UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

Dottorato di Ricerca in Fisica

IX Ciclo

TESI DI DOTTORATO

Misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s alla risonanza della Z in DELPHI

Coordinatore: Prof. PAOLO SCHIAVON

Tutore: Prof. PAOLO POROPAT

Co-tutori: Dott. ALESSANDRO DE ANGELIS

Dott. FABRIZIO SCURI

Referee: Prof. LUIGI ROLANDI

Dottorando: Dott. FABIO COSSUTTI

Misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s alla risonanza della Z in DELPHI

Fabio Cossutti

30 novembre 1996

Prefazione

Questo lavoro presenta una nuova misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s, effettuata nell'ambito della collaborazione DELPHI.

L'apparato sperimentale DELPHI è in funzione dal 1989 presso l'acceleratore a fasci incrociati e^-e^+ LEP operante al CERN di Ginevra. L'uso combinato di un rivelatore di vertice di silicio e di un rivelatore a luce Cherenkov, di cui DELPHI è l'unico esperimento operante a LEP ad essere dotato, permette di investigare le proprietà elettrodeboli del quark s.

Si tratta di un settore fino ad oggi poco esplorato a causa della difficoltà sperimentale di isolare campioni di eventi ad elevata purezza in questo quark primario. Tuttavia una misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s può permettere un interessante confronto diretto con le analoghe misure per il quark b, consentendo una verifica sperimentale diretta dell'universalità degli accoppiamenti dei quark dello stesso tipo (*down* in questo caso) al bosone Z predetta dal Modello Standard.

Questo lavoro è la prosecuzione degli studi che hanno portato la collaborazione DELPHI a pubblicare la prima misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s al polo della Z. In questa analisi, che utilizza i dati raccolti da DELPHI nel 1994, si è cercato di migliorare il risultato precedente incentrando l'attenzione su due aspetti: un accrescimento della purezza in quark s primario del campione selezionato, ottenuto in particolare grazie all'uso di tecniche sviluppate per la fisica del quark b, ed un raffinamento metodologico generale dell'analisi stessa.

I risultati dell'analisi qui presentati non sono stati resi pubblici prima d'ora, e potranno essere soggetti ad ulteriori sviluppi nel prossimo futuro.

La tesi si articola in cinque capitoli. I primi due introducono il contesto teorico in cui si inquadra questo lavoro, sia dal punto di vista della fisica elettrodebole che della fisica adronica, ponendo particolare attenzione al problema dell'arricchimento di un campione di eventi adronici in quark s. Il terzo ed il quarto capitolo descrivono l'apparato sperimentale e le tecniche sperimentali più importanti per l'analisi effettuata. Nell'ultimo infine viene presentata l'analisi.

Ringraziamenti

Questo lavoro è stato possibile grazie ai consigli, alle idee ed all'aiuto di parecchie persone all'interno della collaborazione DELPHI. A tutte un ringraziamento per quanto ho potuto imparare da loro.

Il mio ingresso in questo campo di analisi è avvenuto nell'ambito del gruppo DELPHI della sezione INFN di Trieste tre anni fa, lavorando in collaborazione con Alessandro de Angelis, Fabrizio Scuri e Lorenzo Vitale. Tra gli altri membri della collaborazione vorrei in particolare ricordare Pierre Antilogus, per il forte impulso dato a questa analisi e le frequenti lunghe discussioni; Chiara Mariotti e Klaus Mönig per i numerosi consigli e l'aiuto in particolare sulla fisica elettrodebole del quark b; Peter Kluit ed Emile Schyns per avermi aiutato a muovermi nel difficile mondo del RICH; il gruppo dell'Università di Wuppertal che si occupa dei generatori di eventi adronici, ed in particolare Klaus Hamacher, Michael Weierstall e Klaus Muenich, per i loro suggerimenti e per aver messo a mia disposizione i loro strumenti software. Un pensiero infine ai miei cari ed a Cristina che mi sono stati vicini nel non facile periodo della preparazione di questa tesi.

Indice

Capitolo 1

L'asimmetria avanti-indietro nei decadimenti della Z

In questo capitolo si introduce il contesto teorico in cui si inserisce il presente lavoro. Vengono brevemente richiamati i concetti fondamentali del Modello Standard delle interazioni tra particelle elementari, e la descrizione che esso dà dell'interazione $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, studiata dagli esperimenti LEP. L'introduzione della nozione di asimmetria avanti-indietro e l'interesse del suo studio in stati finali con quark strani illustrano gli scopi teorici di questo studio.

1.1 Il Modello Standard delle interazioni tra particelle elementari

Le conoscenze sperimentali accumulate fino ad oggi portano a ritenere che la materia che compone l'universo sia costituita, al livello più elementare, da fermioni privi di struttura spaziale, suddivisi, a seconda delle interazioni cui sono soggetti, in sei quark e sei leptoni, entrambi organizzati in tre famiglie:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \mathrm{c} \\ \mathrm{s} \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \mathrm{e} \\ \nu_\mathrm{e} \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Il numero di famiglie non è dato dalla teoria ma deriva dall'osservazione sperimentale. Le interazioni tra questi fermioni sono mediate da bosoni il cui numero è invece fissato dalla struttura del modello teorico.

Il più accreditato di questi è il Modello Standard [1], che deve il suo nome alle numerose conferme sperimentali, nonostante il numero relativamente ridotto di parametri liberi. Questo modello è descritto in dettaglio in numerosi testi ed articoli; ne verranno qui richiamati brevemente i concetti fondamentali.

Le interazioni forte, debole ed elettromagnetica vengono descritte da teorie di gauge locali basate sui gruppi di simmetria:

$$SU_c(3) \bigotimes SU_L(2) \bigotimes U_Y(1).$$

Le interazioni elettromagnetica e debole vengono descritte in maniera congiunta dalla simmetria $SU_L(2) \bigotimes U_Y(1)$ [1], che porta all'introduzione di quattro bosoni vettori di gauge. L'evidenza sperimentale della violazione della parità da parte delle correnti deboli impone loro una struttura vettoriale-assiale del tipo $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$, e richiede che le correnti siano formate da componenti fermioniche di elicità definita.

Le masse dei bosoni W^+, W^- e Z vengono infine generate dalla presenza di ulteriori campi bosonici introdotti ad hoc; questi portano alla rottura spontanea della simmetria secondo il meccanismo di Higgs, da cui prendono il nome.

Le correnti cariche deboli sono accoppiate ai bosoni W^+ e W^- generati da $SU_L(2)$, dove L (dall'inglese *Lefthanded*) indica che solamente le componenti levogire dei fermioni partecipano a queste correnti. Le correnti neutre si accoppiano invece ai bosoni neutri Z e γ, che sono stati fisici combinazioni ortogonali di quelli generati dalla simmetria $SU_L(2) \bigotimes U_Y(1)$; dette combinazioni sono ottenute da una rotazione degli stati generati di un angolo θ_W, detto angolo di Weinberg.

A meno di effetti di ordine superiore in teoria perturbativa le costanti di accoppiamento risultano essere universali per i fermioni corrispondenti dei diversi tripletti (e, μ, τ, ecc.)

L'interazione forte, a differenza di quella elettrodebole, coinvolge solamente i quark in quanto portatori della carica forte detta colore, che si presenta in tre stati (convenzionalmente indicati con *R, G, B*). La simmetria $SU_c(3)$ è rigorosamente valida e genera otto bosoni portatori di colore, detti gluoni, che sono i mediatori dell'interazione stessa.

I quark sono stati originariamente proposti [2] quale schema teorico per spiegare la messe di dati raccolti negli esperimenti di spettroscopia adronica. I risultati degli esperimenti di diffusione profondamente anelastica elettrone-protone hanno portato ad identificare i centri diffusori esistenti negli adroni, detti "partoni" [3] con i quark stessi, ed a richiedere la presenza di particelle neutre che agiscano da elemento legante, identificabili con i gluoni.

1.2 L'interazione $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ alla risonanza della Z

Il fenomeno studiato in questo lavoro è la produzione di coppie fermione-antifermione nell'interazione in canale s $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+$ a energie nel centro di massa intorno alla massa del bosone Z (vedi il cap. 4), schematicamente illustrato in figura 1.1.

Tale fenomeno viene descritto, all'ordine più basso in teoria perturbativa, dai due diagrammi di Feynman riportati in figura 1.2.

Le interazioni vengono mediate dallo scambio di γ o Z. La sezione d'urto corrispondente a tali diagrammi può venire così scritta [4]:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma(\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{f}\bar{\mathrm{f}})}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f \sqrt{1-4\mu_f} \\ & \cdot \{G_1(s)(1+\cos^2\theta) + 4\mu_f G_2(s)\sin^2\theta + \sqrt{1-4\mu_f}\, G_3(s) 2\cos\theta\}\end{aligned} \tag{1.1}$$

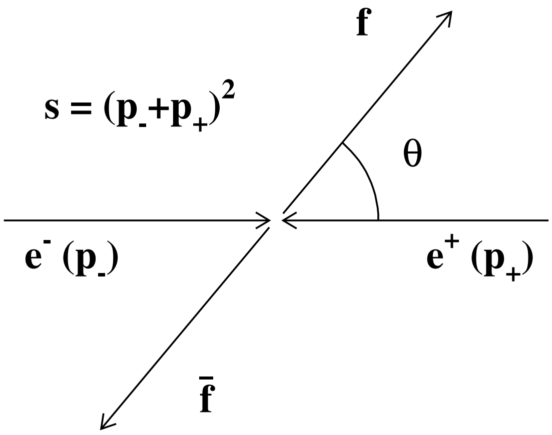


Figura 1.1: Definizione delle variabili cinematiche rilevanti per la sezione d'urto $e^-e^+ \to f\bar{f}$.

dove Ω indica l'elemento di angolo solido, θ l'angolo tra e^- ed f (vedi la figura 1.1), $s = (p_- + p_+)^2$ è la variabile di Mandelstam corrispondente all'energia nel centro di massa, α la costante di struttura fine elettromagnetica, N_c^f è il coefficiente di colore (1 per i leptoni, 3 per i quark), $\mu_f = m_f^2/s$ è la massa ridotta del fermione.

