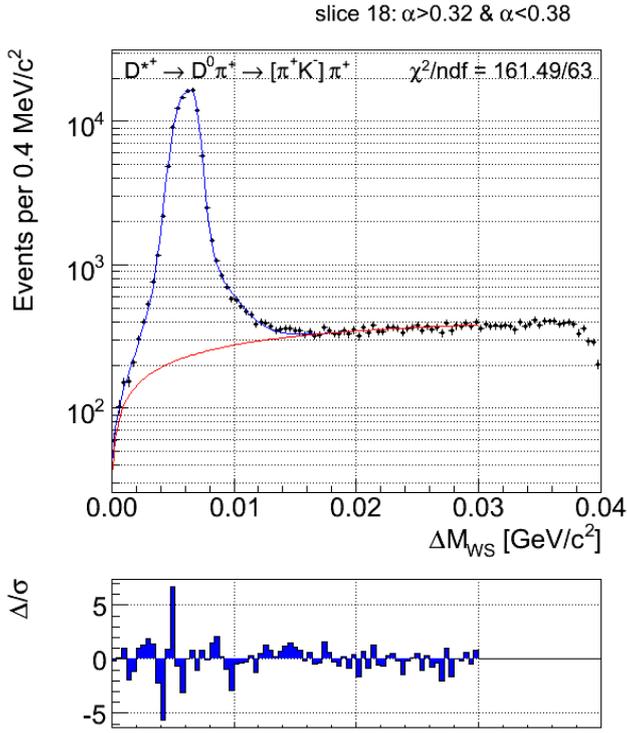
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(24.64 \pm 0.24)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(1.74 \pm 1.08)\%$
f_1	$(22.94 \pm 1.76)\%$
μ_1	$(5.96 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(1.18 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$
μ_2	$(5.955 \pm 0.004) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(5.61 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$
a_1	(128 ± 16)
x_1	fissato a 0
a_2	-328 ± 38
x_2	$(5.98 \pm 0.68) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



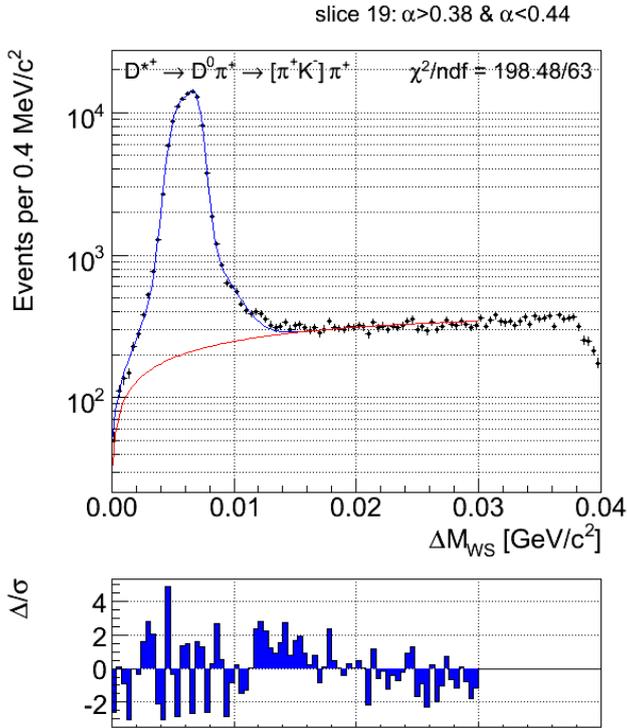
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(23.93 \pm 0.25)\%$
f_g	$(1.88 \pm 0.06)\%$
f_1	$(17.30 \pm 0.81)\%$
μ_1	$(5.98 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(1.61 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$
μ_2	$(5.999 \pm 0.003) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(6.555 \pm 0.004) \cdot 10^{-4}$
a_1	(146 ± 12)
x_1	$(2.22 \pm 0.99) \cdot 10^{-3}$
a_2	-205 ± 21
x_2	$(10.0 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



