

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PISA
FACOLTÀ DI SCIENZE M.F.N.

Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica
IX ciclo

Misure di fisica elettrodebole con il
quark charm al picco della Z

Candidato
Vitaliano Ciulli

Relatore
Chiar.mo Prof. Lorenzo Foà

A mia madre
A Monica

Indice

Introduzione	1
1 Il rivelatore ALEPH	3
1.1 La struttura di ALEPH	3
1.2 Il trigger	4
1.3 La tracciatura delle particelle cariche	5
1.3.1 Il sistema di tracciatura	5
1.3.2 La ricostruzione delle tracce	7
1.4 L'informazione calorimetrica	11
1.4.1 Il calorimetro elettromagnetico	11
1.4.2 Il calorimetro adronico	13
1.4.3 L'algoritmo del "flusso di energia"	14
1.5 L'identificazione delle particelle	17
1.5.1 Misura del dE/dx	17
1.5.2 L'identificazione degli elettroni	19
1.5.3 L'identificazione dei μ	20
1.5.4 L'identificazione dei fotoni e dei π^0	20
2 La fisica del quark charm	23
2.1 Approssimazione di Born	24
2.2 Correzioni radiative	26
2.2.1 Correzioni all'asimmetria avanti-indietro	26
2.2.2 Correzioni radiative alle larghezze parziali	29
2.3 La produzione delle particelle con charm	31
2.4 La simulazione degli eventi adronici	33
2.4.1 Il generatore degli eventi	33
2.4.2 La simulazione dell'apparato	34
3 Selezione del campione di mesoni $D^{*\pm}$	37
3.1 Selezione degli eventi	38
3.2 Ricostruzione dei mesoni $D^{*\pm}$	39

3.2.1	I candidati multipli	40
3.2.2	Stima del fondo combinatorio	42
3.3	Composizione del campione	45
3.4	Determinazione della frazione di charm	47
3.4.1	La segnatura del b con la vita media e la massa	47
3.4.2	Correlazioni tra gli emisferi	52
3.4.3	Risultati	55
3.A	Livello di confidenza per N tracce	59
4	Misura di A_{FB}^c	61
4.1	Fit dell'asimmetria	62
4.2	Determinazione di A_{FB}^c	64
4.2.1	Asimmetria del fondo	64
4.2.2	Asimmetria del b e mixing	65
4.2.3	Risultati	65
4.3	Asimmetria al polo e valore di $\sin^2 \theta_{\text{W}}^{\text{eff}}$	67
4.4	Conclusioni	69
4.A	Il mixing nel campione di $D^{*\pm}$	72
5	Misura del rapporto di dec. $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	73
5.1	Analisi esclusiva	74
5.2	Analisi inclusiva	76
5.2.1	La distribuzione del segnale	77
5.2.2	Composizione del segnale	79
5.2.3	L' "allineamento" del D^*	79
5.2.4	Misura dell'angolo $\theta_{D^*, \text{jet}}$	80
5.2.5	Il fondo	86
5.3	Misura di $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	87
5.3.1	Errore sistematico e matrice di correlazione	87
5.4	Conclusioni	93
6	Misura di R_c	97
6.1	Il metodo	98
6.2	Il campione di $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	100
6.3	Gli eventi con doppia segnatura	100
6.3.1	Contributo degli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ e $Z \rightarrow b\bar{b}$ al segnale	101
6.3.2	Correlazioni di carica nel fondo combinatorio	105
6.3.3	Risultati del fit ed errore sistematico	107
6.4	Contributo dei gluoni e efficienza	108
6.5	Determinazione di R_c e errore sistematico	110
6.6	Conclusioni	111

Conclusioni	113
Asimmetria avanti-indietro	113
Rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	115
R_c	117

Introduzione

L'anello di accumulazione di elettroni e positroni LEP al CERN ha iniziato a raccogliere dati nel 1989 con lo scopo principale di investigare le interazioni elettrodeboli e in particolare le correnti neutre, mediate dal bosone Z^0 . Da allora sono state fatte misure precise della massa della Z^0 , della sua larghezza e dell'accoppiamento con i leptoni, utilizzando i leptoni e il decadimento inclusivo in adroni[1]. Più recentemente, grazie alla elevata statistica raccolta, $\sim 4.5M Z^0$, è diventato possibile raggiungere un'elevata precisione anche nel settore dei quark pesanti. In particolare l'accoppiamento dei quark pesanti è diventato oggetto di un interesse crescente. Lo studio di queste costanti è possibile attraverso la misura delle asimmetrie avanti-indietro e delle larghezze parziali di decadimento.

Per quel che riguarda il quark b, date le sue caratteristiche di vita media e massa che permettono di separarlo dai quark più leggeri con elevata purezza e sufficiente statistica, queste misure hanno raggiunto un livello di precisione molto elevato[2]. Nel settore del charm la situazione è meno facile e, dai primi dati disponibili, sembrava emergere una discrepanza tra la larghezza parziale in $c\bar{c}$ misurata rispetto alle previsioni del Modello Standard[2]. Questo ha suscitato notevole interesse, soprattutto in concomitanza con la discrepanza, più solida, osservata nella larghezza parziale in $b\bar{b}$, e ha generato un intenso lavoro teorico[3, 4, 5, 6, 7, 8, 9].

In questo lavoro di tesi l'asimmetria avanti-indietro del charm e il rapporto di decadimento parziale in coppie $c\bar{c}$ sono misurate con i dati raccolti dall'esperimento ALEPH utilizzando i mesoni $D^{*\pm}$, come segnatura della produzione del quark charm. Il mesone $D^{*\pm}$, grazie alle caratteristiche cinematiche del decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ e del suo coniugato di carica, può infatti essere identificato con buona purezza e sufficiente efficienza. Il segno della carica del D^{*+} determina inoltre univocamente la provenienza da c o da \bar{c} . Una parte importante del lavoro consiste nella determinazione del fondo dovuto agli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$, nei quali i $D^{*\pm}$ sono prodotti dal decadimento degli adroni con beauty.

Oggetto di questa tesi è anche la misura del rapporto di decadimento

del D^0 in $K^-\pi^+$, che ha importanti implicazioni per tutta la fisica degli adroni pesanti, in quanto fissa la scala della maggior parte dei rapporti di decadimento dei mesoni B e D, e in particolare è necessario anche per la misura del rapporto di decadimento parziale in $c\bar{c}$.

Il lavoro è organizzato nel modo seguente. Nel primo capitolo è brevemente descritto il rivelatore ALEPH con l'accento sulle caratteristiche che sono più determinanti per le misure presentate nel seguito. Nel secondo capitolo è introdotta la fisica elettrodebole al picco della Z^0 e sono discusse le implicazioni teoriche delle misure con il quark charm. Gli aspetti della produzione di mesoni con charm rilevanti per l'analisi e i programmi di simulazione usati sono pure discussi in questo capitolo. Nel terzo capitolo è descritta la ricostruzione dei $D^{*\pm}$ nelle tre diverse catene di decadimento adroniche

$$\begin{aligned} D^{*+} &\rightarrow D^0\pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow K^-\pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow K^-\pi^+\pi^0 \\ &\quad \hookrightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^- \end{aligned}$$

e la determinazione del contributo relativo degli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ e $Z \rightarrow b\bar{b}$ al campione. Nel quarto capitolo è misurata l'asimmetria avanti-indietro del charm utilizzando i $D^{*\pm}$ ricostruiti. Nel quinto capitolo è descritta una selezione inclusiva dei D^{*+} , basata sull'identificazione del π^+ nel decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$. Questa selezione combinata con la selezione esclusiva dei decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ permette di misurare il $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$, con precisione vicina a quella dell'attuale media mondiale. Nell'ultimo capitolo è presentata infine la misura di R_c , ottenuta con un metodo di doppia segnatura degli eventi $c\bar{c}$, che utilizza entrambe le selezioni dei mesoni $D^{*\pm}$, precedentemente determinate, e il valore misurato del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$.

Alle tre misure descritte ho lavorato sotto la supervisione del Dott. Marcello Maggi. In particolare è stata mia responsabilità la parte di selezione del campione $D^{*\pm}$ ricostruito nei canali adronici, la determinazione della frazione di charm in questo campione e la misura dell'asimmetria. La selezione inclusiva e la misura del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ sono invece frutto di un lungo lavoro al quale ho collaborato in relazione alla misura di R_c . Quest'ultima è stata da me sviluppata e successivamente presentata e difesa negli incontri plenary della collaborazione ALEPH. Nel corso del lavoro, i risultati preliminari sono stati inviati alle conferenze internazionali. Attualmente la misura del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ è in corso di pubblicazione e gli articoli per l'asimmetria e la misura di R_c sono in fase di stesura finale.

Capitolo 1

Il rivelatore ALEPH

ALEPH è uno dei quattro rivelatori posti sull'anello di accumulazione LEP del CERN. È operativo dal 1989 e ha raccolto dati sulle interazioni e^+e^- al picco della Z fino alla fine del 1995, quando LEP è entrato nella seconda fase ad energie superiori. Per una descrizione completa e dettagliata del rivelatore e delle sue prestazioni si veda [10] e [11]. Di seguito ci limiteremo a riassumere brevemente le caratteristiche principali del rivelatore e degli algoritmi per la ricostruzione degli eventi, soffermandoci su quegli aspetti che hanno una maggiore importanza per la presente analisi.

Il capitolo è organizzato nel seguente modo: nel primo paragrafo è descritta la struttura generale del rivelatore; maggiori dettagli, ove fosse necessario, sono dati nei paragrafi successivi in cui sono descritti il trigger, il sistema di tracciatura e l'algoritmo di ricostruzione delle tracce, la calorimetria, l'identificazione delle particelle e infine la ricostruzione globale dell'evento con il "flusso di energia".

1.1 La struttura di ALEPH

Il rivelatore ALEPH è stato disegnato in modo da coprire quanto più angolo solido possibile. Particolare rilievo è stato dato al sistema di tracciatura delle particelle cariche che, unito ad un campo magnetico di 1.5 T, permette un'ottima risoluzione in impulso, all'identificazione degli elettroni, per mezzo dell'alta granularità del calorimetro elettromagnetico e della misura della ionizzazione nel sistema di tracciatura, e all'identificazione dei μ , grazie alla tracciatura tra i piani in ferro del calorimetro adronico.

La struttura generale è mostrata in fig. 1.1. All'interno sono posti i rivelatori per la tracciatura: il rivelatore di vertice, composto da due strati di cristalli di silicio con lettura su entrambe le facce, una camera a deriva

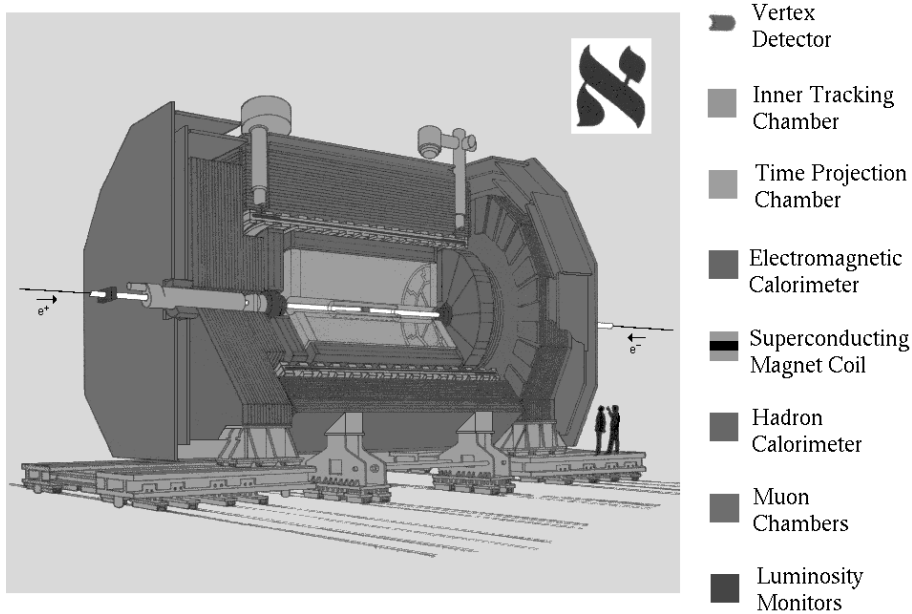


Figura 1.1: Il rivelatore ALEPH

con un raggio esterno di 30 cm, e una grande camera a proiezione temporale (TPC) fino ad un raggio di 180 cm. Procedendo verso l'esterno si trova poi la parte dedicata alle misure calorimetriche: il calorimetro elettromagnetico, con 45 piani di piombo e camere proporzionali, e il calorimetro adronico, formato da 23 piani di ferro e tubi *streamer* con uno spessore totale di 120 cm di ferro (attraverso il quale avviene anche il ritorno del flusso magnetico). All'esterno, circondano tutta la struttura altri due piani di camere per la rivelazione dei μ , ognuna delle quali è costituita a sua volta da due piani di tubi *streamer*. Infine a piccolo angolo rispetto al fascio sono posti i monitor di luminosità, importanti per le misure di sezione d'urto: sono costituiti da calorimetri con un'elevata granularità per la rivelazione delle coppie e^+e^- prodotte nello scattering Bhabha.

1.2 Il trigger

Il trigger di ALEPH è disegnato in modo da accettare tutte le possibili interazioni e^+e^- . Data la frequenza delle interazioni al LEP non è necessario selezionare a priori un canale specifico: il sistema di trigger deve solo ridurre il fondo ad un livello accettabile per il sistema di acquisizione dei dati.

Diversi tipi di trigger sono stati costruiti utilizzando il calorimetro elettromagnetico, il calorimetro adronico e la camera a drift. Ogni canale fisico genera più di un segnale di trigger: questa ridondanza permette di avere efficienze di trigger sempre molto vicine al 100%.

In particolare per i decadimenti adronici della Z sono utilizzati due tipi di trigger:

- Il primo, detto di *energia totale*, richiede un deposito di energia di almeno 6 GeV nella regione centrale del calorimetro elettromagnetico, oppure di più di 3 GeV in almeno una delle due regioni in avanti, o di 1.5 GeV in entrambe le regioni in avanti.
- Nel secondo i segmenti di traccia ricostruiti nella camera a drift sono messi in coincidenza con i segnali rilasciati nel corrispondente modulo del calorimetro adronico. Questo trigger *muone-traccia* è stato progettato per gli eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ma è sensibile anche agli eventi adronici, seppure con efficienza minore.

La combinazione di questi due trigger ha una efficienza maggiore del 99.99% per i decadimenti adronici, con una incertezza minore di 0.001%.

La frequenza tipica di trigger è di 4-5 Hz: di questi 2-3 Hz sono dovuti agli eventi Bhabha; gli eventi con una Z e gli eventi $\gamma-\gamma$ contribuiscono per 0.5 Hz ognuno; il resto è dovuto ai raggi cosmici, al rumore e al fondo legato al fascio.

1.3 La tracciatura delle particelle cariche

1.3.1 Il sistema di tracciatura

Il rivelatore di vertice

Il rivelatore di vertice a cristalli di silicio[12] è posto nelle immediate vicinanze del punto di interazione e, grazie all'elevata risoluzione spaziale, è particolarmente importante per la ricostruzione del vertice primario e dei vertici secondari, oltre a permette di migliorare la risoluzione in impulso delle tracce. I cristalli, di $5.12 \text{ cm} \times 5.12 \text{ cm}$, sono disposti in moduli di 4 a formare due strati cilindrici concentrici, con un raggio medio di 6.5 cm e 11.3 cm. La copertura dell'angolo solido è pari all'87% per lo strato interno e al 70% per lo strato esterno ed è limitata soltanto dalla lunghezza del rivelatore poiché una parziale sovrapposizione dei moduli ($\sim 5\%$) permette una piena copertura in ϕ . Su entrambe le facce dei cristalli sono deposte strisce conduttrici, parallele e ortogonali rispetto al fascio, per consentire la misura

delle due coordinate^a $r\phi$ e z . Il passo di lettura è di $100 \mu\text{m}$ in entrambe le coordinate, ma sfruttando la ripartizione capacitiva della carica si ottiene una risoluzione di $12 \mu\text{m}$. L'allineamento relativo dei cristalli in uno strato si ottiene direttamente dai dati sfruttando l'area di sovrapposizione in $r\phi$ tra cristalli contigui. La posizione relativa dei due strati è quindi fissata utilizzando gli eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. L'errore sull'allineamento contribuisce in modo trascurabile alla risoluzione.

La camera a deriva

La camera a deriva è costituita da 8 piani concentrici di celle a deriva esagonali che coprono la regione tra 16 e 26 cm di raggio e permette una misura della coordinata $r\phi$ con una risoluzione media di $150 \mu\text{m}$. La coordinata z è determinata dalla differenza di arrivo del segnale agli estremi opposti dei fili. La risoluzione è di diversi cm, quindi non utile per la tracciatura, ma comunque sufficiente per costruire il trigger muone-traccia descritto al paragrafo precedente.

L'allineamento con il resto del rivelatore si ottiene minimizzando i residui tra i punti misurati e quelli attesi per le tracce estrapolate dalla TPC nella camera a deriva.

La camera a proiezione temporale

La TPC è una camera cilindrica a proiezione temporale che fornisce fino a 21 coordinate tridimensionali, tra i 30 e i 180 cm di raggio. La carica di ionizzazione viene raccolta sulle due basi del cilindro con un sistema di camere proporzionali (settori) e letta per induzione su placchette disposte in 21 cerchi concentrici.

I settori (18 per lato) sono allineati tra loro e con i rivelatori più interni utilizzando gli eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Le due tracce sono ricostruite con un raggio di curvatura fissato dall'energia del fascio. L'allineamento nei due piani $r\phi$ e rz si ottiene poi minimizzando le deviazioni dei segmenti di traccia ricostruiti nei settori rispetto ai segmenti di traccia ricostruiti nella camera a deriva e nel rivelatore di vertice.

La risoluzione dipende fortemente dalle distorsioni sistematiche dovute alle inhomogeneità del campo magnetico ed elettrico e, per la coordinata z , alla misura della velocità di deriva delle cariche. Le prime sono corrette tramite la mappatura del campo magnetico e la ricostruzione in linee rette di tracce laser ionizzanti, mentre la velocità di deriva è misurata dai dati stessi, richiedendo

^aIl sistema di coordinate usato è quello cilindrico, con raggio r , angolo azimutale ϕ e coordinata assiale z (parallela alla direzione dei fasci)

che le tracce ricostruite nei due alvei della TPC provengano dalla stessa origine. Dopo queste correzioni la risoluzione sulla coordinata $r\phi$ è $\sigma_{r\phi} = 173 \mu\text{m}$. La risoluzione in z è $\sigma_z = 740 \mu\text{m}$ per tracce con un angolo polare entro 10° dalla perpendicolare al fascio. La risoluzione su ogni singolo punto della traccia dipende in generale dalla lunghezza di deriva e dall'orientazione della traccia rispetto alle placchette e ai fili delle camere. Questa risoluzione è stata parametrizzata e viene utilizzata per calcolare l'errore sulle coordinate nel fit della traccia.

1.3.2 La ricostruzione delle tracce

La ricostruzione delle tracce inizia dalla TPC. Si procede innanzitutto a formare dei segmenti di traccia con i punti vicini tra loro, quindi questi segmenti sono uniti tra loro se consistenti con l'ipotesi di un'elica. A questo punto la traccia è estrapolata indietro fino al vertice dell'interazione e i punti ricostruiti nella camera a deriva e nel rivelatore di vertice sono assegnati alla traccia sulla base del χ^2 .

L'errore sulle coordinate dei punti assegnati ad una traccia è calcolato sulla base dei parametri della traccia ottenuti nel fit preliminare. Il fit finale, basato sulla tecnica del filtro di Kalman[13], utilizza gli errori così calcolati e tiene conto dello scattering multiplo. In conclusione, il 98,6% delle tracce che attraversano almeno 4 file di placchette nella TPC è ricostruito con questa procedura. L'efficienza di assegnazione dei punti rilevati nel rivelatore di vertice, per le tracce contenute entro l'accettanza geometrica, è del 94% per ogni piano.

La risoluzione in momento del sistema di tracciatura è stata studiata usando gli eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. In Fig. 1.2 è mostrato il rapporto tra l'energia del fascio e il momento misurato della tracce nei suddetti eventi. Solo le tracce con almeno 19 punti ricostruiti nella TPC, 6 nella camera a deriva e un punto nel rivelatore di vertice sono state utilizzate. Per rimuovere gli eventi radiativi è stato richiesto inoltre che le due tracce nell'evento non avessero un angolo di acollinearità maggiore di 0.2° e non ci fosse una energia neutra misurata nei calorimetri e non associata alle tracce stesse superiore a 100 MeV. La risoluzione sul momento trasverso risulta essere in queste condizioni,

$$\sigma(1/p_T) = 0.6 \times 10^{-3}(\text{GeV}/c)^{-1} ,$$

cui va aggiunto un termine costante $\sigma(p_T)/p_T = 0.005$, dovuto allo scattering multiplo, che domina a basso impulso.

La risoluzione sul parametro di impatto per le tracce ad alto impulso è misurata utilizzando ancora gli eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La distanza in prossimità

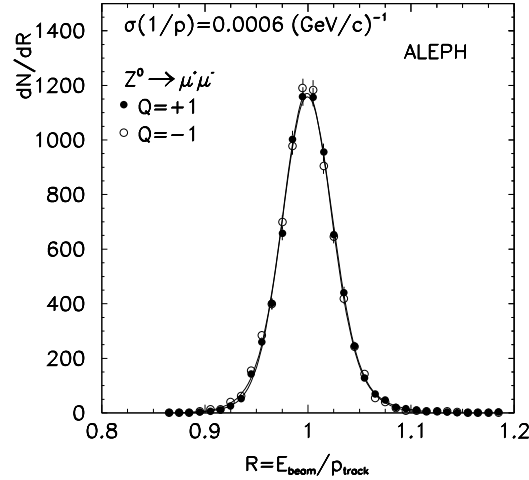


Figura 1.2: Rapporto tra l'energia del fascio e il momento misurato dei μ di carica Q in eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

del vertice dell'interazione tra le due tracce, proiettata nei piani $r\phi$ e rz è mostrata in Fig. 1.3. La risoluzione è di $23 \mu\text{m}$ in $r\phi$ e $28 \mu\text{m}$ in rz (la larghezza delle gaussiane mostrate in figura è pari alla risoluzione moltiplicata per $\sqrt{2}$).

La Tab. 1.1 riassume i risultati per la risoluzione sul momento e sul parametro di impatto e l'effetto relativo dei vari rivelatori di tracciatura su queste grandezze.

La risoluzione sul parametro di impatto δ per le tracce di basso momento è stata infine misurata utilizzando gli eventi adronici. Il vertice principale dell'interazione viene ricostruito evento per evento con una procedura che sarà descritta a pag. 3.4.2. La risoluzione si ottiene dalla deviazione standard del parametro di impatto, una volta sottratto in quadratura l'errore sul vertice primario. Le tracce provenienti dai vertici secondari sono rimosse dividendo l'evento in due emisferi rispetto all'asse di $thrust^b$ e richiedendo che

^bSi definisce $thrust$ dell'evento la quantità

$$T = \min_{\hat{u}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{u}|}{\sum_i |\vec{p}_i|},$$

dove \vec{p}_i è l'impulso dell' i -esimo oggetto ricostruito dall'algoritmo di flusso e \hat{u} è un generico versore. Il versore \hat{u} corrispondente al minimo è l'asse di thrust. Il thrust è una stima della direzione dei quark primari emessi nel decadimento della Z .

Tabella 1.1: Risoluzione sul momento e il parametro di impatto delle tracce in eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$; sono mostrati i risultati che si ottengono aggiungendo i vari rivelatori nella ricostruzione delle tracce.

Rivelatore	Momento trasverso	Parametro di impatto	
	$\sigma(1/p_T) (\text{GeV}/c)^{-1}$	$r\phi (\mu\text{m})$	$rz (\mu\text{m})$
TPC	1.2×10^{-3}	310	808
+ camera a deriva	0.8×10^{-3}	107	808
+ rivelatore di vertice	0.6×10^{-3}	23	28

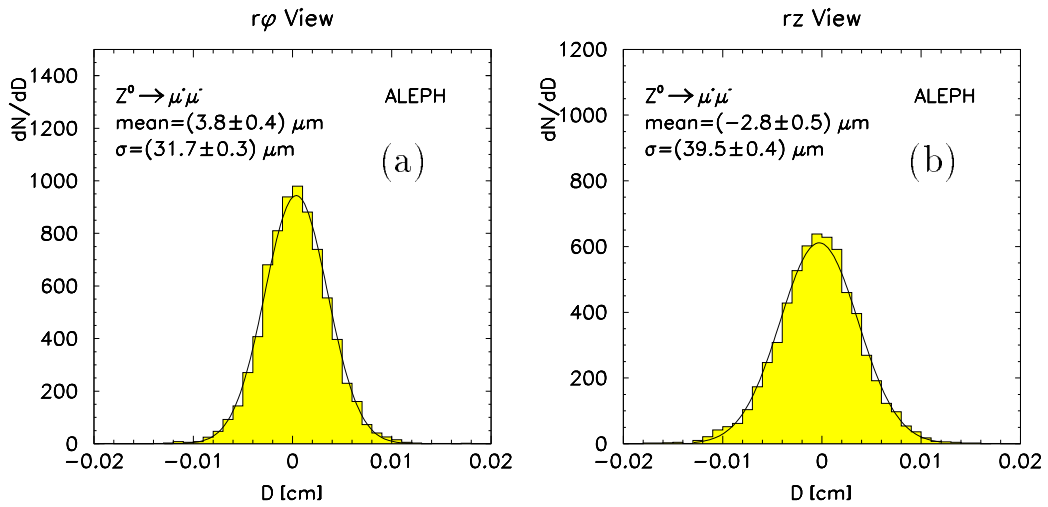


Figura 1.3: Risultati ottenuti con il sistema di tracciatura negli eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$: distanza tra le due tracce nel punto di massimo avvicinamento al vertice primario (a) nel piano $r\phi$ e (b) nel piano rz .

il punto di massimo avvicinamento al vertice primario sia contenuto nell'emisfero opposto a quello cui appartiene la traccia stessa. La Fig. 1.4 mostra la risoluzione, per le tracce con un punto ricostruito in entrambi i piani del rivelatore di vertice, in funzione del momento. La curva sovrimposta è

$$\sigma(\delta) = 25 \mu\text{m} + \frac{95 \mu\text{m}}{p (\text{GeV}/c)^{-1}},$$

per entrambe le proiezioni $r\phi$ e rz .

Un esempio della risoluzione che si può ottenere sulla massa invariante dei sistemi di due particelle cariche è dato dalla ricostruzione del decadimento

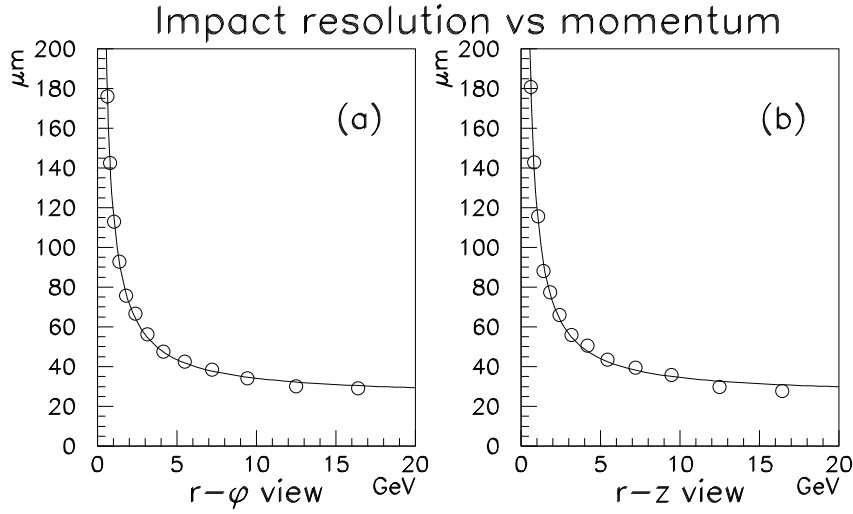


Figura 1.4: La risoluzione sul parametro di impatto nel piano (a) $r\phi$ e (b) rz in funzione del momento, per le tracce con un punto ricostruito in entrambi i piani del rivelatore di vertice.

$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. In Fig. 1.5 è mostrata la massa invariante delle coppie $\mu^+ \mu^-$: la risoluzione sulla massa ricostruita della J/ψ risulta essere $25 \text{ MeV}/c^2$.

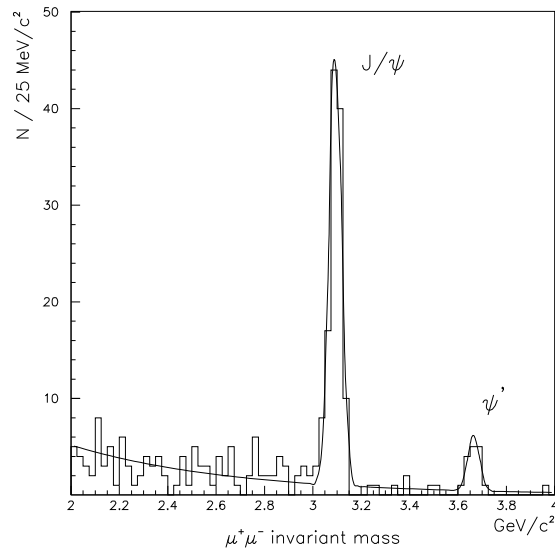


Figura 1.5: Massa invariante delle coppie $\mu^+ \mu^-$. È evidente il picco in corrispondenza della massa della J/ψ e della massa della ψ' .

1.4 L'informazione calorimetrica

In questa sezione sono descritte le caratteristiche dei calorimetri elettromagnetico ed adronico e come l'informazione calorimetrica da essi fornita sia utilizzata insieme all'informazione del sistema di tracciatura per determinare con precisione l'energia neutra nell'evento (algoritmo del "flusso di energia").

1.4.1 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico è costituito da un corpo centrale cilindrico, che circonda la TPC, chiuso alle estremità da due "tappi". È formato da 45 piani di piombo alternati da camere a fili proporzionali, per uno spessore complessivo pari a 22 lunghezze di radiazione. L'energia e la posizione degli sciami è rilevata per mezzo di placchette catodiche accoppiate in modo capacitivo ai fili. Le placchette sono connesse tra loro in modo da formare delle torri orientate verso il punto di interazione, di apertura angolare media $0.9^\circ \times 0.9^\circ$. La lettura di ogni torre avviene in tre segmenti di profondità rispettivamente (4,9,9) lunghezze di radiazione.

La calibrazione in energia viene fatta utilizzando elettroni prodotti in diversi processi ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ e scattering Bhabha) in modo da coprire tutta la regione tra 1 e 45 GeV. Gli oggetti calorimetrici, o "cluster", sono formati unendo tra loro i segmenti di torre con almeno uno spigolo in comune e con un segnale superiore a 30 MeV. L'energia totale dei cluster è quindi corretta per i seguenti effetti:

- i depositi di energia persi perché al di sotto della soglia di 30 MeV;
- la perdita di energia per ionizzazione subita dalle tracce cariche prima di entrare nel calorimetro;
- la frazione di energia dello sciame non rilasciata nelle 22 lunghezze di radiazione del calorimetro (*leakage*);
- la risposta non lineare del calorimetro.

La calibrazione relativa dei moduli in cui è diviso il calorimetro risulta essere dello 0.3% a 45 GeV.

La risoluzione in energia, determinata dalla differenza tra il momento misurato nel sistema di tracciatura e l'energia misurata nel calorimetro, è per gli elettroni (vedi Fig. 1.6(a))

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0.009 .$$

La Fig. 1.6(b) mostra la risoluzione in funzione dell'angolo polare per gli elettroni prodotti nello scattering Bhabha. La risoluzione peggiora a piccolo angolo, dove è maggiore la probabilità che lo sciame si sviluppi in prossimità della separazione tra due moduli del calorimetro. Intorno a 40° la risoluzione peggiora del 30% circa a causa delle zone non sensibili in corrispondenza della sovrapposizione tra la parte centrale e il tappo del calorimetro. A piccolo angolo invece le dimensioni dei moduli diminuiscono e gli sciame si sviluppano spesso vicino al bordo tra un modulo e l'altro.

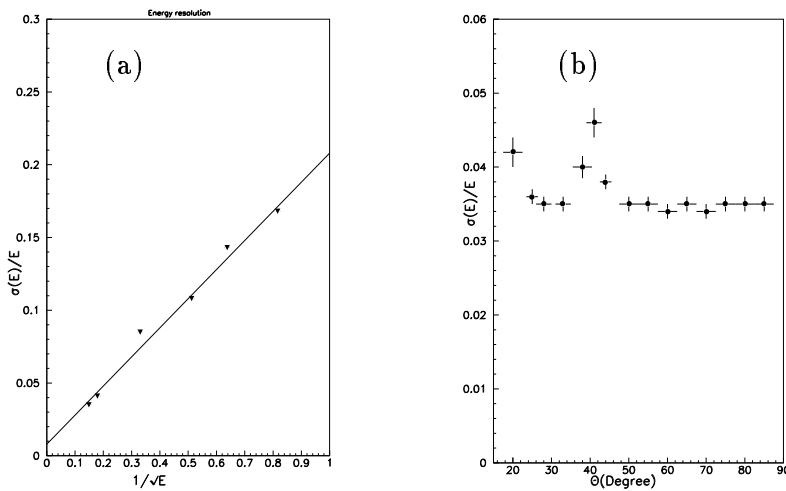


Figura 1.6: Risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico per gli elettroni negli eventi $Z \rightarrow e^+e^-$; (a) dipendenza dall'energia, (b) dipendenza dall'angolo polare.

La posizione angolare dello sciame è calcolata con una media della posizione delle singole torri che contribuiscono al cluster, pesata con l'energia. Poiché le dimensioni delle torri sono comparabili con quelle dello sciame il risultato di questa media presenta deviazioni sistematiche, che sono funzione della posizione dello sciame stesso rispetto alla torre. Queste deviazioni sono state misurate estrapolando le tracce degli elettroni negli eventi Bhabha. La Fig. 1.7 mostra la posizione del baricentro dello sciame rispetto al punto di entrata della traccia (l'intervallo di variazione dell'angolo θ_0 nel grafico corrisponde ad una torre). La risoluzione angolare che si ottiene è $\sigma_{\theta,\phi} = (2.5/\sqrt{E/\text{GeV}} + 0.25)$ mrad.

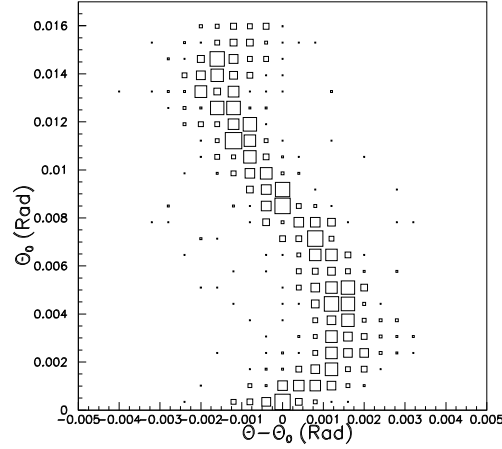


Figura 1.7: Distribuzione negli eventi Bhabha dell'angolo θ del baricentro in funzione della coordinata θ_0 delle tracce estrapolate nel calorimetro.

1.4.2 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico assolve due compiti principali. Insieme al calorimetro elettromagnetico permette di misurare l'energia adronica nell'evento ed è utilizzato nell'identificazione dei μ . È costituito da 23 piani di tubi streamer in PVC separati da 5 cm di ferro, per un totale di 7.2 lunghezze di interazione a 90° . La lettura avviene tramite delle placchette di rame accoppiate in modo capacitivo ai tubi e organizzate in torri proiettive analoghe a quelle del calorimetro elettromagnetico, ma di dimensioni maggiori ($3.7^\circ \times 3.7^\circ$). Per ogni tubo, 1 cm di larghezza, viene inoltre registrato un segnale digitale, in modo tale da avere una proiezione bidimensionale dello sciame. Il segnale digitale è utilizzato per l'identificazione dei μ e, insieme a quello delle torri, per ricostruire il *flusso di energia*.

La scala di energia è fissata dal rilascio dei μ negli eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, mentre gli eventi adronici permettono l'intercalibrazione dei moduli di cui è composto il calorimetro (36 in tutto, 24 nel corpo centrale e 6 per ogni tappo). La risposta delle torri è inoltre equalizzata in modo da riprodurre il segnale che si ottiene a 90° . Questa procedura permette di correggere la dipendenza angolare del segnale e di tener conto delle zone morte.

L'informazione delle diverse torri viene ricostruita in cluster, analogamente a quanto fatto per il calorimetro elettromagnetico. La distribuzione dell'energia misurata per i μ prodotti in eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ è mostrata in Fig. 1.8. La calibrazione della risposta agli sciame adronici è stata verificata

utilizzando i π prodotti nei decadimenti del τ in una sola traccia carica (si veda Fig. 1.9). La risoluzione in energia per i π risulta essere

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E/\text{GeV}}} .$$

1.4.3 L'algoritmo del "flusso di energia"

La risoluzione sull'energia totale misurata con i calorimetri negli eventi adronici è $\sigma(E)/E = 1.2/\sqrt{E/\text{GeV}}$. Per migliorare questa risoluzione è stato sviluppato un algoritmo, detto del "flusso di energia", che utilizza anche le informazioni del sistema di tracciatura e l'identificazione delle particelle, che sarà discussa in 1.5.

L'idea fondamentale è quella di raggruppare le tracce e gli oggetti calorimetrici ad esse connessi in modo da avere alla fine un insieme di "oggetti di flusso", definiti dal loro quadrimpulso e classificati come elettroni, muoni, fotoni, adroni carichi e neutri.