Le funzioni:

$$\begin{aligned} G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2)|\chi_0(s)|^2 \\ G_2(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)v_f^2|\chi_0(s)|^2 \\ G_3(s) &= -2a_e a_f Q_f \Re\chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f|\chi_0(s)|^2 \end{aligned} \tag{1.2}$$

contengono, oltre alla carica elettrica Q_f del fermione, le costanti di accoppiamento vettoriale ed assiale dei fermioni al bosone Z:

$$v_f = \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2\theta_W}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \qquad\qquad a_f = \frac{I_3^f}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \tag{1.3}$$

con I_3^f terza componente dell'isospin debole per il fermione e θ_W l'angolo di Weinberg precedentemente introdotto, ed il propagatore della Z all'ordine più basso in approssimazione di Breit-Wigner:

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \tag{1.4}$$

con M_Z massa del bosone Z e Γ_Z la larghezza totale della risonanza. Questa è esprimibile come somma delle larghezze parziali per i singoli fermioni che possono venire

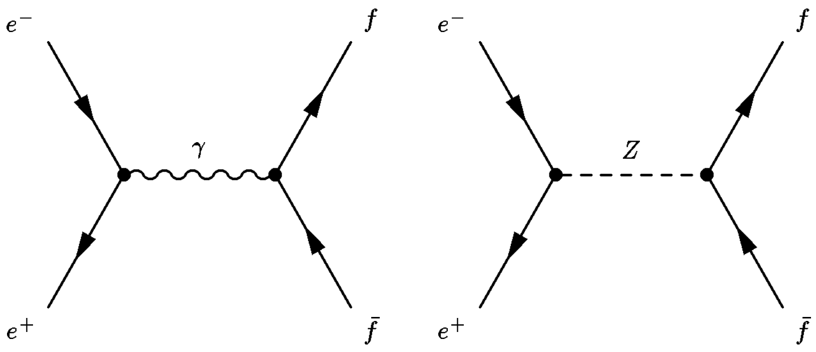


Figura 1.2: Diagrammi di Feynman che contribuiscono in approssimazione di Born all'interazione $\mathrm{e^-e^+} \rightarrow \mathrm{f\bar{f}}$ ($\mathrm{f} \neq \mathrm{e}$).

prodotti:

$$\Gamma_{\mathrm{Z}} = \sum_f N_c^f \frac{\alpha}{3} M_{\mathrm{Z}} \sqrt{1-4\mu_f}(v_f^2(1+2\mu_f) + a_f^2(1-4\mu_f)) \tag{1.5}$$

L'andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia nel centro di massa è mostrato nella figura 1.3.

Assumendo l'esistenza di un doppietto di bosoni di Higgs, $\sin^2\theta_W$ può venir scritto come:

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_{\mathrm{W}}^2}{M_{\mathrm{Z}}^2} \tag{1.6}$$

secondo la definizione originariamente data da Sirlin [5].

1.3 L'asimmetria avanti-indietro

Data la sezione d'urto 1.2, si definisce l'asimmetria avanti-indietro:

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma_F^f + \sigma_B^f} \tag{1.7}$$

dove (F sta per *forward*, avanti, e B per *backward*, indietro):

$$\sigma_F^f = 2\pi \int_0^1 d(\cos\theta)\frac{d\sigma}{d\Omega} \qquad\qquad \sigma_B^f = 2\pi \int_{-1}^0 d(\cos\theta)\frac{d\sigma}{d\Omega} \tag{1.8}$$

Le σ_F^f e σ_B^f sono le sezioni d'urto di produzione del fermione f nell'emisfero rispettivamente con $\cos\theta > 0$ e $\cos\theta < 0$ secondo la definizione della figura 1.1.

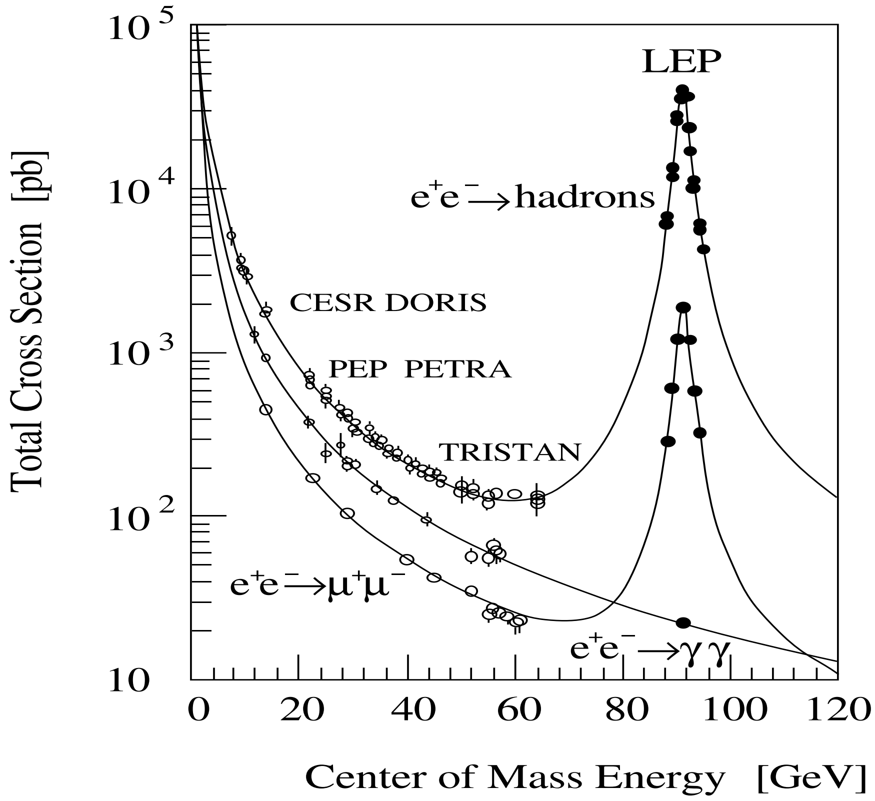


Figura 1.3: Contributi dei vari canali alla sezione d'urto per l'interazione e^-e^+.

La 1.7 può essere riscritta, in approssimazione di Born, inserendo l'espressione esplicita della sezione d'urto 1.2 come:

$$A_{FB}^{0f} = \frac{3}{4}\frac{G_3(s)}{G_1(s) + 2\mu_f G_2(s)}\sqrt{1-4\mu_f} \quad . \tag{1.9}$$

L'asimmetria valutata al polo della Z, $\sqrt{s} = M_Z$, trascurando le masse dei fermioni ed il contributo derivante dallo scambio del fotone (termini $\mathcal{O}((\Gamma_Z/M_Z)^2)$, assume la forma semplice:

$$A_{FB}^{0f}(M_Z^2) = \frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_f \tag{1.10}$$

L'andamento di 1.10 in funzione di $\sin^2\theta_W$ è graficato in figura 1.4; il termine $\mathcal{A}_f$ si può scrivere come:

$$\mathcal{A}_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} = \frac{2(1-4|Q_f|\sin^2\theta_W)}{1+(1-4|Q_f|\sin^2\theta_W)^2} \quad . \tag{1.11}$$

La correzione data dall'inclusione delle masse dei fermioni è per il quark b, il più massivo di quelli prodotti, dell'ordine $\mathcal{O}(10^{-4})$, e inferiore per gli altri fermioni [4].

1.4 Struttura delle correzioni radiative

La trattazione fin qui delineata dell'interazione $e^-e^+ \to f\bar{f}$ si basa sull'approssimazione di Born. La precisione sperimentale raggiunta costringe tuttavia a considerare nei

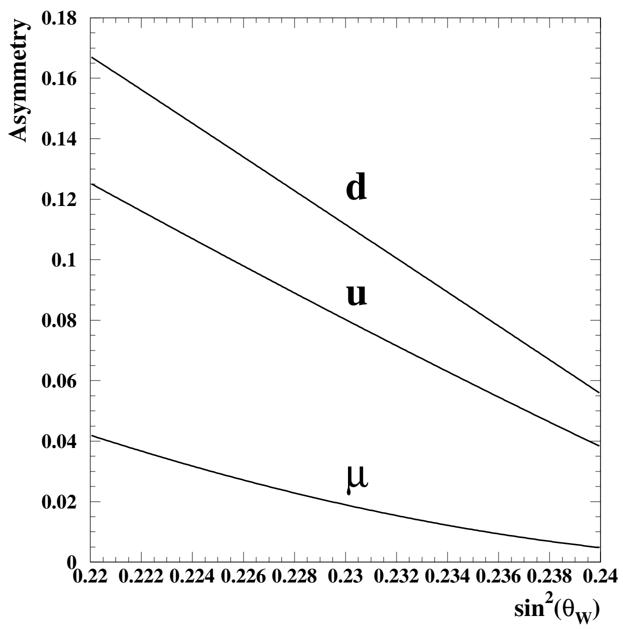


Figura 1.4: Asimmetria avanti-indietro al polo della Z in approssimazione di Born in funzione di $\sin^2\theta_W$, come data dalla 1.10, per i quark di tipo *up*, di tipo *down* e per i μ.

calcoli gli ordini superiori al primo in teoria perturbativa, cioè a considerare diagrammi di Feynman con un numero maggiore di vertici rispetto ai due fin qui considerati.