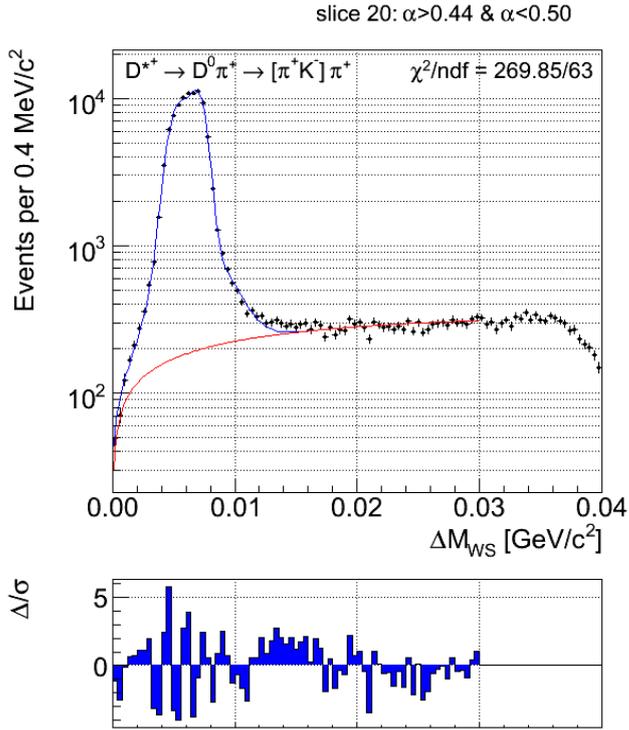
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(20.99 \pm 0.26)\%$
f_g	$(1.96 \pm 0.79) \cdot 10^{-5}$
f_1	$(78.12 \pm 0.81)\%$
μ_1	$(5.76 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(6.69 \pm 0.12) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(6.42 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(2.12 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$
a_1	(605 ± 6)
x_1	$(3.34 \pm 0.41) \cdot 10^{-3}$
a_2	-1834 ± 56
x_2	$(6.66 \pm 0.15) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



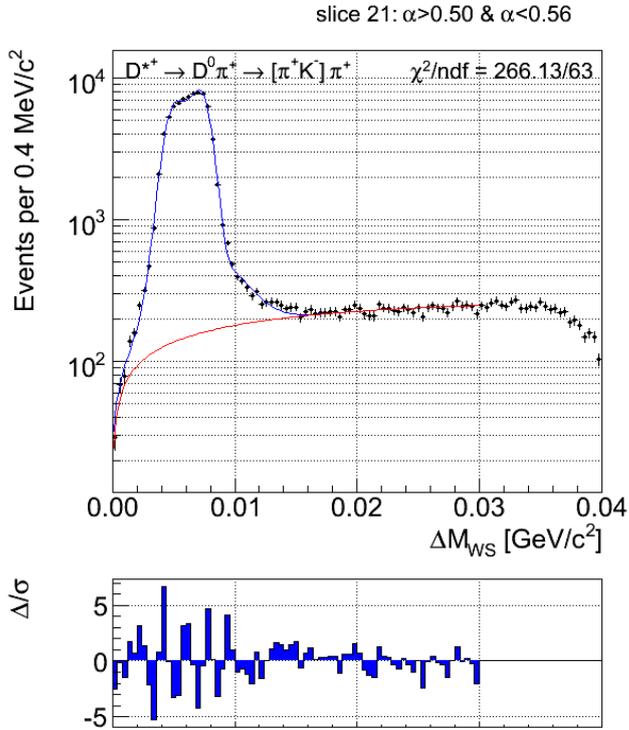
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(18.47 \pm 0.44)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(5.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$
f_1	$(14.4 \pm 1.2)\%$
μ_1	$(6.78 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(3.79 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(5.95 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(8.45 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$
a_1	(154 ± 6)
x_1	fissato a 0
a_2	-373 ± 18
x_2	$(6.15 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