Si procede innanzitutto ad una selezione preliminare delle tracce cariche. Si richiede che esse abbiano almeno 4 punti ricostruiti nella TPC (8 punti nella TPC e almeno uno nella camera a deriva se l'impulso è maggiore di 15 GeV/c) e provengano da un cilindro con 2 cm di raggio e 20 cm di lunghezza centrato nel vertice dell'interazione. Queste condizioni sono rimosse solo nel caso che la traccia provenga da un vertice secondario ricostruito, V^0 , nel qual caso si richiede che questo sia compatibile con l'essere stato generato da una particella neutra proveniente da un cilindro di 5 cm di raggio e 30 cm di lunghezza intorno all'origine dell'evento.

Le tracce sono quindi estrapolate nei calorimetri, dove sono loro assegnati i corrispondenti depositi di energia, iniziando da elettroni e μ per finire con gli adroni.

Nel caso degli elettroni, se la differenza tra il momento della traccia e l'energia misurata nel calorimetro è tre volte maggiore della risoluzione, allora si assume che questa differenza sia dovuta ad un fotone di bremsstrahlung, e la si considera come energia neutra.

L'energia depositata in corrispondenza dei μ è invece rimossa fino ad un massimo di 1 GeV nel calorimetro elettromagnetico e di 400 MeV per piano nel calorimetro adronico.

Prima di considerare le restanti tracce cariche, sono rimossi i cluster del calorimetro elettromagnetico identificati come fotoni o π^0 .

A questo punto i depositi di energia che restano sono dovuti agli adroni carichi e neutri. Non viene fatto nessun tentativo di identificare direttamente gli adroni neutri. Questi sono definiti semplicemente come un eccesso di

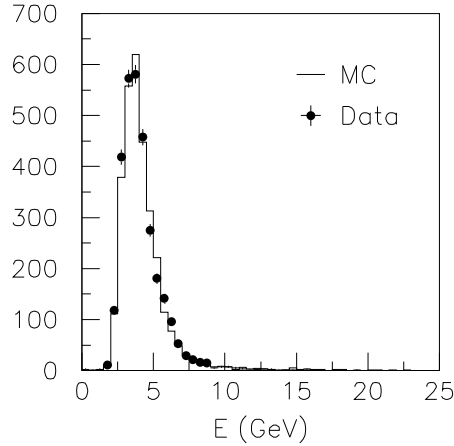


Figura 1.8: Distribuzione dell'energia misurata nel calorimetro adronico per i μ prodotti nel decadimento $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

energia nel calorimetro rispetto all'energia misurata dal sistema di tracciatura. Dal momento che la risposta del calorimetro elettromagnetico è calibrata sugli elettroni, fattori correttivi devono essere applicati per estrarre l'energia corrispondente per un pione (il rapporto tra l'energia di un pione e quella di un elettrone per un dato deposito nel calorimetro è ~ 1.3). Se la differenza

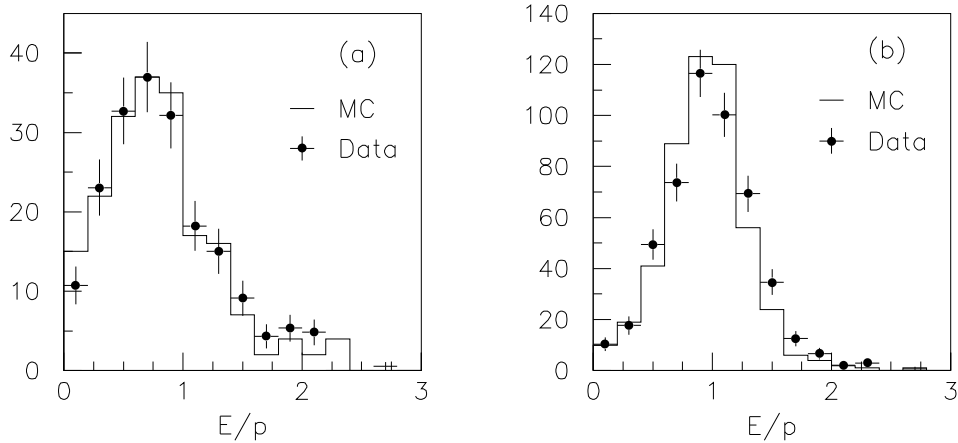


Figura 1.9: Rapporto tra l'energia misurata nel calorimetro adronico e il momento per gli adroni prodotti nei decadimenti del τ in una sola traccia carica. Sono state selezionate solo le tracce per cui l'energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico è compatibile con il minimo della curva di ionizzazione. (a) Tracce di basso impulso ($2 \text{ GeV}/c < p < 5 \text{ GeV}/c$), (b) tracce di alto impulso ($5 \text{ GeV}/c < p < 30 \text{ GeV}/c$).

tra l'energia risultante e quella delle tracce cariche associate è maggiore della risoluzione e non minore di 500 MeV, allora questa è assegnata ad un adrone neutro.

Infine sono aggiunti a questa lista tutti i cluster ricostruiti nei monitor di luminosità, dove non è possibile nessuna identificazione.

In Fig. 1.10 è mostrata la distribuzione dell'energia totale negli eventi adronici ottenuta con questo algoritmo. Non sono inclusi nel grafico gli eventi in cui ci sono depositi di energia entro 12° dal fascio oppure il 10% dell'energia totale è entro 30° dal fascio, per evitare di considerare eventi in cui una frazione consistente dell'energia è andata persa. Nonostante questo continua ad essere presente una coda a basse energie dovuta alla radiazione di stato iniziale e ai neutrini. Un fit con una funzione gaussiana della regione al di sopra degli 85 GeV fornisce una energia del picco di 90.5 GeV e una risoluzione di 6.2 GeV. L'energia totale è ripartita per il 62% tra le tracce cariche, per il 25% tra i fotoni e per il restante 15% tra gli adroni neutri. Lo stesso fit su eventi Monte Carlo dà una energia del picco di 90.7 GeV e una risoluzione di 6.5 GeV, in buon accordo con i dati.

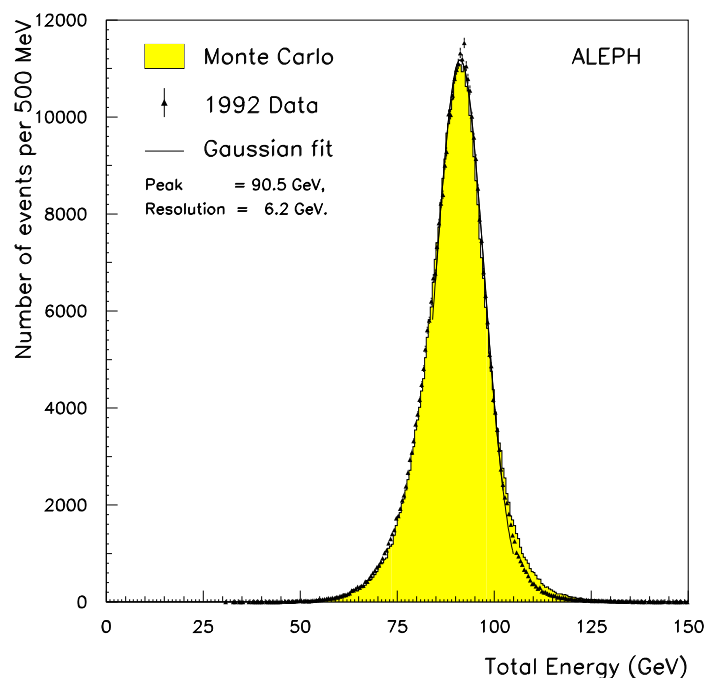


Figura 1.10: Distribuzione dell'energia totale gli eventi adronici raccolti nel 1992 ($\sim 700\,000$ eventi); i punti sono i dati, mentre l'istogramma ombreggiato è il risultato della simulazione Monte Carlo.

1.5 L'identificazione delle particelle

Questa sezione è dedicata in particolare alla identificazione dei fotoni e alla ricostruzione dei π^0 , che è utilizzata nel seguito per la ricostruzione del decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$.

Per completezza questa parte è preceduta da una breve descrizione della misura del dE/dx e della identificazione degli elettroni e dei μ . Infatti l'identificazione di queste particelle, sebbene non utilizzata direttamente nella presente analisi, è comunque importante ai fini della ricostruzione globale dell'evento, come è già stato evidenziato in relazione all'algoritmo del flusso di energia.

1.5.1 Misura del dE/dx

La perdita di energia per ionizzazione è misurata nella TPC, attraverso la lettura della carica depositata sui fili. La spaziatura dei fili è di 4 mm, permettendo fino a 338 misure di ionizzazione se la traccia attraversa radialmente tutta la camera.

Il segnale sui fili viene assegnato alle varie tracce ricostruite in base al tempo di arrivo. Se un segnale è compatibile con più tracce viene ignorato. Per evitare effetti sistematici dovuti alla soglia di lettura, un valore del segnale, molto vicino allo zero, viene comunque assegnato in corrispondenza dei fili per i quali ci si aspetta un segnale (per le tracce al minimo di ionizzazione in media l'8% dei segnali è inferiore alla soglia). Il dE/dx è calcolato con una media doppiamente troncata, ovvero eliminando dal campione il 40% dei segnali partendo dal più grande, per eliminare le code di Landau, e l'8% partendo dal più piccolo. Quest'ultimo troncamento peggiora la risoluzione ma è necessario per eliminare la dipendenza della media dalla lunghezza di deriva e dall'angolo della traccia.

Il limite principale alla misura del dE/dx viene dal fatto che in un dato settore della TPC il segnale sui fili delle varie tracce è separato solo nella coordinata z : è infatti necessaria una separazione di almeno 3 cm in z perché la differenza tra il tempo di arrivo degli elettroni di ionizzazione sia sufficiente per distinguere il segnale di due tracce.

In Fig. 1.11 è mostrata la separazione media del dE/dx in deviazioni standard per le tracce negli eventi adronici. La misura del dE/dx è particolarmente efficace per la separazione $e - \pi$ a bassi impulsi. La separazione tra π e K è all'incirca costante intorno alle 2σ nella regione di crescita relativistica. Tuttavia l'uso del dE/dx per la ricostruzione dei D^* non migliora la significatività del segnale e non è pertanto usata nella presente analisi.

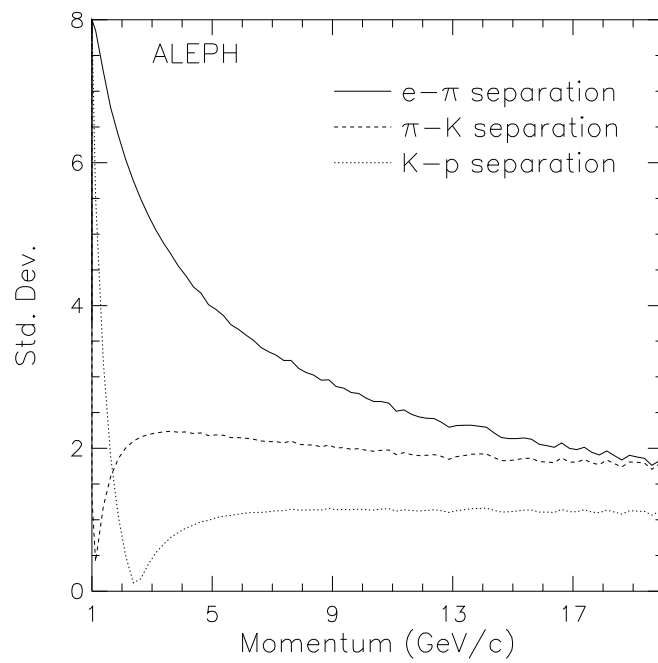


Figura 1.11: La separazione media del dE/dx in deviazioni standard tra diversi tipi di particelle nei decadimenti adronici della Z . Le tracce usate hanno almeno 50 misure del dE/dx .

1.5.2 L'identificazione degli elettroni

L'identificazione degli elettroni è resa possibile dalla misura del dE/dx e, indipendentemente, dalla forma degli sciami nel calorimetro elettromagnetico.

Del primo metodo si è già parlato precedentemente e si è visto come sia particolarmente efficace a basso impulso.

Ad alto impulso è invece più efficace l'identificazione per mezzo del calorimetro elettromagnetico. Qui la forma degli sciami viene confrontata con il valore atteso in base al momento della traccia incidente. Un estimatore, R_T , è basato sullo sviluppo trasversale dello sciame: per ogni segmento di profondità delle torri, si selezionano i 4 depositi più vicini alla traccia estrapolata e l'energia totale così ottenuta viene confrontata con il momento della traccia stessa. Un altro estimatore, R_L , è invece costruito a partire dalla profondità media dello sciame nel calorimetro. In entrambe i casi la differenza tra il valore misurato e quello aspettato è divisa per l'errore in modo da ottenere degli estimatori con distribuzione normale.

La distribuzione dei due estimatori per un campione di tracce arricchito in elettroni prodotti nella conversione di fotoni è mostrato nella Fig. 1.12. È chiaramente distinto il contributo degli elettroni e quello degli adroni.

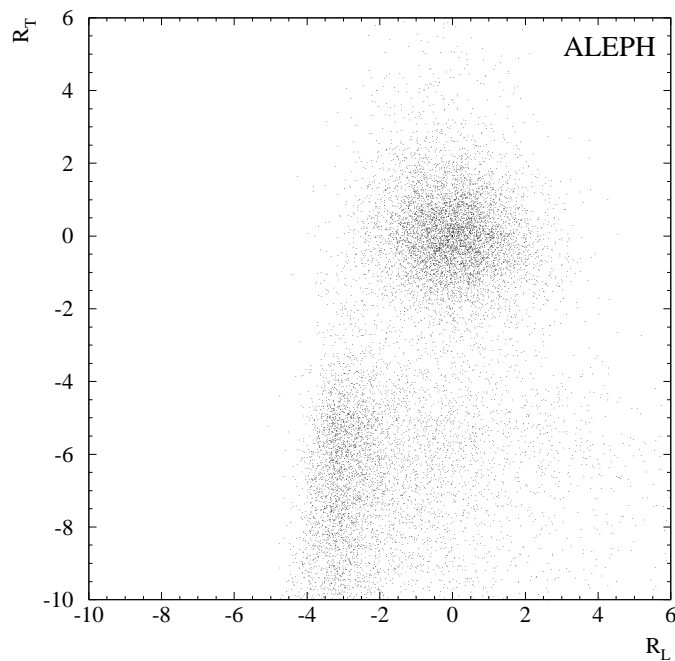


Figura 1.12: Distribuzione degli estimatori per l'identificazione degli elettroni in un campione di tracce arricchito con coppie e^+e^- prodotte in conversioni di fotoni.

1.5.3 L'identificazione dei μ

I μ sono identificati per mezzo del calorimetro adronico e delle camere dei μ .

L'identificazione con il calorimetro adronico si basa sulla possibilità di verificare, grazie alla lettura digitale, se la particella ha attraversato tutto il calorimetro.

Il calorimetro è inoltre circondato esternamente da un doppio strato di camere dei μ . Ogni camera è composta a sua volta da due piani di tubi streamer con lettura di entrambe le coordinate.

I punti misurati nel calorimetro e nelle camere sono associati ad una traccia se distano meno di 3 deviazioni standard (4 per le camere) dalla traccia estrapolata. I tagli di selezione si basano sulla differenza tra il numero di punti attesi e il numero di punti effettivamente associati alla traccia nel calorimetro e nelle camere.

1.5.4 L'identificazione dei fotoni e dei π^0

Si è già visto al paragrafo 1.4.1 come la ricostruzione in cluster dei depositi nel calorimetro elettromagnetico permetta una buona risoluzione spaziale degli sciami, grazie alla elevata granularità del calorimetro stesso. Tuttavia molto spesso nella ricostruzione i depositi dovuti a più particelle sono uniti in un unico cluster, non permettendo una efficace identificazione dei fotoni e a maggior ragione dei π^0 . Questi risultati possono però essere migliorati sfruttando il fatto che gli sciami elettromagnetici iniziano generalmente nel primo segmento di profondità del calorimetro e che, al contrario di quanto accade per gli sciami adronici, gli sciami generati dai fotoni sono compatti, ovvero tutti i depositi confinano con almeno un altro deposito dovuto allo stesso fotone. È stato pertanto sviluppato un algoritmo che tiene conto di questi aspetti e permette molto spesso di separare un cluster in più fotoni e/o adroni.

Fotoni

La ricostruzione inizia dal primo segmento di profondità. Tutti i depositi sono ordinati secondo la loro energia. Ogni deposito che ha una energia maggiore dei suoi "vicini", dove per vicino si intende "con almeno una faccia in comune", definisce un nuovo cluster. Tutti gli altri depositi sono associati al loro vicino più energetico. La stessa procedura viene poi applicata ai depositi nel secondo e terzo segmento di profondità, dove però si guarda prima se c'è un deposito vicino nel segmento precedente. I cluster così trovati sono

identificati come fotoni se hanno un energia di almeno 0.25 GeV e nessuna traccia carica entra nel calorimetro a meno di 2 cm dal baricentro del cluster.

L'energia del fotone viene misurata utilizzando solo le quattro torri centrali del cluster, per avere una dipendenza minore dal fondo adronico e dagli effetti dell'algoritmo di ricostruzione dei cluster. L'energia ottenuta deve essere corretta per il valore aspettato della frazione dell'energia totale rilasciata nelle quattro torri centrali. Il fatto di usare solo una parte dei depositi comporta un peggioramento della risoluzione, che diventa $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.25}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$, invece di $\frac{0.18}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$.

La posizione del cluster viene misurata con lo stesso metodo descritto in 1.4.1 e la risoluzione angolare per un cluster isolato è la stessa.

Ricostruzione dei π^0

La risoluzione in energia del calorimetro limita la capacità di ricostruire dalle coppie $\gamma\gamma$ l'impulso e l'energia dei π^0 . Un miglioramento significativo può essere ottenuto se si applica un fit cinematico ai fotoni, con la condizione che la loro massa invariante sia quella del π^0 .

I parametri liberi nel fit sono le energie dei due fotoni e l'angolo tra le loro direzioni. L'angolo deve essere incluso nei parametri del fit poiché per energie del π^0 maggiori di 7 GeV i due fotoni risultano parzialmente sovrapposti nel calorimetro e l'angolo tra di essi viene sistematicamente sovrastimato dall'algoritmo di selezione dei fotoni. Solo le coppie $\gamma\gamma$ per le quali il fit ha una probabilità maggiore del 5% sono considerati possibili candidati π^0 .

Nella Fig. 1.13 è chiaramente visibile il miglioramento della risoluzione sull'energia del π^0 ottenuto con il fit cinematico.

In Fig. 1.14 è invece mostrata l'efficienza di ricostruzione in funzione dell'energia negli eventi adronici. Ad alta energia l'efficienza peggiora perché diventa più difficile separare i due fotoni al diminuire dell'angolo tra di loro.

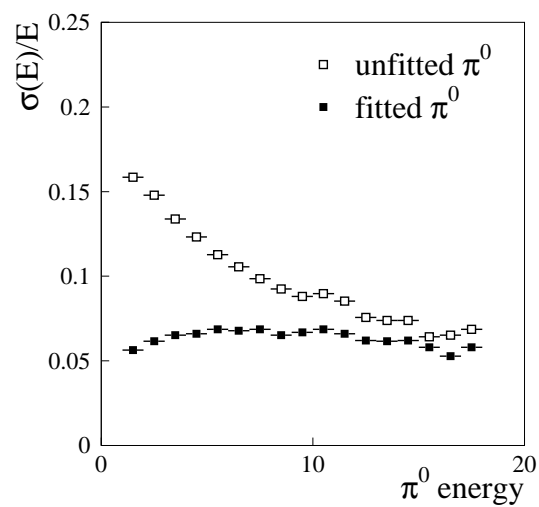


Figura 1.13: Risoluzione sull'energia dei π^0 prima e dopo il fit cinematico.

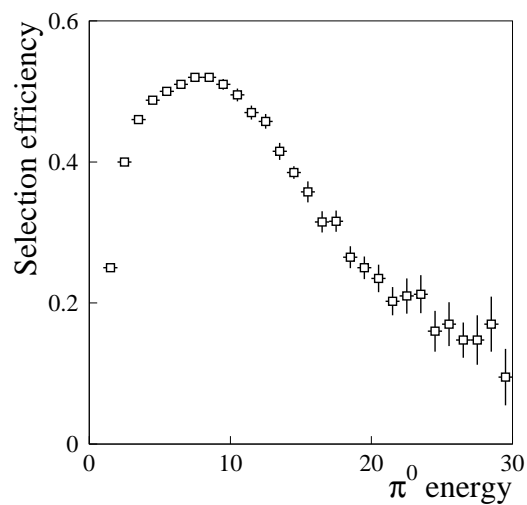


Figura 1.14: Efficienza di selezione dei π^0 in eventi adronici.

Capitolo 2

La fisica del quark charm

Uno degli scopi principali del LEP è la misura degli accoppiamenti della Z^0 con i quark e i leptoni. Le misure della sezione d'urto in funzione dell'energia, della sezione d'urto totale in adroni, delle larghezze di decadimento parziali in leptoni, delle asimmetrie avanti-indietro dei leptoni e della polarizzazione del τ hanno permesso di determinare con estrema precisione le costanti di accoppiamento della Z^0 ad ogni singola specie di leptoni. Per i quark le misure sono complicate dalla difficoltà di distinguere le diverse specie di quark primari prodotti nel decadimento della Z . Tuttavia i quark pesanti, che a causa della loro massa hanno bassa probabilità di essere prodotti nei processi di adronizzazione, permettono di esplorare questo settore della teoria. Grazie alla massa elevata e alla lunga vita media degli adroni che li contengono possono infatti essere separati dai quark leggeri.

Al LEP l'accoppiamento delle correnti neutre ai quark pesanti può essere investigato misurando la larghezza parziale di decadimento della Z^0 in coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ (rispettivamente $\Gamma_{b\bar{b}}$ e $\Gamma_{c\bar{c}}$) e la distribuzione angolare dei quark rispetto all'asse del fascio. Mentre per il beauty esistono già misure molto precise di queste quantità[2], nel settore del charm la situazione è meno facile, a causa della difficoltà maggiore nel separare questo quark da quelli più leggeri e dal beauty stesso.

In questo lavoro di tesi saranno misurate l'asimmetria avanti-indietro del quark charm e il rapporto parziale di decadimento in coppie $c\bar{c}$, $R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$. Queste quantità sono predette dal Modello Standard, nel quale però dipendono dalla massa del quark top e del bosone di Higgs attraverso le correzioni radiative.

In questo capitolo discuteremo appunto come le osservabili fisiche sono parametrizzate dalla teoria. Sebbene questa tesi sia dedicata alle misure con il quark charm, ci soffermeremo anche sulle corrispondenti osservabili per il

quark beauty, mettendo in evidenza le differenze, soprattutto per quel che riguarda le correzioni radiative.

In seguito sarà descritta la frammentazione del charm in adroni, i decadimenti che permettono di rivelarli e le loro caratteristiche.

Nell'ultima parte del capitolo infine saranno brevemente discussi i programmi Monte Carlo utilizzati per simulare i processi fisici al picco della Z .

2.1 Approssimazione di Born

Nell'approssimazione di Born, ovvero all'ordine più basso nello sviluppo perturbativo, la larghezza di decadimento parziale della Z^0 in coppie $f\bar{f}$ è

$$\Gamma_{f\bar{f}} = \frac{G_\mu M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} N_C \left(\beta \frac{3-\beta}{2} (g_V^f)^2 + \beta^3 (g_A^f)^2 \right).$$

Qui β è la velocità del fermione prodotto nel sistema di riferimento a riposo della Z , N_C^f è il fattore di colore per il fermione f , $N_C = 3$ per i quark, G_μ è la costante di Fermi e g_V^f , g_A^f sono le costanti di accoppiamento della corrente neutra vettoriale ed assiale. Queste ultime possono essere espresse in funzione dei parametri fondamentali del Modello Standard:

$$g_V^f = I_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_W \quad (2.1)$$

$$g_A^f = I_f^3 \quad (2.2)$$

dove I_f^3 è la terza componente dell'isospin debole, ovvero $I_f^3 = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ rispettivamente per il c e il b , Q_f è la carica del fermione, $Q_f = \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}$ per il c e il b , e $\sin^2 \theta_W$ è l'angolo di mixing elettrodebole

$$\sin^2 \theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad (2.3)$$

La dipendenza dalla massa del fermione attraverso la velocità $\beta = \sqrt{1 - 4\mu^2}$, con $\mu^2 = m_f^2/M_Z^2$, è $\mathcal{O}(\mu^2) = \mathcal{O}(10^{-2})$ per il termine assiale nel caso del quark b ; nel termine vettoriale invece la correzione è $\mathcal{O}(\mu^4) \sim 10^{-4}$ e dunque completamente trascurabile.

L'asimmetria avanti-indietro è definita come:

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma_F^f + \sigma_B^f}, \quad (2.4)$$

con

$$\sigma_F^f = \int_0^1 \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})}{d\cos\theta} d\cos\theta; \quad \sigma_B^f = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})}{d\cos\theta} d\cos\theta.$$

All'ordine più basso i diagrammi che contribuiscono al processo

$$e^+e^- \rightarrow f\bar{f},$$

per $f \neq e$, sono lo scambio di un fotone e di una Z nel canale s , mostrati nella figura 2.1.

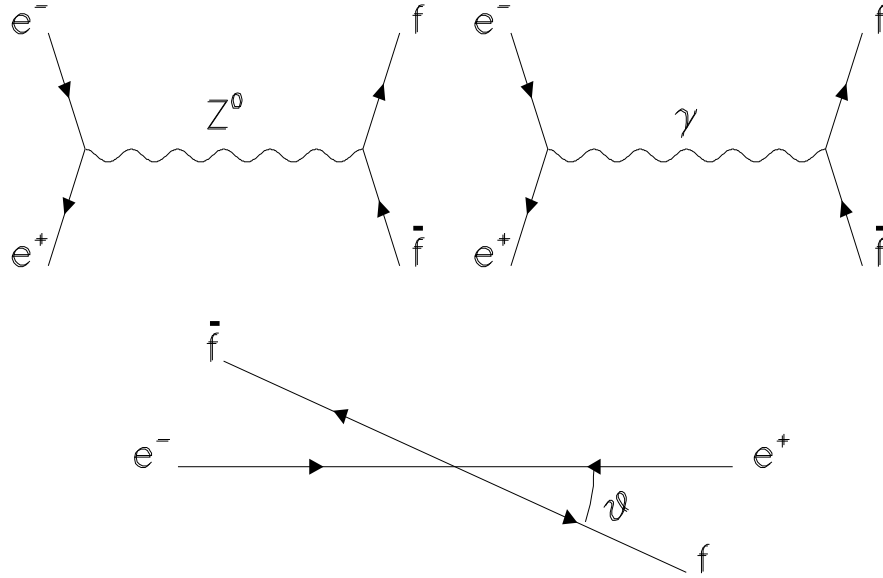


Figura 2.1: I diagrammi che contribuiscono all'interazione $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, con $f \neq e$, nell'approssimazione di Born e la definizione dell'angolo θ .

Nella stessa figura è mostrata la definizione dell'angolo θ in funzione del quale la sezione d'urto differenziale risulta essere, trascurando le correzioni $\mathcal{O}(10^{-2})$ dovute alla massa dei fermioni:

$$\begin{aligned} \frac{2s}{\pi\alpha^2 N_C^f} \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})}{d\cos\theta} &= Q_f(1 + \cos^2\theta) \\ &+ \frac{2Q_f \text{Re}\chi(s)}{\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} [-g_V^e g_V^f (1 + \cos^2\theta) - g_A^e g_A^f 2\cos\theta] \\ &+ \frac{|\chi(s)|^2}{\sin^4\theta_W \cos^4\theta_W} [((g_V^e)^2 + (g_A^e)^2)((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2)(1 + \cos^2\theta) + \\ &\quad + 8g_V^e g_A^e g_V^f g_A^f \cos\theta], \end{aligned} \quad (2.5)$$

dove $\chi(s)$

$$\chi(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}; \quad \Gamma_Z = \sum_f \Gamma_{f\bar{f}}. \quad (2.6)$$

Alla massa della Z il termine di interferenza si annulla esattamente in quanto $\text{Re}\chi(s) \propto s - M_Z^2$ e quindi il grafico dominante è quello con lo scambio di un bosone Z^0 , corrispondente all'ultimo termine nell'espressione per la sezione d'urto differenziale. Dunque l'asimmetria risulta essere:

$$A_{\text{FB}}^0(f) = \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f, \quad (2.7)$$

con

$$\mathcal{A}_f = \frac{2g_V^f g_A^f}{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2} = \frac{2(1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)}{1 + (1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)^2} \quad (2.8)$$

dove si è esplicitata la dipendenza da $\sin^2 \theta_W$.

Nel prossimo paragrafo vedremo come le correzioni radiative modificano i risultati finora ottenuti per le osservabili.

2.2 Correzioni radiative

Le correzioni radiative sono convenzionalmente divise in correzioni elettrodeboli, correzioni QED e correzioni QCD. I diagrammi corrispondenti a queste tre diverse classi sono mostrati schematicamente nella figura 2.2.

Nel seguito discuteremo le correzioni che devono essere applicate all'asimmetria avanti-indietro. Nel caso delle larghezze parziali solo alcune di queste correzioni sono importanti: il loro effetto su $\Gamma_{b\bar{b}}$ e $\Gamma_{c\bar{c}}$ sarà discusso alla fine del paragrafo.

2.2.1 Correzioni all'asimmetria avanti-indietro

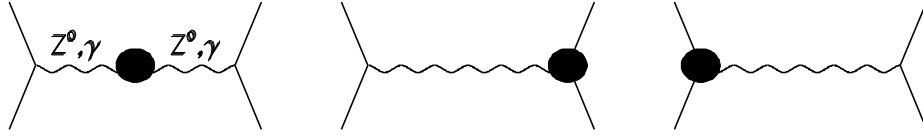
Correzioni elettrodeboli

Le correzioni elettrodeboli possono essere divise in correzioni al propagatore, correzioni di vertice e a 'box'.

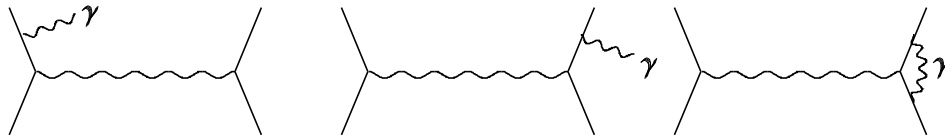
Le correzioni al propagatore sono legate alla polarizzazione del vuoto del fotone e della Z^0 , nonché al mixing tra i due bosoni. Si tratta di correzioni universali, cioè indipendenti dalle linee fermioniche esterne, e sono convenzionalmente assorbite in una ridefinizione della costante di accoppiamento debole G_μ e dunque del $\sin^2 \theta_W$.

Le correzioni di vertice e a box, al contrario di quelle al propagatore, dipendono dalla specie fermionica considerata. Il vertice $Z^0 - b\bar{b}$ in particolare è interessante in questo contesto. Infatti le correzioni radiative per questo vertice sono diverse da quelle per i quark più leggeri in quanto il b appartiene allo stesso doppietto di isospin debole del top. Di conseguenza a queste

correzioni elettrodeboli



correzioni QED



correzioni QCD

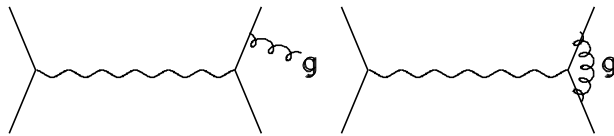


Figura 2.2:

correzioni contribuiscono i diagrammi a un loop con il quark top, mostrati in figura 2.3, che sono invece assenti o trascurabili per gli altri quark.

Queste correzioni di vertice sono trattate modificando le costanti di accoppiamento g_V e g_A che assumono quindi una esplicita dipendenza dall'energia.

Tutte le correzioni elettrodeboli di cui si parla sopra sono riassorbite nella definizione dell'asimmetria al polo:

$$A_{\text{FB}}^0(f) = \frac{3}{4} \frac{2g_V^e g_A^e}{(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2} \frac{2g_V^f g_A^f}{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2} \quad (2.9)$$

dove adesso

$$\frac{g_V^f}{g_A^f} = 1 - \frac{2Q_f}{I_f^3} (\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} + C_f) \quad (2.10)$$

Qui l'angolo di mixing elettrodebole effettivo $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ contiene tutte le correzioni elettrodeboli universali, mentre C_f contiene le correzioni di vertice. In

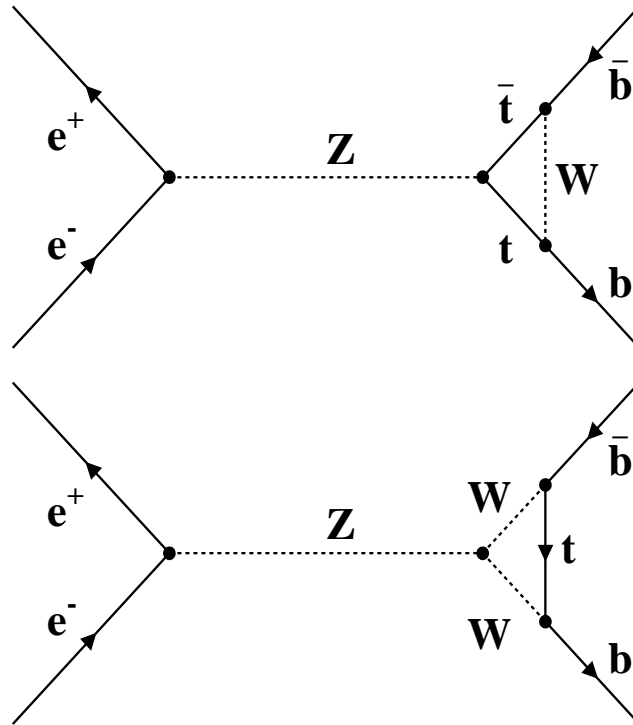


Figura 2.3: Correzioni al vertice che coinvolgono il quark top

realtà C_f è posto per definizione uguale a zero nel caso dei leptoni. Quindi il $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ è per definizione l'angolo di mixing elettrodebole effettivo per le asimmetrie leptoniche. Per i quark C_f è comunque piccolo e, eccetto che per il b, dipende debolmente dai parametri del modello [14].

Infine si deve tenere delle correzioni all'asimmetria che sono dovute allo scambio di un fotone e all'interferenza $\gamma - Z$. A causa della polarizzazione del vuoto, infatti, il propagatore del fotone, che nell'approssimazione di Born è reale, prende una parte immaginaria che interferisce con la parte immaginaria del propagatore della Z e modifica leggermente l'asimmetria[14]. L'asimmetria misurata deve dunque essere corretta per questo effetto per ricavare l'asimmetria al polo definita sopra.

Correzioni QED

Le correzioni QED si riferiscono a tutti i diagrammi con dei fotoni reali e virtuali aggiunti ai diagrammi all'ordine più basso.

Particolarmente importanti sono gli effetti della emissione di un fotone reale da parte dell'elettrone o del positrone incidente. Questo processo è importante per tutta la fisica al LEP in quanto riduce l'energia nel centro di massa dell'interazione e^+e^- . La sezione d'urto al picco ad esempio risulta diminuita del 40% a causa di questo effetto. L'asimmetria ne è affetta a causa del termine di interferenza che introduce una dipendenza dall'energia.

Anche la radiazione nello stato finale induce delle correzioni non trascurabili seppure molto più piccole di quella dovuta alla radiazione nello stato iniziale.

È interessante osservare che queste correzioni dipendono dai dettagli sperimentali, che possono introdurre dei tagli sull'energia del fotone irradiato. L'effetto di queste correzioni sarà pertanto valutato solo dopo aver discusso l'analisi per la misura dell'asimmetria.

Correzioni QCD

Le correzioni QCD sono in certo senso analoghe a quelle QED, nel senso che coinvolgono l'emissione di un gluone, ma sono rilevanti, ovviamente, solo per le asimmetrie dei quark. L'effetto principale di queste correzioni è di modificare la direzione del quark uscente, in pratica riducendo l'asimmetria visibile. Il modo in cui si definisce l'angolo θ nell'evento e la selezione applicata, che può modificare il contributo relativo degli eventi in cui è stato emesso un gluone energetico, determinano la grandezza di queste correzioni e pertanto la loro valutazione numerica è rimandata al capitolo che descrive la misura dell'asimmetria.

Riassumendo per estrarre l'asimmetria al polo della Z , $A_{\text{FB}}^0(c)$, dobbiamo in seguito applicare delle correzioni per i seguenti effetti:

- emissione di un fotone nello stato iniziale;
- emissione di un fotone nello stato finale;
- scambio di un fotone e interferenza $\gamma - Z$;
- correzioni QCD nello stato finale.

2.2.2 Correzioni radiative alle larghezze parziali

Lo schema per descrivere le correzioni radiative alle larghezze parziali è essenzialmente lo stesso che per le asimmetrie. Ovvero anche qui le correzioni

possono essere divise in correzioni elettrodeboli, correzioni QED nello stato finale e correzioni QCD.