Il problema delle correzioni radiative e della rinormalizzazione delle divergenze che sorgono nel loro calcolo è stato ampiamente trattato nella letteratura; per un quadro completo relativo al processo $\mathrm{e^-e^+}\to \mathrm{f\bar{f}}$ ad energie nel centro di massa pari alla massa del bosone Z si veda ad es. [4].

Basterà qui ricordare che per i processi elettrodeboli lo schema di rinormalizzazione più usato è quello "*on shell*", che considera quali parametri liberi del modello:

$$e\,,M_{\mathrm{W}}\,,M_{\mathrm{Z}}\,,M_H\;,m_f$$

ovvero la carica elettrica dell'elettrone, le masse dei bosoni W, Z e del bosone di Higgs, e tutte le masse dei fermioni. Nei calcoli si preferisce usare la costante di struttura fine elettromagnetica α al posto di e e G_μ, la costante di Fermi per il decadimento del muone, al posto di M_{W}, in quanto grandezze molto ben note da misure sperimentali (nel caso di α si tratta di misure dirette, per G_μ si sfrutta la misura di precisione della vita media del μ e la relazione teorica che lega queste due grandezze). L'assunzione di base dello schema è che le masse dei fermioni corrispondano ai poli dei rispettivi propagatori.

Le correzioni elettrodeboli possono venire suddivise in due categorie: le correzioni di elettrodinamica quantistica (QED), e le correzioni puramente deboli. Tale suddivisione non ha solo valore qualitativo: le due categorie di correzioni sono infatti sottoinsiemi invarianti per trasformazioni di gauge.

Le correzioni di elettrodinamica quantistica sono date dall'inserzione di fotoni addizionali ai diagrammi di Feynman all'ordine più basso, sia reali (radiazione di *bremsstrahlung*) che virtuali (correzioni di vertice, etc.). I diagrammi di Feynman corrispondenti alle correzioni al primo ordine sono mostrati in figura 1.5.

Si tratta di correzioni quantitativamente rilevanti, ma le cui basi teoriche sono ben note; non dipendono da m_H, ancora incognita, e da m_t, e non sono sensibili alla presenza di fisica oltre il Modello Standard. Hanno tuttavia una forte dipendenza dall'apparato sperimentale e dai criteri usati per selezionare gli eventi a causa della presenza dei fotoni emessi.

Particolare attenzione va data alla radiazione emessa nello stato iniziale, in quanto diminuisce l'energia nel centro di massa del sistema e^-e^+ prima dell'interazione.

Le correzioni deboli sono invece date al primo ordine dai diagrammi di Feynman in cui è presente un bosone di gauge addizionale diverso dal fotone (i diagrammi a scatola della figura 1.6 ed i diagrammi di vertice della figura 1.7) e dalle correzioni al propagatore della Z e del fotone stessi (i diagrammi in figura 1.8).

Lo scambio di bosoni di Higgs è soppresso nei diagrammi a scatola, mentre non è trascurabile nelle correzioni di vertice per i quark pesanti, in particolare per il quark b. In queste ultime entra poi anche lo scambio di quark t. Nelle correzioni al propagatore di Z e fotone entrano tutte le masse presenti nella teoria.

Le correzioni deboli hanno caratteristiche opposte a quelle di elettrodinamica quantistica: sono potenzialmente sensibili alla presenza di fenomeni fisici al di là del Modello Standard e costistuiscono la parte genuinamente elettrodebole del modello. Sono invece indipendenti dalla configurazione dell'apparato sperimentale. La maggiore rilevanza numerica spetta alle correzioni al propagatore.

Sono senza dubbio le correzioni che rivestono il maggiore interesse in quanto un loro studio permette di provare direttamente le predizioni del Modello Standard e può aiutare a porre dei limiti indiretti sulla massa del bosone di Higgs e del quark top (predizione per altro confermata per il quark top dalla recente misura sperimentale diretta [6]).

Una categoria di correzioni che deve venire considerata, anche se non strettamente legata alla interazione allo studio, è quella relativa alla vita media del muone, e di conseguenza a G_μ. Si tratta di correzioni, usualmente indicate in letteratura con il parametro Δr, che influenzano la forma degli accoppiamenti tramite la relazione:

$$M_{\mathrm{W}}^2\left(1-\frac{M_{\mathrm{W}}^2}{M_Z^2}\right)=\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu} \quad\rightarrow\quad \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu}\frac{1}{1-\Delta r} \tag{1.12}$$

relazione che chiaramente modifica la definizione di $\sin^2\theta_W$. Anche in tale categoria tutte le masse del modello entrano in gioco tramite le correzioni al propagatore del bosone W.

Bisogna poi considerare le correzioni di cromodinamica quantistica (QCD), dovute all'interazione forte. Le correzioni agli stati finali con quark costituiscono l'anello di congiunzione tra l'interazione fondamentale ed il fenomeno dell'adronizzazione, trattato nel capitolo seguente, che porta agli stati finali osservati sperimentalmente. Vanno poi tenuti presenti gli scambi di gluoni tra quark nei diagrammi a circolo (*loop*) presenti nelle correzioni ai propagatori dei bosoni.

Per quanto riguarda la radiazione di gluoni nello stato finale questa presenta forti similitudini alle correzioni di QED di stato finale.

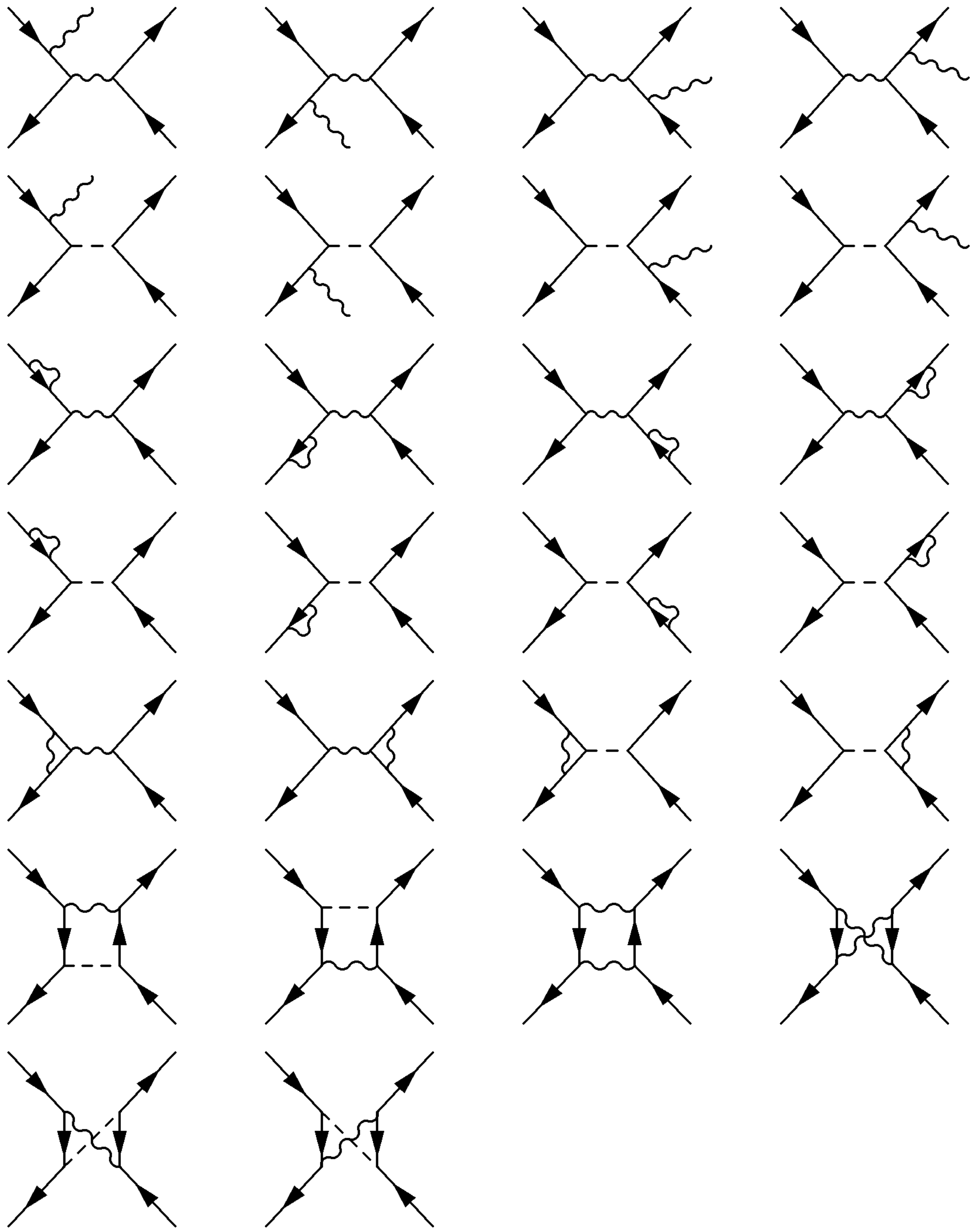


Figura 1.5: Diagrammi di Feynman per le correzioni di pura elettrodinamica quantistica al primo ordine in teoria perturbativa. La linea ondulata rappresenta il fotone, quella tratteggiata il bosone Z.

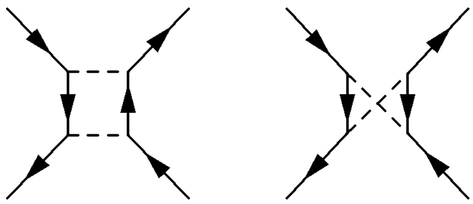


Figura 1.6: Diagrammi di Feynman “a scatola” corrispondenti alle correzioni deboli date dallo scambio di un bosone di gauge addizionale (nel primo diagramma si può trattare tanto del bosone Z quanto del W).