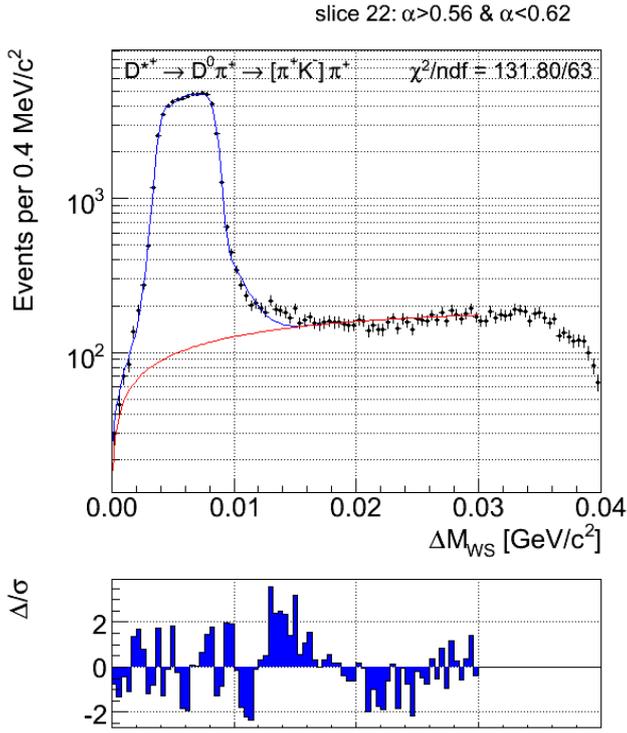
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(16.89 \pm 0.17)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(1.65 \pm 0.65) \cdot 10^{-5}$
f_1	$(80.11 \pm 0.84)\%$
μ_1	$(5.60 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(7.91 \pm 0.13) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(6.71 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(2.41 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$
a_1	(600 ± 5)
x_1	$(3.92 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}$
a_2	-1333 ± 29
x_2	$(7.22 \pm 0.18) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



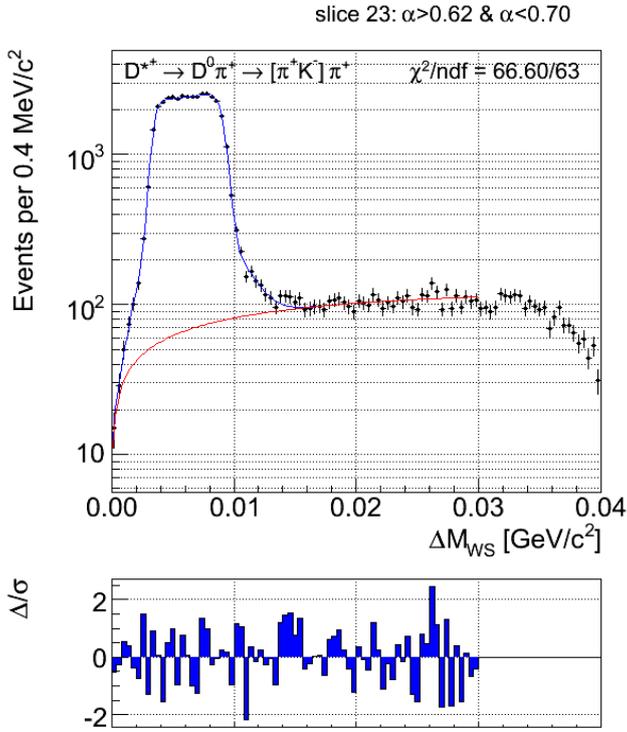
Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(16.24 \pm 0.11)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(2.45 \pm 0.35) \cdot 10^{-5}$
f_1	$(70.68 \pm 0.15)\%$
μ_1	$(5.26 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(7.61 \pm 0.21) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(6.81 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(2.33 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$
a_1	(1199 ± 30)
x_1	$(7.07 \pm 0.57) \cdot 10^{-3}$
a_2	-279 ± 21
x_2	$(13.27 \pm 0.39) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(16.02 \pm 0.22)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(3.16 \pm 0.51) \cdot 10^{-4}$
f_1	$(78.36 \pm 0.13)\%$
μ_1	$(5.01 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(7.89 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(7.64 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(2.65 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$
a_1	(1011 ± 22)
x_1	$(7.42 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}$
a_2	-286 ± 15
x_2	$(10.60 \pm 0.35) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(13.87 \pm 0.34)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(4.33 \pm 0.66) \cdot 10^{-3}$
f_1	$(30.99 \pm 0.70)\%$
μ_1	$(4.13 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(4.54 \pm 0.51) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(7.02 \pm 0.15) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(2.46 \pm 0.15) \cdot 10^{-3}$
a_1	(1608 ± 80)
x_1	$(8.62 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$
a_2	-892 ± 61
x_2	$(4.21 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80