In questo contesto tuttavia sono particolarmente interessanti le correzioni elettrodeboli. Tra queste le correzioni al propagatore sono universali e quindi indipendenti dalla coppia di fermioni considerata. Le correzioni al vertice invece come abbiamo visto contribuiscono in modo diverso nel caso del b e dei quark più leggeri, a causa dei diagrammi che coinvolgono il top (figura 2.3). La correzione al vertice per il quark b cancella larga parte della dipendenza dalla massa del top nelle correzioni al propagatore e quindi la $\Gamma_{b\bar{b}}$ risulta solo debolmente dipendente dalla massa del top. D'altra parte però la grandezza che si misura sperimentalmente è il rapporto della larghezza parziale rispetto alla larghezza totale in adroni,

$$R_f = \frac{\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_{had}} ,$$

Poichè le correzioni al propagatore sono presenti nella Γ_{had} , la dipendenza dalla massa del top si cancella per i quark più leggeri, mentre rimane a causa delle correzioni di vertice in R_b , come è mostrato nella figura 2.4. Va infine

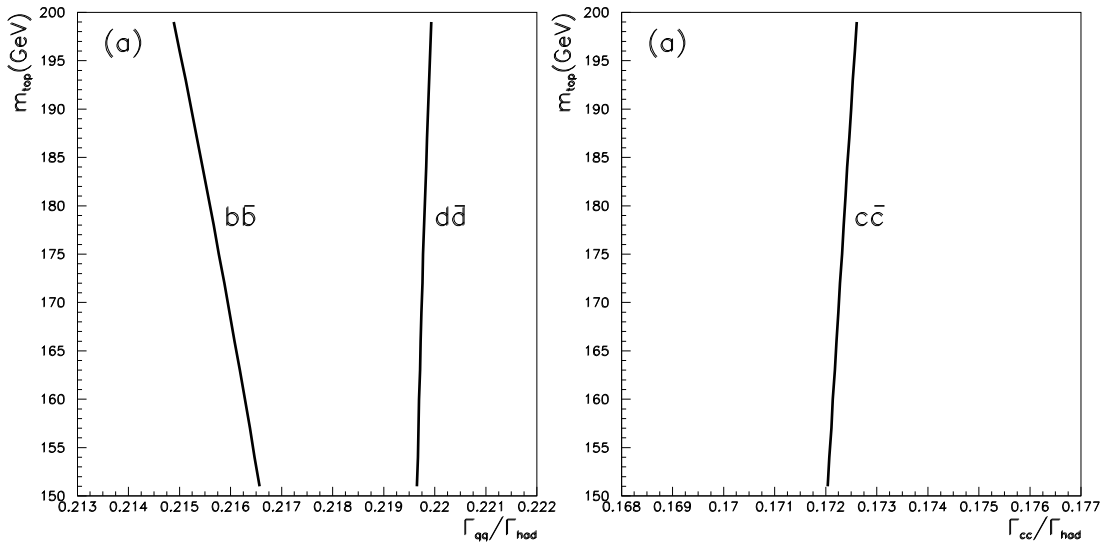


Figura 2.4: Dipendenza dei rapporti parziali di decadimento dalla massa del top. La dipendenza dalla massa dell'Higgs, per masse comprese tra 60 e 1000 GeV/c^2 è rappresentata dalla larghezza della linea.

aggiunto che per tutti questi rapporti di decadimento la dipendenza dalla massa dell'Higgs è molto piccola.

In definitiva quindi la misura di R_c da un punto di vista della teoria ha delle implicazioni completamente diverse da quelle di R_b . Mentre quest'ultima permette di porre dei limiti alla massa del top, o viceversa nota la massa del top dagli esperimenti al Tevatron[15, 16], permette di investigare eventuali contributi di nuova fisica al vertice $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, la misura di R_c è una verifica del Modello Standard indipendente dai parametri che, come la massa del top, non sono ancora stati misurati con sufficiente precisione. Inoltre una eventuale discrepanza tra la teoria e le misure sperimentali è per R_c difficilmente spiegabile anche in termini di nuova fisica, perlomeno nell'ambito dei modelli più diffusi[3, 4, 5, 6, 7, 8, 9].

Le correzioni QED alle larghezze sono molto piccole, $\mathcal{O}(\frac{3\alpha}{4\pi}Q_f^2) \simeq 0.17\%$, e possono essere trascurate. Le correzioni QCD invece sono piuttosto grandi, $\sim 5\%$ [17], ma dal momento che compaiono sia al numeratore che al denominatore nell'espressione per R_c , al primo ordine sono anch'esse trascurabili.

2.3 La produzione delle particelle con charm

Gli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ sono individuati dalla presenza di particelle contenenti un quark charm, prodotte nel processo di frammentazione del charm primario. Questi sono processi non calcolabili in teoria QCD perturbativa a causa del confinamento dei quark e si deve pertanto ricorrere a calcoli numerici basati su modelli.

Questi modelli procedono in due passi. Nel primo sono generati i partoni iniziali (quark e gluoni), fino ad un certo ordine nello sviluppo perturbativo. Nel secondo l'interazione tra i partoni è descritta in termini di modelli a stringa, che sono approssimazioni del tubo di flusso di colore in QCD non perturbativa. La stringa, nella quale si formano coppie quark-antiquark, si rompe in singoletti di colore, che generano le particelle stabili, con uno spettro di impulso descritto dalle funzioni di frammentazione. Nel prossimo paragrafo vedremo più in dettaglio come questi processi sono simulati nei programmi Monte Carlo usati.

Le probabilità relative di produrre stati legati ($c\bar{u}$), ($c\bar{d}$) e ($c\bar{s}$) dipendono anch'esse dai modelli di frammentazione e in particolare dal rapporto relativo di coppie quark-antiquark prodotte nella stringa:

$$u : d : s = 1 : 1 : 0.3 .$$

La probabilità di formare stati legati con quark pesanti è soppressa di un fattore $\sim 10^{-4}$ rispetto ai quark leggeri. Questo ha come conseguenza che

la maggior parte degli adroni contenenti un quark pesante sono prodotti effettivamente in eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ o $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Va inoltre osservato che a causa del valore di massa più elevato, nel caso dei quark b e c la frazione di energia ceduta alla particella che contiene il quark iniziale è maggiore che nel caso dei quark leggeri o delle coppie prodotte nella stringa. Dunque gli adroni pesanti prodotti dal primario sono caratterizzati da uno spettro di energia più elevato delle altre particelle.

Nella frammentazione del quark charm primario sono prodotti principalmente

- mesoni di spin 0 (pseudoscalari): D^0 , D^+ , D_s^+ e coniugati di carica
- mesoni di spin 1 (vettoriali): D^{*0} , D^{*+} , D_s^{*+} e coniugati di carica
- barioni con charm come la Λ_c^+ .

Tralasciando i D_s e i barioni, le cui frazioni sono intorno al 10%, da un semplice conteggio degli stati di spin si ricava^a.

$$P(c \rightarrow D^{*+}) = P(c \rightarrow D^{*0}) \sim 0.3, P(c \rightarrow D^+) = P(c \rightarrow D^0) \sim 0.1.$$

La produzione di D^{*+} è particolarmente interessante ai fini dell'identificazione degli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$. Circa due terzi di questi mesoni decade in $D^0\pi^+$. Tenendo conto che le masse del D^{*+} e del D^0 sono[18]:

$$\begin{aligned} m_{D^{*+}} &= 2010.0 \pm 0.5 \text{MeV}/c^2 \\ m_{D^0} &= 1864.5 \pm 0.5 \text{MeV}/c^2 \end{aligned}$$

si ricava che lo spazio delle fasi disponibile per il decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ è molto piccolo. Questo, come vedremo nei capitoli 3, permette di stabilire metodi di selezione esclusiva per il D^{*+} caratterizzati da una purezza elevata. Nel capitolo 5 mostreremo invece come usando queste stesse proprietà del decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ si possa selezionare il D^{*+} in modo inclusivo, indipendentemente dal canale di decadimento del D^0 .

Negli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$ il quark primario frammenta in un adrone contenente un beauty, che però nel 99% dei casi decade in un adrone con charm. Questo contributo alla produzione di particelle con charm è quindi dello stesso ordine di grandezza di quello dovuto agli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$. D'altra parte però, anche se la frammentazione del quark b porta i mesoni ad avere energie più elevate, nel decadimento solo un terzo dell'energia è mediamente ceduta all'adrone

^aIn realtà questo quadro è modificato dalla probabilità di formare stati tensoriali, denominati D^{**} . Tuttavia ai fini di questa analisi questa produzione intermedia può essere trascurata

con charm. La differenza degli spettri in impulso nel caso di produzione diretta da charm primario o di produzione nel decadimento di un mesone B, permetterà come vedremo di rimuovere la maggior parte del contributo degli eventi $b\bar{b}$ alla produzione dei D^* .

2.4 La simulazione degli eventi adronici

La simulazione Monte Carlo si divide in due parti. Nella prima viene generato il processo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, la frammentazione dei quark e il successivo decadimento in particelle stabili osservabili. Nella seconda parte viene simulata la risposta del rivelatore.

2.4.1 Il generatore degli eventi

La generazione degli eventi può essere separata in quattro passi distinti:

- produzione di una coppia $q\bar{q}$ attraverso l'interazione e^+e^- ;
- generazione dei partoni secondari per emissione di gluoni e annichilazione dei gluoni in coppie $q\bar{q}$;
- adronizzazione dei partoni in particelle fisiche;
- decadimento delle particelle fino ad ottenere particelle stabili, osservabili nel rivelatore.

Il Monte Carlo utilizzato in ALEPH è HVFL, basato sul programma JETSET [19, 20] sviluppato alla Università di Lund, con alcune modifiche per rendere i risultati il più possibile aderenti ai dati sperimentali, in particolare per quel che riguarda la fisica dei quark pesanti.

Il processo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ è generato con il programma DYMU2[21] in modo da calcolare quanto più precisamente possibile l'emissione di fotoni nello stato iniziale.

La produzione dei partoni secondari è descritta in JETSET nella 'Leading Logarithm Approximation' della QCD perturbativa. I processi $q \rightarrow gq$ e $g \rightarrow q\bar{q}$ sono iterati finché la massa virtuale non scende al di sotto di un valore di taglio M_{min} . Questo algoritmo, detto anche 'parton shower', in quanto genera appunto uno sciame di partoni, consente di tener conto dei termini principali dello sviluppo perturbativo attraverso le equazioni di Altarelli-Parisi[22], che determinano la probabilità dei vari processi.

La fase successiva, di adronizzazione, non può essere trattata perturbativamente ed è descritta per mezzo del modello a stringa di colore. La stringa

è un'approssimazione unidimensionale del potenziale di confinamento tra i quark, che in QCD è descritto da un tubo di flusso di colore che unisce il quark e l'antiquark. Il potenziale lineare associato alla stringa corrisponde ad una energia di 1 GeV/fm. Man mano che i quark si allontanano l'energia immagazzinata dalla stringa cresce fino a raggiungere un valore critico di rottura in corrispondenza del quale viene generata una nuova coppia $q\bar{q}$ e la stringa si divide in due. Questo processo si itera finchè la massa invariante delle coppie non è più sufficiente per generare nuove coppie. I gluoni in questo modelli sono associati a deformazioni trasversali della stringa che trasportano energia e impulso. I quark e gli antiquark prodotti si ricombinano alla fine per formare i singoletti di colore, ovvero gli adroni.

Per descrivere lo spettro di impulso delle particelle prodotte è utile introdurre la variabile z , definita come la frazione di energia e impulso longitudinale rispetto alla direzione del quark, che viene ceduta all'adrone:

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{\text{adrone}}}{(E + p)_{\text{quark}}} .$$

Per i quark pesanti la distribuzione in questa variabile è parametrizzata dalla funzione di frammentazione di Peterson *et al.*[23]:

$$f_q(z) = z^{-1}[1 - z^{-1} - \epsilon_q(1 - z)^{-1}]^{-2} ,$$

dove ϵ_q è stato scelto in modo da riprodurre gli spettri in impulso degli adroni pesanti misurati sui dati.

Rispetto al programma JETSET, in HVFL il decadimento degli adroni pesanti è stato modellato in modo quanto più aderente possibile agli ultimi dati sperimentali disponibili. cioè rapporti di decadimento e spettri delle particelle prodotte nel decadimento. In generale le analisi presentate nel seguito sono il più possibile indipendenti da questi parametri del Monte Carlo. Dove sarà necessario discuteremo in modo più dettagliato questi aspetti della simulazione.

2.4.2 La simulazione dell'apparato

Una volta generate le particelle nell'evento, la risposta dell'apparato viene simulata tenendo conto dell'interazione con i materiali di cui è composto il rivelatore, della sua geometria e del campo magnetico. Il risultato della simulazione è quindi analizzato con gli stessi programmi di ricostruzione usati per i dati reali.

La risposta del rivelatore è simulata con un programma Monte Carlo basato su GEANT[24]. La parte più delicata è costituita dalla simulazione

degli sciami adronici ed elettromagnetici nei calorimetri, dove si deve trovare il giusto compromesso tra l'accuratezza e il tempo di calcolo necessario.

Per quanto riguarda la tracciatura delle particelle, si è avuta particolare cura nella descrizione della geometria dell'apparato e dei materiali di cui è composto, inclusa l'elettronica, per simulare al meglio lo scattering multiplo. La risoluzione sperimentale dei vari sottorivelatori è stata utilizzata per accordare i risultati ai dati reali.

La risposta dei vari sottorivelatori al passaggio delle particelle è simulata tenendo conto delle rispettive efficienze e i dati infine prodotti sono organizzati come gli eventi reali: coordinate nei rivelatori di tracciatura, energia depositata nelle torri dei calorimetri, segnale nei tubi del calorimetro adronico e nelle camere dei μ .

Lo stesso programma di ricostruzione dell'evento applicato sui dati reali è utilizzato anche per gli eventi simulati, in modo che i risultati finali siano direttamente confrontabili. Le prestazioni del rivelatore, come risultano sui dati reali e sul Monte Carlo, sono state già discusse nel capitolo 1. In generale, come abbiamo visto, l'accordo tra dati e Monte Carlo è molto buono. Nel seguito torneremo comunque sull'argomento ogni qual volta l'analisi presentata richieda una stima precisa basata sulla simulazione Monte Carlo.

Capitolo 3

Selezione del campione di mesoni $D^{*\pm}$

In questo capitolo è discussa la selezione di un campione di^a $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$. Il fine ultimo di questa selezione è identificare gli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$. Il motivo per cui si utilizzano i D^{*+} è che grazie alla piccola differenza di massa con il D^0 , $\sim 145.5 \text{ MeV}/c^2$, cioè appena $6 \text{ MeV}/c^2$ in più della massa del π^+ , il decadimento considerato ha uno spazio delle fasi ridotto. Di conseguenza il fondo risulta particolarmente soppresso.

Nella selezione il D^0 viene ricostruito dalle particelle stabili in cui decade, quindi un π^+ viene aggiunto a formare un candidato D^{*+} . Questo π^+ è vincolato ad avere un impulso $p^* = 39 \text{ MeV}/c$ nel sistema a riposo del D^{*+} e impulsi fino ad un massimo di $4.2 \text{ GeV}/c$ nel sistema del laboratorio. Per questa ragione viene chiamato π *soffice* e indicato generalmente come π_s^+ .

Il fondo è costituito da tutte le possibili combinazioni di particelle ed è particolarmente elevato per valori di impulso del π_s^+ vicini allo zero, mentre si riduce rapidamente all'aumentare dell'impulso.

I D^{*+} possono pertanto essere ricostruiti con buona efficienza e buona purezza rispetto al fondo combinatorio. Tuttavia dal momento che praticamente tutti i quark beauty decadono in un quark charm, i D^{*+} sono prodotti circa in uguale misura in eventi $b\bar{b}$ e in eventi $c\bar{c}$. Sebbene la selezione tenda a rigettare maggiormente i D^{*+} da b , questi alla fine sono circa un quarto del campione totale. Per la misura dell'asimmetria avanti-indietro e del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, ma soprattutto per la misura di R_c è particolarmente importante conoscere con la massima precisione possibile questa frazione. Dopo aver descritto la selezione, nella seconda parte del capitolo ci occuperemo

^aI coniugati di carica sono d'ora in poi sottintesi

quindi della misura della frazione di charm nel campione, con un metodo basato su un tag dei b nell'emisfero opposto al $D^{*\pm}$ ricostruito.

3.1 Selezione degli eventi

Gli eventi adronici sono selezionati utilizzando soltanto l'informazione delle tracce cariche. Nell'evento devono esserci almeno 5 tracce ricostruite nella TPC che soddisfano i seguenti criteri:

- la traccia deve avere un impulso maggiore di $0.2 \text{ GeV}/c$ e un angolo θ rispetto all'asse del fascio tale che $|\cos \theta| < 0.9$; questo implica che la traccia attraversa almeno sei file di placchette nella TPC.
- nel fit dei parametri dell'elica devono essere stati usati almeno 4 punti misurati nella TPC. Questo rimuove la maggior parte di tracce false o mal ricostruite.
- la traccia deve passare attraverso un cilindro di 2 cm di raggio e 10 cm di lunghezza centrato nel vertice dell'interazione. In questo modo sono rimosse le tracce mal ricostruite, le particelle che hanno origine in un vertice lontano dal punto di interazione e il fondo dovuto ai raggi cosmici.

La somma dell'energia di tutte le tracce che passano questi tagli deve essere inoltre maggiore del 10% dell'energia nel centro di massa. L'efficienza totale di questa selezione è $97.4 \pm 0.3\%$, con una contaminazione dello $0.7 \pm 0.1\%$ di eventi $\tau^+\tau^-$ e $\gamma\gamma$ [25]. L'efficienza è indipendente dal sapore eccetto per gli eventi $b\bar{b}$ (98.0%).

Utilizzando i dati raccolti tra il 1991 e il 1995, un totale di 4,040,308 eventi adronici è stato selezionato in questo modo. La maggior parte di questi eventi sono stati presi al picco della Z, cioè 91.250 GeV, i restanti ad energie di 1, 2 e 3 GeV sopra e sotto questo valore.

Gli eventi adronici così selezionati sono poi divisi in due emisferi secondo il piano ortogonale all'*asse di thrust*. Questo è definito come la direzione che minimizza gli impulsi trasversi ed è una stima della direzione dei quark primari^b.

^bvedi nota a pagina 8

3.2 Ricostruzione dei mesoni $D^{*\pm}$

Una volta selezionati gli eventi, si procede in ogni emisfero, alla ricostruzione dei mesoni $D^{*\pm}$. Le catene di decadimento usate nella ricostruzione sono:

$$\begin{aligned}
 D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi^+ \\
 &\quad \hookrightarrow K^- \pi^+ \\
 &\quad \hookrightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \\
 &\quad \hookrightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-
 \end{aligned}$$

Il decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ può essere identificato anche senza ricostruire il π^0 grazie alle proprietà cinematiche delle risonanze intermedie nel decadimento del D^0 , per cui la distribuzione nella massa invariante del sistema $K^- \pi^+$ mostra un eccesso in prossimità di $1.6 \text{ GeV}/c^2$, il cosiddetto “picco satellite” S^0 . Questo tipo di selezione sarà indicato come canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+(\pi^0)$, mentre come canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ si intenderà solo la selezione con il π^0 ricostruito.

Le tracce sono utilizzate per la ricostruzione solo se soddisfano gli stessi criteri applicati per la selezione degli eventi adronici. Per i canali $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+(\pi^0)$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ tutte le combinazioni di due e quattro tracce con carica totale nulla sono considerate candidati D^0 . Analogamente si procede per il canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, aggiungendo un π^0 ricostruito come descritto in 1.5.4. I candidati D^0 sono rimossi se, dopo aver assegnato ad ogni traccia una massa in base alla ipotesi fatta, la massa invariante della combinazione non appartiene ad un intorno della massa del D^0 di $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$ ($\pm 60 \text{ MeV}/c^2$ per $K^- \pi^+ \pi^0$) oppure se non è compresa tra 1.5 e $1.7 \text{ GeV}/c^2$ per $K^- \pi^+(\pi^0)$.

Un'altra traccia con carica opposta al K viene quindi aggiunta come possibile π generato nel decadimento del D^* e il candidato viene selezionato se il $\Delta M = M_{D^*} - M_{D^0}$ è compreso tra $143.5 \text{ MeV}/c^2$ e $147.5 \text{ MeV}/c^2$. Per la selezione $D^0 \rightarrow K^- \pi^+(\pi^0)$ questi limiti sono stati allargati a $141 \text{ MeV}/c^2$ e $152 \text{ MeV}/c^2$ dal momento che nella massa visibile del candidato D^0 non è tenuto in conto il π^0 non ricostruito.

Il fondo combinatorio può essere ulteriormente rimosso tagliando su l'angolo θ^* , definito come l'angolo tra la direzione del candidato D^0 e quella del K^- nel sistema a riposo del candidato D^0 . Nei canali $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$, θ^* è definito utilizzando la direzione dell'asse di sfericità^c,

^cIl tensore di sfericità di un insieme di particelle è $S_{\alpha\beta} \equiv \frac{\sum_i p_{\alpha i} p_{\beta i}}{\sum_i \vec{p}_i \cdot \vec{p}_i}$, dove la somma è sulle particelle e $\alpha(\beta) = x, y, z$. La direzione \hat{s} dell'autovettore corrispondente al massimo autovalore prende il nome di asse di sfericità.

sempre nel sistema a riposo del D^0 , invece della direzione del K^- . Per i decadimenti del D^0 , che è una particella pseudoscalare, la distribuzione in questo angolo è uniforme, mentre nel fondo mostra dei picchi a $\cos \theta^* = \pm 1$.

Richiedendo infine che l'impulso del π_s^+ sia compreso tra 1.5 e 3.5 GeV/c si selezionano D^{*+} di alta energia e dunque si riduce il fondo combinatorio restante e si aumenta il contributo al segnale degli eventi $c\bar{c}$ rispetto agli eventi $b\bar{b}$.

taglio	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$
$D^0 \text{ mass} [\text{GeV}/c^2]$	1.835 – 1.895	1.815 – 1.915	1.835 – 1.895	1.5 – 1.7
$\Delta M [\text{MeV}/c^2]$	143.5 – 147.5			141 – 152
$ \cos \theta^* $	–	< 0.8		
impulso del $\pi_s [\text{GeV}/c]$	1.5 - 3.5			

Tabella 3.1: Tagli applicati per la selezione dei candidati $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ per i vari canali di decadimento del D^0 .

Nella tabella 3.1 sono riassunti i tagli applicati per i vari canali, mentre nella figura 3.1 è mostrata la distribuzione in ΔM per il campione selezionato.

3.2.1 I candidati multipli

Talvolta può capitare che in un evento sia ricostruito più di un candidato D^{*+} . Dal momento che lo scopo di questa selezione è identificare gli eventi (o gli emisferi) con un quark charm è necessario eliminare i candidati multipli per evitare di contare più volte nell'analisi lo stesso stesso evento (o emisfero).

Se più candidati sono ricostruiti in canali di decadimento diversi, si tiene solo quello ricostruito nel canale con fondo combinatorio minore. Dunque nell'ordine sono selezionati prima i candidati $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, poi i $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, quindi i $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ e infine i $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$. Di conseguenza in quest'ultimo canale circa un terzo dei candidati sono rimossi perché nell'evento c'è anche un candidato $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ completamente ricostruito.

Nel caso in cui più di un candidato sia stato ricostruito nello stesso canale allora si tiene quello con la massa del D^0 più vicina a $1.865 \text{ GeV}/c^2$ ($1.6 \text{ GeV}/c^2$ per i $K^- \pi^+ \pi^0$).

Infine se i due o più candidati differiscono solo per il π_s^+ allora si seleziona quello con ΔM più vicino a $145.5 \text{ MeV}/c^2$.

Nella tabella 3.2 è mostrato il numero di candidati selezionato in ogni canale.

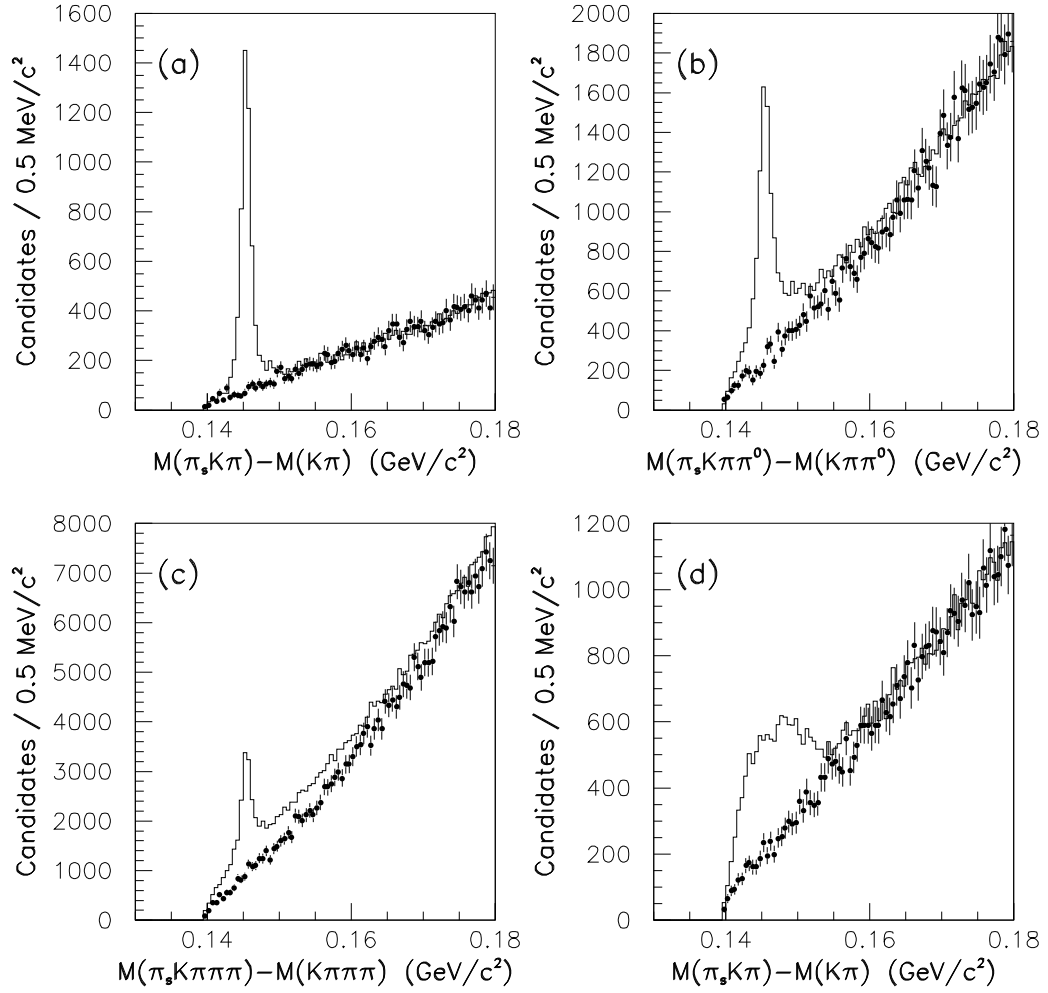


Figura 3.1: Distribuzione in ΔM dei candidati $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ nei canali di decadimento (a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, (b) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, (c) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ e (d) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$. La linea continua rappresenta i dati, mentre i punti rappresentano la distribuzione del fondo combinatorio nel Monte Carlo. Le barre d'errore sono la somma in quadratura dell'errore statistico sulla distribuzione Monte Carlo e dell'errore sistematico dovuto alla normalizzazione.

	candidati	D^*	fondo/candidati
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	5029	$4439 \pm 71 \pm 53$	0.12 ± 0.01
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	7379	$5484 \pm 85 \pm 125$	0.26 ± 0.02
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	14853	$8952 \pm 122 \pm 275$	0.40 ± 0.02
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	11226	$6132 \pm 105 \pm 346$	0.45 ± 0.03

Tabella 3.2: Risultati della selezione $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ nei vari canali di decadimento del D^0 . Il primo errore sul numero di D^* è statistico, il secondo sistematico. L'errore sulla frazione di fondo combinatorio rispetto al numero totale dei candidati è solo sistematico.

3.2.2 Stima del fondo combinatorio

Ai fini della misura dell'asimmetria avanti-indietro un candidato D^* deve essere considerato segnale se la carica del quark charm nell'emisfero è stata correttamente identificata. Più avanti vedremo come anche per la misura della larghezza parziale di decadimento della Z in coppie $c\bar{c}$ sia valido lo stesso criterio, dal momento che si utilizza la correlazione di carica tra i due emisferi negli eventi di doppio tag per discriminare il segnale dal fondo. Due diversi tipi di candidati contribuiscono quindi al segnale: quello in cui il D^{*+} è stato ricostruito in uno dei canali di decadimento considerati e quello in cui il D^0 è solo parzialmente ricostruito, ma il π_s^+ è stato correttamente identificato. In quest'ultimo caso la massa del D^0 non viene determinata con precisione e quindi la distribuzione del ΔM risulta allargata, ma pur sempre risonante nella regione in cui sono selezionati i candidati D^{*+} . Questo è quanto accade nel canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ dove il π^0 non è ricostruito, ma candidati di questo tipo si possono avere anche nei canali $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, dove la probabilità di prendere una traccia che non proviene dal decadimento del D^0 è maggiore.

Il fondo combinatorio viene stimato utilizzando la distribuzione in ΔM dei candidati ricostruiti in un campione Monte Carlo $q\bar{q}$, dove sono stati rimossi tutti i decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, indipendentemente dal successivo decadimento del D^0 . In questo modo il π_s^+ è sicuramente falso e la distribuzione in ΔM non può avere nessuna componente risonante. Le distribuzioni in ΔM nel Monte Carlo e nei dati sono normalizzate tra loro nella regione $\Delta M > 160 \text{ MeV}/c^2$. Il numero di candidati nella regione del segnale dopo la normalizzazione è il fondo stimato. L'errore statistico nella normalizzazione e nel numero di eventi Monte Carlo è stato preso come errore sistematico. Prima di normalizzare la distribuzione Monte Carlo si rimuovono nella regione $\Delta M > 160 \text{ MeV}/c^2$ tutti i candidati che sono multipli di candidati nella

regione del picco, in modo da eliminare la coda di segnale in questa regione. La figura 3.2 mostra ad esempio la distribuzione dei dati dopo aver sottratto il fondo combinatorio e la distribuzione attesa per gli eventi di segnale nella simulazione Monte Carlo, per il canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ dove la coda è particolarmente evidente. Entro l'errore l'accordo tra le due distribuzioni è buono, dimostrando che la procedura utilizzata per eliminare la coda di segnale è corretta.

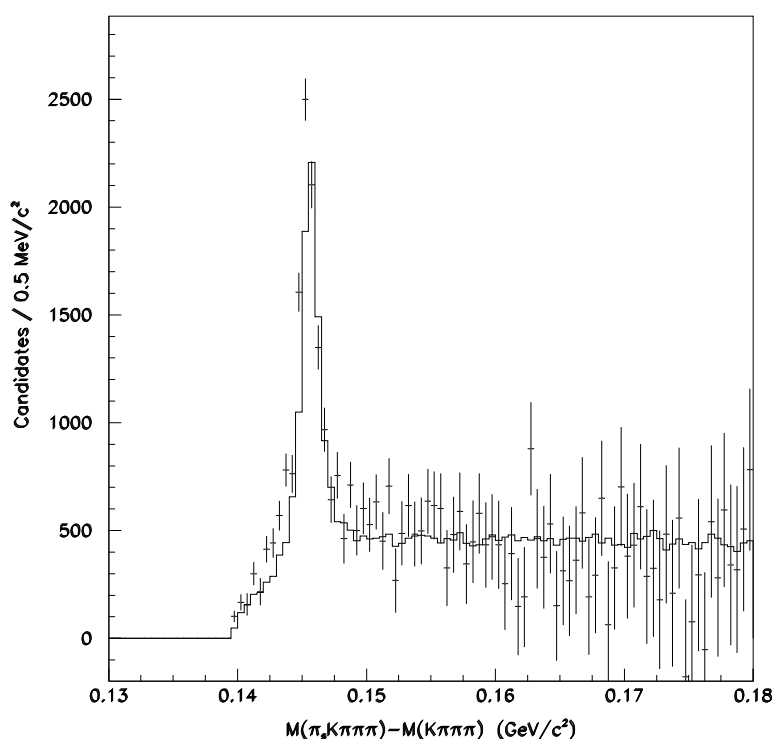


Figura 3.2: Confronto tra la distribuzione in ΔM nei dati dopo aver sottratto il fondo combinatorio (punti con le barre di errore) e la distribuzione attesa per gli eventi di segnale nel Monte Carlo (linea continua), per il canale $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

Lo spettro in ΔM nel Monte Carlo è stato verificato sulla fascia laterale $M_{D^0} > 2.1 \text{ GeV}/c^2$. Nella figura 3.3 sono mostrate le distribuzioni nel Monte Carlo e nei dati in questa regione. L'eccesso rispetto alla distribuzione del fondo combinatorio chiaramente visibile nei canali $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ è dovuto ai candidati in cui il D^0 viene parzialmente ricostruito,

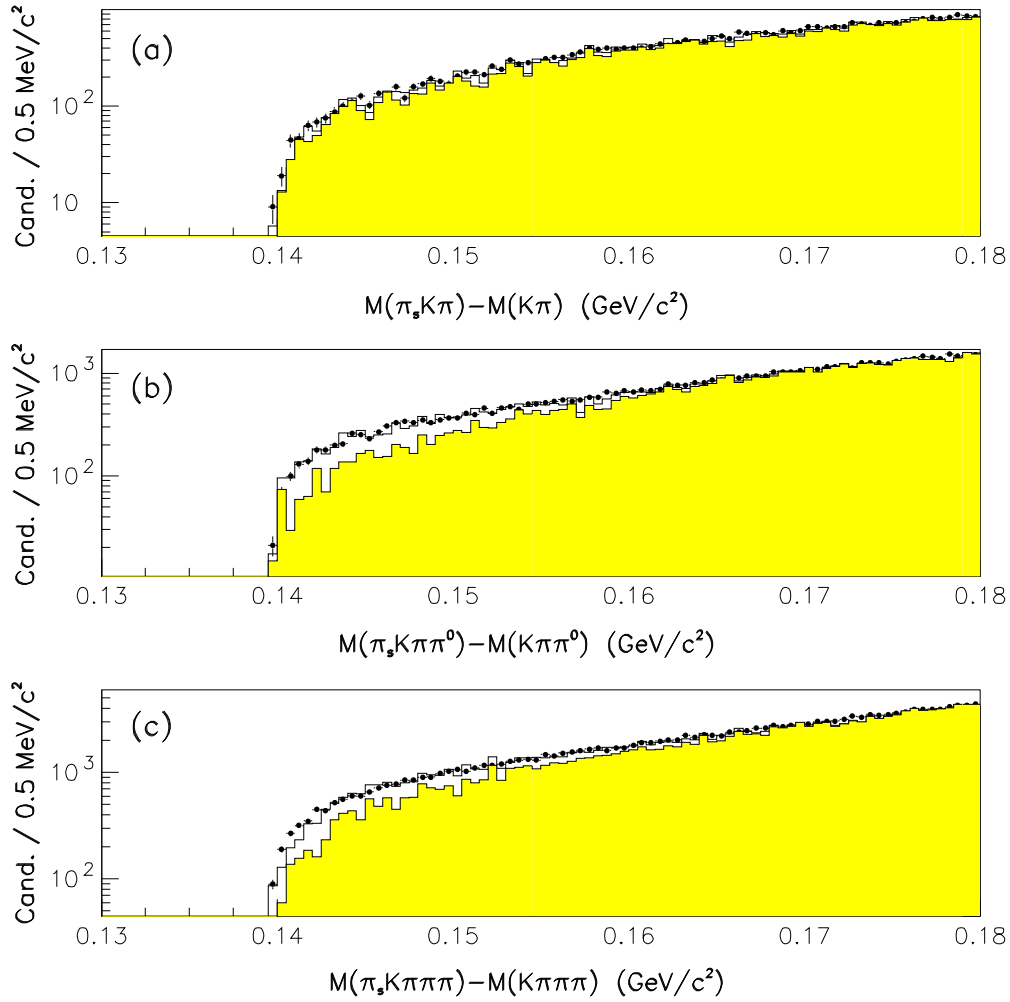


Figura 3.3: Distribuzione in ΔM dei candidati $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, nella fascia laterale $M_{D^0} > 2.1 \text{ GeV}/c^2$, per i canali di decadimento (a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$, (b) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, (c) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. I punti con le barre d'errore sono i dati, la linea continua rappresenta il Monte Carlo con il segnale $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, mentre l'istogramma ombreggiato è il Monte Carlo senza $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$.

vuoi perché una delle tracce non proviene dal D^0 , vuoi perché il D^0 decade in un canale diverso da quello considerato. Se ad esempio ad un $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ viene aggiunto un fotone o due pioni di basso impulso, la massa risultante del candidato D^0 cade sicuramente nella regione con $M_{D^0} > 1.865 \text{ GeV}/c^2$. Per confrontare le due distribuzioni si deve quindi utilizzare il Monte Carlo $q\bar{q}$ con il segnale $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$. Monte Carlo e dati risultano in buon accordo se si tiene conto del segnale $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$. L'incertezza statistica su questo confronto è stata aggiunta in quadratura all'errore sistematico sulla stima del fondo.

La tabella 3.2 riassume i risultati della selezione per i vari canali.

3.3 Composizione del campione

I mesoni D^* sono prodotti in misura circa uguale in eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ e $Z \rightarrow b\bar{b}$. Nel primo caso sono generati direttamente nel processo di adronizzazione del quark primario, mentre nel secondo caso provengono dal decadimento degli adroni con beauty, che decadono in charm nel 99% dei casi.

Nella selezione del campione il taglio che maggiormente modifica il contributo relativo di charm e beauty è quello che richiede un impulso del π_s tra 1.5 e 3.5 GeV/c , dal momento che tende a selezionare D^* di alto impulso. Lo spettro in impulso del π_s su un campione Monte Carlo è mostrato nella figura 3.4. L'efficienza del taglio risulta essere approssimativamente il 52% per il charm e il 17% per il b, con una purezza in charm che risulta quindi maggiore del 70%.

Oltre che dalla Z, coppie $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ possono essere prodotte anche a partire da un gluone. Tuttavia, a causa della differenza di massa tra i quark pesanti e quelli leggeri, questi ultimi sono largamente favoriti nel processo di *gluon splitting*. La molteplicità media di coppie $c\bar{c}$ dovute al gluon splitting in eventi al picco della Z è $\bar{n}_{g \rightarrow c\bar{c}} = (2.27 \pm 0.50) \times 10^{-2}$ [26]. Il rapporto tra il numero di $D^{*\pm}$ prodotti in seguito ad un gluon splitting in $c\bar{c}$ e il numero di $D^{*\pm}$ provenienti da un quark charm primario è quindi $\bar{n}_{g \rightarrow c\bar{c}}/R_c = (14.3 \pm 3.5)\%$, dove si è usato $R_c = 0.159 \pm 0.010$ [2]^d. Il gluon splitting in $b\bar{b}$, $\bar{n}_{g \rightarrow b\bar{b}}/\bar{n}_{g \rightarrow c\bar{c}} = 0.132 \pm 0.047$, è stato stimato sulla base di diversi modelli Monte Carlo [27] e risulta in un ulteriore contributo di $(1.6 \pm 0.6)\%$ alla frazione di $D^{*\pm}$ da gluone rispetto alla produzione diretta da charm. Dopo il taglio in impulso la frazione di $D^{*\pm}$ prodotti da gluon splitting sul totale del campione è appena lo $0.9 \pm 0.4\%$.