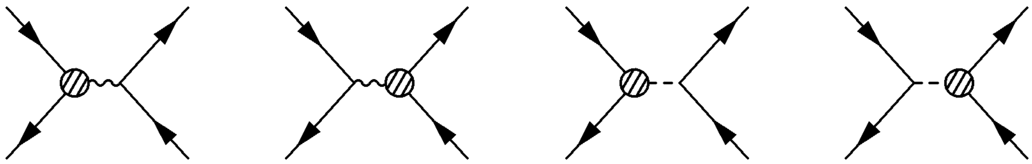


Figura 1.7: Diagrammi di Feynman corrispondenti alle correzioni di vertice deboli.

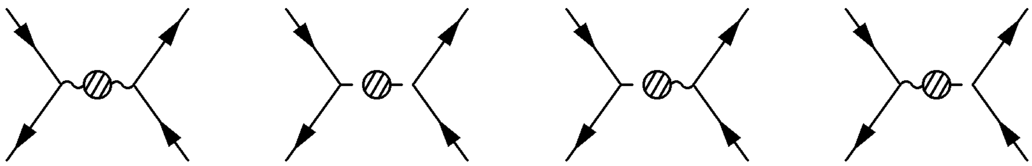


Figura 1.8: Diagrammi di Feynman corrispondenti alle correzioni al propagatore.

Il problema chiave nel calcolo è costituito dai grafici legati all'interazione forte; il valore della costante di accoppiamento forte $\alpha_s(q^2 = M_Z^2) \simeq 0.12$ non è noto con accuratezza paragonabile ad α e G_μ, e la sua rilevanza numerica comporta un maggior peso degli ordini superiori al primo nei calcoli perturbativi rispetto ai corrispondenti calcoli di QED.

Esistono calcoli completi fino al secondo ordine [7], e per Γ_Z al terzo, ma la trattazione completa delle correzioni a questo ordine non è ancora disponibile.

1.5 Correzioni radiative all'asimmetria avanti-indietro

Le correzioni da apportare all'asimmetria avanti-indietro calcolata all'ordine di Born seguono la struttura generale delineata nel paragrafo precedente [4]. I calcoli teorici in questo senso si sono concentrati fin dall'inizio dell'attività di LEP100 in particolare su stati finali $\mu\mu$ e con quark pesanti, maggiormente studiati dal punto di vista sperimentale [8].

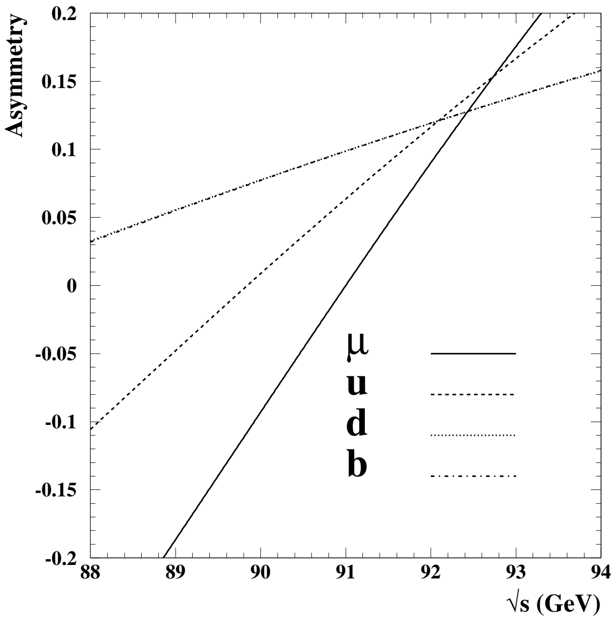


Figura 1.9: Asimmetria avanti-indietro in funzione dell'energia del centro di massa del sistema e^-e^+ per diversi fermioni. Sono incluse le correzioni deboli all'ordine $\mathcal{O}(\alpha)$.

Le correzioni all'asimmetria che rivestono il maggiore interesse sono quelle puramente deboli, in quanto strumento diretto per sondare le predizioni del Modello Standard.

Uno schema di calcolo di tali correzioni molto usato per l'asimmetria è quello dell'approssimazione migliorata di Born e degli accoppiamenti effettivi.

In tale approssimazione vengono considerati i contributi dominanti dei vari grafici di Feynman deboli non fotonici all'ordine $\mathcal{O}(G_\mu m_t^2)$. Per il quark b, a differenza degli altri fermioni, non possono venire trascurate le correzioni di vertice in cui compare il quark t, introducendo così un addizionale contributo $\mathcal{O}(m_t^2/M_W^2)$, numericamente comparabile agli altri.

Una discussione dettagliata delle diverse realizzazioni di questo approccio nei calcoli più recenti è data in [7].

Le correzioni deboli non fotoniche vengono conglobate in una ridefinizione delle costanti di accoppiamento dei fermioni al bosone Z, trasformandole così in accoppiamenti effettivi; di conseguenza si ha una ridefinizione di $\sin^2\theta_W$:

$$\sin^2\theta_{W_f}^{eff} = \frac{1}{4|Q_f|}\left(1 - \frac{v_f^{eff}}{a_f^{eff}}\right) \tag{1.13}$$

Nella realizzazione dello schema di rinormalizzazione "*on shell* " abitualmente usato a LEP, si può definire il $\sin^2\theta_{W_f}^{eff}$ effettivo per il fermione f come [9, 7]:

$$\sin^2\theta_{W_f}^{eff} \quad = \quad \sin^2\theta_W\kappa_f \quad = \quad \sin^2\theta_W(1+\Delta\kappa_f) \tag{1.14}$$

dove $\Delta\kappa_f$ ingloba le correzioni deboli.

In tale coefficiente si può distinguere una parte universale, indipendente dal fermione, ed una specificamente dipendente dal fermione; nel caso del quark b in questa vengono incluse le correzioni di vertice sopra menzionate.

L'asimmetria avanti-indietro al polo della Z può quindi venire scritta usando l'espressione all'ordine più basso data nelle equazioni 1.10, 1.11 con la sostituzione di $\sin^2\theta_{W_f}^{eff}$ a $\sin^2\theta_W$:

$$A_{FB} \quad = \quad \frac{3}{4}\,\frac{2(1-4\sin^2\theta_{W_e}^{eff})}{1+(1-4\sin^2\theta_{W_e}^{eff})^2}\,\frac{2(1-4|Q_f|\sin^2\theta_{W_f}^{eff})}{1+(1-4|Q_f|\sin^2\theta_{W_f}^{eff})^2} \tag{1.15}$$

È interessante notare che il contributo dei diagrammi di vertice del quark b all'asimmetria è $\mathcal{O}(10^{-3}-10^{-4})$, meno rilevante quindi di quanto non sia per altre osservabili (in particolare $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$), e modesto rispetto alla precisione sperimentale raggiungibile.

In figura 1.10 è mostrata la dipendenza di $\sin^2\theta_W{}^{eff}$ dalla massa m_t dovuta alle correzioni radiative deboli.

Accanto alle correzioni deboli è necessario considerare quelle di QED e, per stati finali con quark, di QCD. L'interesse per queste correzioni è essenzialmente dovuto al fatto che, mediante l'emissione di fotoni o gluoni, esse modificano la direzione originaria dei fermioni prodotti nell'interazione, modificando di conseguenza l'asimmetria osservata. Si tratta pertanto di contributi da valutare con cura nel passaggio dall'asimmetria misurata sperimentalmente a quella originariamente prodotta dall'interazione debole.

È importante la scelta della direzione del quark rispetto alla quale calcolare la correzione. Usualmente i calcoli vengono effettuati tanto rispetto alla direzione finale del fermione dopo l'emissione radiativa quanto rispetto all'asse di *thrust*, comunemente usato come stimatore della direzione dei fermioni prima dell'emissione (per una sua definizione esatta si veda il capitolo 4).

Per quanto riguarda le correzioni fotoniche, queste sono state ampiamente studiate all'$\mathcal{O}(\alpha)$ e sono stati calcolati contributi di ordine superiore. Si possono distinguere