Par.	Stima dal fit
f_{bkg}	$(14.69 \pm 0.18)\%$
$f_{\mathcal{G}}$	$(2.74 \pm 0.87) \cdot 10^{-3}$
f_1	$(13.68 \pm 0.63)\%$
μ_1	$(2.67 \pm 0.34) \cdot 10^{-3}$
σ_1	$(8.17 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$
μ_2	$(7.98 \pm 0.63) \cdot 10^{-3}$
σ_2	$(2.34 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$
a_1	(1397 ± 69)
x_1	$(9.26 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$
a_2	-1735 ± 108
x_2	$(3.32 \pm 0.27) \cdot 10^{-3}$
b	fissato a 45.35%
c	fissato a 8.80

Bibliografia

Capitolo 1

- [1] M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, *Helicity Of Neutrinos*, Phys. Rev. **109** (1958) 1015 [doi:10.1103/PhysRev.109.1015].
- [2] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], *Recent Results On Intermediate Vector Boson Properties At The Cern Super Proton Synchrotron Collider*, Phys. Lett. B **166** (1986) 484 [doi:10.1016/0370-2693(86)91603-5]; R. Ansari *et al.* [UA2 Collaboration], *Measurement Of The Standard Model Parameters From A Study Of W And Z Bosons*, Phys. Lett. B **186** (1987) 440 [doi:10.1016/0370-2693(87)90324-8].
- [3] P. W. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles And Gauge Fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132 [doi:10.1016/0031-9163(64)91136-9]; P. W. Higgs, *Broken Symmetries And The Masses Of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508 [doi:10.1103/PhysRevLett.13.508].
- [4] A. D. Sakharov, *Violation Of CP Invariance, C Asymmetry, And Baryon Asymmetry Of The Universe*, JETP Lett. **5** (1967) 24, reprinted in Sov. Phys. Usp. **34**, (1991) 392 [doi:10.1070/PU1991v034n05ABEH002497].
- [5] W.-M. Yao *et al.* [PDG], *The Review Of Particle Physics*, J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [6] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, *Evidence For The 2π Decay Of The K_2^0 Meson*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138 [doi:10.1103/PhysRevLett.13.138]; A. Abashian, R. J. Abrams, D. W. Carpenter, G. P. Fisher, B. M. K. Nefkens, and J. H. Smith, *Search For CP Nonconservation In K_2^0 Decays*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 243 [doi:10.1103/PhysRevLett.13.243];