^dUsando $R_c = 0.171$ si ottiene 13.3%: la variazione è piccola rispetto all'errore totale e la scelta qui di un determinato valore di R_c non ha nessuna conseguenza sui risultati presentati in questa tesi

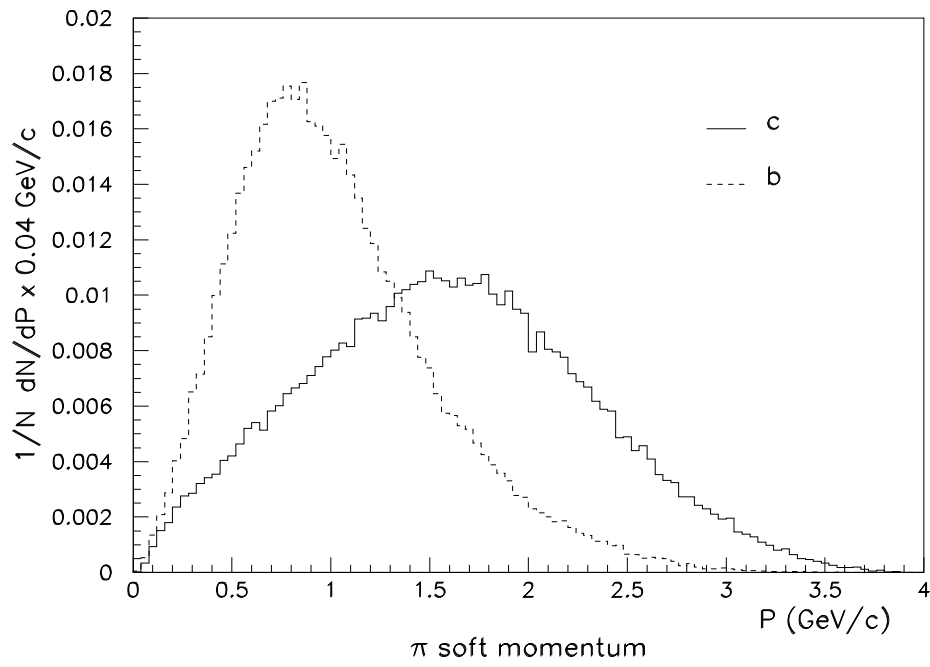


Figura 3.4: Spettro in impulso del π_s .

Nella parte restante del capitolo ci occuperemo della misura diretta della frazione di charm nel campione. Un particolare sforzo è stato fatto per ottenere un metodo che fosse indipendente dai modelli Monte Carlo e potesse essere applicato senza distinzione ai vari canali di decadimento del D^0 .

3.4 Determinazione della frazione di charm con il b tag

In generale è molto difficile ottenere un campione molto puro in charm, perché è difficile rimuovere la componente dovuta ai b, che pure decadono in particelle charmate. Non è però vero il contrario. Infatti grazie all'elevata vita media dei mesoni con beauty è possibile costruire degli algoritmi di "segnatura" ^e del b estremamente efficaci, ovvero caratterizzati da un'ottima purezza ed una sufficiente efficienza di identificazione dei b.

Il metodo qui utilizzato per misurare la frazione di charm sfrutta appunto un algoritmo di segnatura del b per identificare nel campione di $D^{*\pm}$ la componente di b e dunque ricavare la frazione relativa di $D^{*\pm}$ da b e da c. In sostanza se N è il numero di $D^{*\pm}$ selezionate, e N^t è il numero di queste che passano un dato taglio sulla probabilità di segnatura, allora

$$\frac{N^t}{N} = \epsilon_c f_c + (1 - f_c) \epsilon_b ,$$

dove ϵ_c e ϵ_b sono rispettivamente la probabilità che un evento $c\bar{c}$ o $b\bar{b}$ passi il taglio in probabilità di segnatura. Dunque se si conoscono queste efficienze si può ricavare la frazione di charm dall'equazione

$$f_c = \frac{\epsilon_b - \frac{N^t}{N}}{\epsilon_b - \epsilon_c} .$$

Nel prossimo paragrafo sarà data una breve descrizione dell'algoritmo di segnatura utilizzato, quindi vedremo come è stato applicato nella presente analisi.

3.4.1 La segnatura del b con la vita media e la massa

La segnatura con la vita media e la massa è stata sviluppata per la misura di R_b [28] ed è in realtà la combinazione da due algoritmi di segnatura diversi. Un primo algoritmo in cui gli adroni b sono identificati grazie alla loro elevata

^eIl termine "segnatura" è quello che ci è sembrato più appropriato per tradurre il termine inglese *tag*, che tuttavia per comodità è stato mantenuto in alcune notazioni.

vita media e alla precisione del rivelatore di vertice e un altro algoritmo in cui, per rimuovere ulteriormente la contaminazione da charm, l'informazione di vita media viene combinata con la massa invariante delle tracce, in modo tale da sfruttare la differenza di massa tra il quark b e il quark c.

Entrambi le signature fanno uso del parametro di impatto tridimensionale delle tracce, o meglio della sua significatività S . Questa è definita come la distanza di massimo avvicinamento della traccia al vertice primario, divisa per l'errore stimato sulla distanza stessa. Il segno positivo (negativo) viene assegnato a S se il punto di massimo avvicinamento della traccia alla direzione stimata dell'adrone b è prima (dopo) il vertice primario. La direzione dell'adrone b è stimata dalla direzione del getto cui la traccia è associata.

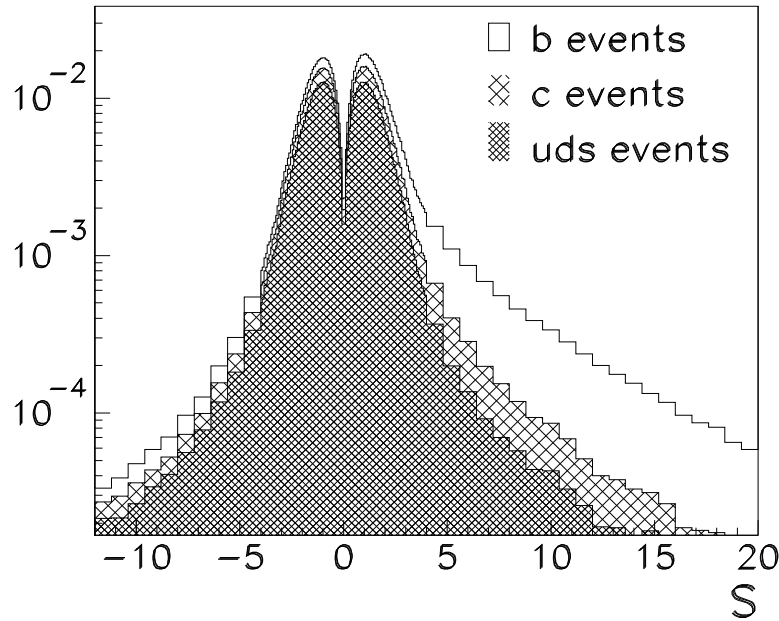


Figura 3.5: Distribuzione della significanza del parametro di impatto, S , per le tracce in eventi uds, c e b.

Nella figura 3.5 è mostrata la distribuzione in S per tracce in eventi uds, c e b. È evidente come le tracce associate a particelle con una vita media lunga hanno normalmente $S > 0$, mentre le tracce con $S < 0$ provengono in genere dal vertice primario. Queste tracce non sono usate direttamente dall'algoritmo di segnatura del b, ma permettono di ricavare la funzione di

risoluzione sul parametro di impatto, $R(|S|)$. Una volta che questa funzione è stata determinata è possibile definire il livello di confidenza \mathcal{P}_T che una traccia provenga dal vertice primario come

$$\mathcal{P}_T \equiv \int_S^\infty R(x) dx .$$

A partire da questa si può costruire il livello di confidenza \mathcal{P}_H che tutte le N tracce appartenenti ad un emisfero provengano dal vertice primario (si veda l'appendice 3.A):

$$\mathcal{P}_H \equiv \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!}$$

dove

$$\Pi \equiv \prod_{i=1}^N \mathcal{P}_{T_i} .$$

La distribuzione di probabilità risultante è piatta per gli emisferi uds, in cui non ci sono particelle con vita media lunga, mentre per gli emisferi con un b mostra un picco pronunciato a zero.

Nella segnatura con la massa le particelle sono combinate in ordine decrescente di inconsistenza con il vertice primario finché la loro massa invariante non supera $1.8 \text{ GeV}/c^2$. La probabilità \mathcal{P}_T dell'ultima traccia aggiunta è la probabilità μ_H di segnatura. Negli emisferi con un b questa può essere molto piccola dal momento che si può eccedere la massa di $1.8 \text{ GeV}/c^2$ combinando soltanto tracce provenienti dal decadimento dell'adrone con beauty e dunque con bassa probabilità di provenire dal vertice primario. Nel caso degli emisferi con charm invece per ottenere questa massa invariante è quasi sempre necessario aggiungere una traccia di frammentazione.

La segnatura con la massa è più efficace nel rimuovere gli emisferi con charm dove c'è una particella con elevata vita media, mentre dove il vertice secondario non è molto separato è più efficace la segnatura con la vita media, perché usa tutte le tracce nell'emisfero. Entrambe gli algoritmi di segnatura sono stati perciò usati, con la combinazione lineare $\mathcal{B}_{tag} = -(0.7 \log_{10} \mu_H + 0.3 \log_{10} \mathcal{P}_H)$. La distribuzione in questa variabile per i diversi sapori è mostrata in figura 3.6, mentre nella figura 3.7 è mostrata l'efficienza di selezione del b verso quella del c e degli uds. Un taglio sulla direzione dell'asse di thrust, $|\cos \theta_{\text{thrust}}| < 0.7$, è stato applicato in modo che le tracce nell'evento siano ben contenute nella regione di accettazione del rivelatore di vertice. Richiedendo $\mathcal{B}_{tag} > 1.9$ si ottiene $\epsilon_b = 22.68 \pm 0.13\%$, $\epsilon_c = 0.428 \pm 0.051\%$ e $\epsilon_{uds} = 0.058 \pm 0.012\%$. È importante osservare che l'efficienza ϵ_b è stata misurata direttamente sui dati insieme ad R_b [28]; gli errori su ϵ_c ed ϵ_{uds} tengono conto della statistica Monte Carlo usata, delle incertezze nella simulazione dell'apparato di tracciatura e di quelle sulla fisica degli eventi c e uds[28].

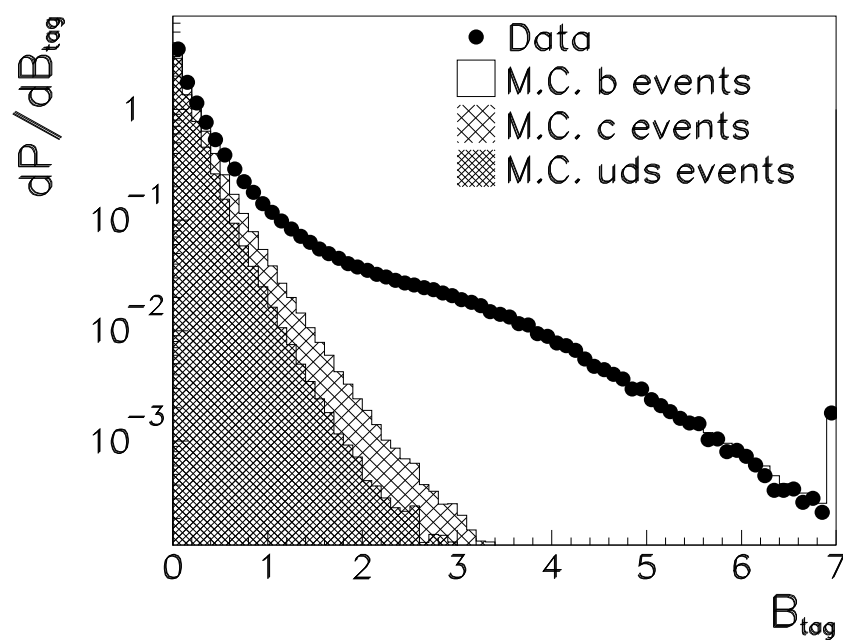


Figura 3.6: Efficienza di segnatura per gli emisferi utilizzando l'algoritmo della vita media e della massa.

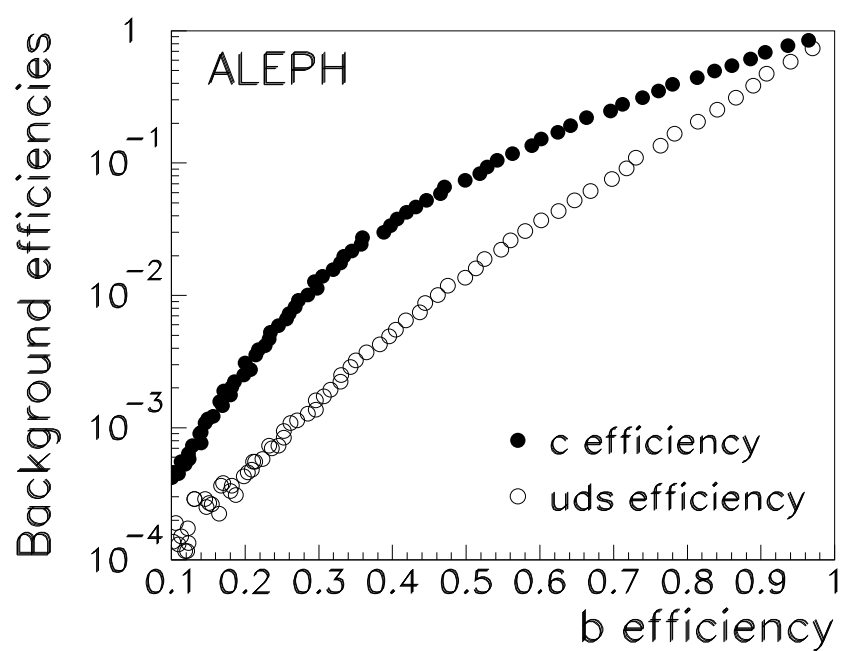


Figura 3.7: Efficienza di segnatura per gli emisferi uds e c in funzione dell'efficienza per gli emisferi b.

3.4.2 Correlazioni tra gli emisferi

Perché il metodo di segnatura del b fin qui discusso e le efficienze trovate possano essere applicate al campione di $D^{*\pm}$ selezionato è necessario fare alcune considerazioni. Innanzitutto è ovvio che la presenza nell'emisfero di un $D^{0(-)}$ modifica l'efficienza di segnatura, in quanto, ad esempio, la sua vita media è minore di quella del D^\pm , decade in un numero minore di tracce cariche, ecc. L'algoritmo di segnatura può però essere applicato nell'emisfero opposto al $D^{*\pm}$, riducendo così gli effetti della selezione. Tuttavia esistono delle correlazioni tra i due emisferi dell'evento per cui questi effetti non possono essere del tutto annullati. Nel seguito mostreremo come questi effetti sono stati studiati sia su eventi Monte Carlo che sui dati.

Definiamo la correlazione ρ_q come

$$\rho_q \equiv \frac{\epsilon_q^{D^*} - \epsilon_q}{\epsilon_q},$$

dove ϵ_q è l'efficienza di segnatura sugli emisferi con sapore q , mentre $\epsilon_q^{D^*}$ è l'efficienza di segnatura per gli stessi emisferi dopo che nell'emisfero opposto è stato ricostruito un D^{*+} . Le sorgenti principali della correlazione sono tre:

- **Accettanza geometrica.** A causa dell'accettanza geometrica dell'apparato l'efficienza di ricostruzione dei D^{*+} è minore a piccoli angoli rispetto al fascio. Dal momento che i due quark primari sono opposti, se nell'evento è stato ricostruito un D^{*+} allora nell'emisfero opposto le particelle hanno più probabilità di trovarsi nella regione con buona accettanza. Studi Monte Carlo hanno tuttavia mostrato che entro l'errore statistico l'accettanza per la ricostruzione del D^{*+} è costante nella regione $|\cos \theta_{\text{thrust}}| < 0.7$ e quindi l'effetto è trascurabile.
- **Ricostruzione del vertice primario.** Il vertice primario è ricostruito evento per evento, combinando l'informazione delle tracce con quella della *beamspot*, ovvero della regione di sovrapposizione dei fasci. Se in un emisfero c'è una particella con una lunghezza di decadimento elevata la risoluzione sul vertice primario peggiora e quindi l'efficienza di segnatura nell'emisfero opposto diminuisce. In realtà, proprio per ridurre l'effetto su R_b di questa correlazione, il metodo di segnatura con la vita media e la massa utilizza un algoritmo che ricostruisce separatamente il vertice nei due emisferi[28]. Si procede nel seguente modo:

1. Si ricostruiscono i getti nell'evento usando l'algoritmo di JADE[29] con $Y_{cut} = 0.01$, che corrisponde ad una massa invariante del getto di $\sim 9 \text{ GeV}/c^2$.
2. Si proiettano le tracce sul piano perpendicolare al getto cui appartengono (in modo da rimuovere ogni informazione di vita media).
3. Si ricostruisce un vertice primario per ogni emisfero usando solo le tracce di quell'emisfero, insieme con l'informazione della beamspot.
4. Per migliorare la risoluzione, il passo precedente viene iterato aggiungendo anche le componenti longitudinali delle tracce che passano entro $250 \mu\text{m}$ dal vertice ricostruito.

In eventi uds la risoluzione sul vertice primario è di $58 \times 10 \times 60$ (orizzontale \times verticale \times direzione del fascio), che è circa del 30% peggiore di quella che si ottiene ricostruendo un unico vertice nell'evento. Utilizzando i due vertici separati però la correlazione dovuta al vertice diventa trascurabile. Per la presente analisi questo è stato verificato osservando che l'efficienza di segnatura nell'emisfero opposto al D^{*+} non dipende dal tempo proprio del D^0 .

- **Emissione di un gluone energetico.** Se un gluone energetico viene emesso nell'evento l'impulso del quark si riduce in entrambe gli emisferi. Dal momento che nella selezione dei D^{*+} si rigettano i candidati con bassa energia, la probabilità che nell'evento sia stato emesso un gluone energetico è minore e quindi anche il quark nell'emisfero opposto ha un impulso maggiore. La correlazione dovuta a questo effetto è stata studiata su un campione Monte Carlo $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$. Dal momento che l'unico taglio di selezione che modifica lo spettro in impulso dei D^{*+} è quello sull'impulso del π , non si è fatta nessuna distinzione tra i diversi canali di decadimento del D^0 . La correlazione trovata tra l'efficienza prima e dopo la ricostruzione del D^{*+} nell'emisfero opposto è risultata essere:

$$\begin{aligned}\rho_b &= 0.063 \pm 0.014 , \\ \rho_c &= 0.037 \pm 0.076 ;\end{aligned}$$

dove l'errore è dovuto alla limitatezza del campione usato.

Nella figura 3.8 è mostrata per il campione $b\bar{b}$ la distribuzione del momento del getto più energetico nell'emisfero, P_{jet} , per eventi senza e con un D^{*+} ricostruito nell'emisfero opposto, e l'efficienza di segnatura in funzione di questa variabile. È evidente come la richiesta di un D^{*+}

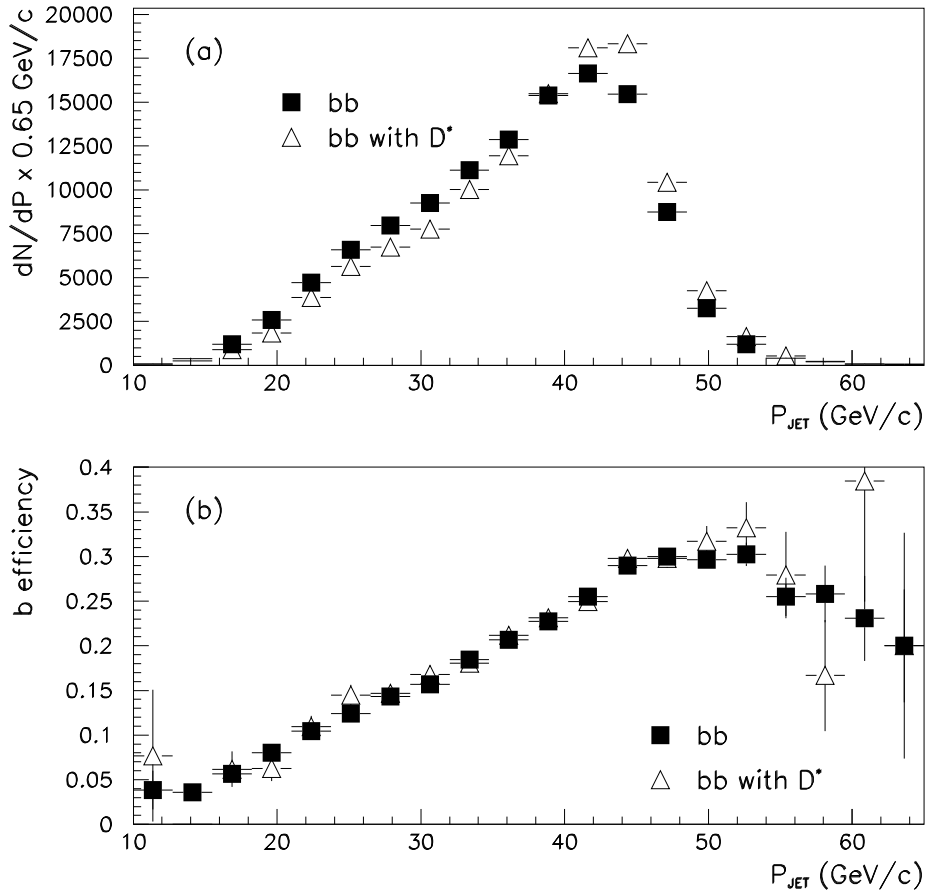


Figura 3.8: La figura mostra in (a) la distribuzione dell'impulso del getto più energetico nell'emisfero in eventi Monte Carlo $b\bar{b}$ senza e con un D^{*+} ricostruito nell'emisfero opposto; in (b) la dipendenza dell'efficienza di segnatura verso la stessa variabile

energetico modifica questa distribuzione, rigettando maggiormente gli eventi a basso impulso rispetto a quelli ad alto impulso, mentre nei singoli intervalli di impulso non risulta modificata l'efficienza di segnatura. Dunque l'origine della correlazione è la variazione dello spettro di impulso, combinata con il fatto che l'efficienza di segnatura è maggiore per gli eventi con alto impulso. La correlazione prevista dal Monte Carlo è stata verificata confrontando la distribuzione in P_{jet} per il campione di D^{*+} con la corrispondente distribuzione nei dati, come mostrato in figura 3.9. Nel Monte Carlo la frazione di eventi $c\bar{c}$ è fissata al valore della frazione di charm misurata. Monte Carlo e dati risultano in accordo entro l'incertezza statistica sulle distribuzioni. Si è inoltre verificato in modo analogo la dipendenza dell'efficienza dal P_{jet} . Nei dati si è utilizzato a questo scopo un campione puro in b al 99 % ottenuto applicando l'algoritmo di segnatura in un emisfero. Si è confrontata, nell'emisfero opposto, la dipendenza dell'efficienza di segnatura da P_{jet} con quella che si ottiene sul Monte Carlo $b\bar{b}$. Il risultato del confronto è mostrato nella figura 3.10. Anche qui dati e Monte Carlo risultano in accordo e non è necessario applicare nessun fattore correttivo. L'errore sistematico sulla correlazione dovuto all'incertezza statistica su queste verifiche è $\delta\rho_b = 0.006$.

L'efficienza di segnatura sul campione D^{*+} è stimata infine essere:

$$\begin{aligned}\epsilon_b^{D^*} &= \epsilon_b \cdot (1 + \rho_b) = 24.1 \pm 0.7\% \\ \epsilon_c^{D^*} &= \epsilon_c \cdot (1 + \rho_c) = 0.44 \pm 0.10\%\end{aligned}$$

3.4.3 Risultati

La frazione di charm nel campione di D^* è stata calcolata utilizzando l'equazione:

$$f_c = \frac{\epsilon_b - \frac{N^t}{N}}{\epsilon_b - \epsilon_c} .$$

Negli eventi di gluon splitting la probabilità di segnatura è praticamente nulla, quindi la frazione stimata di D^* da gluon splitting è stata sottratta dal numero N di D^* nel campione.

I risultati per i diversi canali sono mostrati nella tabella 3.3. L'errore sistematico è dovuto all'errore sulle efficienze e dunque è completamente correlato tra i vari canali. Sul Monte Carlo si è verificato anche che il taglio in $\cos\theta_{thrust}$ non modifica la frazione di charm e beauty nel campione.

La frazione di charm sul campione complessivo di $D^{*\pm}$ è

$$f_c = 76.26 \pm 0.94 \pm 0.66 .$$

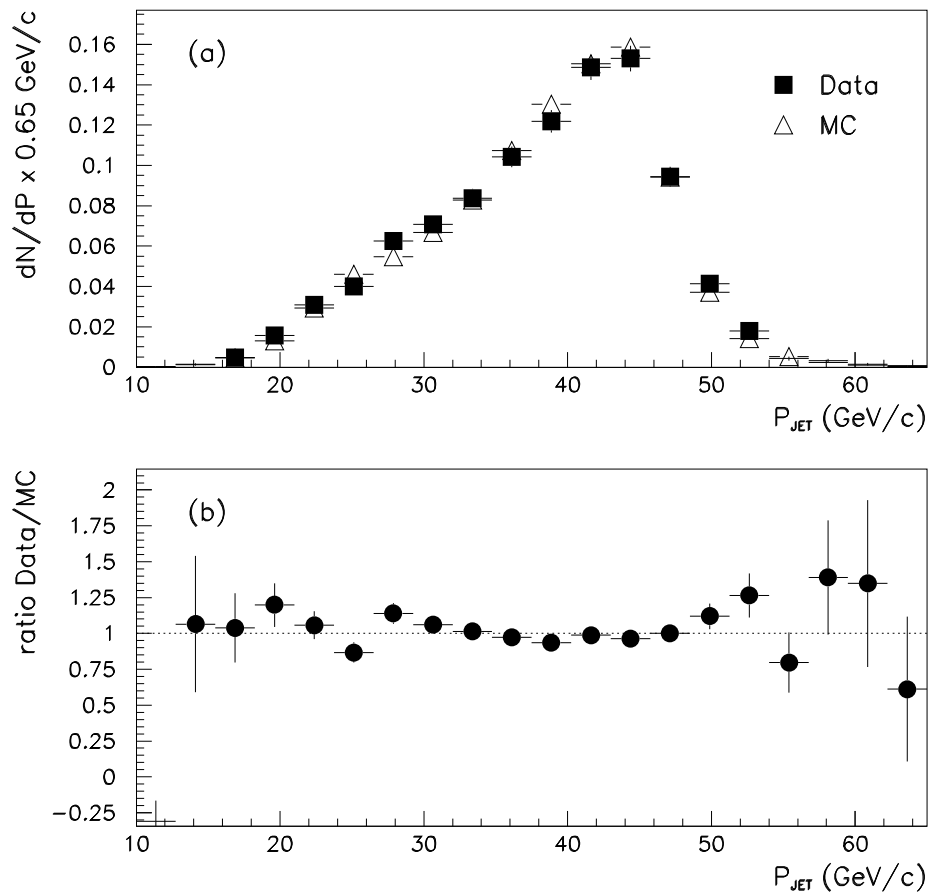


Figura 3.9: La figura mostra in (a) la distribuzione dell'impulso del getto più energetico nell'emisfero opposto al $D^{*\pm}$ nei dati e nel Monte Carlo; in (b) il rapporto tra dati e Monte Carlo nella stessa variabile.

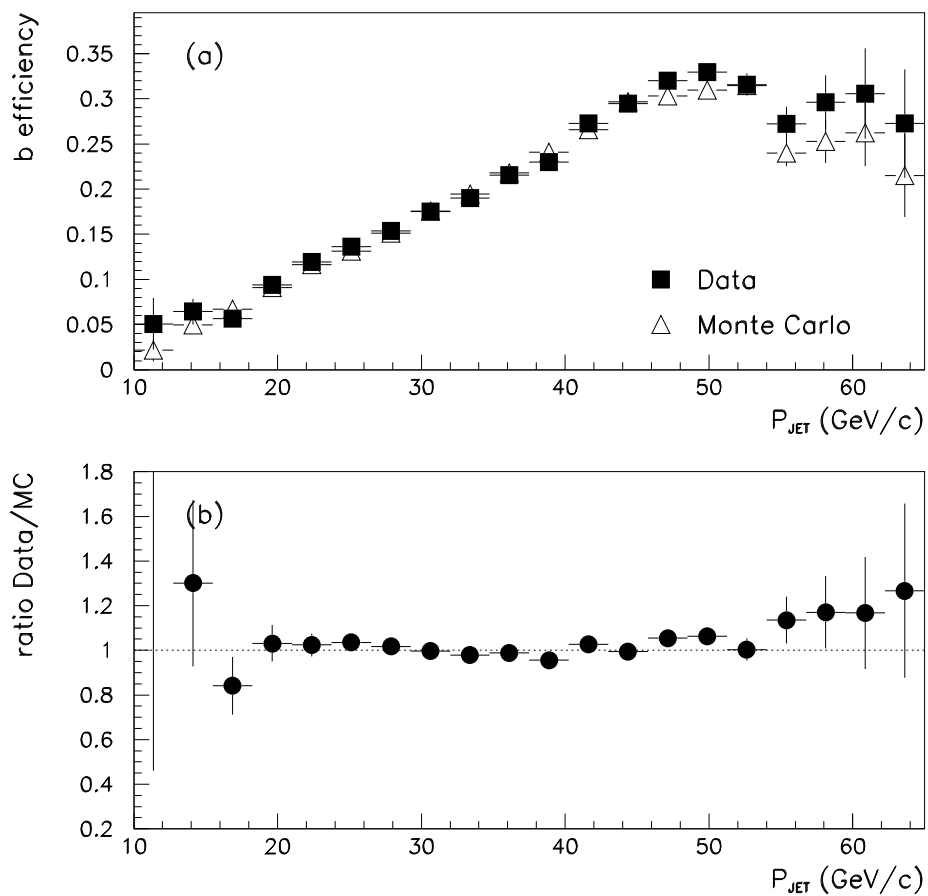


Figura 3.10: La figura mostra in (a) l'efficienza di segnatura nel Monte Carlo e nei dati (sia sul Monte Carlo che sui dati si è applicato il l'algoritmo disegnatore nell'emisfero opposto per avere un campione praticamente puro di $b\bar{b}$); in (b) il rapporto tra l'efficienza nei dati e quella nel Monte Carlo.

	$f_c[\%]$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$74.1 \pm 1.9 \pm 0.7$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$74.3 \pm 1.9 \pm 0.7$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$78.3 \pm 1.6 \pm 0.6$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	$76.6 \pm 2.1 \pm 0.7$

Tabella 3.3: Frazione di charm nel campione di D^* selezionato. Il primo errore è statistico, mentre il secondo è sistematico. Quest'ultimo è completamente correlato per i diversi canali di decadimento.

Questo risultato sarà usato nel prossimo capitolo per determinare l'asimmetria avanti-indietro e nel capitolo finale per la misura di R_c .

3.A Livello di confidenza per N tracce

Il livello di confidenza $\mathcal{P}_T(S) = \int_S^\infty R(x)dx$ rappresenta la probabilità che una traccia proveniente dal vertice primario abbia un parametro di impatto con una significatività uguale o maggiore di S . Dunque per definizione \mathcal{P}_T è distribuita uniformemente tra 0 e 1 per tracce che provengono dal vertice primario.

Se in un evento ci sono N tracce con un parametro di impatto positivo, il prodotto $\Pi \equiv \prod_{i=1}^N \mathcal{P}_{T_i}$ rappresenta la probabilità combinata che tutte le tracce provengano dal vertice primario. Le N probabilità \mathcal{P}_{T_i} , $i = 1, N$, definiscono un punto nell'ipercubo N -dimensionale e per eventi in cui tutte le tracce provengono dal vertice primario questi punti risultano uniformemente distribuiti nell'ipercubo. Dunque analogamente a quanto abbiamo fatto per la traccia singola possiamo definire il livello di confidenza \mathcal{P}_N per le N tracce come l'integrale su tutti i punti dell'ipercubo con probabilità minore di Π .

Questo integrale può essere calcolato facilmente sfruttando il fatto che il volume dell'ipercubo è 1. Si ha allora

$$\mathcal{P}_N = 1 - \int_{\Pi}^1 \int_{\Pi/x_N}^1 \int_{\Pi/(x_N \cdot x_{N-1})}^1 \cdots \int_{\Pi/(\sum_{i=2}^N x_i)}^1 dx_1 dx_2 \cdots dx_N .$$

Nel caso di una traccia singola si ritrova immediatamente $\mathcal{P}_N = \Pi = \mathcal{P}_T$. Nel caso di due tracce, si ottiene $\mathcal{P}_N = \Pi(1 - \log \Pi)$. A questo punto il problema può essere risolto in modo iterativo per N tracce utilizzando

$$\int \frac{\log^N x}{x} dx = \frac{1}{1+N} \log^{N+1} x$$

e ottenendo infine

$$\mathcal{P}_H \equiv \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} .$$

Va detto che in questa derivazione si è implicitamente assunto che i parametri di impatto delle varie tracce sono tra loro scorrelati. Una correlazione può ad esempio essere presente nel caso in cui il vertice dell'evento non è ben ricostruito. Eventuali discrepanze tra dati e Monte Carlo sono state studiate confrontando la probabilità \mathcal{P}_N che si ottiene per le tracce con $S < 0$ e l'incertezza risultante è stata aggiunta all'errore sistematico dovuto alla simulazione della tracciatura[28].

Capitolo 4

Misura di A_{FB}^c

La misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark charm al picco della Z è una verifica importante degli accoppiamenti assiali e vettoriali previsti dal Modello Standard.

Come mostreremo in questo capitolo, il campione di mesoni D^{*+} selezionato nel capitolo precedente, grazie all'elevata statistica e alla purezza che lo contraddistinguono, permette un'accurata misura dell'asimmetria avanti-indietro del charm.

Il valore dell'asimmetria nel campione viene qui ricavato con un fit di massima verosimiglianza della distribuzione angolare dell'asse di thrust. Per il processo $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ la sezione d'urto differenziale, rispetto all'angolo θ tra il quark c e la direzione dell'elettrone incidente, può essere scritta nella forma

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \sigma_T \frac{3}{8} (1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3} A_{\text{FB}}^c \cos\theta) . \quad (4.1)$$

dove σ_T è la sezione d'urto totale e A_{FB}^c è l'asimmetria. Come si può facilmente verificare, questa definizione di A_{FB}^c coincide con quella convenzionale:

$$A_{\text{FB}}^c = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} .$$

L'angolo θ del quark charm emesso nel decadimento della Z non è però una quantità sperimentalmente accessibile. Si può utilizzare la direzione del D^* , che coincide in pratica con la direzione del quark charm dopo il parton shower. Oppure si può utilizzare, come si è fatto, la direzione dell'asse di thrust. In entrambe i casi la dipendenza della sezione d'urto da θ è ancora descritta dall'equazione (4.1), ma l'asimmetria risulta diminuita e si deve applicare un fattore correttivo. Per l'asse di thrust questa correzione risulta minore che nel caso della direzione del D^* , in quanto la sua direzione è meno sensibile all'emissione di un gluone energetico. Inoltre l'asse di thrust è una variabile

globale dell'evento e dunque è indipendente dal canale di decadimento del D^{*+} e dal fatto che il candidato D^0 sia parzialmente o interamente ricostruito.

L'asimmetria del charm, A_{FB}^{C} , viene estratta dall'asimmetria osservata nel campione sottraendo il contributo dovuto agli eventi $b\bar{b}$ e al fondo.

Dal momento che l'asimmetria avanti-indietro dipende dal valore dell'energia nel centro di massa, la misura è stata fatta indipendentemente per tre energie diverse corrispondenti al picco della Z , al picco più 2 GeV e al picco meno 2 GeV; queste ultime sono le energie fuori dal picco alle quali è stato raccolto il maggior numero di dati. I risultati sono infine combinati e si può estrarre il valore di $\sin^2 \theta_{\text{W}}^{\text{eff}}$.

4.1 Fit dell'asimmetria

Il campione di $D^{*\pm}$ selezionato come descritto nel capitolo precedente è stato utilizzato per misurare l'asimmetria avanti-indietro del quark charm. La direzione iniziale del quark c (da non confondere qui con l'antiquark \bar{c}) viene stimata con la direzione dell'asse di thrust, orientata verso l'emisfero che contiene il candidato D^* , se questo ha carica positiva, e verso l'emisfero opposto in caso contrario. Se in un evento vi sono più candidati $D^{*\pm}$ se ne sceglie uno secondo il criterio descritto nel paragrafo 3.2.1. Per ogni evento selezionato è dunque definito univocamente l'angolo θ tra la direzione del quark c e quella dell'elettrone incidente.