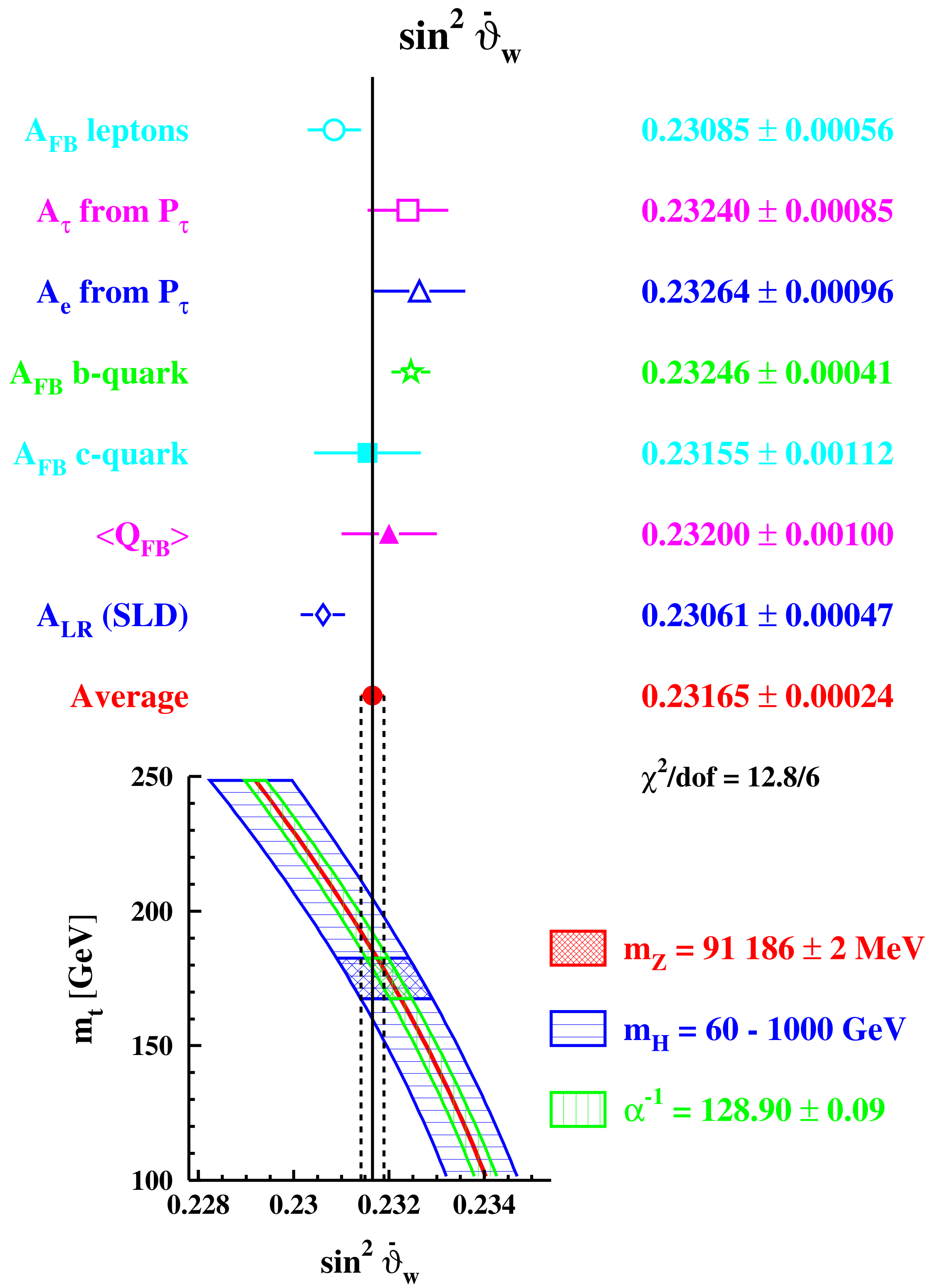


Figura 1.10: Dipendenza di $\sin^2\theta_W{}^{eff}$ da m_t. La banda di variazione corrisponde all'intervallo di valori $60 \le m_H \le 1000$ GeV$/c^2$. Sono riportati anche i risultati ottenuti dalle diverse misure sperimentali [10].

tre categorie di correzioni: quella di stato finale, di interferenza tra stato finale e stato iniziale, e quella di radiazione di stato iniziale.

Il contributo dato dallo stato finale può essere scritto come:

$$A_{FB} \to A_{FB}\left(1 - \frac{3}{4}\frac{\alpha}{\pi}Q_f^2\right) \tag{1.16}$$

ed è di conseguenza modesto per tutti i fermioni, $\mathcal{O}(10^{-3})$.

Le correzioni dovute all'interferenza tra lo stato iniziale e quello finale hanno la caratteristica di essere dipendenti dall'angolo di emissione θ del fermione, contribuendo a modificare quindi l'asimmetria; anche queste sono quantitativamente modeste.

Le correzioni di QED sicuramente più rilevanti sono quelle dovute all'emissione di un fotone di stato iniziale. Questa emissione riduce l'energia nel centro di massa del sistema e^-e^+; dato che l'andamento della sezione d'urto nell'intorno della risonanza varia rapidamente al variare dell'energia, queste correzioni provocano all'$\mathcal{O}(\alpha)$ una riduzione del 40% dell'altezza del picco della risonanza. Di conseguenza viene modificata sensibilmente anche l'asimmetria, che varia rapidamente nell'intorno del picco come mostrato in figura 1.9.

Analiticamente il problema può venire descritto in maniera approssimata con la convoluzione della sezione d'urto con una opportuna funzione detta radiatore che riproduce lo spettro di emissione dei fotoni [11]:

$$\sigma(s) = \int_{z_0}^{1} dz H(z)\sigma^0(zs) \tag{1.17}$$

dove σ^0 è la sezione d'urto non corretta, $H(z)$ è il radiatore, z_0 è la frazione minima di energia attribuibile al fermione radiante.

Data l'entità di queste correzioni, è necessario prendere in considerazione anche gli ordini superiori al primo in teoria perturbativa. Inoltre le correzioni fotoniche non virtuali risentono inevitabilmente dei tagli sperimentali sui fotoni emessi. Sono stati effettuati diversi calcoli sia analitici che con il metodo di Montecarlo che tengono conto delle correzioni $\mathcal{O}(\alpha^2)$ per fotoni duri, cioè con momenti elevati, o ordini superiori per fotoni soffici, ossia a bassi momenti.

L'importanza delle correzioni di QED, come calcolate in [9], è mostrata nella figura 1.11.

Per stati finali con quark bisogna considerare anche la radiazione di gluoni. Come per le correzioni di QED di stato finale è importante definire la direzione rispetto alla quale viene valutata la correzione. La direzione del quark dopo la radiazione viene spesso usata nei calcoli teorici; si considera anche la direzione dell'asse di *thrust*, considerato un buono stimatore della direzione originaria del quark prima della radiazione, e massicciamente usato nelle misure sperimentali.

Gli studi teorici si sono indirizzati in particolare sui sapori pesanti in quanto sono quelli più facilmente studiabili da un punto di vista sperimentale; tuttavia sono stati fatti calcoli anche nell'ipotesi di sapore leggero, $m_q \simeq 0$.

All'$\mathcal{O}(\alpha_s)$ il problema può venire trattato in perfetta analogia alla radiazione di QED di stato finale [8, 12], fornendo una correzione del tipo:

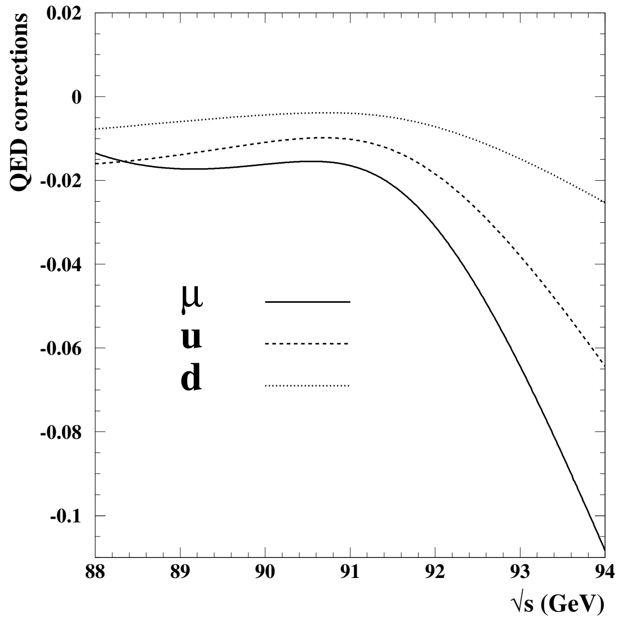


Figura 1.11: Correzioni di pura QED all'asimmetria avanti indietro per i quark *up*, *down* e per i μ in funzione dell'energia nel sistema del centro di massa.

$$A_{FB} \rightarrow A_{FB}\left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}c_f\right) \tag{1.18}$$

dove il coefficiente c_f dipende dalla massa del fermione f e dall'asse di riferimento scelto; per quark privi di massa, usando la direzione del quark stesso, si ha $c_f = 1$, mentre $c_b = 0.83$. L'utilizzo della direzione dell'asse di *thrust* del sistema $q\overline{q}g$ diminuisce di circa il 10% questi termini correttivi. Il problema principale è dato dall'incertezza della scala a cui valutare α_s. Questo problema può venire ridotto introducendo le correzioni $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ e spostando a questo ordine le incertezze di scala.

Calcoli teorici sono stati fatti in questo senso solamente per i sapori pesanti [13]; all'$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ il contributo maggiore viene dalla produzione del sapore studiato da un gluone emesso da un quark primario di sapore diverso. Nella referenza citata si evidenzia l'importanza delle selezioni sperimentali nel pesare il contributo di questo tipo di diagrammi di Feynman.

Come già detto, queste correzioni rappresentano l'anello di congiunzione tra interazione elementare e processo di adronizzazione. Ai fini di una misura sperimentale è importante perciò studiare come questi due fenomeni si combinino per dare lo stato finale osservato: questo argomento verrà discusso nel capitolo seguente.

1.6 L'asimmetria avanti-indietro del quark s

Da quanto esposto nei paragrafi precedenti emerge chiaramente come la misura dell'asimmetria avanti-indietro nell'interazione $e^-e^+ \rightarrow f\overline{f}$ al polo della Z non sia solamente di per sé un banco di prova del Modello Standard, ma permetta una determinazione del $\sin^2\theta_{W}{}_f^{eff}$.

Nello schema di rinormalizzazione "*on shell*" comunemente usato $\sin^2\theta_W$ non è una grandezza indipendente, come emerge dalla relazione 1.6. Tuttavia l'interesse alla sua misura è duplice:

- nel caso specifico dell'asimmetria avanti-indietro esso racchiude in sé tutte le correzioni genuinamente deboli e la dipendenza dalle masse del quark top (nota ormai sperimentalmente [6] ma con errore ancora notevole) e del bosone di Higgs. Consente pertanto di collegare in maniera diretta la misura dell'osservabile sperimentale alle predizioni del modello.