- [7] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], *Observation Of CP Violation In The B^0 Meson System*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091801 [arXiv:hep-ex/0107013]; K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], *Observation Of Large CP Violation In The Neutral B Meson System*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091802 [arXiv:hep-ex/0107061]; B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], *Observation Of Direct CP Violation In $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ Decays*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 131801 [arXiv:hep-ex/0407057]; K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], *Improved Measurements Of Direct CP Violation In $B \rightarrow K^+\pi^-$, $K^+\pi^0$ and $\pi^+\pi^0$ Decays*, [arXiv:hep-ex/0507045].
- [8] G. C. Branco, L. Lavoura and J. P. Silva, *CP Violation*, Oxford: Clarendon Press (1999) [ISBN 0-19-850399-7].
- [9] Y. Nir, *CP Violation In And Beyond The Standard Model*, [arXiv:hep-ph/9911321].
- [10] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652 [doi:10.1143/PTP.49.652].
- [11] L. Wolfenstein, *Parametrization Of The Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945 [doi:10.1103/PhysRevLett.51.1945].
- [12] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry And Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531 [doi:10.1103/PhysRevLett.10.531].
- [13] C. Jarlskog, *Commutator Of The Quark Mass Matrices In The Standard Electroweak Model And A Measure Of Maximal CP Violation*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1039 [doi:10.1103/PhysRevLett.55.1039].
- [14] J. J. Aubert *et al.* [E598 Collaboration], *Experimental Observation Of A Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404 [doi:10.1103/PhysRevLett.33.1404]; J. E. Augustin *et al.* [SLAC-SP-017 Collaboration], *Discovery Of A Narrow Resonance In e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406 [doi:10.1103/PhysRevLett.33.1406].
- [15] C. Albajar *et al.* [UA1 Collaboration], *Search For $B^0 - \bar{B}^0$ Oscillations At The CERN $p\bar{p}$ Collider*, Phys. Lett. B **186** (1987) 247 [doi:10.1016/0370-2693(87)90288-7]; H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], *Observation Of $B^0 - \bar{B}^0$ Mixing*, Phys. Lett. B **192** (1987) 245 [doi:10.1016/0370-2693(87)91177-4].

- [16] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Observation Of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Oscillations*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 242003 [arXiv:hep-ex/0609040].
- [17] M. Staric *et al.* [Belle Collaboration], *Evidence For $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 211803 [arXiv:hep-ex/0703036]; B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], *Measurement Of $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing Using The Ratio Of Lifetimes For The Decays $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $K^- K^+$, And $\pi^- \pi^+$* , Phys. Rev. D **78** (2008) 011105 [arXiv:0712.2249].
- [18] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], *Evidence For $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 211802 [arXiv:hep-ex/0703020v1].
- [19] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], *Evidence For $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing Using The CDF II Detector*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 121802 [arXiv:hep-ex/0712.1567v1].
- [20] G. Burdman and I. Shipsey, *$D^0 - \bar{D}^0$ Mixing And Rare Charm Decays*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 431 [arXiv:hep-ph/0310076].
- [21] S.. L.. Glashow, J.. Iliopoulos and L.. Maiani, *Weak Interactions With Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D **2** (1970) 1285 [doi:10.1103/PhysRevD.2.1285].
- [22] H. N. Nelson, *Compilation Of $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing Predictions*, in *Proc. of the 19th Intl. Symp. on Photon and Lepton Interactions at High Energy LP99* ed. J. A. Jaros and M. E. Peskin, [arXiv:hep-ex/9908021].
- [23] E. Golowich, J. Hewett, S. Pakvasa and A. A. Petrov, *Implications Of $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing For New Physics*, Phys. Rev. D **76** (2007) 095009 [arXiv:0705.3650].
- [24] E. Golowich, S. Pakvasa and A. A. Petrov, *New Physics Contributions To The Lifetime Difference in $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 181801 [arXiv:hep-ph/0610039].
- [25] A. A. Petrov, *Charm Mixing In The Standard Model And Beyond*, Int. J. Mod. Phys. A **21** (2006) 5686 [arXiv:hep-ph/0611361].
- [26] G. Blaylock, A. Seiden and Y. Nir, *The Role Of CP Violation In $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys. Lett. B **355** (1995) 555 [arXiv:hep-ph/9504306]; T. E. Browder and S. Pakvasa, *Experimental Implications Of CP Violation And Large FSI In The Search for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys. Lett. B **383** (1996) 475 [arXiv:hep-ph/9508362].

- [27] E. Barberio *et al.* [HFAG], <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>.
- [28] L. M. Zhang *et al.* [Belle Collaboration], *Improved Constraints On $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing in $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ Decays At Belle*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 151801 [arXiv:hep-ex/0601029].
- [29] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], *Search For CP Violation In The Decays $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$* , Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 061803 [arXiv:0709.2715].
- [30] 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 [arXiv:hep-ex/0504006].