Dall'equazione (4.1) segue per la distribuzione in $\cos \theta$ dei candidati:

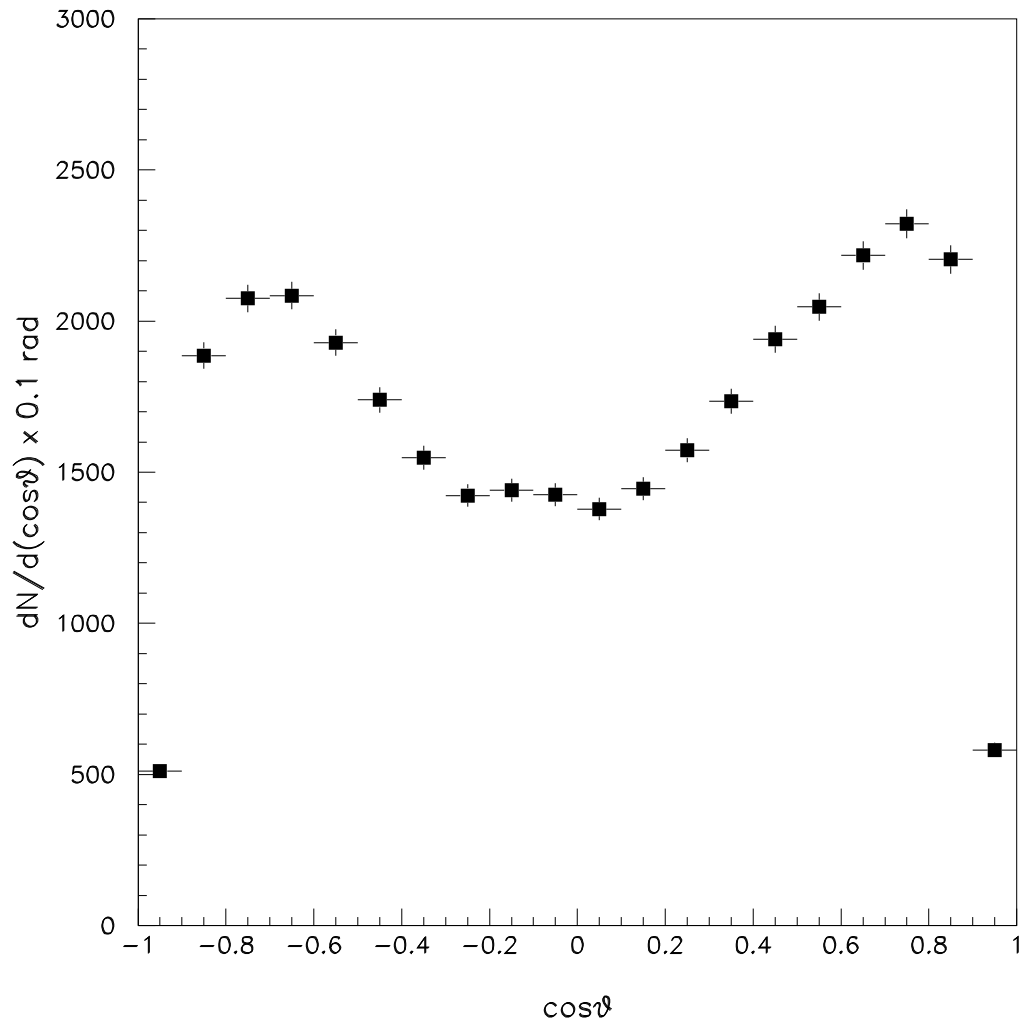
$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \theta} = C \epsilon(\theta) \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{8}{3} A_{\text{FB}}^{\text{oss}} \cos \theta \right). \quad (4.2)$$

dove C è un fattore di normalizzazione, $\epsilon(\theta)$ è l'accettanza geometrica dell'apparato e $A_{\text{FB}}^{\text{oss}}$ è l'asimmetria sul campione.

La distribuzione in $\cos \theta$ degli eventi al picco è mostrata nella figura 4.1. L'effetto dell'accettanza geometrica è chiaramente visibile in prossimità di $\cos \theta = \pm 1$.

Il valore dell'asimmetria, $A_{\text{FB}}^{\text{oss}}$, viene estratto con un fit di massima verosimiglianza, minimizzando la quantità $-\log \mathcal{L}$, definita come

$$\begin{aligned} -\log \mathcal{L} &\equiv -\log \prod_{i=1}^N [f(\theta_i; A_{\text{FB}}^{\text{oss}}) \epsilon(\theta_i)] \\ &= -\sum_{i=1}^N \log f(\theta_i; A_{\text{FB}}^{\text{oss}}) - \sum_i \epsilon(\theta) \end{aligned}$$

Figura 4.1: Distribuzione in $\cos\theta$ degli eventi al picco.

dove N è il numero di candidati nel campione e

$$f(\theta; A_{\text{FB}}^{\text{oss}}) = (1 + \cos^2 \theta + \frac{8}{3} A_{\text{FB}}^{\text{oss}} \cos \theta).$$

Dal momento che l'accettanza $\epsilon(\theta)$ è indipendente da $A_{\text{FB}}^{\text{oss}}$, l'ultimo termine è una costante e non modifica in alcun modo i risultati del fit.

Va osservato che se l'accettanza non è simmetrica allora il fattore di normalizzazione C nell'espressione (4.2) dipende da A_{FB}^{c} . In tal caso questo fattore deve essere incluso nella funzione $f(\theta; A_{\text{FB}}^{\text{c}})$. Tuttavia l'accettanza è simmetrizzata in modo naturale dal fatto che il verso dell'asse di thrust è scelto in base alla carica del D^{*+} . Dunque, se si esclude che l'accettanza del rivelatore sia diversa per tracce positive e negative, deve necessariamente valere $\epsilon(\theta) = \epsilon(-\theta)$.

4.2 Determinazione di A_{FB}^{c}

Come si è visto nel capitolo precedente il campione di $D^{*\pm}$ è composto da eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$, $Z \rightarrow b\bar{b}$ e da falsi candidati dovuti al fondo combinatorio. L'asimmetria $A_{\text{FB}}^{\text{oss}}$ misurata sul campione è quindi una combinazione lineare delle asimmetrie delle singole componenti, pesate con il contributo relativo:

$$A_{\text{FB}}^{\text{oss}} = (1 - \eta^{\text{bkg}})(f_c A_{\text{FB}}^{\text{c}} + (1 - f_c) A_{\text{FB}}^{\text{b}}) + \eta^{\text{bkg}} A_{\text{FB}}^{\text{bkg}} \quad (4.3)$$

La frazione di fondo sul totale dei candidati, η^{bkg} , e il contributo relativo di charm e beauty al segnale sono stati determinati nel capitolo precedente. Restano da stimare le asimmetrie A_{FB}^{b} e $A_{\text{FB}}^{\text{bkg}}$.

4.2.1 Asimmetria del fondo

L'asimmetria del fondo combinatorio è ragionevolmente vicina a zero. Infatti l'asimmetria dei quark, che pure è presente in questi eventi, viene distrutta dal fatto che la sua carica non è correttamente identificata dal candidato $D^{*\pm}$. Una piccola correlazione tra la carica del quark e quella del candidato potrebbe tuttavia essere presente, sia perché l'emisfero ha "memoria" della carica iniziale del quark, sia perché il candidato potrebbe essere un vero D^0 cui è stata aggiunta una traccia di frammentazione per formare il falso D^{*+} . L'asimmetria del fondo è stata quindi misurata direttamente sui dati, nella stessa regione M_{D}^0 in cui si è selezionato il segnale, ma per valori di $\Delta M > 160 \text{ MeV}/c^2$. I risultati sono mostrati nella tabella 4.2.1 e sono comunque tutti compatibili entro l'errore con un valore nullo dell'asimmetria.

	$\sqrt{s}[\text{GeV}]$		
	89.434	91.226	93.016
	$A_{\text{FB}}^{\text{bkg}}[\%]$		
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.1 ± 4.5	0.5 ± 0.9	-1.3 ± 3.6
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	1.6 ± 2.4	0.60 ± 0.53	4.5 ± 1.9
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	2.1 ± 1.4	0.35 ± 0.29	1.1 ± 1.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	3.6 ± 2.8	-0.26 ± 0.57	0.6 ± 2.1

Tabella 4.1: Valori dell'asimmetria del fondo combinatorio, per i vari canali di decadimento e i diversi valori dell'energia nel centro di massa.

4.2.2 Asimmetria del b e mixing

I mesoni D^{*+} sono prodotti da b tramite il processo $b \rightarrow cW^-$. Il D^{*+} identifica perciò la direzione del quark b e l'asimmetria risultante sarà quella di quest'ultimo. L'asimmetria del beauty è stata misurata in ALEPH utilizzando i leptoni ad alto impulso trasverso [30]. Il valore trovato per le varie energie è mostrato nella tabella 4.2.

	$\sqrt{s}[\text{GeV}]$		
	89.434	91.226	93.016
$A_{\text{FB}}^{\text{b}}[\%]$	5.3 ± 2.0	9.65 ± 0.51	10.3 ± 1.6

Tabella 4.2: Valori dell'asimmetria avanti-indietro del quark b per i diversi valori dell'energia nel centro di massa.

Un fattore correttivo deve però essere applicato a questa asimmetria per tenere conto della probabilità di mixing nei mesoni B neutri e della frazione di D^{*+} che è prodotta attraverso il decadimento in due quark charm, $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^+ \rightarrow \bar{c}\bar{s}$. In entrambi i casi la relazione tra il segno del D^{*+} e il quark di origine è invertita. L'asimmetria risulta pertanto ridotta di un fattore $(1 - 2\chi_{D^{*+}})$, dove $\chi_{D^{*+}} = 0.189 \pm 0.032$. Il calcolo di $\chi_{D^{*+}}$ è riportato per esteso nell'appendice 4.A.

4.2.3 Risultati

Il valore dell'asimmetria del charm è stato estratto sostituendo nella funzione $-\log \mathcal{L}$ l'espressione 4.3 per $A_{\text{FB}}^{\text{oss}}$ e minimizzando rispetto ad A_{FB}^{C} . Nella figura 4.2 è mostrata, per il picco, la distribuzione in $\cos \theta$ dopo aver sottratto il contributo del fondo e degli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$.

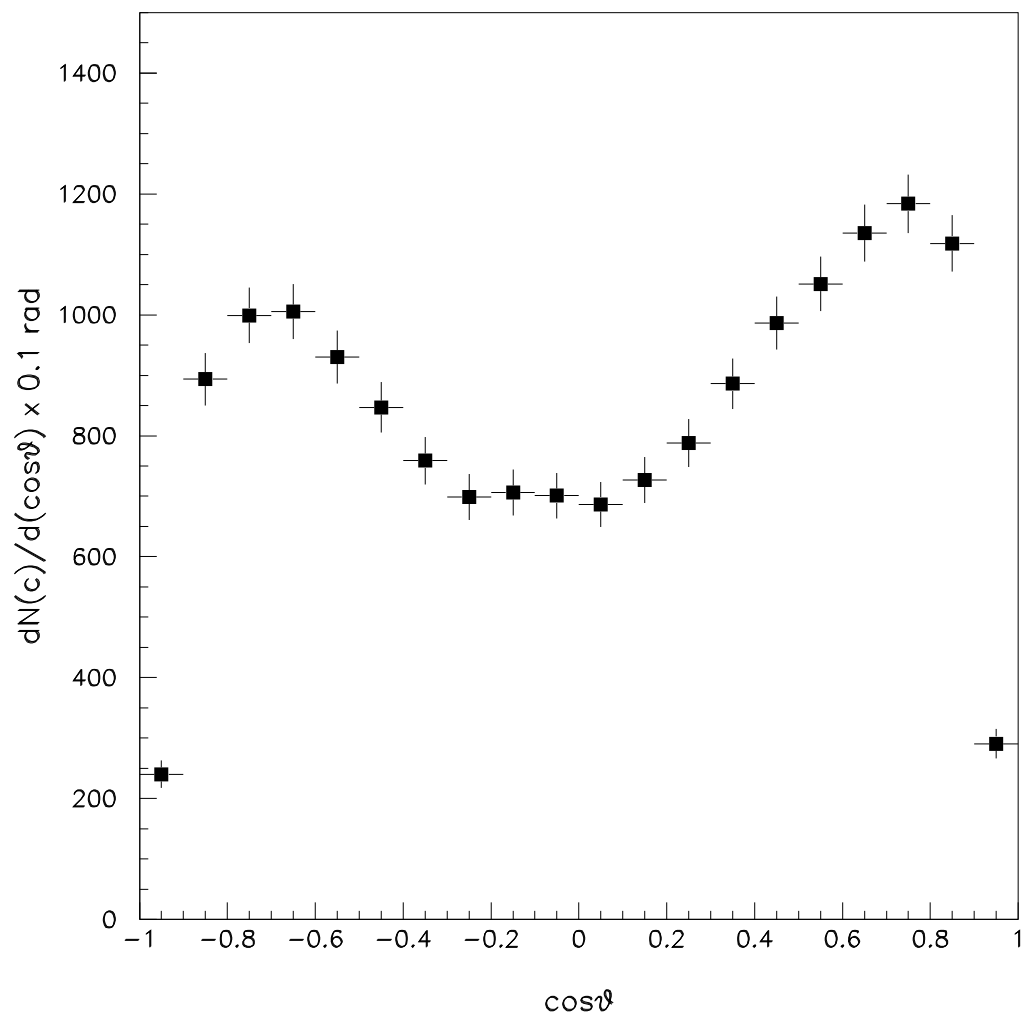


Figura 4.2: Distribuzione in $\cos\theta$ degli eventi al picco, dopo aver sottratto la componente di b e di fondo.

Nella tabella 4.3 sono mostrati i risultati del fit per le varie energie, con gli errori statistici e sistematici. Questi risultati sono confrontati con le previsioni del Modello Standard nella figura 4.3.

	$\sqrt{s}[\text{GeV}]$		
	89.434	91.226	93.016
$A_{\text{FB}}^c[\%]$	3.3	6.88	11.3
Errore statistico	5.2	1.06	4.0
Frazione di fondo comb.	0.1	0.13	0.2
Asimm. del fondo comb.	0.7	0.16	0.6
Contributo relativo b,c	0.04	0.01	0.2
Asimm. del b	0.4	0.10	0.3
Mixing	0.1	0.16	0.2
Errore sistematico	0.9	0.29	0.8

Tabella 4.3: Risultati della misura di A_{FB}^c alle diverse energie nel centro di massa.

4.3 Asimmetria al polo e valore di $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$

Dall'asimmetria misurata A_{FB}^c devono essere sottratti gli effetti delle correzioni radiative in modo da ottenere l'asimmetria al polo $A_{\text{FB}}^0(c)$ e il $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$. A questo scopo si utilizzano anche le asimmetrie misurate fuori dal picco. Dalle tre misure ad energie diverse, supponendo che la dipendenza dall'energia sia quella del Modello Standard, si ricava il valore dell'asimmetria per $\sqrt{s} = M_Z$:

$$A_{\text{FB}}^c|_{M_Z} = 0.068 \pm 0.011 .$$

A questa sono poi applicate le seguenti correzioni, discusse nel paragrafo 2.2.1 e riassunte nella tabella 4.4:

- Correzioni QED nello stato iniziale: la radiazione di stato iniziale riduce l'energia effettiva nel centro di massa dell'interazione $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ e quindi riduce il valore dell'asimmetria: l'effetto è molto grande a causa della forte dipendenza di A_{FB}^c da \sqrt{s} .
- Correzioni QED nello stato finale: la radiazione nello stato finale ha un effetto piccolo sull'asimmetria: la parte simmetrica della sezione d'urto

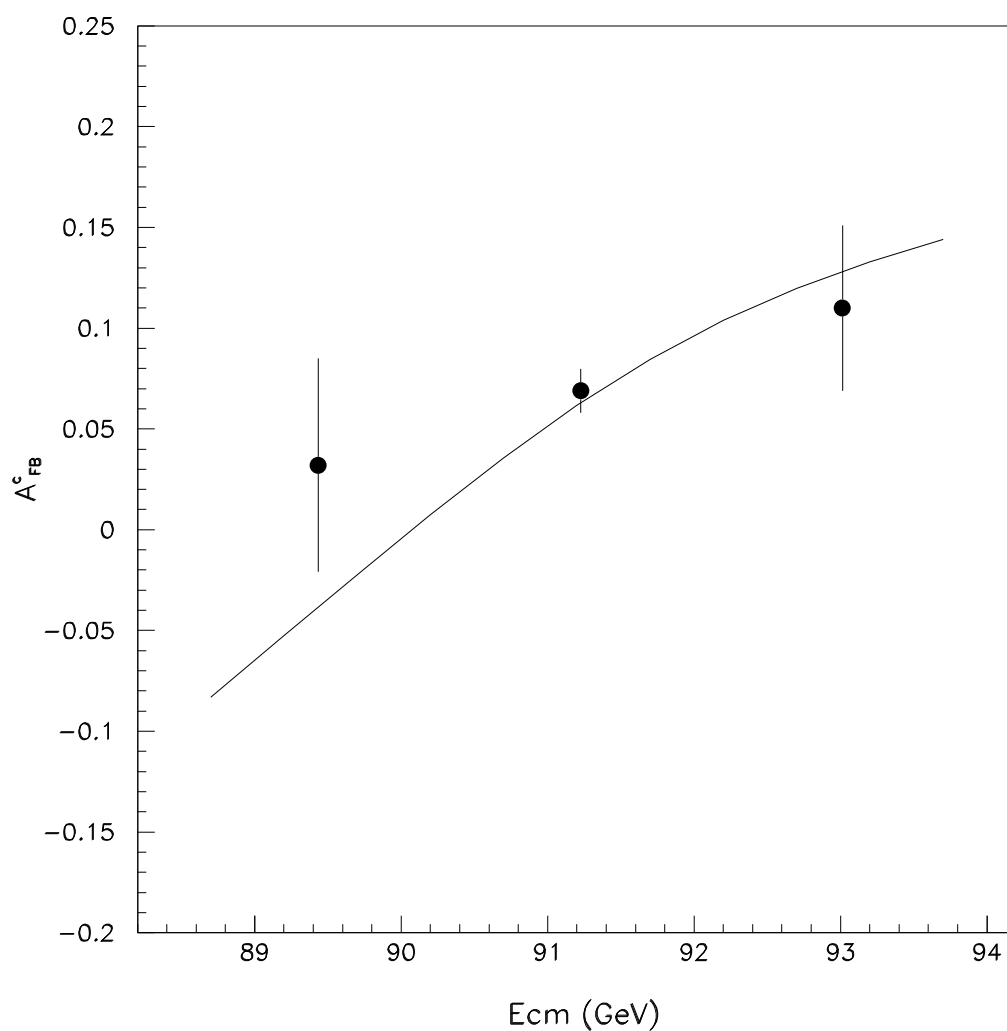


Figura 4.3: A_{FB}^c in funzione dell'energia nel centro di massa. I punti con le barre di errore sono le asimmetrie misurate. La curva è la previsione del Modello Standard per una massa del top $m_t = 180 \text{ GeV}/c^2$, una massa dell'Higgs $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$ e $\alpha_s(M_Z) = 0.123$.

aumenta di un fattore $(1 + \frac{3\alpha}{4\pi}Q_f^2)$ mentre la parte asimmetrica resta invariata. L'asimmetria risulta pertanto ridotta dello stesso fattore.

- Scambio di un fotone e interferenza $\gamma - Z$: questa correzione è dovuta alla parte immaginaria del termine di polarizzazione del vuoto nel propagatore del fotone.
- Correzioni QCD: l'asimmetria misurata utilizzando l'asse di thrust per definire l'angolo θ , al primo ordine nelle correzioni QCD, risulta diminuita di un fattore $(1 + c\frac{\alpha_s}{\pi})$ con $c = -0.87 \pm 0.01$ [31]. Questa correzione dipende tuttavia da come la selezione modifica la frazione relativa di eventi a 2 e 3 getti nel campione. Un errore del 30% sulla correzione è stimato a causa di questa incertezza.

Correzione	δA_{FB}^c
QED ISR	-13.2%
QED FSR	-0.08%
γ -exch. e interferenza $\gamma - Z$	+0.9%
QCD	-(3.7 \pm 1.3)%

Tabella 4.4: Correzioni relative all'asimmetria misurata. Gli errori sono trascurabili per tutte le correzioni eccetto quelle QCD.

L'asimmetria al polo, dopo aver corretto per questi effetti, è

$$A_{\text{FB}}^0(c) = 0.081 \pm 0.011 \pm 0.04 ,$$

da cui,

$$\sin^2 \theta_{\text{W}}^{\text{eff}} = 0.2299 \pm 0.0027.$$

Il risultato trovato è in buon accordo con la teoria, come si può osservare dalla figura 4.4, dove è mostrato il $\sin^2 \theta_{\text{W}}^{\text{eff}}$ in funzione della massa del top e dell'Higgs.

4.4 Conclusioni

Su un campione di $25007 \pm 195 \pm 500 D^{*\pm}$, selezionate sui dati raccolti tra il 1991 e il 1995, si è misurata l'asimmetria avanti-indietro del quark charm al picco della Z e al picco ± 1 GeV. Supponendo che la dipendenza dall'energia

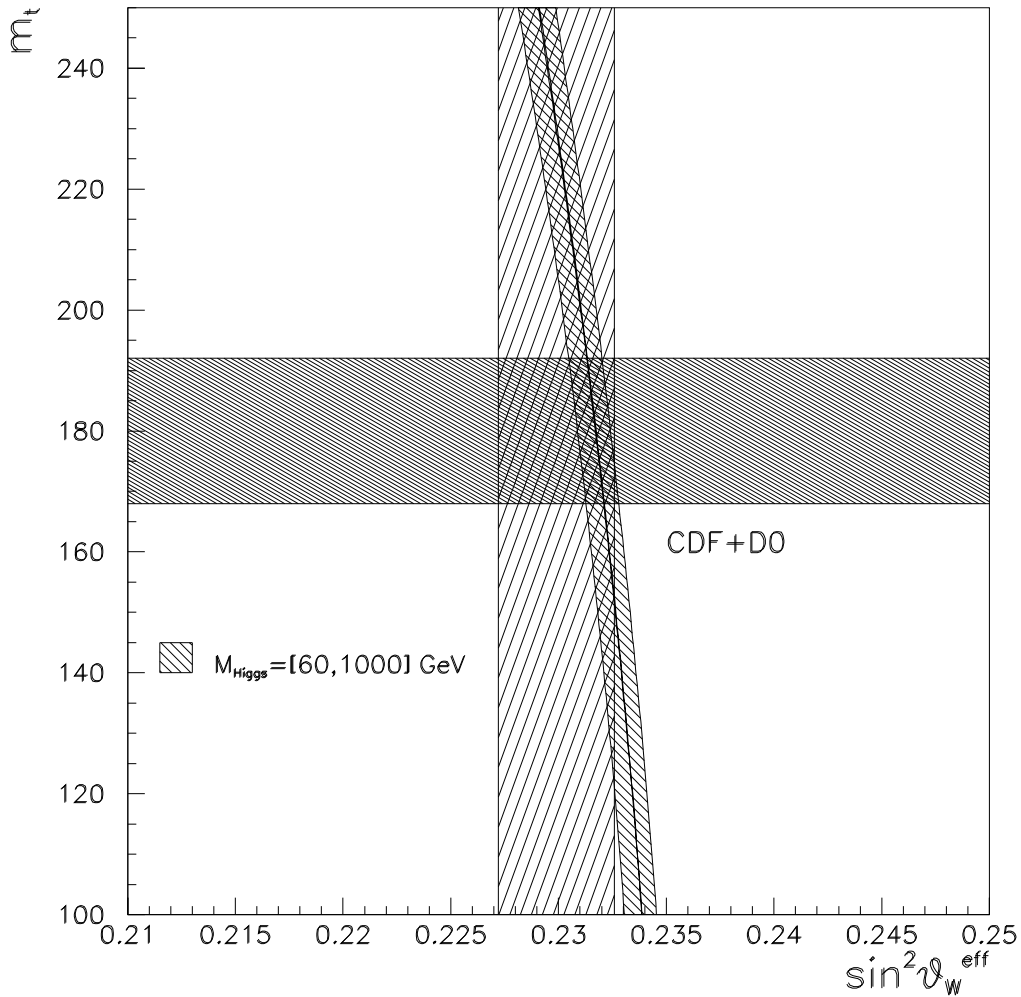


Figura 4.4: Previsioni del Modello Standard per il $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$. La fascia verticale rappresenta il valore ottenuto dall'asimmetria misurata. La fascia orizzontale è l'attuale media mondiale per la massa del top, $m_{\text{top}} = 180 \pm 12$ [18], ottenuta dalle misure dirette di CDF [15] e D0 [16] al Tevatron.

sia quella del Modello Standard, si sono combinati i tre risultati per ottenere l'asimmetria equivalente alla massa della Z , e da questa, sottraendo l'effetto delle correzioni radiative si è ottenuta l'asimmetria al polo:

$$A_{\text{FB}}^0(c) = 0.081 \pm 0.011 \pm 0.04 ;$$

e l'angolo di mixing elettrodebole efficace:

$$\sin^2 \theta_{\text{W}}^{\text{eff}} = 0.2299 \pm 0.0027 .$$

Il risultato ottenuto è in buon accordo con la teoria.

4.A Il mixing nel campione di $D^{*\pm}$

Dal momento che il D^{*+} contiene un quark c , ci si aspetta che, negli eventi $b\bar{b}$, sia prodotto nel decadimento del quark b e non del quark \bar{b} . Tuttavia a causa del mixing nei mesoni B neutri e dei decadimenti $\bar{b} \rightarrow \bar{s}c\bar{c}$, in una frazione non trascurabile di eventi il D^{*+} è prodotto da un \bar{b} . Si definisce appunto mixing del D^{*+} , o $\chi_{D^{*+}}$, la probabilità del processo $\bar{b} \rightarrow D^{*+}X$.

Per calcolare l'effetto del mixing $B^0 - \bar{B}^0$ è necessario innanzitutto calcolare il contributo relativo dei mesoni B carichi e neutri alla produzione di $D^{*\pm}$. Nei decadimenti semileptonici del B la frazione di D^{*+} da \bar{B}^0 è stimata essere $f_d = 0.87 \pm 0.04$ [32]. È ragionevole supporre che lo stesso sia valido anche per i decadimenti non leptonici. Una piccola frazione D^{*+} proviene anche dal decadimento dei mesoni \bar{B}_s^0 . Utilizzando gli eventi Monte Carlo si è stimato un contributo $f_s = 0.02 \pm 0.02$. L'effetto complessivo del mixing nei mesoni B neutri è dunque

$$\chi_0 = f_d\chi_d + f_s\chi_s = 0.162 \pm 0.018 ,$$

dove si è usato $\chi_d = 0.175 \pm 0.016$ [18] e $\chi_s = 0.5$ (ALEPH ha misurato $\chi_s > 0.49$ [33]).

Il decadimento $b \rightarrow cW^- \rightarrow c\bar{c}s$, secondo calcoli teorici, ha una probabilità di $(19 \pm 1)\%$ [34]. La somma dei rapporti di decadimento misurati $\mathcal{B}(b \rightarrow \bar{D}_s X)$ e $\mathcal{B}(b \rightarrow (c\bar{c})X)$ è 15.8 ± 2.8 [35]. Se si suppone che la differenza sia dovuta ai decadimenti $b \rightarrow \bar{D}\bar{K}DX$, dove cioè $\bar{c}s \rightarrow \bar{D}\bar{K}$, si ricava per questi ultimi una probabilità di $(3 \pm 3)\%$. È ragionevole aspettarsi che il mesone \bar{D} sarà carico nel 50% dei casi. Inoltre solo circa la metà di questi saranno mesoni vettoriali^a. In definitiva quindi la probabilità di produrre un D^{*-} nel processo considerato è $(0.7 \pm 0.7)\%$. La frazione di D^* cariche prodotte in questo modo rispetto al totale è quindi:

$$\chi_{\bar{c}s} = \frac{\mathcal{B}(\bar{b} \rightarrow D^{*-}\bar{K}DX)}{P_{b \rightarrow D^*}} = 0.032 \pm 0.032 ,$$

dove $P_{b \rightarrow D^*} = (22 \pm 4)\%$ [36] è la probabilità inclusiva di produrre un $D^{*\pm}$ da un quark b .

Il mixing complessivo del campione di $D^{*\pm}$ è dunque

$$\chi_{D^{*+}} = \chi_0 + \chi_{\bar{c}s} - \chi_0\chi_{\bar{c}s} = 0.189 \pm 0.032 ,$$

dove l'ultimo termine tiene conto della probabilità che si siano verificati entrambe i processi che generano un mixing.

^aIl rapporto tra il numero di mesoni D vettoriali sul totale di mesoni D prodotti in eventi $b\bar{b}$ misurato in ALEPH è $P_V = 0.44 \pm 0.12$ [36]

Capitolo 5

Misura del rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Il rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è oggetto di grande interesse in quanto fissa la scala assoluta per la maggior parte dei modi di decadimento esclusivi dei mesoni D e B. Di conseguenza è importante per molte misure di fisica dei quark pesanti, non ultima la misura di R_c , come vedremo in seguito.

In questo capitolo è presentata una misura del rapporto di decadimento del D^0 in $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ con la statistica raccolta tra il 1991 e il 1994, cioè circa 3.5 milioni di decadimenti adronici della Z. Il metodo utilizzato è stato usato per la prima volta nell'esperimento HRS[37]. Il $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ è ricavato dal rapporto tra il numero di decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ completamente ricostruiti e il numero di $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, determinato con una selezione inclusiva, in cui il D^0 non è ricostruito.

La selezione esclusiva dei decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è analoga a quella descritta nel paragrafo 3.2 e utilizzata anche nel capitolo precedente per la misura dell'asimmetria.

La selezione inclusiva sfrutta il basso Q valore ($\approx 6 \text{ MeV}/c^2$) del decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ ovvero il basso impulso del pione nel sistema di riferimento a riposo del D^{*+} , $p_{\pi_s^*}^* = 39 \text{ MeV}/c$. Nel laboratorio l'impulso trasverso del π_s^+ rispetto alla direzione di volo del D^{*+} non può essere maggiore di questo valore e anche l'impulso longitudinale è limitato a una frazione piccola dell'impulso del D^{*+} , $\mathcal{O}(E_{\pi_s^*}^*/m_{D^*} \approx 0.072)$. Poiché la direzione del D^{*+} è approssimativamente uguale alla direzione del jet cui appartiene il π_s^+ , il numero di $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ può essere stimato dall' eccesso di tracce a basso impulso trasverso rispetto all'asse del jet, senza bisogno di ricostruire il D^0 . L'errore principale nella determinazione del numero inclusivo di D^{*+} è dovuto all'incertezza sui processi di adronizzazione che determinano la risoluzione sperimentale sull'impulso trasverso del π_s^+ rispetto al jet. L'allineamento del-

lo spin del D^{*+} e l'angolo tra il D^{*+} e il jet sono stati studiati direttamente sui dati, riducendo sensibilmente l'errore sistematico legato ai modelli Monte Carlo.

Il $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ è stato infine ricavato dal rapporto tra il numero di candidati esclusivi ed inclusivi, corretto per le relative efficienze di selezione.

5.1 Analisi esclusiva

La ricostruzione della catena di decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è già stata descritta nel paragrafo 3.2. Rispetto a quella selezione il taglio in impulso del π_s^+ è stato allargato all'intervallo tra 1 e 4 GeV/cin modo da aumentare il numero di D^{*+} ricostruite. La purezza in charm del segnale di conseguenza peggiora, però ai fini della misura del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ è, almeno in linea di principio, ininfluenza se il D^{*+} è stato prodotto da un charm, da un beauty o da un gluone. Come vedremo, la misura è costruita in modo da essere indipendente dalla composizione del segnale anche per quel che riguarda il calcolo della efficienza di ricostruzione.

Quello che invece è particolarmente importante è il numero totale di D^{*+} selezionate. Con il taglio tra 1 e 4 GeV/caumenta il fondo combinatorio e di conseguenza l'errore legato alla stima del fondo stesso. Per ridurre il fondo si è pertanto applicato il taglio $|\cos \theta_K^*| < 0.8$, che precedentemente non era usato nel canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Riassumendo i tagli applicati sono quindi:

- $1.835 \text{ GeV}/c^2 < M(K^- \pi^+) < 1.895 \text{ GeV}/c^2$
- $|\cos \theta_K^*| < 0.8$
- $1 \text{ GeV}/c < p_{\pi_s} < 4 \text{ GeV}/c$
- $143.5 \text{ MeV}/c^2 < \Delta M < 147.5 \text{ MeV}/c^2$

La regione di impulso del π_s^+ selezionata è stata divisa in sei intervalli, ognuno di 0.5 GeV/c. La distribuzione in $\Delta M = M(K^- \pi^+ \pi_s^+) - M(K^- \pi^+)$ del campione selezionato per i diversi intervalli è mostrata in Fig. 5.1. Per ognuno di essi il fondo combinatorio è stato stimato per mezzo degli “eventi mescolati” [36]. Questi eventi sono costruiti a partire dagli eventi reali in modo che non contengano nessun vero D^{*+} . Infatti determinati i jet utilizzando l'algoritmo di JADE [29], si prendono i due pioni da un evento e una terza traccia, cui viene assegnata la massa del K, da un altro evento. Il jet cui appartiene il K viene quindi ruotato in modo da far coincidere il suo asse

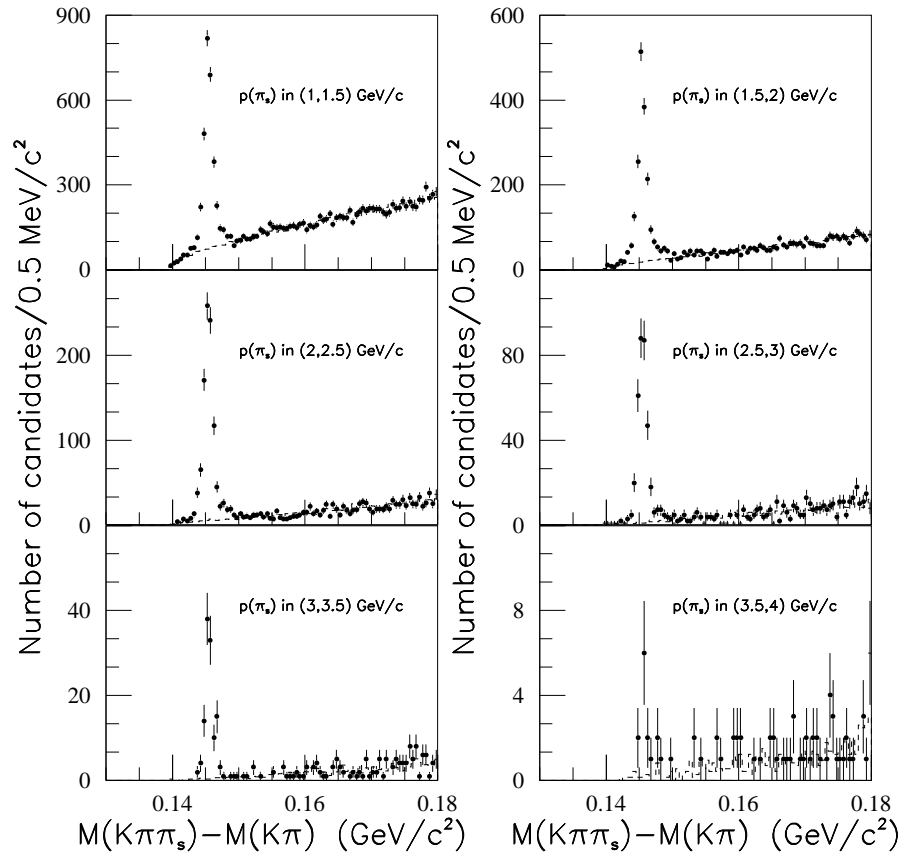


Figura 5.1: La distribuzione in ΔM per i sei intervalli di $0.5 \text{ GeV}/c$ in momento del π_s^+ . I punti con le barre di errore sono i dati, mentre la linea continua è la distribuzione del fondo, ottenuta come descritto nel testo.

con quello del jet cui appartengono i due pioni. Su questi eventi si è poi applicata la stessa selezione dei dati. La distribuzione in ΔM ottenuta è stata normalizzata a quella dei dati nella regione $\Delta M > 160 \text{ MeV}/c^2$ e il numero di candidati nella regione del segnale è il fondo combinatorio aspettato.

L'uso degli eventi mescolati presenta diversi vantaggi rispetto a quello degli eventi Monte Carlo. Innanzitutto una statistica maggiore dovuta al fatto che si possono combinare tutte le coppie di eventi. Inoltre questa tecnica è libera dalle supposizioni, implicite nel Monte Carlo, sulla molteplicità di particelle cariche o sulla distribuzione inclusiva degli impulsi longitudinali e trasversi delle tracce cariche^a

La distribuzione in ΔM è stata verificata in una regione di massa del sistema $K^- \pi^+$ superiore alla massa del D^0 , $M(K^- \pi^+) > 2.1 \text{ GeV}/c^2$. Dopo la normalizzazione, il numero dei candidati negli eventi “mescolati” e nei dati sono risultati in accordo. Un errore sistematico è stato aggiunto per tenere conto dell'incertezza statistica nella verifica. Tuttavia l'errore sistematico sulla sottrazione del fondo è dominato dalla statistica del campione con $\Delta M > 160 \text{ MeV}/c^2$ nei dati.

La tabella 5.1 riassume il numero di candidati, $N_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}$, per ogni intervallo di impulso del π_s^+ .

5.2 Analisi inclusiva

In questa analisi, come in [37, 38, 39, 40, 41, 42], non viene fatto nessun tentativo di ricostruire il D^0 . Il segnale è identificato dalla distribuzione in impulso trasverso delle tracce rispetto al getto più vicino. Solo le tracce con un impulso compreso tra 1 e 4 GeV/c sono selezionate come possibili candidati π_s^+ . Impulsi maggiori sono cinematicamente proibiti per il pione nel decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$. Al di sotto di 1 GeV/c , invece, il rapporto tra il segnale e il fondo, dovuto alle tracce di frammentazione, non è sufficiente perché la misura sia significativa.