- più in generale, come messo in luce da [14], può costituire una sorta di "parametro di scala" che permette di comparare tra loro misure elettrodeboli diverse, e non solo di asimmetria.

È opportuno notare come le correzioni deboli siano in generale diverse per leptoni e quark, in particolare per la presenza in questi ultimi delle correzioni di vertice non trascurabili nei quark pesanti. Tuttavia, come già sottolineato nel paragrafo precedente, l'asimmetria risulta essere scarsamente sensibile a questa differenza. Pertanto nella presentazione dei risultati degli esperimenti condotti alla risonanza della Z si usa comunemente il $\sin^2\theta_W{}^{eff}$ leptonico (nell'assunzione di universalità di comportamento dei leptoni), definito come [10]

$$\sin^2\theta_{W}{}_{lept}^{eff} = \frac{1}{4}\left(1 - \frac{v_{lept}}{a_{lept}}\right) \tag{1.19}$$

assumendo questa definizione valida anche per i quark.

Dalla 1.15 risulta d'altronde che la sensibilità dell'asimmetria a $\sin^2\theta_{W}{}_f^{eff}$ varia da fermione a fermione in dipendenza della carica [8]:

$$\begin{aligned} \Delta(\sin^2\theta_{W}{}_{lept}^{eff}) &\simeq -\frac{1}{2}\Delta(A_{FB}^{0lept}) \\ \Delta(\sin^2\theta_{W}{}_{u}^{eff}) &\simeq -\frac{1}{4}\Delta(A_{FB}^{0u}) \\ \Delta(\sin^2\theta_{W}{}_{d}^{eff}) &\simeq -\frac{1}{6}\Delta(A_{FB}^{0d}) \end{aligned} \tag{1.20}$$

dove A_{FB}^{0f} indica l'asimmetria avanti-indietro per il fermione f ricavata dalla 1.15.

Gli studi teorici e gli sforzi sperimentali si sono inizialmente indirizzati sulle asimmetrie leptoniche, quella del μ in particolare, in quanto si tratta delle categorie di eventi dove è più semplice identificare il fermione; si tratta pertanto di una situazione "pulita" dal punto di vista sperimentale.

La 1.20 mette del resto in risalto come le asimmetrie dei quark, ed in particolare di quelli di tipo *down*, offrano una maggiore sensibilità nella misura di $\sin^2\theta_{W}{}_f^{eff}$. Gli studi teorici si sono concentrati sui quark pesanti c e b sempre per ragioni di semplicità di identificazione rispetto ai sapori leggeri.

La capacità sperimentale di arricchire un campione di eventi adronici in quark s permette però di effettuare una seconda misura nella categoria di massima sensibilità, da confrontarsi con quella del quark b.

Da questo confronto è possibile avere informazione sulla universalità degli accoppiamenti dei quark dello stesso tipo (*up* o *down*) con il bosone Z, universalità prevista dal Modello Standard (a meno delle correzioni di vertice specifiche del quark b).

Come più volte sottolineato, tale confronto non è in grado di fornire informazione su quest'ultima parte delle correzioni elettrodeboli (quella specifica del quark b appunto), dipendente da m_t e m_H, in quanto la differenza:

$$A_{FB}^{0b} - A_{FB}^{0s} \simeq \mathcal{O}(10^{-4}) \tag{1.21}$$

(calcolata qui secondo [9]) è ben al di là della precisione sperimentale attualmente raggiunta [10]:

$$A_{FB}^{0b} = 0.0979 \pm 0.0023 \tag{1.22}$$

La variabile che ben si presterebbe a tale tipo di confronto sarebbe $R_f = \Gamma_{f\bar{f}}/\Gamma_{had}$, data la sua forte dipendenza dalle correzioni di vertice; una misura di R_s a meglio di 0.001, necessaria per mettere in luce i contributi di vertice, non è però al momento sperimentalmente accessibile.

Si è fin qui discusso della misura di asimmetria al picco della risonanza della Z, dove è stata raccolta la maggior parte della statistica degli esperimenti LEP. Una misura dell'asimmetria fuori dal picco può comunque essere interessante in quanto può venire utilizzata per il calcolo della variazione dell'asimmetria nell'intorno del picco. Dalla 1.9 si può ottenere l'andamento della pendenza dell'asimmetria in funzione dell'energia nel centro di massa [8]:

$$\begin{aligned} A_{FB}(\sqrt{s}) - A_{FB}(m_Z) &= \\ &\frac{8\pi\alpha\sqrt{2}}{G_\mu m_Z^2} A_{FB}(m_Z) \left(\frac{Q_e Q_f}{v_e v_f} - \frac{Q_e Q_f}{a_e a_f} \frac{4}{3} A_{FB} \right) \frac{\sqrt{s} - m_Z}{m_Z} \end{aligned} \tag{1.23}$$

che può anche essere scritta come:

$$A_{FB}(\sqrt{s}) - A_{FB}(m_Z) \quad \propto \quad \frac{3}{4\sin^2\theta_W{}^2 \cos\theta_W{}^2} \frac{a_f}{a_e} \frac{Q_e Q_f}{a_f^2 + v_f^2} \frac{\sqrt{s} - m_Z}{m_Z} \tag{1.24}$$

La variazione di A_{FB} in funzione di $\sqrt{s}$ risulta essere lineare nell'intorno del picco della risonanza, ed è indipendente dal valore dell'asimmetria al polo. È una grandezza scarsamente sensibile a $\sin^2\theta_W$ ma dipende dall'accoppiamento assiale del fermione al bosone Z.

Anche in questo caso un confronto tra i risultati ottenuti per i quark b ed s può costituire un interessante controllo incrociato sulla misura di queste grandezze.

Capitolo 2

L'adronizzazione e l'arricchimento di un campione in eventi $Z \to s\bar{s}$

In questo capitolo si riassume brevemente lo stato attuale delle conoscenze sul fenomeno dell'adronizzazione, trattando i modelli teorici più accreditati per descriverlo. Si illustra quindi come tali conoscenze possano venire utilizzate per tentare di inferire la natura del quark primario del processo e per arricchire il campione selezionato di eventi adronici in eventi $Z \to s\bar{s}$.

2.1 Il fenomeno dell'adronizzazione

Con il nome di adronizzazione si indica la catena di processi che porta dallo stato finale dell'interazione fondamentale in cui vengono prodotti dei quark agli stati fisici osservati nei rivelatori, composti da leptoni e adroni. Questo processo viene tradizionalmente schematizzato in 4 fasi (vedi ad es. [15]), come mostrato in figura 2.1:

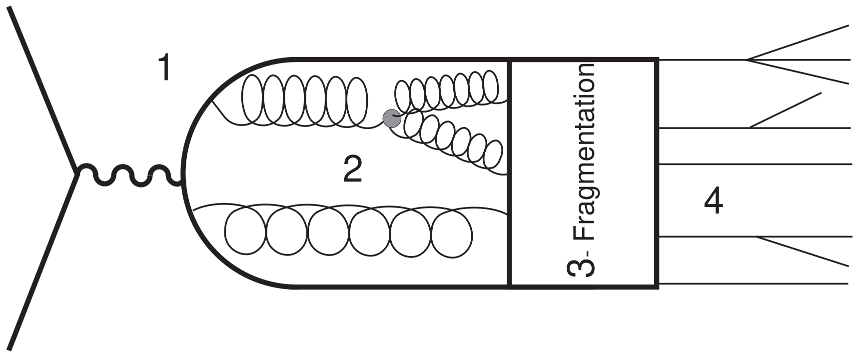


Figura 2.1: Rappresentazione schematica del processo di adronizzazione. Sono indicate le varie fasi descritte nel testo.

1. nell'interazione elementare, nel caso particolare di LEP $e^-e^+ \to q\overline{q}$, vengono prodotti dei quark. Questa fase e le relative correzioni radiative elettrodeboli sono state discusse in dettaglio nel capitolo 1;

2. i quark generati emettono dei gluoni, che a loro volta possono produrre altri gluoni o quark in un processo a catena dando così origine ad un insieme di partoni;

3. l'insieme di partoni, portatori di carica di colore, produce, in un processo noto come frammentazione, un insieme di adroni che sono invece singoletti di colore;

4. gli adroni instabili decadono dando origine agli stati finali che vengono in generale osservati all'interno degli apparati di rivelazione.

La serie dei processi indicati ai punti 2, 3 e 4, che costituiscono l'adronizzazione propriamente detta, è descrivibile mediante la teoria quantistica dell'interazione forte, la QCD. La necessità di spezzare questo fenomeno in varie fasi nasce dal problema concreto di calcolare le osservabili relative usando l'approccio dei diagrammi di Feynman e la teoria perturbativa.

La costante di accoppiamento forte $\alpha_s(s)$ dipende infatti dall'energia $\sqrt{s}$ a cui avviene il processo in questione; all'evolvere della cascata di partoni l'energia disponibile per i singoli processi di emissione di nuovi partoni decresce e di conseguenza aumenta il valore di α_s da utilizzare nel calcolo delle probabilità di detti processi. Ciò implica la progressiva transizione da una situazione in cui si può applicare la teoria perturbativa per il calcolo dei diagrammi di Feynman corrispondenti ai processi in questione ad una situazione in cui il calcolo perturbativo non è più applicabile a causa dell'accresciuto valore della costante di accoppiamento α_s. Di conseguenza è necessario separare il fenomeno in uno stadio calcolabile, in linea di principio in modo completo, analiticamente, ed in uno che invece necessita, allo stato attuale delle conoscenze, di modelli fenomenologici ispirati alla QCD ma che non possono esser fatti risalire direttamente a principi primi; questi due stadi corrispondono rispettivamente ai punti 2 e 3.