Capitolo 2

- [31] R. Blair *et al.* [CDF Collaboration], *The CDFII Detector: Technical Design Report*, FERMILAB-Pub-96/390-E (1996).
- [32] Fermilab Beam Division, *Run II Handbook*, and *Operations Rookie Books*.
- [33] C. Avila *et al.* [E811 Collaboration], *A Measurement Of The $p\bar{p}$ Total Cross-Section at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Lett. B **445** (1999) 419 [doi:10.1016/S0370-2693(98)01421-X]; F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], *Measurement Of The $p\bar{p}$ Total Cross-Section at $\sqrt{s} = 546$ GeV and 1800 GeV*, Phys. Rev. D **50** (1994) 5550-5561 [doi:10.1103/PhysRevD.50.5550].

Capitolo 3

- [34] A. Belloni, I. K. Furić, C. Paus, *Multibody Trigger Paths In The Two Track Trigger Data*, CDF Internal Note 6526 (2003).
- [35] Per una definizione esatta della quantità χ_{SVT}^2 , si veda S. Belforte *et al.*, *Silicon Vertex Tracker Technical Design Report*, CDF Internal Note 3108 (1995).
- [36] D. E. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], *Measurement Of Prompt Charm Meson Production Cross Sections In $p\bar{p}$ Collisions At $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 241804 [arXiv:hep-ex/0307080].

Capitolo 4

- [37] D. Tonelli, *First Observation Of The $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$ Decay Mode, And Measurement Of The B^0 And B_s^0 Mesons Decay-Rates Into Two-Body Charmless Final States At CDF*, Ph. D. Thesis, Scuola Normale Superiore di Pisa, FERMILAB-THESIS-2006-23 (2006); S.-S. ‘Eiko’ Yu *et. al*, *COT dE/dx Measurement And Corrections*, CDF Internal Note 6361 (2004).

Capitolo 6

- [38] Gli articoli originali in cui sono stati sviluppati i principi alla base degli stimatori di massima verosimiglianza sono: R. A. Fisher, *On An Absolute Criterion For Fitting Frequency Curves*, Messenger of Mathematics **41** (1912) 155 [<http://hdl.handle.net/2440/15165>]; R. A. Fisher, *On The “Probable Error” Of A Coefficient Of Correlation Deduced From A Small Sample*, Metron **1** (1921) 3 [<http://hdl.handle.net/2440/15169>]; R. A. Fisher, *On The Mathematical Foundation Of Theoretical Statistics*, Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. **A 222** (1922) 309 [<http://hdl.handle.net/2440/15172>].

Per una descrizione moderna del metodo della massima verosimiglianza e delle sue proprietà, si veda pag. 46 di M. Kendal, A. Stuart, J. K. Ord and S. Arnold, *Kendall’s Advanced Theory Of Statistics – Vol. 2A, Classical Inference & the Linear Model*, London: Arnold, 6th edition (1999) [ISBN 0-340-66230-1].

- [39] 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*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 211802 [arXiv:hep-ex/0607021]; M. J. Morello, *Measurement Of The CP Asymmetry And Branching Fractions Of The Two-Body Charmless Decays Of B^0 And B_s^0 Mesons*, Ph. D. Thesis, Scuola Normale Superiore di Pisa, FERMILAB-THESIS-2007-57 (2007).
- [40] M. J. Morello, G. Punzi and G. Volpi *A Fast Monte Carlo For Generation Of Accurate Kinematic Templates Of Non-Leptonic B And D Decay*, CDF Internal Note 8800 (2007).

Appendice A

- [41] G. Volpi, *Rare Decays Of B Mesons And Baryons At The TeVatron And The LHC*, Ph. D. Thesis, Università degli Studi di Siena (2008).

- [42] ROOT- *An Object Oriented Framework For Large Scale Data Analysis*, <http://root.cern.ch/>.
- [43] E. Baracchini and G. Isidori, *Electromagnetic Corrections To Non-Leptonic Two-Body B And D Decays*, Phys. Lett. B **633** (2006) 309 [doi:10.1016/j.physletb.2005.11.072].