La direzione del D^{*+} viene stimata dalla direzione del jet a cui appartiene il pione stesso. I jet sono ricostruiti dagli oggetti di flusso (vedi par. 1.4.3),

^aIl motivo per cui questa tecnica non è stata usata precedentemente, nè per il canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, nè per gli altri, è che gli eventuali contributi risonanti in ΔM dovuti a canali di decadimento del D^0 , diversi da quello considerato, sarebbero stati considerati in questo modo fondo combinatorio (si veda il paragrafo 3.2.2). Gli eventi mescolati possono ovviamente essere definiti anche in modo diverso, ad esempio prendendo il π_s^+ in un evento diverso da quello della combinazione $K^- \pi^+$, in modo da eliminare ogni componente risonante. Tuttavia le tecniche con eventi mescolati sono in genere molto complesse e per le analisi presentate in questa tesi la loro applicazione appare veramente giustificata solo nel caso del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

Tabella 5.1: Risultato dell’analisi esclusiva ed inclusiva nei sei diversi intervalli di impulso del π_s^+ . Il primo errore su $N_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}$ e su $N_{D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+}$ è statistico mentre il secondo è sistematico.

Intervallo di impulso (GeV/c)	$N_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}$	$N_{D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+}$
1.0–1.5	$2472.9 \pm 55.5 \pm 11.0$	$79038.2 \pm 2021.9 \pm 12018.0$
1.5–2.0	$1558.3 \pm 41.4 \pm 5.4$	$56393.2 \pm 1140.4 \pm 921.6$
2.0–2.5	$913.8 \pm 30.9 \pm 2.8$	$35303.4 \pm 855.8 \pm 842.2$
2.5–3.0	$321.5 \pm 18.2 \pm 1.3$	$12287.8 \pm 674.7 \pm 535.1$
3.0–3.5	$115.7 \pm 10.9 \pm 0.7$	$3497.4 \pm 499.2 \pm 630.4$
3.5–4.0	$9.8 \pm 3.3 \pm 0.4$	$192.4 \pm 366.8 \pm 401.5$

utilizzando l’algoritmo di JADE [29], basato sul rapporto tra la massa invariante del jet e l’energia totale nell’evento. L’analisi è stata ripetuta per valori diversi del parametro di risoluzione, Y_{cut} : l’errore totale è risultato minimo per $Y_{cut} = 0.0024$, che corrisponde ad una massa del jet di approssimativamente $4 \text{ GeV}/c^2$.

Solo i jet con un angolo polare θ_{jet} tale che $|\cos \theta_{jet}| < 0.85$ sono stati considerati, in modo che tutto il jet sia contenuto nell’apparato e dunque la sua direzione sia misurata con la massima precisione possibile. Infine si richiede che, oltre al π_s^+ , ci siano nel jet almeno altre due tracce cariche perché possa essere un candidato $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$.

In Fig. 5.2 è mostrata la distribuzione in p_T^2 del campione in cui è chiaramente visibile il segnale a bassi valori di p_T^2 . Le sei distribuzioni si riferiscono ognuna ad uno degli intervalli di 0.5 GeV in impulso della traccia.

Nei paragrafi che seguono discuteremo in dettaglio le distribuzioni del segnale e del fondo usate nel fit per determinare il numero di eventi di segnale.

5.2.1 La distribuzione del segnale

Il segnale è costituito da D^{*+} prodotte in eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ e $Z \rightarrow b\bar{b}$ e in misura minore in eventi in cui un gluone genera una coppia $c\bar{c}$ o $b\bar{b}$. La funzione utilizzata nel fit è la somma dei tre contributi pesati con le relative frazioni:

$$\mathcal{F}_{sig}(p_T^2) = f_c \mathcal{P}_{c\bar{c}}(p_T^2) + f_b \mathcal{P}_{b\bar{b}}(p_T^2) + f_g \mathcal{P}_g(p_T^2) \quad (5.1)$$

Le distribuzioni $\mathcal{P}(p_T^2)$ sono prese dalla simulazione Monte Carlo. Per ogni diversa sorgente di D^{*+} , l’impulso trasverso del π_s^+ rispetto al jet dipende essenzialmente da due fattori:

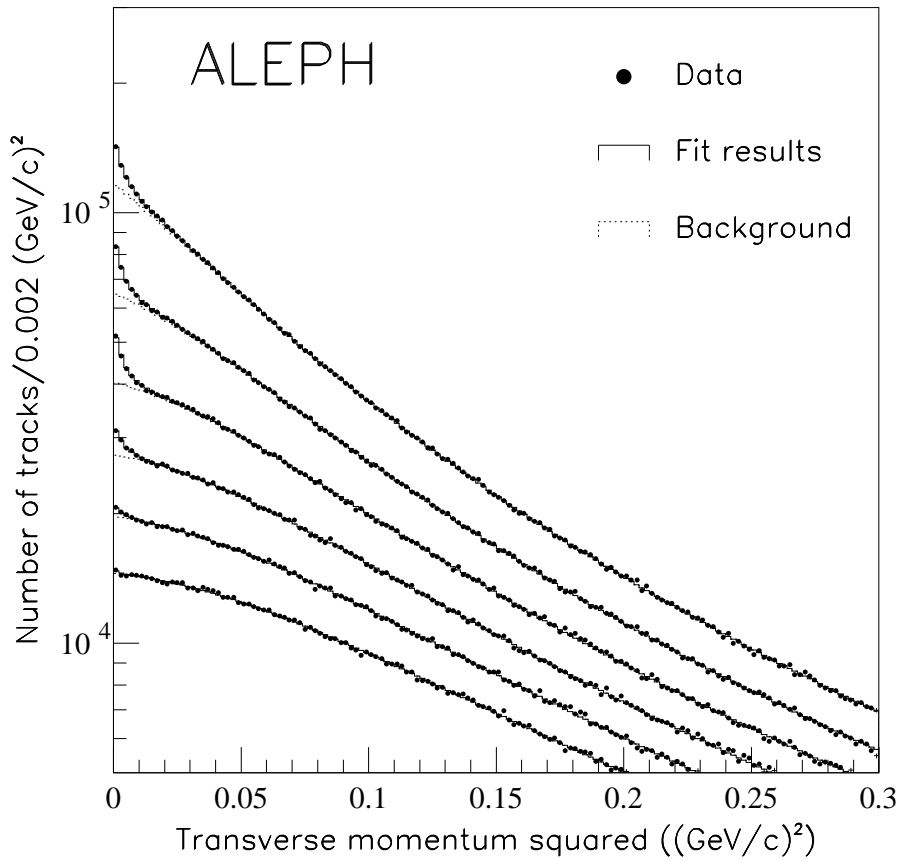


Figura 5.2: Impulso trasverso al quadrato delle tracce in sei intervalli di impulso da 1 GeV/c, in alto, fino a 4 GeV/c, in basso. Il segnale è visibile come un picco nella regione di basso p_T^2 .

- l'angolo di decadimento del π_s^+ nel sistema di riferimento del D^{*+} , che sarà indicato con θ^* ;
- l'angolo tra il D^{*+} e il jet, indicato con $\theta_{D^*, \text{jet}}$.

Le distribuzioni di questi angoli nel Monte Carlo sono state confrontate con le rispettive distribuzioni nei dati, utilizzando i D^{*+} completamente ricostruiti. Si sono quindi applicati al Monte Carlo dei fattori correttivi che tengono conto delle differenze trovate e la distribuzione in p_T^2 , così ottenuta, è stata utilizzata per il fit del segnale. Il calcolo delle correzioni è descritto in dettaglio nei paragrafi 5.2.3 e 5.2.4.

5.2.2 Composizione del segnale

Le frazioni f sono state stimate per ogni intervallo di impulso considerato.

Il rapporto tra eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$ ed eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ è fissato dal valore di $P_{b \rightarrow D^*} / P_{c \rightarrow D^*} = 0.87_{-0.13}^{+0.15}$ misurato in ALEPH [36].

Il numero totale di D^{*+} prodotte da gluone è stato stimato nel paragrafo 3.3.

La dipendenza delle frazioni dall'impulso del π_s^+ è calcolata sul campione Monte Carlo. La frammentazione dei quark pesanti è qui descritta dalla funzione di Peterson [23] con i valori misurati dei parametri di frammentazione $\varepsilon_c = (52_{-11}^{+13}) \times 10^{-3}$ ed $\varepsilon_b = (3.2 \pm 1.7) \times 10^{-3}$ rispettivamente per il quark charm [36] e per il quark b [43].

La frazione totale di eventi di gluon splitting rispetto agli eventi di charm, entro l'accettanza dei tagli, è $f_g/f_c = (3.2 \pm 0.8)\%$.

5.2.3 L' "allineamento" del D^*

Il D^{*+} è una particella con spin $S = 1$ e quindi, dal momento che sia il π che il D^0 hanno spin nullo, il sistema $\pi_s^+ D^0$ ha momento angolare $L = 1$. Se θ^* è l'angolo di decadimento del π_s^+ nel sistema di riferimento del D^{*+} , allora le distribuzioni di probabilità in θ^* , per i diversi stati di momento angolare, sono:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d(\cos \theta^*)} &= N \frac{3}{2} \cos^2 \theta^* & L_z = 0, \\ \frac{dN}{d(\cos \theta^*)} &= N \frac{3}{4} \sin^2 \theta^* & L_z = \pm 1. \end{aligned}$$

Se i tre stati possibili di spin sono ugualmente popolati, come suggerisce un semplice ragionamento statistico, la distribuzione è isotropa. Tuttavia alcuni

modelli teorici delle funzioni di frammentazione dei quark pesanti prevedono probabilità diverse per gli stati $S_z = \pm 1$ rispetto allo stato $S_z = 0$ [44]^b.

La distribuzione di probabilità diviene allora:

$$\frac{dN}{d(\cos \theta^*)} \propto 1 + \alpha \cos^2 \theta^* , \quad (5.2)$$

dove α è l' "allineamento" del D^{*+} . Negli eventi $b\bar{b}$ l'asse di allineamento coincide con la direzione del D^{*+} nel sistema di riferimento a riposo del B. L'allineamento del D^{*+} rispetto alla sua direzione nel laboratorio è pertanto nulla.

Utilizzando gli eventi $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ completamente ricostruiti si è misurato l'allineamento sui dati, trovando $\alpha = 0.25 \pm 0.15$. L'errore è la somma dell'errore statistico e dell'errore sistematico che tiene conto della sottrazione del fondo e del calcolo delle efficienze. La distribuzione in $\cos \theta^*$ è mostrata in Fig 5.3 insieme al risultato del fit.

La distribuzione in p_T^2 del segnale è stata ricalcolata in ogni intervallo j di impulso del π_s^+ partendo dalla distribuzione nel Monte Carlo, dove $\alpha = 0$, e correggendo per l'effetto dell'allineamento. Se $\mathcal{M}^j(p_T^2, \cos \theta^*)$ è la distribuzione di probabilità del π_s^+ nelle due variabili p_T^2 e $\cos \theta^*$, allora la distribuzione corretta è^c:

$$\mathcal{N}^j(p_T^2; \alpha) = \int d(\cos \theta^*) \mathcal{M}^j(p_T^2, \cos \theta^*) \mathcal{F}(\cos \theta^*; \alpha) \quad (5.3)$$

dove $\mathcal{F}(\cos \theta^*; \alpha)$ è la distribuzione normalizzata dell'angolo di decadimento del π_s^+ , per un dato allineamento α .

5.2.4 Misura dell'angolo $\theta_{D^*, \text{jet}}$

Anche l'angolo tra il D^{*+} e il jet, $\theta_{D^*, \text{jet}}$, è stato misurato nel campione di D^{*+} completamente ricostruite in modo da ottenere le correzioni che devono essere applicate alla distribuzione in p_T^2 nel Monte Carlo. Il valore medio e la larghezza della distribuzione in $\theta_{D^*, \text{jet}}$ varia adesso con l'impulso del π_s^+ . Lo studio dell'angolo e le correzioni da applicare sono stati perciò separati nei due intervalli $1 - 1.5 \text{ GeV}/c$ e $1.5 - 4 \text{ GeV}/c$ di impulso del π_s^+ . In particolare tra 1 e $1.5 \text{ GeV}/c$ la media e la larghezza sono un fattore due maggiori che tra 1.5 e $4 \text{ GeV}/c$ (quest'ultima regione non è stata ulteriormente suddivisa per ragioni statistiche).

^bPer un riassunto dei risultati sperimentali sull'argomento si veda [45]

^cIn realtà $\mathcal{M}^j(p_T^2, \cos \theta^*)$ è la distribuzione nei canali di un istogramma bidimensionale; l'integrale va qui inteso come una somma sui canali dell'istogramma; in ogni canale la funzione \mathcal{F} è calcolata per il valore centrale del canale.

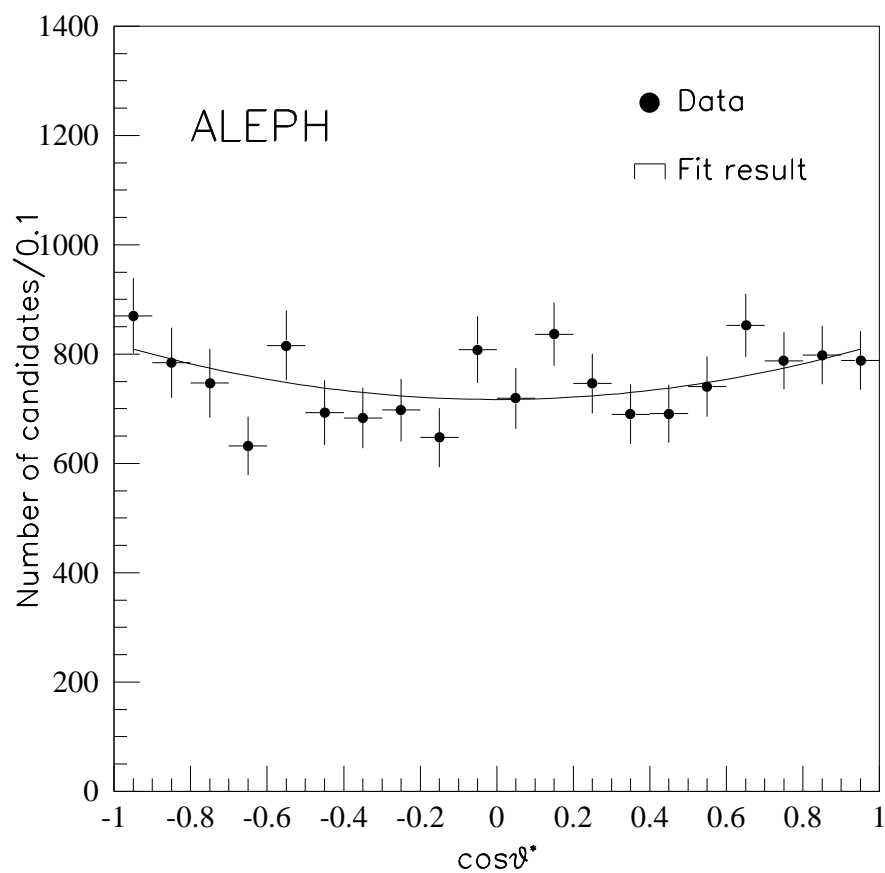


Figura 5.3: Angolo di decadimento del π_s^+ nel sistema del D^{*+} . I punti sono i dati, dopo aver sottratto il fondo e aver corretto per l'efficienza. Le barre di errore sono la somma in quadratura dell'errore statistico e sistematico. La linea continua è il risultato del fit.

Negli eventi in cui è stato ricostruito un $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ si applica l'algoritmo di ricostruzione dei jet e si misura l'angolo $\theta_{D^*, \text{jet}}$, che per definizione è l'angolo tra il D^{*+} ricostruito e il jet cui appartiene il π_s^+ . Nel Monte Carlo la distribuzione in $\theta_{D^*, \text{jet}}$ dipende dal canale di decadimento del D^0 per meno del 10% e quindi il canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ può essere considerato rappresentativo delle eventuali discrepanze tra gli eventi simulati e quelli reali, per tutti i possibili decadimenti del D^0 .

Per sottrarre il fondo combinatorio la stessa procedura è stata applicata agli eventi nella fascia laterale $\Delta M > 0.152 \text{ GeV}/c^2$ e i risultati sono stati confrontati con il campione ottenuto nello stesso modo nel Monte Carlo. La Fig. 5.4 mostra le distribuzioni ottenute per un impulso del π_s^+ tra 1 e 4 $\text{ GeV}/c$, insieme al rapporto tra dati e Monte Carlo. La distribuzione del fondo negli eventi Monte Carlo, moltiplicata per il rapporto dati-Monte Carlo misurato nella fascia laterale, è stata quindi sottratta dai dati.

Nella Fig. 5.5 e 5.6 le distribuzioni nei dati dopo la sottrazione del fondo combinatorio sono confrontate con le corrispondenti distribuzioni del campione D^{*+} nel Monte Carlo. Le frazioni degli eventi $c\bar{c}, b\bar{b}$ e del "gluon splitting" sono fissate ai valori utilizzati per la distribuzione in p_T^2 del segnale. Il rapporto dati - Monte Carlo, $R(\theta_{D^*, \text{jet}})$, mostrato nelle stesse figure è usato per correggere la distribuzione in p_T^2 . A questo scopo si è riempito un istogramma bidimensionale nelle due variabili p_T^2 e $\theta_{D^*, \text{jet}}$ per ognuna delle tre sorgenti di D^{*+} e per ogni intervallo di impulso. Se $\overline{\mathcal{M}}_i^j(p_T^2, \cos \theta^*)$, sono le distribuzioni in questi istogrammi allora la distribuzione corretta in p_T^2 è

$$\overline{\mathcal{N}}_i^j(p_T^2) = \int d(\theta_{D^*, \text{jet}}) \mathcal{M}_i^j(p_T^2, \theta_{D^*, \text{jet}}) R(\theta_{D^*, \text{jet}}) . \quad (5.4)$$

dove l'indice i indica la sorgente del D^{*+} , j è l'intervallo in momento del π_s^+ e l'integrale sta per la somma sui canali dell'istogramma.

Per gli eventi $c\bar{c}$ si deve tener conto anche delle correzioni per l'allineamento. Poiché la correlazione tra l'angolo $\theta_{D^*, \text{jet}}$ e l'angolo $\cos \theta^*$ è trascurabile, le due correzioni fattorizzano. Pertanto se $\mathcal{MC}_{c\bar{c}}^j(p_T^2)$ è la distribuzione nel Monte Carlo non corretta, la distribuzione del segnale è

$$\mathcal{P}_{c\bar{c}}^j(p_T^2) = C \frac{\mathcal{N}_i^j(p_T^2)}{\mathcal{MC}_{c\bar{c}}^j(p_T^2)} \overline{\mathcal{N}}_i^j(p_T^2) , \quad (5.5)$$

dove C è un fattore di normalizzazione.

Per gli eventi $b\bar{b}$ e di "gluon splitting", invece, le funzioni $\overline{\mathcal{N}}$ sono quelle effettivamente usate per il segnale:

$$\mathcal{P}_{b\bar{b}}^j(p_T^2) = \overline{\mathcal{N}}_{b\bar{b}}^j(p_T^2) , \quad (5.6)$$

$$\mathcal{P}_{\text{g}}^j(p_T^2) = \overline{\mathcal{N}}_{\text{g}}^j(p_T^2) . \quad (5.7)$$

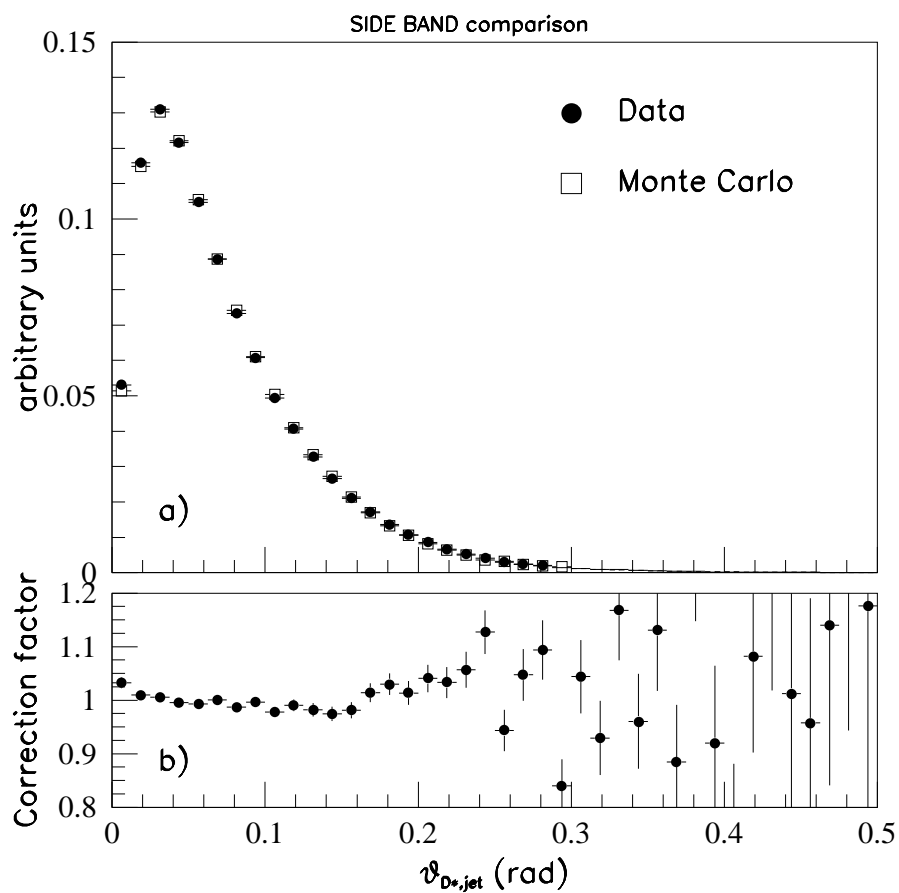


Figura 5.4: Studio dell'angolo tra il D^{*+} e il jet per gli eventi nella fascia laterale. a) I punti rappresentano i dati, i cerchi vuoti il Monte Carlo. b) Rapporto tra dati e Monte Carlo.

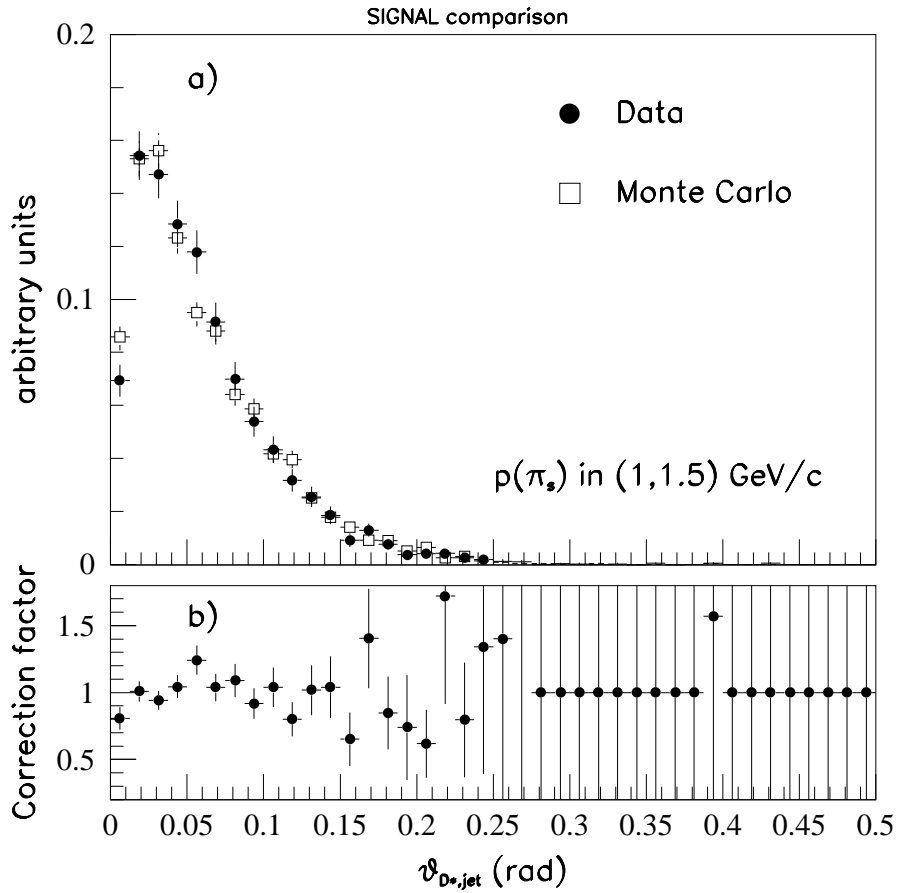


Figura 5.5: Studio dell'angolo tra il D^{*+} e il jet per eventi di segnale con impulso del pione tra 1 e 1.5 GeV/c. a) I punti rappresentano i dati, i cerchi vuoti il Monte Carlo $q\bar{q}$. b) Rapporto tra dati e Monte Carlo.

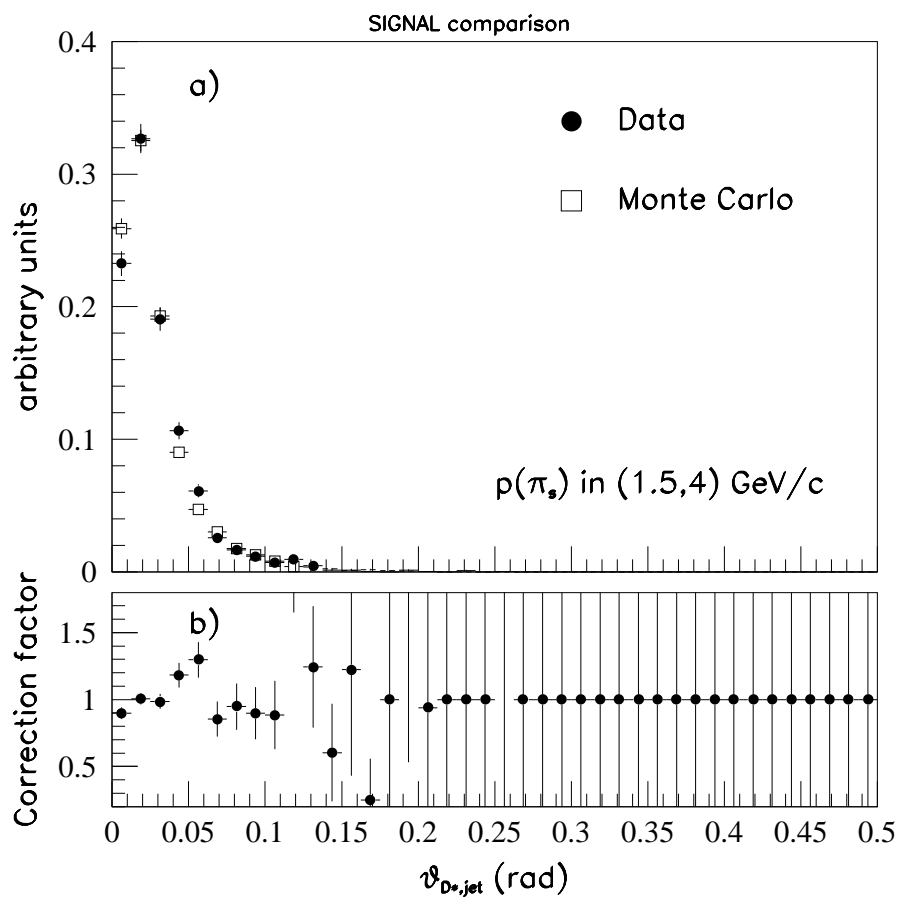


Figura 5.6: Studio dell'angolo tra il D^{*+} e il jet per eventi di segnale con impulso del pione tra 1.5 e 4 GeV/c. a) I punti rappresentano i dati, i cerchi vuoti il Monte Carlo $q\bar{q}$. b) Rapporto tra dati e Monte Carlo.

Se f_i^j sono le frazioni degli eventi $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ e di “gluon splitting”, ricavate come si è detto nel paragrafo 5.2.1, allora la distribuzione del segnale, nell’intervallo j di impulso del π_s^+ , è

$$\mathcal{F}_{sig}^j(p_T^2) = f_c^j \mathcal{P}_{c\bar{c}}^j(p_T^2) + f_b^j \mathcal{P}_{b\bar{b}}^j(p_T^2) + f_g^j \mathcal{P}_g^j(p_T^2) . \quad (5.8)$$

Vale la pena notare che le distribuzioni \mathcal{P}_i^j , per il modo in cui sono state ricavate dai dati, dipendono dalle frazioni f_i^j . Questo come vedremo cancella in parte la dipendenza esplicita dalle f_i^j della distribuzione totale del segnale \mathcal{F}_{sig}^j .

5.2.5 Il fondo

La distribuzione in p_T^2 del fondo è stata parametrizzata con l’inverso di una polinomiale:

$$\mathcal{F}_{BG}(p_T^2) = \frac{a}{1 + bp_T^2 + c(p_T^2)^2 + d(p_T^2)^3} ,$$

dove i parametri a , b , c e d dipendono dall’intervallo di impulso del π_s^+ considerato.

Il fit alla distribuzione in p_T^2 nei dati viene quindi fatto con la funzione

$$\frac{dN}{dp_T^2} = N_{D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+} \mathcal{F}_{sig}(p_T^2) + \mathcal{F}_{BG}(p_T^2) , \quad (5.9)$$

con $N_{D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+}$, a , b , c e d come parametri liberi.

Per verificare la parametrizzazione usata si è fatto lo stesso fit anche su un campione di eventi Monte Carlo in cui il segnale del π_s^+ è stato variato tra lo 0 e il 100% del valore previsto nel Monte Carlo stesso. Il numero di D^{*+} trovato nel fit risulta diverso dal numero di D^{*+} nel campione per una costante. Questa discrepanza è dovuta alla non esatta riproduzione del fondo con la parametrizzazione adottata. Altre parametrizzazioni sono state tentate senza ottenere risultati migliori. La difficoltà di riprodurre lo spettro del fondo è dovuta alla presenza di picchi dovuti ai decadimenti a due corpi di altre particelle. Come avviene per il D^{*+} infatti in questi decadimenti l’impulso trasverso delle tracce è direttamente legato al Q valore del decadimento. In particolare le tracce provenienti dai decadimenti dei mesoni con $L = 1$ mostrano un picco jacobiano a $p_T^2 \approx 0.12$ (GeV/c)²; i mesoni vettoriali come la ρ e il K^* generano un picco a $p_T^2 \approx 0.04$ (GeV/c)²; un picco a $p_T^2 \approx 0.008$ (GeV/c)² è invece dovuto ai decadimenti dei barioni con Q valore molto basso. Variando di un fattore due la percentuale di questi eventi nel fondo, la discrepanza tra il numero di D^{*+} trovate nel fit e il numero effettivamente presente nel Monte Carlo cambia nel peggiore dei

casi del 50%. Il risultato del fit sui dati è stato corretto per questo effetto sottraendo la discrepanza trovata sul Monte Carlo normalizzata al numero di eventi di fondo. Il 100% di questa correzione, sommato in quadratura all'errore sulla correzione stessa dovuto alla statistica Monte Carlo usata, è stato preso come errore sistematico.

Nella tabella 5.1 sono mostrati i risultati del fit nei sei intervalli di impulso con l'errore statistico e l'errore sistematico dovuto alla parametrizzazione del fondo. La figura 5.7 mostra la media pesata delle distribuzioni normalizzate, dopo la sottrazione del fondo, nella regione del segnale, con sovrapposto lo spettro ottenuto dal Monte Carlo. Sono visibili le discrepanze in prossimità dei picchi jacobiani a $p_T^2 \approx 0.04 \text{ (GeV/c)}^2$ e $p_T^2 \approx 0.008 \text{ (GeV/c)}^2$.

5.3 Misura di $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$

Il rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ può essere determinato in ogni intervallo di impulso a partire dal numero di D^{*+} ricostruite nel canale di decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e il numero di D^{*+} che decadono in $D^0 \pi_s^+$ determinato nell'analisi inclusiva:

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \frac{N_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}}{N_{D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+}} \cdot \frac{\epsilon^{incl}}{\epsilon^{excl}}.$$

Qui ϵ^{incl} e ϵ^{excl} indicano l'efficienza di selezione rispettivamente per l'analisi inclusiva e per l'analisi esclusiva. Queste efficienze non tengono conto della probabilità che l'impulso del π_s^+ cada nell'intervallo considerato, dal momento che questa probabilità è uguale nelle due selezioni e dunque si cancella. Le efficienze sono state determinate sugli eventi Monte Carlo. I risultati ottenuti sono mostrati nella tabella 5.2. Gli errori sulle efficienze sono quelli dovuti alla statistica Monte Carlo usata. Gli errori sistematici sul $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ saranno discussi nel prossimo paragrafo.

5.3.1 Errore sistematico e matrice di correlazione

In questo paragrafo sono discussi gli errori sistematici e la matrice di correlazione tra i risultati ottenuti nei sei intervalli di impulso del π_s^+ . La lista completa degli errori sistematici è mostrata nella tabella 5.3.

Composizione del campione. Le frazioni di charm, beauty e “gluon splitting” nel campione di D^{*+} selezionato determinano la forma della distribuzione in p_T^2 , \mathcal{F}_{sig} , come da equazione (5.1). Queste stesse frazioni sono però utilizzate anche per confrontare la distribuzione $\theta_{D^*, jet}$ nel Monte Carlo

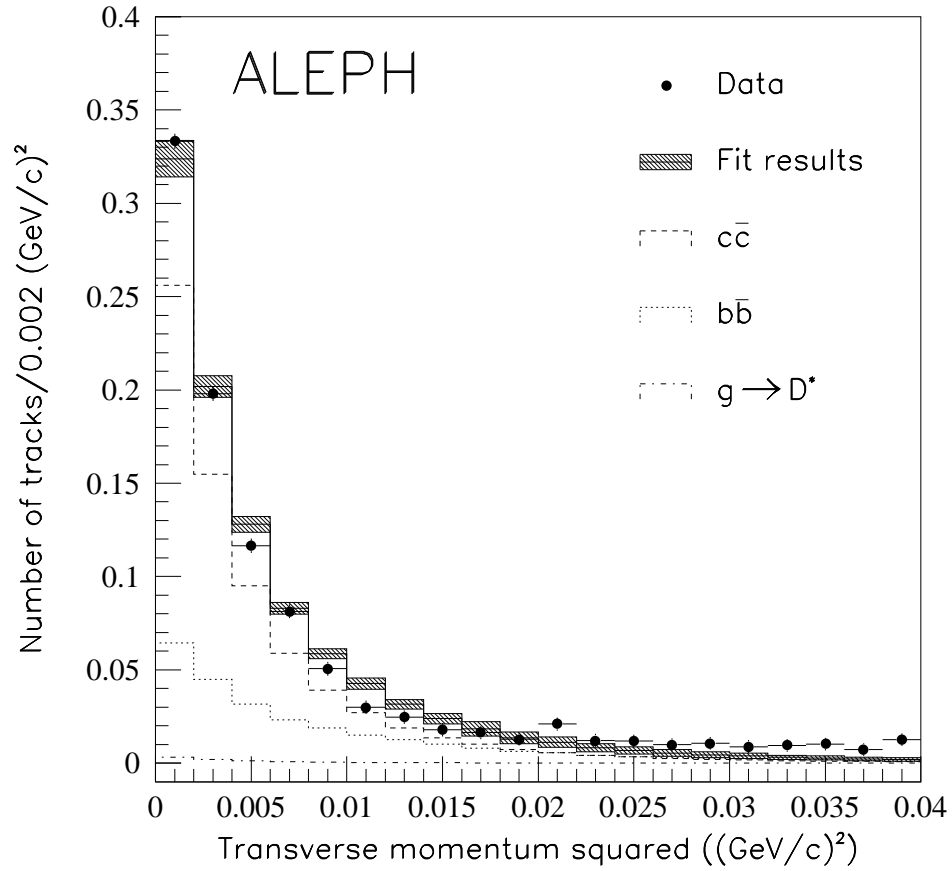


Figura 5.7: Media pesata delle distribuzioni in p_T^2 per le tracce tra 1 e 4 GeV/c, dopo la sottrazione del fondo. L'istogramma tratteggiato rappresenta la funzione di fit ottenuta dal Monte Carlo con l'errore (l'errore dovuto alla parametrizzazione del fondo non è però mostrato)

Tabella 5.2: Risultati della misura di $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ nei sei intervalli di impulso del π_s^+ . Il primo errore è quello statistico e il secondo sistematico. Nella terza e quarta colonna sono mostrate le efficienze rispettivamente per la selezione inclusiva e quella esclusiva, con gli errori dovuti alla statistica Monte Carlo usata.

Intervallo di impulso (GeV/c)	$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ (%)	ϵ^{incl} (%)	ϵ^{excl} (%)
1.0–1.5	$4.400 \pm 0.150 \pm 1.041$	72.77 ± 0.10	51.75 ± 0.41
1.5–2.0	$3.990 \pm 0.133 \pm 0.139$	73.10 ± 0.12	50.62 ± 0.46
2.0–2.5	$3.768 \pm 0.157 \pm 0.150$	73.13 ± 0.15	50.23 ± 0.58
2.5–3.0	$3.758 \pm 0.296 \pm 0.206$	72.26 ± 0.23	50.31 ± 0.86
3.0–3.5	$5.010 \pm 0.857 \pm 1.228$	72.15 ± 0.42	47.64 ± 1.51
3.5–4.0	$7.34 \pm 14.2 \pm 19.4$	71.64 ± 1.23	49.71 ± 4.31

con quella nei dati e calcolare la correzione $R(\theta_{D^*, \text{jet}})$ da applicare alle varie componenti dello spettro. L'errore sulle frazioni di eventi $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ e di "gluon splitting" nel campione è stato calcolato variando entro una sigma i valori di $P_{b \rightarrow D^*}/P_{c \rightarrow D^*}$, ϵ_c , ϵ_b e f_g/f_c . Si sono quindi variare le frazioni entro l'errore, ricalcolando ogni volta la correzione $R(\theta_{D^*, \text{jet}})$. In questo modo la funzione usata per il fit è sempre quella che ha la massima verosimiglianza con i dati, indipendentemente dalla composizione del segnale, il cui impatto sull'errore viene quindi ridotto sensibilmente. L'effetto residuo è completamente correlato nei sei intervalli di impulso.