Il fenomeno stesso di decadimento degli adroni non è allo stato delle cose descrivibile compiutamente dalla QCD, in quanto non perturbativo. Si fa pertanto largo uso di misure sperimentali per la descrizione di questa ultima fase del processo.

Esistono molti calcoli, codificati in programmi per calcolatori elettronici, che realizzano diverse descrizioni di questa catena di processi o di parte di essa. Quelli maggiormente utilizzati negli esperimenti di LEP100 sono JETSET [16] ed HERWIG [17], che corrispondono ai due principali modelli di frammentazione utilizzati, il modello a stringa di Lund ed il modello a *cluster* di Marchesini-Webber. Va ricordato anche ARIADNE [18], il quale non dà una descrizione completa dell'adronizzazione ma fornisce una trattazione alternativa della QCD perturbativa che può venire interfacciata con la descrizione dei rimanenti processi data in JETSET.

Si tratta di calcoli che sfruttano il metodo di Montecarlo, che bene si presta a descrivere processi di natura probabilistica come quelli in questione.

2.2 La QCD perturbativa

La parte di QCD perturbativa della catena di adronizzazione è responsabile dell'emergere di una struttura a più getti negli eventi adronici; con getto si indica un insieme di partoni o particelle, costruito sulla base di un algoritmo di aggregazione, il cui comportamento è determinato da criteri di risoluzione del getto stesso. La struttura a più getti corrisponde, in prima approssimazione, all'emissione di uno o più gluoni duri. Il limite fra QCD perturbativa e processo di frammentazione viene determinato dal valore della costante di accoppiamento forte α_s che, al primo ordine in teoria perturbativa, può venire scritta come:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}} \tag{2.1}$$

dove Q indica il quadrimpulso trasferito nel processo di emissione di un partone, n_f è il numero di sapori considerati (5 a LEP100), Λ_{QCD} è il parametro di scala della QCD; la situazione perturbativa corrisponde a $Q^2 > \Lambda^2_{QCD}$.

Esistono due approcci principali al calcolo della QCD perturbativa. Uno è quello del calcolo degli elementi di matrice (*Matrix Element*), che corrisponde al calcolo ordine per ordine dei diagrammi di Feynman in teoria perturbativa. Si tratta dell'approccio in principio più corretto, in grado di fornire analiticamente la soluzione completa del problema. Al lato pratico esistono calcoli completi fino all'ordine $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, data la loro complessità ed il numero di diagrammi di Feynman rapidamente crescenti al crescere dell'ordine perturbativo considerato. Esistono varie versioni di questi calcoli, per le quali si rimanda alle referenze [15, 19, 20, 21, 22, 23].

Il secondo approccio, più comunemente usato, è quello della cascata di partoni (*Parton Shower*), che corrisponde all'approssimazione al logaritmo di ordine più elevato (*Leading Logarithm Approximation*) nei calcoli perturbativi; vengono considerati cioè solamente i termini della serie perturbativa del tipo:

$$\alpha_s^n(Q^2) \ln^n \frac{Q^2}{\Lambda^2} \tag{2.2}$$

con Λ^2 valore di taglio opportunamente scelto in modo da rendere convergente la serie.

La cascata viene descritta come la successione di processi elementari del tipo $a \to bc$ dove il verificarsi del processo stesso è governato da una legge di tipo probabilistico. I processi considerati sono $\mathrm{g} \to \mathrm{qg}$, $\mathrm{g} \to \mathrm{gg}$, $\mathrm{g} \to \mathrm{q\overline{q}}$, e la probabilità $\mathcal{P}$ che avvengano durante una fase dell'evoluzione della cascata corrispondente alla variazione $dt = dQ^2/Q^2$ del parametro di evoluzione $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$ è data dall'equazione di Altarelli-Parisi [24]:

$$\frac{d\mathcal{P}_{a\to bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a\to bc}(z) \tag{2.3}$$

dove il termine P è caratteristico del processo considerato:

$$P_{\mathrm{g}\to\mathrm{qg}} = \frac{4}{3}\frac{1+z^2}{1-z} \tag{2.4}$$

$$P_{\mathrm{g}\to\mathrm{gg}} = 3\frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \tag{2.5}$$

$$P_{\mathrm{g}\to\mathrm{q\overline{q}}} = \frac{n_f}{2}(z^2 + (1-z)^2) \tag{2.6}$$

e z, $1-z$ sono le frazioni di Q^2 trasferite ai prodotti b e c. Onde evitare l'insorgere di singolarità che denotano l'emissione di gluoni molto soffici, viene fissato un valore di taglio Q_0 corrispondente ad una massa fittizia del gluone che implica $z \neq 0$, $z \neq 1$.

Una procedura di ordinamento angolare dell'emissione di partoni è in generale utilizzata al fine di descrivere i fenomeni di coerenza che ci si attendono dagli studi teorici (diminuzione del numero di gluoni soffici all'interno di un getto ed interferenza dei partoni emessi tra getti diversi): gli angoli polari di emissione vengono forzati ad essere generati secondo una sequenza decrescente $\theta_1 > \theta_2 > \theta_3 \ldots$.

Una rappresentazione schematica della cascata di partoni è data in figura 2.2.

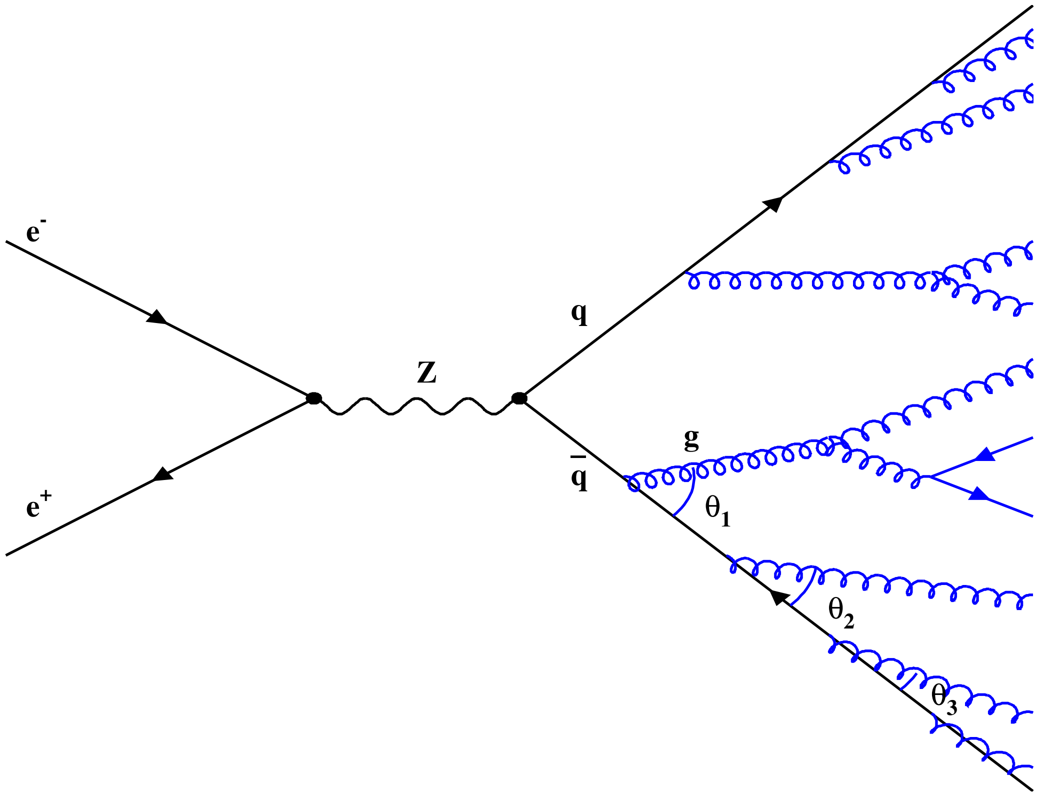


Figura 2.2: Rappresentazione schematica dello sviluppo della cascata di partoni. È mostrato in figura l'ordinamento degli angoli polari di emissione dei partoni.

JETSET permette di utilizzare tanto l'approccio *Matrix Element* quanto quello *Parton Shower*; HERWIG è basato esclusivamente sul metodo *Parton Shower*, facendo uso di una versione modificata dell'approssimazione LLA che permette di ottenere spontaneamente dalla cascata di partoni l'ordinamento angolare sopra discusso.

Numerose evoluzioni di questi due filoni di base sono possibili e studiate. Degno di particolare attenzione è un metodo di calcolo alternativo a quelli qui delineati, quello dei dipoli di colore suggerito in [25] e realizzato in ARIADNE [18].

Secondo questo modello tra due partoni è tesa una stringa di colore, o dipolo, e l'emissione di un gluone corrisponde alla rottura di questo dipolo che origina altri due dipoli. Iterando questo processo è possibile descrivere la cascata di partoni in un modo particolarmente elegante, che contiene automaticamente l'ordinamento angolare dell'emissione dei partoni stessi. Come sarà possibile notare, questo approccio presenta notevoli somiglianze con il modello di frammentazione a stringa di Lund.

2.3 I modelli di frammentazione

Il progressivo crescere di α_s per piccoli momenti trasferiti rende inapplicabile il calcolo perturbativo alla descrizione del fenomeno della frammentazione, cioè della produzione di adroni dai partoni. Due sono i modelli maggiormente accreditati per le loro capacità di predizione: il modello a stringa di Lund ed il modello a *cluster* di Marchesini-Webber, realizzati rispettivamente nei programmi JETSET ed HERWIG.