Allineamento del D^{*+} . Il p_T^2 dipende dall'angolo di decadimento del π_s^+ nel sistema del D^{*+} , che ha sua volta dipende dall'allineamento del D^{*+} , $\alpha = 0.25 \pm 0.15$ misurato sui dati. Le correzioni dovute all'allineamento sono state valutate nell'intervallo di errore di α . L'incertezza risultante è correlata per le sei misure.

Angolo tra il D^{*+} e il jet. L'angolo tra il D^{*+} e il jet è stato misurato sui dati e confrontato con la distribuzione nel Monte Carlo. Il rapporto tra le due distribuzioni, $R(\theta_{D^*, \text{jet}})$, è stato quindi utilizzato per correggere la distribuzione in p_T^2 del Monte Carlo. L'errore statistico è stato propagato generando in modo random cento distribuzioni del rapporto dati-Monte Carlo, con il contenuto di ogni canale distribuito secondo una gaussiana centrata sul valore misurato e con larghezza pari all'errore. Il fit del numero di D^{*+} è stato quindi ripetuto cento volte, per le cento distribuzioni diverse di $R(\theta_{D^*, \text{jet}})$, e la deviazione quadratica media è stata presa come errore sistematico. Dal

momento che $R(\theta_{D^*, \text{jet}})$ non è calcolato separatamente per ogni intervallo di impulso del π_s^+ , l'effetto delle fluttuazioni è parzialmente correlato nei diversi intervalli. La matrice di correlazione è stata ottenuta calcolando la matrice di covarianza tra le sei misure nei cento fit ed è mostrata in tabella 5.4

Sottrazione del fondo nell'analisi inclusiva. La parametrizzazione del fondo nel canale inclusivo è stata verificata su un campione Monte Carlo privo del segnale. La statistica Monte Carlo e il 100% della correzione applicata al fit del numero di $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ sono presi come errore sistematico. Questi errori non sono correlati nei diversi intervalli.

Barioni. I pioni prodotti dai barioni che decadono in due corpi con un basso Q valore, come $\Sigma(1385) \rightarrow \Sigma\pi$, $\Xi \rightarrow \Lambda\pi$ oppure $\Sigma_c(2455) \rightarrow \Lambda_c\pi$, hanno un p_T molto basso e dunque possono essere contati come π da D^* . L'errore sistematico dovuto a questo fondo è stato stimato utilizzando il campione Monte Carlo senza π_s . La produzione di barioni è stata cambiata del 10% e la variazione sui risultati del fit, normalizzata al numero di eventi totali nei dati, è l'errore stimato.

Efficienza della selezione inclusiva. L'efficienza della selezione inclusiva è stata determinata sugli eventi Monte Carlo. L'errore dovuto alla statistica usata è scorrelato per i sei intervalli di impulso. Un errore correlato è invece dovuto ai modi di decadimento del D^0 completamente neutri. A causa del taglio sulla molteplicità carica del jet l'efficienza di selezione per questi modi è minore. L'errore sull'efficienza inclusiva è stato stimato facendo variare il rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 n \pi^0 m \gamma = 4.5 \pm 0.5\%$ [18], entro l'errore.

Interazioni nucleari. Le code nelle distribuzioni di massa sono dovute principalmente alle interazioni nucleari, la cui probabilità è nota con un'incertezza del 10% circa. L'errore sull'efficienza è stato calcolato variando la probabilità entro l'incertezza ed è correlato in tutti gli intervalli di impulso.

Statistica Monte Carlo nel calcolo dell'efficienza esclusiva. L'efficienza esclusiva è stata calcolata con il Monte Carlo. L'errore statistico è stato preso come errore sistematico scorrelato tra i sei intervalli di impulso.

Tagli sulla massa $K^- \pi^+$ e sul ΔM . Una sorgente di errore sistematico comune a tutti gli intervalli di impulso sono i tagli sulla massa invariante del sistema $K^- \pi^+$ e sul ΔM . Effetti sistematici sull'efficienza possono derivare da questi tagli se la distribuzione del segnale in queste variabili è diversa nei dati e nel Monte Carlo. In particolare la posizione e la larghezza dei picchi sono leggermente diverse. Per stimare l'errore si sono ricalcolate le efficienze dopo che la distribuzione ricostruita nel Monte Carlo è stata traslata e convoluta con una gaussiana. Sia per $M(K^- \pi^+)$ che per il ΔM , la traslazione e la

Tabella 5.3: Sorgenti principali dell'errore sistematico per la misura del rapporto di decadimento.

Sorgente di errore	Errore sistematico
composizione del campione	0.011 %
allineamento del D^{*+}	0.010 %
$\theta_{D^*, \text{jet}}$	0.086 %
sottrazione del fondo nell'analisi inclusiva	0.061 %
barioni	0.008 %
efficienza della selezione inclusiva	0.006 %
interazioni nucleari	0.040 %
efficienza della selezione esclusiva: MC stat	0.025 %
tagli sulla massa $K^- \pi^+$ e sul ΔM	0.005 %
sottrazione del fondo nell'analisi esclusiva	0.008 %
totale	0.117 %

larghezza delle gaussiane è stata determinata direttamente con un fit sui dati. I valori ottenuti sono mostrati nella tabella 5.5. La variazione dell'efficienze al variare di questi parametri entro l'errore del fit è stata presa come errore sistematico correlato.

Sottrazione del fondo nell'analisi esclusiva. La sottrazione del fondo è stata fatta utilizzando la distribuzione in ΔM degli eventi "mescolati". L'errore sistematico è dovuto principalmente all'incertezza statistica con cui viene determinato il numero di eventi di fondo atteso e quindi deve essere considerato scorrelato per le misure nei diversi intervalli di impulso.

La matrice di correlazione complessiva per le sei misure è mostrata nella tabella 5.6 insieme al peso di ogni misura sulla media finale. Il risultato è

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.897 \pm 0.094_{stat} \pm 0.117_{sist})\% .$$

L'analisi è stata ripetuta per vari valori del parametro di risoluzione sulle masse dei jet, Y_{cut} . Nella figura 5.8 sono mostrati i risultati. Il valore scelto, $Y_{cut} = 0.0024$, è quello che minimizza l'errore totale.

Il rapporto di decadimento misurato è stabile in funzione dell'impulso del π_s^+ per tutti i valori del Y_{cut} .

Va infine osservato che il risultato tiene conto dell'emissione radiativa di fotoni nel decadimento del D^0 , inclusa nel Monte Carlo tramite il generatore PHOTOS[46]. L'efficienza di selezione si riduce a causa di questo fotone

Tabella 5.4: Matrice di correlazione dell'errore dovuto alla misura di $\theta_{D^*, \text{jet}}$ per i sei intervalli di impulso.

Intervallo di impulso (GeV/c)	Matrice di correlazione					
1.0 – 1.5	1	0	0	0	0	0
1.5 – 2.0		1	0.917	0.729	0.521	0.501
2.0 – 2.5			1	0.931	0.770	0.740
2.5 – 3.0				1	0.940	0.745
3.0 – 3.5					1	0.620
3.5 – 4.0						1

Tabella 5.5: Confronto tra le distribuzioni in $M(K^- \pi^+)$ e in ΔM nel Monte Carlo e nei dati

	$m_{\text{dati}} - m_{\text{MC}}$ (MeV/c ²)	$\sigma_{\text{dati}}^2 - \sigma_{\text{MC}}^2$ (MeV/c ²)
$M(K^- \pi^+)$	0.29 ± 0.23	6.4 ± 0.3
ΔM	-0.163 ± 0.012	0.204 ± 0.018

dell'1.9% (l'errore è trascurabile). Una misura con la quale è possibile un confronto diretto è quella di CLEO[41], $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.95 \pm 0.08 \pm 0.17)\%$. Le altre misure non tengono conto di questi effetti. Nel nostro caso se si trascura questa correzione si ottiene $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.82 \pm 0.15)\%$ che risulta in accordo con la media mondiale $(3.86 \pm 0.14)\%$ [18]. Tuttavia l'effetto delle correzioni radiative dipende dai dettagli dell'analisi. Ad esempio il risultato di CLEO è meno sensibile alla radiazione (0.9%) dal momento che viene fatto un fit della distribuzione di massa del sistema $K^- \pi^+$, invece di tagliare ad un certo valore. Questo confronto è quindi in piccola parte arbitrario.

Tabella 5.6: Matrice di correlazione dell'errore per le misure nei sei diversi intervalli di impulso. Nell'ultima colonna sono elencati i pesi delle sei misure quando si combinano i risultati.

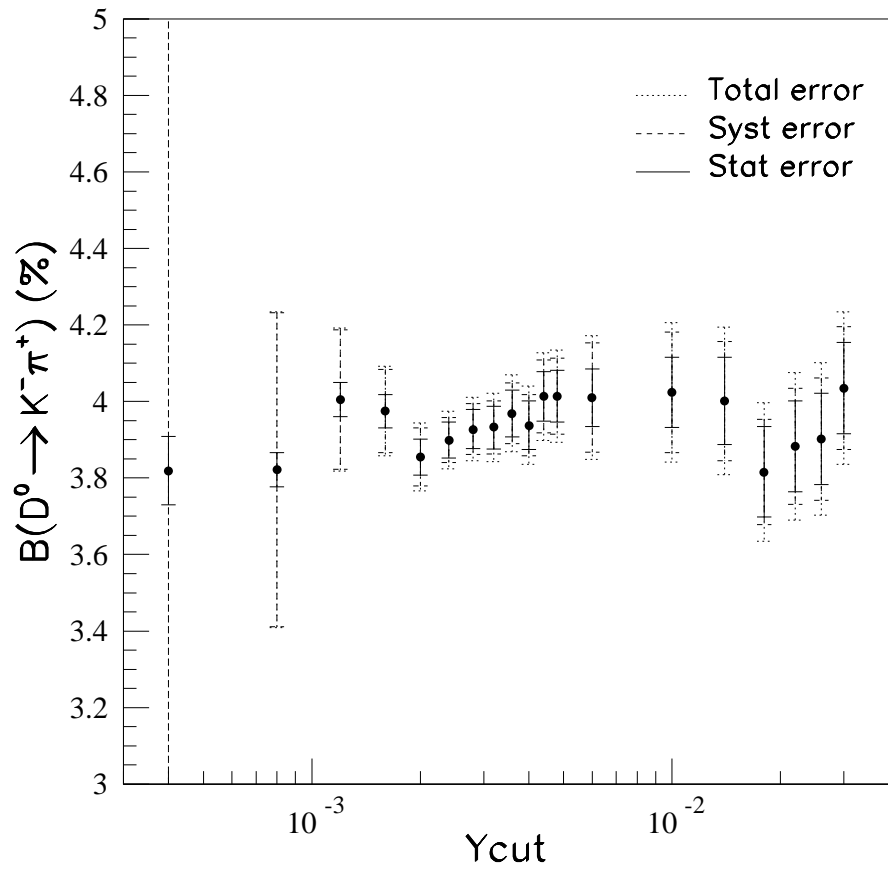
Intervallo di impulso (GeV/c)	Matrice di correlazione						peso
1.0 – 1.5	1	0.011	0.008	0.003	0.001	0.001	0.019
1.5 – 2.0		1	0.218	0.108	0.022	0.004	0.493
2.0 – 2.5			1	0.102	0.024	0.004	0.360
2.5 – 3.0				1	0.019	0.002	0.121
3.0 – 3.5					1	0.001	0.007
3.5 – 4.0						1	0

5.4 Conclusioni

In questo capitolo, utilizzando i decadimenti della Z in adroni raccolti tra il 1991 e il 1994, si è misurato il rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Si sono ricostruiti i decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, determinando con precisione il fondo combinatorio e l'efficienza della selezione. Si è inoltre studiato il decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ per mezzo di una selezione inclusiva basata sulla distribuzione dell'impulso trasverso delle tracce rispetto al jet. Gli effetti dell'adronizzazione sulla distribuzione in questa variabile sono stati studiati direttamente sui dati. Dal rapporto tra il numero di candidati nei due campioni selezionati si è ricavato

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.897 \pm 0.094_{stat} \pm 0.117_{sist})\% ,$$

in buon accordo con le misure precedenti.

Figura 5.8: Misura del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ in funzione del Y_{cut} .

Nel prossimo capitolo vedremo come gli algoritmi di selezione del D^{*+} fin qui sviluppati possono essere combinati per misurare R_c con un metodo di doppia segnatura.

Capitolo 6

Misura di R_c

La misura del rapporto parziale di decadimento della Z in coppie $c\bar{c}$, $R_c = \frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}$, è motivata dal fatto che nel Modello Standard, come abbiamo discusso nel paragrafo 2.2.2, R_c è praticamente indipendente dalla massa del quark top e dipende solo debolmente da quella del bosone di Higgs. Dunque essa è predetta con grande precisione dalla teoria al livello attuale di conoscenza e una misura diretta è sicuramente una verifica importante. Sarebbe altresì molto difficile spiegare una eventuale deviazione dal valore previsto a meno di non ricorrere a modelli poco ortodossi.

Nei capitoli precedenti si sono sviluppate diverse tecniche per identificare i mesoni D^{*+} negli eventi adronici.

Si è visto come l'identificazione dei D^* tramite la ricostruzione diretta nei canali di decadimento esclusivi permette di identificare gli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ con una buona purezza e un'elevata statistica. In linea di principio è possibile estrarre R_c semplicemente dal numero di $D^{*\pm}$ ricostruite, che, trascurando il fondo dovuto agli eventi che non sono $Z \rightarrow c\bar{c}$, è

$$N_{D^{*+}} \sim 2R_c P_{c \rightarrow D^*}.$$

Tuttavia questo presuppone la conoscenza della probabilità $P_{c \rightarrow D^*}$ che il charm generi una D^* carica. Misure di questa quantità sono disponibili dagli esperimenti di basse energie, ma la loro estrapolazione all'energia di LEP introduce una dipendenza dai modelli teorici usati per descrivere l'adronizzazione.

D'altra parte il numero di eventi in cui entrambi i quark charm generano una $D^{*\pm}$ dipende dal quadrato della probabilità $P_{c \rightarrow D^*}$:

$$N_{D^{*+} \cdot D^{*-}} \sim R_c P_{c \rightarrow D^*}^2.$$

Dunque combinando il numero di eventi con segnatura singola e quello degli eventi con segnatura doppia possiamo estrarre R_c senza bisogno di conoscere $P_{c \rightarrow D^*}$.

La segnatura doppia degli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ è ottenuta tramite la ricostruzione di una D^{*+} in un canale di decadimento esclusivo e l'identificazione di una D^{*-} per mezzo della selezione inclusiva, basata sul basso impulso trasverso del π_s^- rispetto alla direzione del jet che lo contiene^a. In questo modo riusciamo ad avere sia una buona purezza del segnale, grazie alla selezione esclusiva, sia una buona risoluzione statistica, grazie alla selezione inclusiva.

Gli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$, nei quali sono ugualmente prodotti due quark charm, e più in generale una serie di altri processi fisici, possono contribuire al campione con doppia segnatura. La sottrazione di questi fondi è una parte importante dell'analisi e sarà approfonditamente discussa nella determinazione del numero di eventi con doppia segnatura.

Molte delle misure che abbiamo fatto nei capitoli precedenti saranno adesso utilizzate per estrarre R_c . In particolare come vedremo sarà fondamentale la misura della frazione di charm nel campione di D^* ricostruite, descritta nel capitolo 3, e la misura del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, descritta nel capitolo precedente.

6.1 Il metodo

Nei capitoli precedenti abbiamo visto come è possibile identificare i mesoni D^{*+} negli eventi adronici ricostruendoli nei modi di decadimento esclusivi

$$\begin{aligned} D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow K^- \pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \\ &\quad \hookrightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \end{aligned}$$

e attraverso una selezione inclusiva, che sfrutta il basso impulso trasverso del pione nel decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$. Questi due diversi metodi di segnatura del quark charm sono adesso combinati per misurare R_c .

Il numero di mesoni D^{*+} ricostruiti nel canale $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è

$$N_{D^{*+}}^{K\pi} = 2N_{had} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) (R_c \xi_c \epsilon_c^{D^*} + R_b \xi_b \epsilon_b^{D^*}), \quad (6.1)$$

dove N_{had} è il numero di eventi adronici, $\epsilon_q^{D^*}$ è l'efficienza di ricostruzione e

$$\xi_q = P_{q \rightarrow D^*} \mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+)$$

^aOvviamente anche le combinazioni con la carica delle due D^* invertita sono considerate segnale. Così come abbiamo fatto fino ad ora, anche qui i coniugati di carica saranno sottintesi.

è la probabilità che un D^{*+} sia prodotto e decada in $D^0\pi_s^+$.

Utilizzando la frazione di charm nel campione

$$f_c^{K\pi} \equiv \frac{R_c \xi_c \epsilon_c^{D^*}}{R_c \xi_c \epsilon_c^{D^*} + R_b \xi_b \epsilon_b^{D^*}}, \quad (6.2)$$

si ricava dall'equazione (6.1)

$$\xi_c = \frac{f_c^{K\pi} N_{D^{*+}}^{K\pi}}{2N_{had} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) R_c \epsilon_c^{D^*}}, \quad (6.3)$$

$$\xi_b = \frac{(1 - f_c^{K\pi}) N_{D^{*+}}^{K\pi}}{2N_{had} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) R_b \epsilon_b^{D^*}}. \quad (6.4)$$

Consideriamo adesso gli eventi con un D^{*+} ricostruito in un emisfero e un D^{*-} nell'emisfero opposto, identificato tramite la selezione inclusiva con il π_s^- . Il numero di questi eventi è

$$N_{D^{*+} \cdot \pi^-} = N_{D^{*+}} (f_c \xi_c \epsilon_c^\pi + (1 - f_c) \xi_b \epsilon_b^\pi \varsigma_{mix}) \quad (6.5)$$

dove $N_{D^{*+}}$ è il numero di D^{*+} ricostruite nei canali di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$, f_c è la frazione di charm in questo campione, ϵ_q^π è l'efficienza di identificazione del π_s^- e ς_{mix} è un fattore che tiene conto del mixing effettivo dei mesoni B nel campione considerato e dipende dai dettagli dell'analisi, come vedremo in seguito.

Sostituendo nella (6.5) le espressioni (6.3) e (6.4) per ξ_c e ξ_b e risolvendo rispetto a R_c si ottiene infine

$$R_c = \frac{f_c^{K\pi} f_c (\epsilon_c^\pi / \epsilon_c^{D^*})}{2 N_{had} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \frac{N_{D^{*+} \cdot \pi^-}}{N_{D^{*+}} N_{D^{*+}}^{K\pi}} - \frac{(1 - f_c)(1 - f_c^{K\pi}) \epsilon_b^\pi}{R_b \epsilon_b^{D^*}} \varsigma_{mix}}. \quad (6.6)$$

Vale la pena a questo punto fare alcune osservazioni. L'espressione (6.6) non dipende da $P_{c \rightarrow D^*}$, come volevamo. Si osservi poi come tutte le grandezze relative al beauty sono moltiplicate per il fattore $(1 - f_c)(1 - f_c^{K\pi})$. Una purezza in charm $f_c \approx f_c^{K\pi} \approx 0.75$ è dunque sufficiente perché la dipendenza da R_b sia estremamente ridotta. Un altro punto importante è che sebbene si siano utilizzate tutte le D^{*+} ricostruite, indipendentemente dal canale di decadimento del D^0 , R_c dipende solo dal $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ e dalle efficienze di ricostruzione per il canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. In altre parole per ricavare ξ_c e ξ_b si utilizza il canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, del quale conosciamo bene sia il rapporto di decadimento che le efficienze, mentre per la doppia segnatura si usano tutti i canali in modo da aumentare la statistica. Infine, ma non meno

importante, come nel caso del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ anche qui compare il rapporto tra l'efficienza inclusiva e quella esclusiva e pertanto si cancella l'efficienza del taglio in impulso del π_s^+ , a meno di effetti di correlazione tra i due emisferi, che discuteremo in seguito.

6.2 Il campione di $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

I candidati $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ sono selezionati come descritto nel paragrafo 3.2. Il numero di $D^{*\pm}$ così ricostruite, utilizzando tutta la statistica raccolta tra il 1991 e il 1995, è $4439 \pm 71 \pm 53$, dove il primo errore è statistico e il secondo errore è il sistematico dovuto alla sottrazione del fondo combinatorio. La purezza in charm di questo campione è $f_c^{K\pi} = (74.1 \pm 1.9 \pm 0.7)\%$ (si veda la tabella 3.3).

L'efficienza di ricostruzione, per i D^{*+} con un impulso del π_s^+ compreso tra 1.5 e 3.5 GeV/c, è $\epsilon_c^{recD^*} = (62.5 \pm 0.4 \pm 0.9)\%$ per il charm e $\epsilon_b^{recD^*} = (63.1 \pm 0.7 \pm 0.9)\%$ per il beauty. Il primo errore è dovuto alla limitatezza della statistica Monte Carlo usata per calcolare le efficienze, il secondo errore invece è sistematico ed è correlato per charm e beauty. L'errore sistematico dovuto alle interazioni nucleari e ai tagli in massa è $\pm 0.7\%$ ed è stato calcolato come descritto nel paragrafo 5.3.1. Si è inoltre considerata qui come fonte di errore sistematico una possibile dipendenza dell'efficienza dal $\cos \theta^*$, dove θ^* è l'angolo del K rispetto alla direzione di volo del D^0 nel sistema di riferimento a riposo del D^0 . L'efficienza di ricostruzione diminuisce leggermente per $\cos \theta^* = \pm 1$ perché le tracce del kappa e del pione sono sovrapposte. L'efficienza del taglio $|\cos \theta^*| < 0.8$ è stata confrontata nei dati e nel Monte Carlo e una piccola correzione di $(1.6 \pm 0.9)\%$ dell'efficienza stessa è stata applicata, risultando in un errore sistematico aggiuntivo di $\pm 0.6\%$.

6.3 Gli eventi con doppia segnatura

Negli eventi con un candidato D^{*+} , ricostruito in uno dei canali $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ come descritto nel paragrafo 3.2, si è applicata nell'emisfero opposto la selezione inclusiva del π_s , descritta nel paragrafo 5.2.

In tutto i candidati D^{*+} ricostruiti sono $N_{D^{*+}} = 25007 \pm 195 \pm 500$, con una purezza in charm $f_c = (76.26 \pm 0.94 \pm 0.66)\%$. La distribuzione in p_T^2 dei pioni nell'emisfero opposto è mostrata in figura 6.1, dove si sono distinti i pioni con carica opposta al D^* da quelli con carica uguale. Alla distribuzione dei $D^{*+} \cdot \pi_s^-$ contribuisce:

1. il segnale, $D^{*+} \cdot D^{*-}$;
2. il fondo dovuto ai “falsi” π soffici, ($D^{*+} \cdot$ combinatorio);
3. il fondo dovuto ai “falsi” candidati D^{*+} , (combinatorio $\cdot D^{*-}$);
4. il fondo combinatorio \cdot combinatorio.

Alla distribuzione $D^{*+} \cdot \pi_s^+$ contribuiscono solo le componenti di fondo più una piccola frazione di segnale dovuta al mixing nei B. Trascurando per il momento quest’ultima componente, è evidente che le sorgenti 2-4 contribuiscono approssimativamente nello stesso modo alle due distribuzioni. Il segnale è quindi visibile come un eccesso delle correlazioni di carica opposta, $D^{*+} \cdot \pi_s^-$, rispetto a quelle con carica uguali, $D^{*+} \cdot \pi_s^+$. E in effetti nella figura 6.1 è chiaramente visibile questo eccesso nella regione con $p_T^2 \approx 0$, che è appunto quella in cui ci si aspetta il segnale del decadimento $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_s^-$.

Il numero di eventi con doppia segnatura, $N_{D^{*+} \cdot \pi^-}$, è estratto con un fit della distribuzione in p_T^2 , analogamente a quanto si è già fatto nel capitolo precedente per il $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, con la differenza che adesso il fondo non è parametrizzato ma è semplicemente sottratto utilizzando la distribuzione in p_T^2 degli eventi $D^{*+} \cdot \pi_s^+$. In questo modo l’errore sistematico dovuto al fondo dei falsi π , è ridotto in modo significativo.

La distribuzione risultante dopo la sottrazione è mostrata nella figura 6.2, insieme al risultato del fit. Nei paragrafi che seguono discuteremo in dettaglio tutti i contributi alla funzione di fit.

6.3.1 Contributo degli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ e $Z \rightarrow b\bar{b}$ al segnale

Per calcolare il contributo relativo degli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ e $Z \rightarrow b\bar{b}$ dobbiamo innanzitutto tenere presente che in una frazione degli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$, a causa del mixing, i due mesoni D^* hanno carica identica. Se $\chi_{D^{*+}}$ e χ_π sono la probabilità di mixing rispettivamente nella segnatura con il D^* ricostruito e in quella con il π soffice, allora la frazione di eventi con due signature di carica uguale è

$$\chi_{D^{*+} \cdot \pi^+} = (1 - \chi_{D^{*+}})\chi_\pi + \chi_{D^{*+}}(1 - \chi_\pi) .$$

Nell’appendice 4.A abbiamo ricavato $\chi_{D^{*+}} = 0.189 \pm 0.032$ e, dal momento che entrambe le signature identificano un D^* carico, ne consegue che $\chi_\pi = \chi_{D^{*+}}$, da cui otteniamo

$$\chi_{D^{*+} \cdot \pi^+} = 0.306 \pm 0.040 .$$

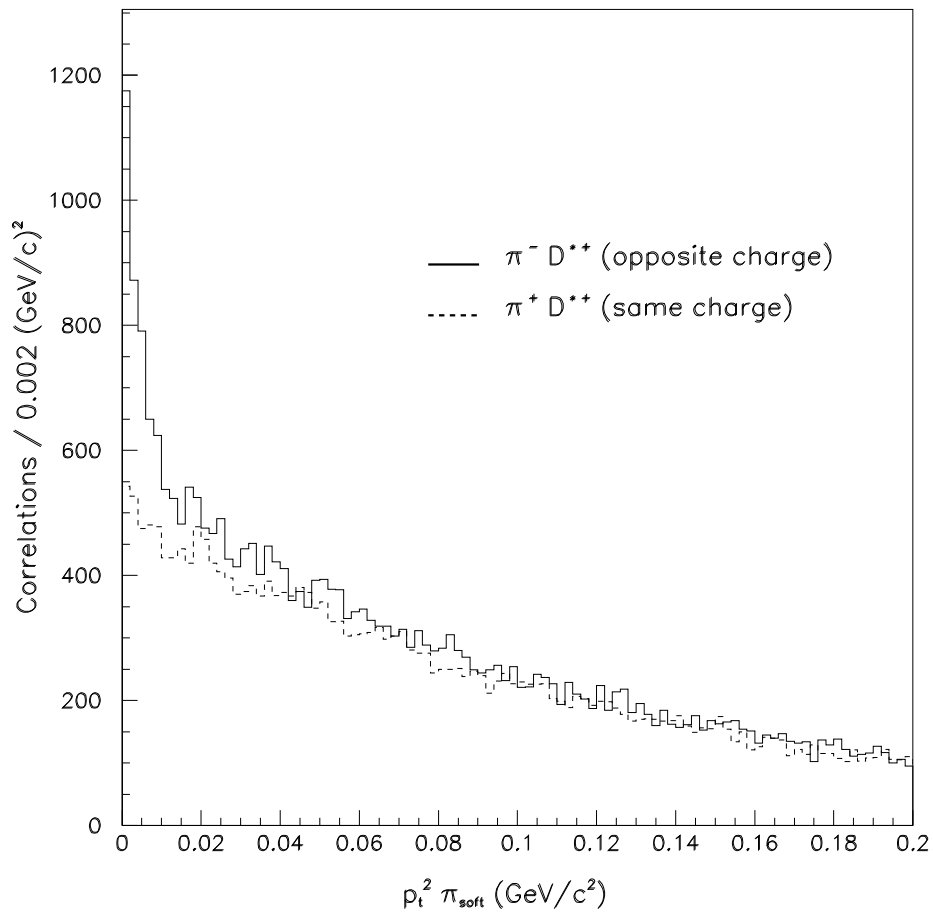


Figura 6.1: Distribuzione in p_T^2 dei pioni di carica opposta ed uguale a quella del $D^{*\pm}$ nell'emisfero opposto.

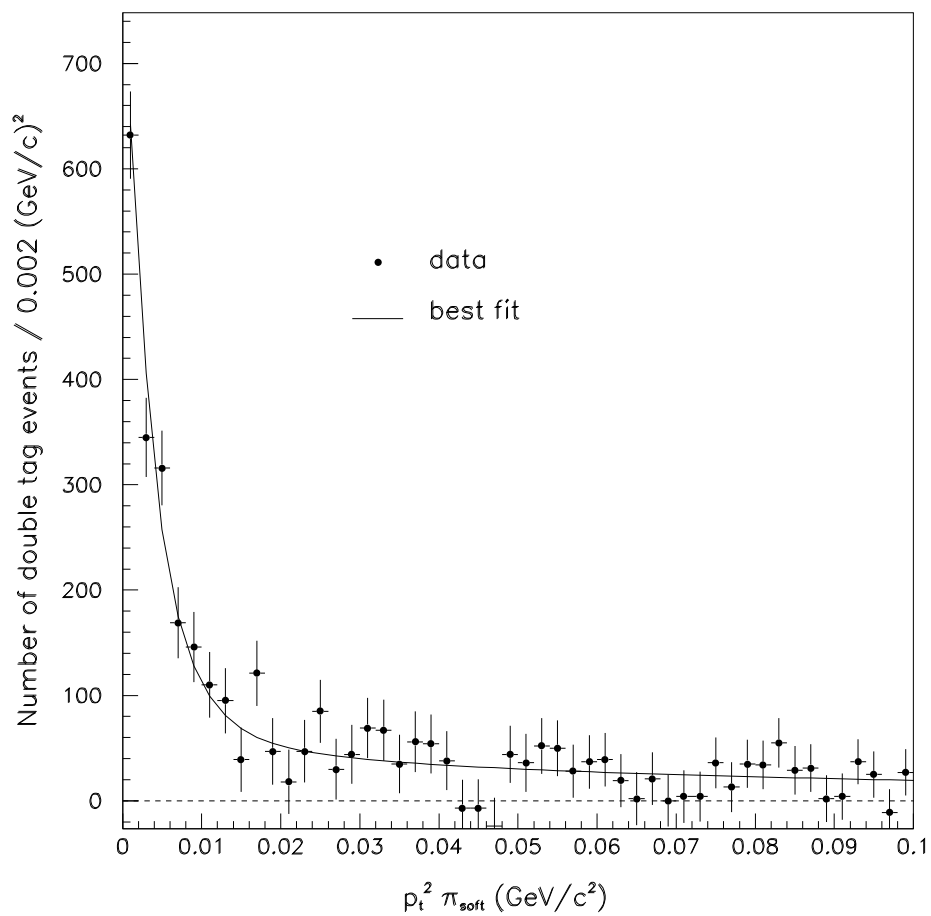


Figura 6.2: Distribuzione in p_T^2 dei pioni di carica opposta dopo aver sottratto i pioni di carica uguale a quella del $D^{*\pm}$ nell'emisfero opposto. La funzione sovrapposta è il risultato del fit. Il segnale è chiaramente visibile in prossimità dello zero. La coda ad alti valori del p_T^2 è dovuta al fondo.

Gli eventi con carica uguale, $D^{*+} \cdot \pi_s^+$, sono sottratti dagli eventi con carica opposta, $D^{*+} \cdot \pi_s^-$, in modo da rimuovere da questi il contributo del fondo. Così facendo però gli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$ con il mixing di cui si dice sopra, vengono doppiamente sottratti dal segnale. Nell'espressione (6.5) per il numero di eventi con doppia segnatura,

$$N_{D^{*+} \cdot \pi^-} = N_{D^{*+}} (f_c \xi_c \epsilon_c^\pi + (1 - f_c) \xi_b \epsilon_b^\pi \zeta_{mix}) ,$$

il fattore di mixing è quindi

$$\zeta_{mix} = 1 - 2\chi_{D^{*+} \cdot \pi^+} = 0.39 \pm 0.08 .$$

La frazione di eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ rispetto al totale degli eventi con doppia segnatura è

$$\begin{aligned} f_c^{D^* \cdot \pi} &= \frac{f_c \xi_c \epsilon_c^\pi}{f_c \xi_c \epsilon_c^\pi + (1 - f_c) \xi_b \epsilon_b^\pi \zeta_{mix}} . \\ &\approx 1 - \frac{(1 - f_c) \xi_b \epsilon_b^\pi \zeta_{mix}}{f_c \xi_c \epsilon_c^\pi} \end{aligned}$$

Il rapporto $\frac{\xi_b \epsilon_b^\pi}{\xi_c \epsilon_c^\pi}$ può essere stimato utilizzando il fatto che il rapporto tra le efficienze del charm e del beauty è approssimativamente uguale nella selezione esclusiva ed in quella inclusiva, essendo determinato principalmente dall'efficienza del taglio in impulso sul π_s . Ponendo

$$\frac{\epsilon_b^\pi}{\epsilon_c^\pi} = (1 \pm 0.3) \frac{\epsilon_b^{D^*}}{\epsilon_c^\pi} ,$$

e utilizzando

$$\frac{\xi_b \epsilon_b^{D^*}}{\xi_c \epsilon_c^{D^*}} = \frac{R_c(1 - f_c)}{R_b f_c} ,$$

come si ricava dall'equazione (6.2), si ottiene quindi

$$\begin{aligned} f_c^{D^* \cdot \pi} &= 1 - (1 \pm 0.3) \frac{(1 - f_c)^2 R_c \zeta_{mix}}{f_c^2 R_b} \\ &= (0.97 \pm 0.01) - 0.03 . \end{aligned}$$

dove si è usato il valore di R_c/R_b previsto dal Modello Standard, $R_c/R_b = 0.796$. In questo modo si introduce una dipendenza implicita dal valore di R_c , che è la grandezza che vogliamo misurare. Tuttavia questa dipendenza è così piccola che può essere del tutto trascurata nel risultato finale.

La frazione di charm ottenuta è stata utilizzata per pesare il contributo degli eventi $Z \rightarrow c\bar{c}$ e degli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$ nella funzione di fit per il segnale:

$$\mathcal{F}_{sig} = f_c^{D^*\pi} \mathcal{P}_{c\bar{c}}(p_T^2) + (1 - f_c^{D^*\pi}) \mathcal{P}_{b\bar{b}}(p_T^2).$$

Le distribuzioni $\mathcal{P}_{q\bar{q}}(p_T^2)$ sono state ricavate nel paragrafo 5.2. Ricordiamo qui che queste distribuzioni sono state determinate dal Monte Carlo e dai dati, misurando direttamente su quest'ultimi gli effetti dovuti al processo di adronizzazione, ovvero l'allineamento del D^* e l'angolo tra il D^* e il jet.

6.3.2 Correlazioni di carica nel fondo combinatorio

Il fondo combinatorio contribuisce esattamente nello stesso modo alla distribuzione di carica opposta e a quella di carica uguale solo nell'ipotesi in cui siano nulle le correlazioni tra la carica dei candidati nel fondo e la carica del quark nell'emisfero. Infatti se la segnatura nell'emisfero opposto è corretta (come nel caso dei fondi 2 e 3), una correlazione non nulla darebbe luogo ad un eccesso in una distribuzione rispetto all'altra.

Osservando la distribuzione in figura 6.2 si nota che esiste un eccesso di eventi con carica opposta anche per valori del $p_T^2 > 0.02$, cioè in una regione dove il segnale è praticamente nullo. È evidente che si tratta di falsi π_s , che hanno però una probabilità maggiore di avere il segno opposto al D^* ricostruito nell'altro emisfero. Da uno studio su eventi Monte Carlo è risultato che una correlazione di carica esiste per le particelle generate nel decadimento dei mesoni D e B e in misura minore per le particelle di frammentazione. I mesoni D e B contengono infatti il quark primario o un prodotto diretto del suo decadimento e quindi la loro carica è direttamente legata a quella del quark. Di conseguenza anche la carica delle particelle prodotte nel decadimento di questi mesoni è direttamente correlata con la carica del quark primario. Nel caso delle particelle di frammentazione questa informazione è ancora presente nella carica dell'emisfero, ma è divisa con tutte le altre particelle prodotte e dunque la correlazione è minore.

I decadimenti dei mesoni pesanti sono generalmente a più corpi e hanno Q valori maggiori rispetto al decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$. Pertanto la distribuzione risultante in p_T^2 non presenta strutture risonanti e decresce lentamente all'aumentare del p_T^2 . In figura 6.3 è mostrata, per le varie sorgenti, la distribuzione risultante nel Monte Carlo, dopo aver sottratto gli eventi di carica uguale. Le varie curve sono normalizzate al numero di mesoni e barioni aspettati[2], dato il numero di D^* nell'emisfero opposto e la frazione di charm e beauty:

$$\mathcal{F}_{back}(p_T^2) = N_{D^{*+}} f_c \mathcal{P}_{c\bar{c}}^{fake}(p_T^2) +$$

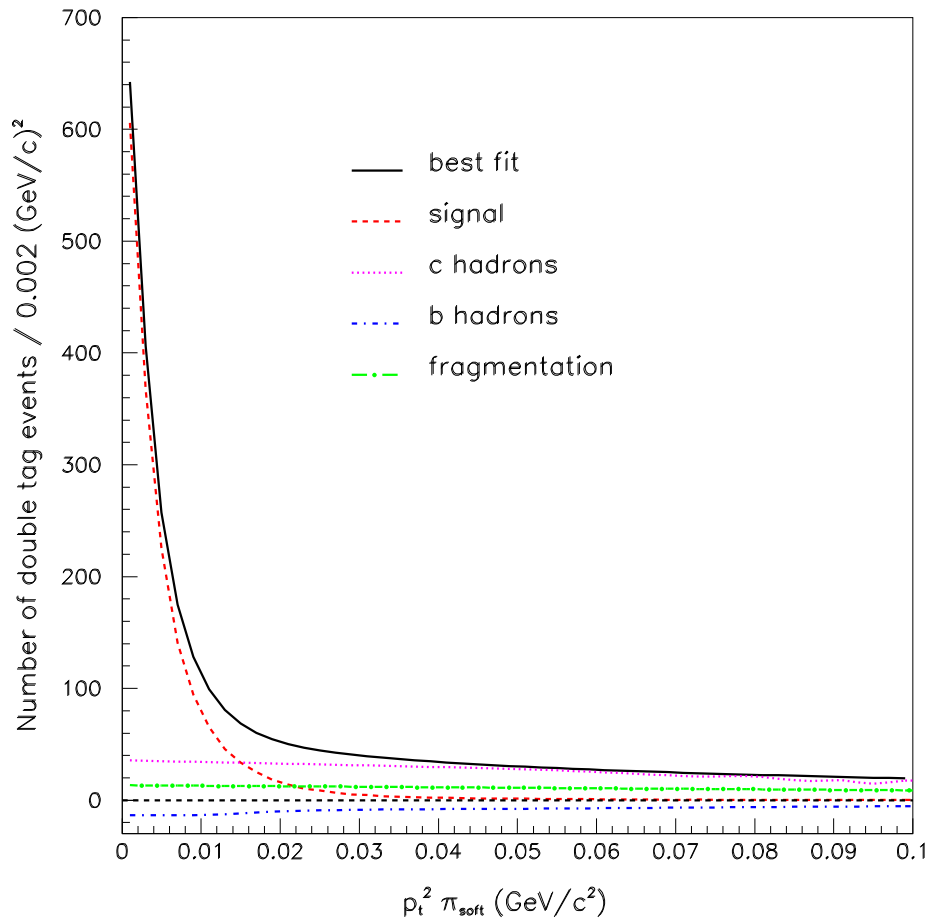


Figura 6.3: Funzione di fit e distribuzione in p_T^2 del fondo. I vari contributi sono discussi nel testo.

$$+N_{D^{*+}\pi^+}(1-\chi_{D^{*+}\pi^+})(1-f_c)[\mathcal{P}_{b\bar{b}}^{fake}(p_T^2)_B + \mathcal{P}_{b\bar{b}}^{fake}(p_T^2)_D + ap_T^2 + b]$$

dove $\mathcal{P}_{c\bar{c}}^{fake}(p_T^2)$ è il contributo aspettato dai mesoni con charm prodotti negli eventic \bar{c} , $\mathcal{P}_{b\bar{b}}^{fake}(p_T^2)_B$ e $\mathcal{P}_{b\bar{b}}^{fake}(p_T^2)_D$ sono i contributi dei mesoni B e dai mesoni D negli eventi $b\bar{b}$. Entro l'incertezza con cui sono noti questi contributi si può porre $\mathcal{P}_{b\bar{b}}^{fake}(p_T^2)_D = \mathcal{P}_{c\bar{c}}^{fake}(p_T^2)$. La retta è stata aggiunta per tenere conto della correlazione nelle particelle di frammentazione e i suoi parametri sono determinati nel fit. È interessante osservare che effettivamente per i mesoni o barioni contenenti un charm la correlazione di carica è positiva, mentre per quelli con beauty è negativa, come potevamo aspettarci dal ragionamento fatto pocanzi.

Fin qui abbiamo discusso il fondo dovuto ai π_s falsi. Anche gli eventi con un falso candidato D^* ricostruito e un vero π_s potrebbero dare un contributo. Questa eventualità è stata verificata sul Monte Carlo dove si è trovato che la correlazione tra la carica dei falsi candidati D^* e la carica del quark nell'emisfero è inferiore all'1%. Nessuna correzione è stata applicata per questo effetto, ma si è aggiunto un errore dell'1% sul numero totale di eventi di segnale determinato nel fit.

6.3.3 Risultati del fit ed errore sistematico

Riassumendo la funzione utilizzata nel fit è

$$\mathcal{F}_{fit}(p_T^2) = N_{D^{*+}\pi^-} \mathcal{F}_{sig}(p_T^2) + \mathcal{F}_{back}(p_T^2; a, b)$$

con $N_{D^{*+}\pi^-}$, a e b come unici parametri liberi. Il risultato del fit è

$$\begin{aligned} N_{D^{*+}\pi^-} &= 1714 \pm 90 \\ a &= 13 \pm 4 \\ b &= -46 \pm 18 \end{aligned}$$

L'errore sistematico dovuto alla forma della distribuzione di segnale è stato valutato come per la misura del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, cioè variando la forma entro l'errore dovuto alle correzioni per l'allineamento del D^{*+} e per l'angolo tra il D^{*+} e il jet. Questi errori sono completamente correlati con gli errori sul $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ dovuti alla stessa incertezza. Nel calcolo dell'errore finale su R_c si terrà conto di questa correlazione.

L'errore dovuto all'incertezza sulla distribuzione dei falsi pioni è stato valutato variando del 50% il contributo dei mesoni D e B, in modo indipendente. La differenza nel risultato è presa come errore sistematico. A questo

Sorgente	Errore
frazione di charm	7.3
allineamento del D^{*+}	2.4
$\theta_{D^*, \text{jet}}$	19.8
correlazioni nel fondo	26.2

Tabella 6.1: Errore sistematico sul numero di eventi con doppia segnatura

è stato aggiunto l'errore dell'1% dovuto all'incertezza sulla correlazione di carica tra i falsi candidati D^{*+} e il quark nell'emisfero.

La tabella 6.1 riassume i vari contributi all'errore. Il risultato finale per il numero di eventi con doppia segnatura è:

$$N_{D^{*+}, \pi^-} = 1714 \pm 90 \pm 34 .$$

Questo risultato sarà utilizzato nella prossima sezione per estrarre il valore di R_c .

6.4 Contributo dei gluoni e efficienza

L'emissione di gluoni nel parton shower gioca nella presente analisi un duplice ruolo. Il gluone può generare una coppia di quark charm e quindi contribuire alla produzione di D^* cariche. L'emissione di un gluone energetico inoltre sottrae energia ad entrambe i quark primari e quindi introduce delle correlazioni tra l'impulso delle due D^* nel campione con doppia segnatura. Questo secondo aspetto ha un effetto non trascurabile sull'efficienza di selezione del π_s .

Il contributo del gluon splitting al campione di D^{*+} ricostruite è stato calcolato nel paragrafo 3.3 ed è risultato lo $(0.9 \pm 0.4)\%$, dopo tutti i tagli di selezione. Se torniamo indietro all'equazione 6.1 si osserva che questo contributo non è considerato. Dunque $N_{D^{*+}}^{K\pi}$ è il numero di D^{*+} prodotte direttamente dal quark primario, ovvero perché questa equazione sia valida dobbiamo sottrarre il numero di D^{*+} provenienti da un gluone. Analogamente questo contributo deve essere sottratto da $N_{D^{*+}}$ dal momento che di nuovo nell'equazione 6.5 non si è tenuto conto di questo contributo. Resta quindi da vedere se non vi sia effettivamente un contributo al campione con doppia segnatura degli eventi in cui una D^* o entrambe sono prodotte da gluone.

Nella figura 6.4 sono mostrate le possibili topologie degli eventi con due D^* cariche. Il grafico a) è per definizione il segnale. I grafici b) e c) sono invece i possibili contributi dovuti ai gluoni. È immediatamente evidente però che

il grafico b) non può dare nessun contributo poiché la correlazione di carica tra le due D^* è casuale. Nel grafico c) i due D^* hanno effettivamente carica opposta, ma sono nello stesso emisfero e quindi non entrano in ogni caso nel campione selezionato (va da sè che comunque la probabilità che entrambe le D^* passino il taglio in impulso del π_s è già praticamente nulla).

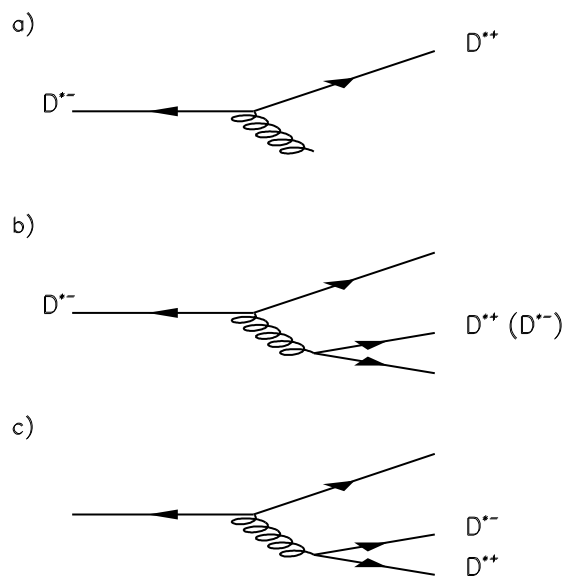


Figura 6.4:

Da queste considerazioni segue anche che l'efficienza di selezione sia nel caso inclusivo che nel caso esclusivo deve essere calcolata per D^{*+} prodotte dal quark primario. Si è già osservato che nell'espressione per R_c compare il rapporto dell'efficienza inclusiva ed esclusiva per ogni specie di quark. Se fattorizziamo queste efficienze nella efficienza del taglio in impulso del π_s e nella restante efficienza di ricostruzione, possiamo scrivere:

$$\frac{\epsilon_q^\pi}{\epsilon_q^{D^*}} = \frac{\epsilon^{p\pi}(1 + \rho_q^{p\pi})}{\epsilon^{p\pi}} \frac{\epsilon_q^{rec\pi}}{\epsilon_q^{recD^*}} = \frac{\epsilon_q^{rec\pi}}{\epsilon_q^{recD^*}} (1 + \rho_q^{p\pi})$$

dove $\rho_q^{p\pi}$ è la variazione relativa dell'efficienza del taglio in impulso del π_s dovuta al fatto che nell'emisfero opposto si è già ricostruita una D^{*+} . Le

correlazioni $\rho_q^{p\pi}$ sono state calcolate su eventi Monte Carlo, dove si è considerata solo la classe di eventi con topologia a) ed sono risultate essere $\rho_c^{p\pi} = 0.06 \pm 0.02$ e $\rho_b^{p\pi} = 0.22 \pm 0.19$. L'errore su $\rho_c^{p\pi}$ è stato stimato confrontando la distribuzione in impulso del jet più energetico nei dati e nel Monte Carlo, analogamente a quanto si è già fatto per calcolare l'efficienza di segnatura del quark b con la vita media e la massa (vedi il paragrafo 3.4.2). L'errore su $\rho_b^{p\pi}$ è invece dovuto alla limitatezza del campione statistico con due D^* nel Monte Carlo $b\bar{b}$. Tuttavia quest'ultima correlazione ha effetti molto minori della $\rho_c^{p\pi}$ sul valore di R_c .

Relativamente alle efficienze dobbiamo aggiungere che l'effetto dell'accettazione geometrica è diverso negli eventi con doppia segnatura rispetto agli eventi con singola segnatura. Infatti dal momento che le due D^* hanno direzione opposta, se una D^* è stata ricostruita, cioè era ben contenuta nell'accettazione geometrica, il π_s nell'emisfero opposto ha una probabilità maggiore di essere anch'esso contenuto nell'accettazione. L'efficienza di ricostruzione del π_s passa così da $\epsilon_q^{rec\pi} = (72.6 \pm 0.2)\%$, che avevamo trovato nell'analisi sul $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, a $\epsilon_q^{rec\pi} = (84.1 \pm 0.6)\%$.

6.5 Determinazione di R_c e errore sistematico

Il valore di R_c può essere estratto dal numero di eventi con doppia segnatura utilizzando l'equazione 6.6:

$$R_c = \frac{f_c^{K\pi} f_c (\epsilon_c^\pi / \epsilon_c^{D^*})}{2 N_{had} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \frac{N_{D^{*+} \pi^-}}{N_{D^{*+} D^{*+} K\pi}} - \frac{(1-f_c)(1-f_c^{K\pi})\epsilon_b^\pi}{R_b \epsilon_b^{D^*}} S_{mix}} .$$

Il risultato è

$$R_c = 0.166_{-0.011}^{+0.012}(\text{stat}) \pm 0.009(\text{sist}) .$$

Il contributo delle varie sorgenti all'errore statistico e sistematico è riassunto nella tabella 6.2. Alcune sorgenti di errore sono comuni con la misura del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$: l'allineamento del D^* , l'angolo tra il D^* e il jet, parte dell'errore sull'efficienza esclusiva. L'errore dovuto all'incertezza sistematica sul $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ è riferito solo alla parte scorrelata dell'errore, mentre la parte correlata viene contata nelle rispettive sorgenti di errore. In questo modo si trae il massimo vantaggio dall'aver misurato direttamente il $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

La dipendenza del risultato dal valore di R_b è

$$R_c = 0.166 - 0.006 \times \left(\frac{R_b - 0.2155}{0.2155} \right) .$$

Sorgente	Errore Statistico
Numero di doppie segnature	$+0.0095$ -0.0086
Numero di $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.0026
Stat. $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	0.0041
Fondo nella sel. esclusiva	0.0013
Frazione di charm esclusivo	0.0047
Totale	$+0.0117$ -0.0110
Errore sistematico	
Sist. $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	0.0027
Fondo nella sel. esclusiva	0.0049
Fraz. di charm esclusivo	0.0027
Efficienza sel. esclusiva	0.0019
Mixing	0.0025
Fraz. di charm doppia segn.	0.0007
$\theta_{D^*, \text{jet}}$	0.0018
Allineamento del D^*	0.0002
Fondo doppia segnature	0.0026
Gluon splitting	0.0014
Correlazione $\rho_q^{p\pi}$	0.0035
Efficienza inclusiva	0.0012
Totale	0.0086

Tabella 6.2: Sorgenti dell'errore sistematico e statistico nella misura di R_c

6.6 Conclusioni

La larghezza parziale della Z in coppie $c\bar{c}$ è stata misurata utilizzando un metodo di segnature doppia del quark charm ottenuto per mezzo di una identificazione esclusiva ed inclusiva dei mesoni $D^{*\pm}$.

Il risultato ottenuto è

$$R_c = 0.166_{-0.011}^{+0.012}(\text{stat}) \pm 0.009(\text{sist}) ,$$

con un errore dunque dell'ordine del 9%, ben oltre le aspettative per gli esperimenti al LEP. Il risultato trovato è in accordo con il Modello Standard, che prevede $R_c = 0.172$, e con la precedente misura di ALEPH, $R_c = 0.165 \pm 0.021$ [43] ottenuta tramite un fit dello spettro dei leptoni. Il risultato è in accordo anche con l'attuale media degli esperimenti LEP $R_c = 0.158 \pm 0.010$ [2], anche se va nella direzione di ridurre l'attuale discrepanza rispetto alle previsioni del Modello Standard. Va però sottolineato che le misure citate dipendono dalle previsioni dei modelli teorici per la frammentazione

del quark charm in mesoni D o per il $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$, mentre la presente misura è indipendente da queste quantità, come abbiamo più volte osservato. Misure preliminari, fatte dagli altri esperimenti LEP con tecniche simili a quella presentata in questa analisi, sembrano in effetti confermare che non vi è discrepanza tra il valore previsto nel Modello Standard e quello misurato[47].

Conclusioni

In questo capitolo riassumiamo i risultati ottenuti per l'asimmetria avanti-indietro del charm, il rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e il rapporto di decadimento parziale della Z in coppie $c\bar{c}$.

I valori trovati saranno confrontati con quelli delle altre misure esistenti e con le previsioni teoriche. Per queste ultime si è utilizzata $m_{\text{top}} = 180 \pm 12$ [18], misurata dagli esperimenti CDF [15] e D0 [16] al Tevatron.

Asimmetria avanti-indietro

Su un campione di $25007 \pm 195 \pm 500$ $D^{*\pm}$, selezionate sui dati raccolti tra il 1991 e il 1995, si è misurata l'asimmetria avanti-indietro del quark charm al picco della Z e al picco ± 2 GeV:

$$\begin{aligned} A_{\text{FB}}^c(89.434 \text{ GeV}) &= 0.033 \pm 0.052 \pm 0.09 \\ A_{\text{FB}}^c(91.226 \text{ GeV}) &= 0.0688 \pm 0.0106 \pm 0.0029 \\ A_{\text{FB}}^c(93.016 \text{ GeV}) &= 0.113 \pm 0.040 \pm 0.008 \end{aligned}$$

L'asimmetria A_{FB}^b nel campione è stata fissata ai valori misurati in ALEPH utilizzando i leptoni ad alto impulso trasverso [30].

Supponendo che la dipendenza dall'energia sia quella del Modello Standard, si sono combinati i tre risultati per ottenere l'asimmetria equivalente alla massa della Z , $A_{\text{FB}}^c(M_Z) = 0.068 \pm 0.011 \pm 0.03$, e da questa, sottraendo l'effetto delle correzioni radiative si è ottenuta l'asimmetria al polo:

$$A_{\text{FB}}^0(c) = 0.081 \pm 0.011 \pm 0.04 .$$

Il risultato ottenuto è in buon accordo con le altre misure pubblicate e con la media mondiale, come è mostrato nella figura 6.5. Alcune di queste misure sono state ottenute con i $D^{*\pm}$ [48, 49], altre con un fit a più parametri dello spettro in impulso e in impulso trasverso dei leptoni [50, 51, 52]. Il risultato di questa tesi è la seconda miglior misura dell'asimmetria del charm, la prima con i $D^{*\pm}$.

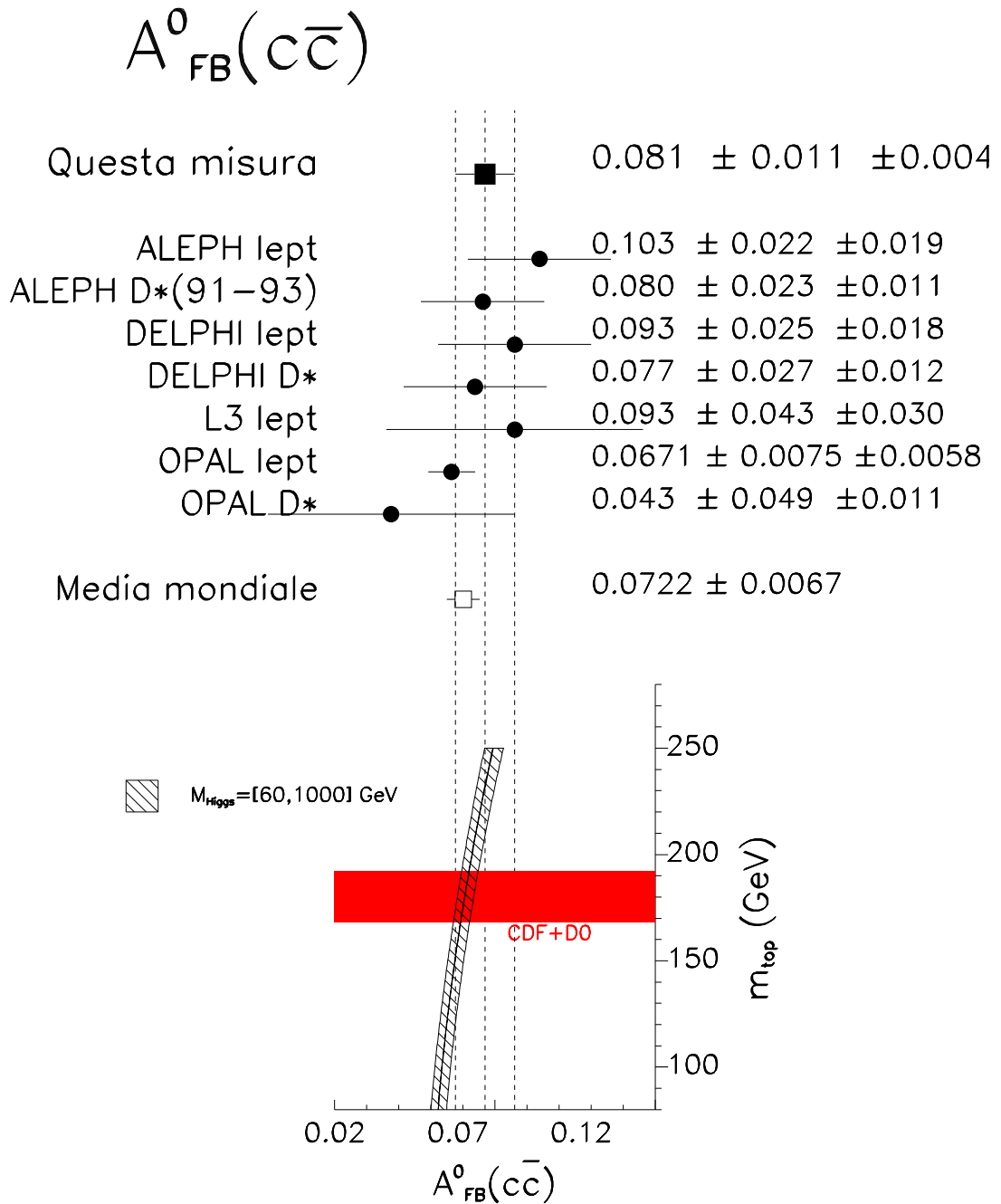


Figura 6.5: Confronto dell'asimmetria al polo, $A_{FB}^0(c)$, con le misure precedenti e le previsioni del Modello Standard.

Circa il confronto con le altre misure va detto che in alcune di queste l'asimmetria al polo non è esplicitamente calcolata. In questo caso per rendere il confronto significativo si sono applicate le correzioni necessarie per ottenere l'asimmetria equivalente alla massa della Z e la corrispondente asimmetria al polo. Tuttavia le varie misure dipendono da altri osservabili, tanto che la media mondiale[18] è stata ottenuta con un fit nel quale sono simultaneamente determinate R_b , R_c , A_{FB}^b , A_{FB}^c , il mixing nei mesoni B e i rapporti di decadimento semileptonici del b e del c [2]. Pertanto il confronto mostrato nella figura 6.5 ha un comunque un piccolo margine di arbitrarietà.

La precedente misura di ALEPH con i $D^{*\pm}$ [53] utilizza la statistica raccolta tra il 1991 e il 1993 e sebbene la selezione dei $D^{*\pm}$ non sia identica è largamente correlata con il risultato trovato in questa tesi. Si è tuttavia ritenuto più corretto mostrarla nella figura in quanto è inclusa nel fit da cui si ricava la media mondiale.

Dal valore dell'asimmetria al polo si è infine ricavato l'angolo di mixing elettrodebole efficace,

$$\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} = 0.2299 \pm 0.0027 ,$$

che risulta in accordo con le previsioni del Modello Standard.

Rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Il rapporto di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è stato misurato con i dati raccolti tra il 1991 e il 1994 utilizzando le D^0 prodotte nel decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, che viene selezionato in modo inclusivo grazie al basso impulso trasverso del pione soffice.

Il risultato ottenuto è

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.897 \pm 0.094_{\text{stat}} \pm 0.117_{\text{sist}}) \% ,$$

dove si sono inclusi anche i decadimenti con un fotone emesso nello stato finale. Se si sottrae questo ultimo contributo, il risultato può essere confrontato con l'attuale media mondiale, a cui contribuiscono principalmente le misure di CLEO[41] e di ARGUS[42, 54]. Entrambe gli esperimenti hanno misurato il $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ utilizzando il decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, con un metodo analogo a quello di questa tesi. ARGUS ha fatto anche una seconda misura, indipendente dalla prima, utilizzando i D^0 prodotti nel decadimento $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

Come si può vedere nella figura 6.6, il risultato trovato in questa tesi è in ottimo accordo con i risultati precedenti ed è al momento la misura più precisa del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

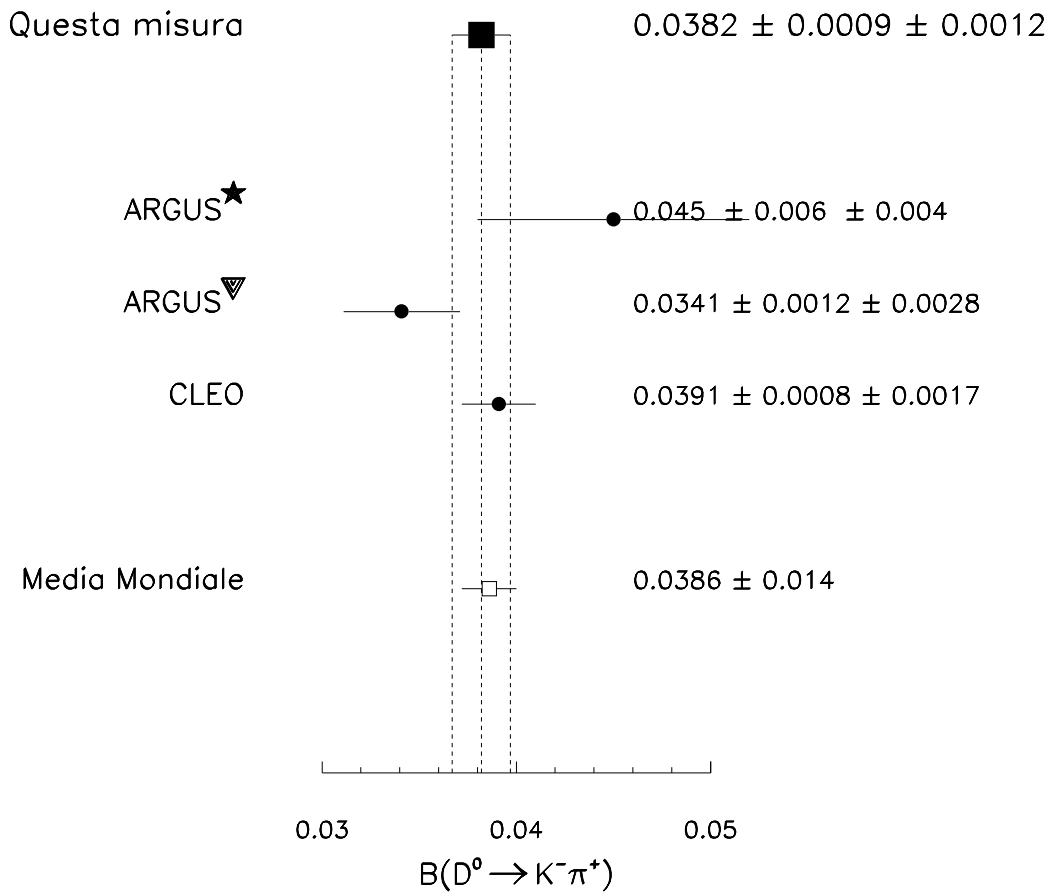


Figura 6.6: Confronto del $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ con le misure precedenti. Dal risultato trovato si è sottratto il contributo dei decadimenti radiativi, che non è incluso nelle altre misure.

R_c

Il rapporto di decadimento parziale della Z in coppie $c\bar{c}$ è stato misurato, utilizzando la statistica raccolta tra il 1991 e il 1995, con un metodo di doppia segnatura basato sulla ricostruzione dei $D^{*\pm}$ in varie catene di decadimento adroniche e sull'identificazione inclusiva del $D^{*\pm}$ attraverso il pione del decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ e del suo coniugato di carica.

Il risultato trovato è

$$R_c = 0.166_{-0.011}^{+0.012}(\text{stat}) \pm 0.009(\text{sist}) .$$

Nella figura 6.7 questo risultato è confrontato con quello di altre misure degli esperimenti LEP e con le previsioni del Modello Standard. Gli altri risultati LEP sono stati ottenuti con fit a più parametri dello spettro in impulso e in impulso trasverso dei leptoni[55, 43]; misure di produzione di $D^{*\pm}$ [27]; misure di produzione dei mesoni D[56]. Il risultato trovato per R_c è in accordo con l'attuale media degli esperimenti LEP anche se va nella direzione di ridurre l'attuale discrepanza rispetto alle previsioni del Modello Standard. Va però sottolineato che le misure citate dipendono dalle previsioni dei modelli teorici per la frammentazione del quark charm in mesoni D o per il $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$, mentre la presente misura è indipendente da queste quantità. Misure preliminari, fatte dagli altri esperimenti LEP con tecniche simili a quella presentata in questa analisi, sembrano in effetti confermare che non vi è discrepanza tra il valore previsto nel Modello Standard e quello misurato[47].

Allo stato attuale, il risultato trovato in questa tesi è una delle due misure più precise di R_c e, come abbiamo precedentemente osservato, è l'unica del tutto indipendente dai modelli teorici.

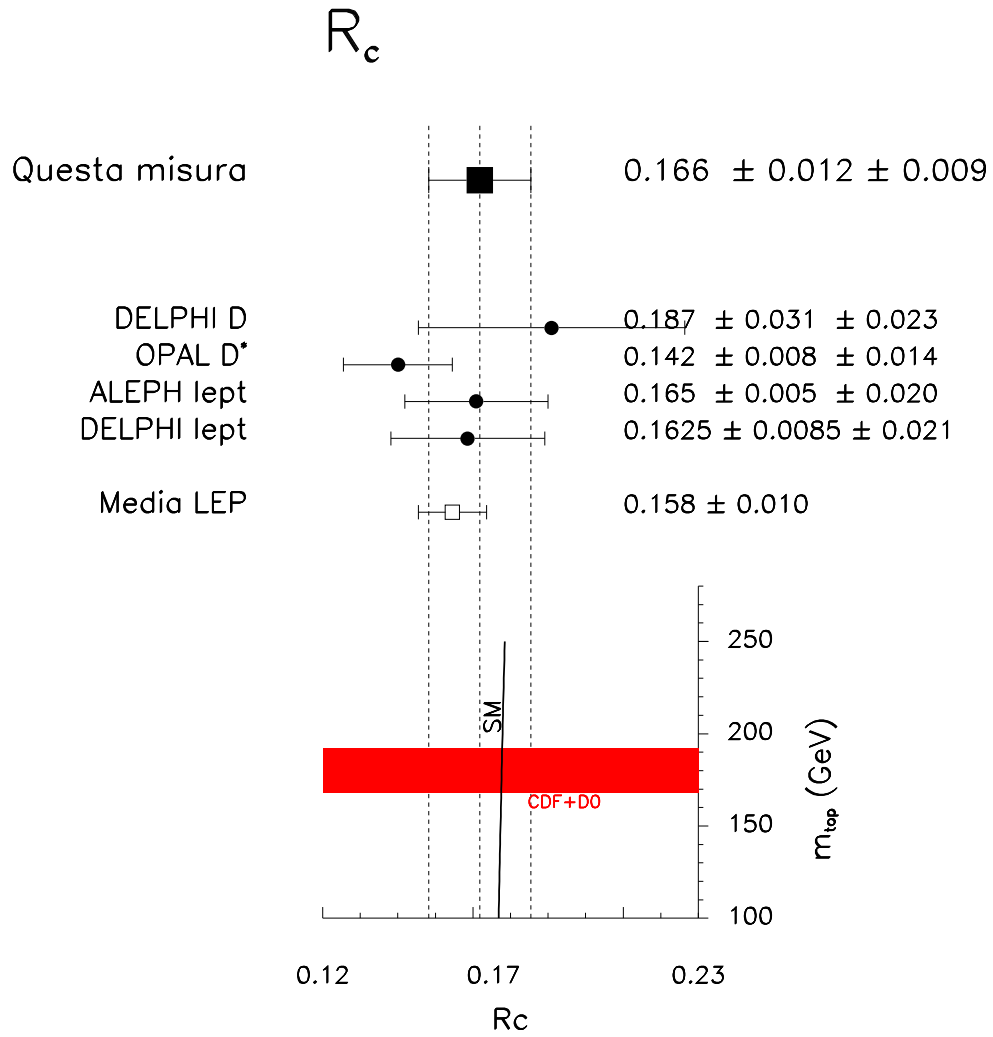


Figura 6.7: Confronto di R_c con le misure precedenti e le previsioni del Modello Standard.

Bibliografia

- [1] D. Schaile, *Fortsch. Phys.* **42**, 429 (1994).
- [2] ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaboration, *Nucl. Instrum. Meth.* **A378**, 101 (1996).
- [3] K. Agashe, M. Graesser, I. Hinchliffe, and M. Suzuki, *Phys. Lett.* **B385**, 218 (1996).
- [4] E. Ma, *Phys. Rev.* **D53**, 2276 (1996).
- [5] G. Bhattacharyya, G. C. Branco, and W.-S. Hou, *Phys. Rev.* **D54**, 2114 (1996).
- [6] C.-H. V. Chang, D. Chang, and W.-Y. Keung, *Phys. Rev.* **D54**, 7051 (1996).
- [7] P. Bamert, R(b), R(c) and New Physics: An Updated Model Independent Analysis, hep-ph/9512445, 1995.
- [8] G. Altarelli, N. D. Bartolomeo, F. Feruglio, R. Gatto, and M. L. Mangano, *Phys. Lett.* **B375**, 292 (1996).
- [9] P. Chiappetta, J. Layssac, F. M. Renard, and C. Verzegnassi, *Phys. Rev.* **D54**, 789 (1996).
- [10] D. Decamp et al., (ALEPH Collaboration), *Nucl.Instrum.Meth.* **A294**, 121 (1990).
- [11] D. Buskulic et al., (ALEPH Collaboration), *Nucl.Instrum.Meth.* **A360**, 481 (1995).
- [12] G. Batignani et al., *Nucl.Instrum.Meth.* **A310**, 160 (1991).
- [13] R. Fruhwirth, (Wien Inst. Hochenergiephys. - HEPHY-PUB-87-503 (87,REC.JUN.) 19p), (1987).

- [14] M. Bhöm et al., Forward-Backward Asymmetries, in *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, volume 1, pages 203–234, 1989.
- [15] F. Abe et al., (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
- [16] S. Abachi et al., (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).
- [17] F. Berends et al., Z LINE SHAPE, in *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, volume 1, pages 89–128, 1989.
- [18] R. M. Barnett et al., (Particle Data Group), Phy.Rev. **D54**, 1 (1996).
- [19] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).
- [20] T. Sjostrand, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual, hep-ph/9508391, 1995.
- [21] J. E. Campagne and R. Zitoun, The DYMU2 event generator, In *Brighton 1989, Proceedings, Radiative corrections* 271- 287. (see HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 29 (1991) No. 8663).
- [22] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).
- [23] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P. Zerwas, Phys. Rev. **D27**, 105 (1983).
- [24] R. Brun et al., GEANT3, CERN-DD/EE/84-1 (1987).
- [25] D. Decamp et al., (ALEPH Collaboration), Z.Phys. **C53**, 1 (1992).
- [26] R. Akers et al., (OPAL Collaboration), Phys. Lett. **B353**, 595 (1995).
- [27] R. Akers et al., (OPAL Collaboration), Z. Phys. **C67**, 27 (1995).
- [28] ALEPH Collaboration, A Measurement of R_b using a Lifetime-Mass Tag, Contributo a ICHEP, Warsaw, Poland, 25-31 Luglio 1996, PA10-014.
- [29] W. Bartel et al., (JADE Collaboration), Z.Phys. **C33**, 23 (1986).
- [30] D. Buskulic et al., (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. **B384**, 414 (1996).
- [31] A. Djouadi, B. Lampe, and P. M. Zerwas, Z. Phys. **C67**, 123 (1995).
- [32] D. Buskulic et al.,(ALEPH Collaboration), Improved measurement of the anti- B^0 and B^- meson lifetimes, CERN-PPE-96-014.

- [33] D. Buskulic et al., (ALEPH Collaboration), *Phys.Lett.* **B356**, 409 (1995).
- [34] W. F. Palmer and B. Stech, *Phys. Rev.* **D48**, 4174 (1993).
- [35] T. E. Browder, K. Honscheid, and D. Pedrini, Nonleptonic decays and lifetimes of b-quark and c-quark hadrons., hep-ph/9606354.
- [36] D. Buskulic et al., (ALEPH Collaboration), *Z.Phys.* **C62**, 1 (1994).
- [37] S. Abachi et al., (HRS Collaboration), *Phys.Lett.* **205B**, 411 (1988).
- [38] D. Decamp et al., (ALEPH Collaboration), *Phys.Lett.* **B266**, 218 (1991).
- [39] P. Baringer et al., (HRS Collaboration), *Phys.Lett.* **206B**, 551 (1988).
- [40] P. Abreu et al., (DELPHI Collaboration), *Phys.Lett.* **B252**, 140 (1990).
- [41] D. S. Akerib et al., (CLEO Collaboration), *Phys.Rev.Lett.* **71**, 3070 (1993).
- [42] H. Albrecht et al., (ARGUS Collaboration), *Phys. Lett.* **B340**, 125 (1994).
- [43] D. Buskulic et al., (ALEPH Collaboration), *Z.Phys.* **C62**, 179 (1994).
- [44] M. Suzuki, *Phys. Rev.* **D33**, 676 (1986).
- [45] Y. Kubota et al., (CLEO Collaboration), *Phys. Rev.* **D44**, 593 (1991).
- [46] E. Barberio, B. van Eijk, and Z. Was, *Comput. Phys. Commun.* **66**, 115 (1990).
- [47] LEP Electroweak Working Group and SLD Heavy Flavor Group, A Combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, LEPEWWG/96-02, anche in <http://www.cern.ch/LEPEWWG/stanmod/>.
- [48] P. Abreu et al., (DELPHI Collaboration), *Z. Phys.* **C66**, 341 (1995).
- [49] R. Akers et al., (OPAL Collaboration), *Z. Phys.* **C60**, 601 (1993).
- [50] P. Abreu et al., (DELPHI Collaboration), *Z. Phys.* **C65**, 569 (1995).
- [51] G. Alexander et al., (OPAL Collaboration), *Z. Phys.* **C70**, 357 (1996).

- [52] O. Adriani et al., (L3 Collaboration), Phys. Lett. **B292**, 454 (1992).
- [53] D. Buskulic et al., (ALEPH Collaboration), Phys.Lett. **B352**, 479 (1995).
- [54] H. Albrecht et al., (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. **B324**, 249 (1994).
- [55] P. Abreu et al., (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C66**, 323 (1995).
- [56] P. Abreu et al., (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C59**, 533 (1993).