2.3.1 Frammentazione a stringa: JETSET

Il modello di frammentazione a stringa di Lund [26] si fonda sulla seguente schematizzazione dell'interazione tra un quark ed un antiquark dovuta alle forze di colore: tra i due partoni che si allontanano è presente un tubo di flusso di colore di dimensioni trasverse corrispondenti alle dimensioni adroniche (1 fm circa). Il confinamento lineare delle particelle interagenti al crescere della distanza previsto dalla QCD viene riprodotto dalla richiesta che questo tubo di flusso sia uniforme per tutta la sua lunghezza, richiesta che dà origine ad un potenziale di tipo lineare con la distanza:

$$U(r) = \kappa r \tag{2.7}$$

dove il valore della densità lineare di potenziale κ, deducibile dalla spettroscopia adronica, è dell'ordine di $\kappa \simeq 1$ GeV/fm $\simeq 0.2$ GeV^2.

Questo quadro fenomenologico è bene descritto dalla dinamica delle stringhe relativistiche prive di massa [27], da cui il nome del modello.

L'emissione di gluoni dal sistema $q\overline{q}$ comporta una distorsione della stringa lineare, distorsione caratterizzata dal momento e dall'energia del gluone stesso. Due gluoni danno un effetto pari a quello di un gluone con momento somma dei momenti dei due originari; gluoni soffici risultano distorcere poco la stringa, rendendo pertanto il meccanismo stabile rispetto a possibili divergenze infrarosse.

Il fenomeno di frammentazione propriamente detto si spiega con la rottura della stringa all'allontanamento dei due partoni iniziali ed al progressivo crescere dell'energia. Questa rottura, originata dalla produzione di una nuova coppia $q'\overline{q}'$, porta alla frammentazione della stringa originaria in due stringhe $q\overline{q}'$, $q'\overline{q}$, ed il meccanismo prosegue iterativamente fino a che le coppie $q\overline{q}$ non risultano avere la massa di un adrone. Il fenomeno è schematicamente rappresentato in figura 2.3.

La produzione delle nuove coppie $q'\overline{q}'$ è descritta da un processo ispirato all'effetto tunnel della meccanica quantistica. La probabilità di produrre la coppia risulta essere proporzionale a:

$$e^{-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}} \quad = \quad e^{-\frac{\pi m^2}{\kappa}} e^{-\frac{\pi p_T^2}{\kappa}} \tag{2.8}$$

com m e p_T rispettivamente massa ed impulso trasverso del nuovo quark prodotto. La relazione 2.8 implica una distribuzione gaussiana indipendente dal sapore della componente del momento trasversa rispetto alla stringa della coppia $q'\overline{q}'$, con larghezza $\sigma_T = \sqrt{\kappa/2\pi}$.

La difficoltà di assegnare in maniera non ambigua delle masse ai quark introduce una complicazione nei calcoli; è comunque evidente che la produzione di un sapore è tanto più soppressa quanto più pesante è il quark stesso. Usando per le masse dei quark i valori ottenuti dalle masse adroniche, risulta che le probabilità di produzione stanno tra loro secondo i rapporti:

$$\gamma_u : \gamma_d : \gamma_s : \gamma_c \;\; \simeq \;\; 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} \tag{2.9}$$

(per il quark b, come del resto già per il c, la probabilità è completamente trascurabile).

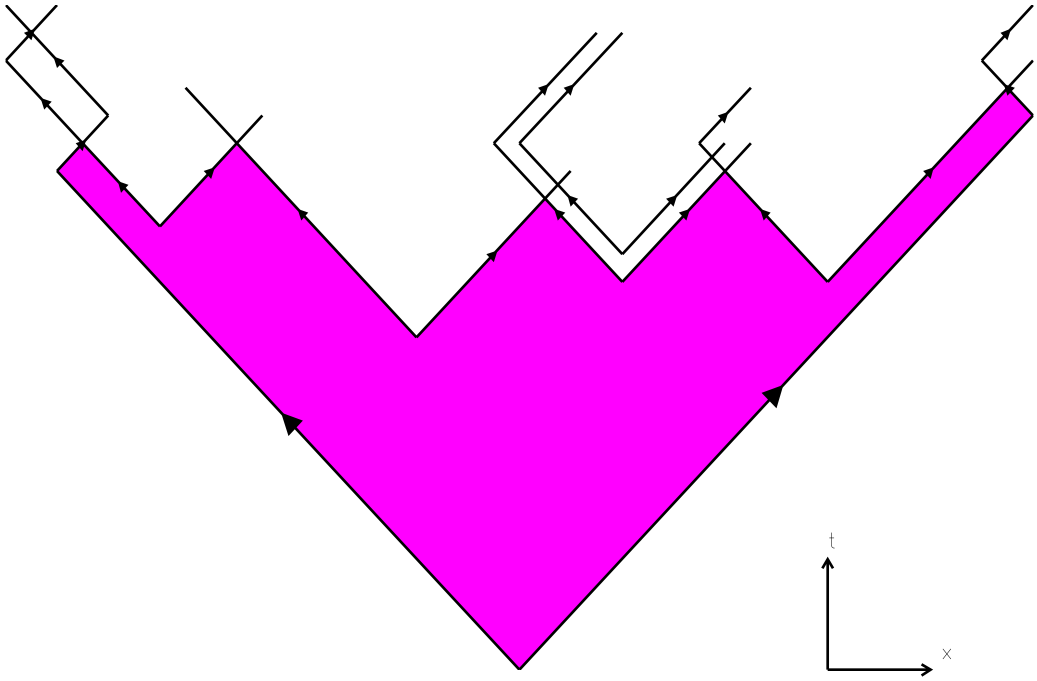


Figura 2.3: Evoluzione spazio-temporale di una stringa tesa tra il quark e l'antiquark. La produzione di nuove coppie di quark emerge da frammentazioni della stringa originale.

Al fine di evitare le ambiguità di cui sopra, il rapporto γ_s/γ_u (l'unico realmente importante) è lasciato come parametro libero del modello.

L'assegnazione dell'impulso agli adroni generati nella frammentazione avviene separatamente per le componenti longitudinale e trasversa rispetto alla stringa originaria; la componente trasversa è data in maniera naturale dalla somma delle componenti trasverse dell'impulso dei due quark costituenti originate dal suddetto meccanismo di tunnel. La componente longitudinale p^L_{had} viene invece descritta in termini delle energie e dei momenti dell'adrone e del quark combinati nella variabile:

$$z = \frac{E_{had} + p^L_{had}}{E_q + p_q} \tag{2.10}$$

ed assegnata secondo delle opportune funzioni di frammentazione $f(z)$. La richiesta che processi di frammentazione successivi della stringa siano causalmente sconnessi tra loro porta ad introdurre una funzione simmetrica del tipo:

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a e^{-\frac{bm_T^2}{z}} \tag{2.11}$$

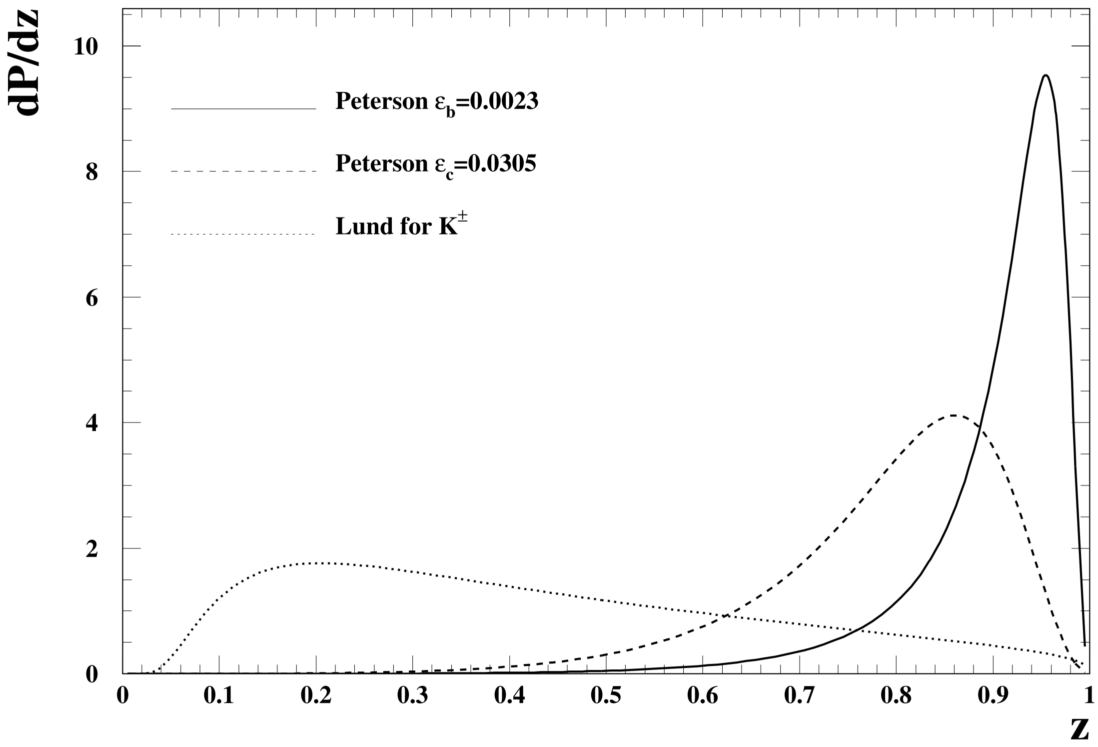


Figura 2.4: Funzioni di frammentazione utilizzate in JETSET. Si noti la differenza tra la funzione di frammentazione simmetrica di Lund (qui riportata nel caso dei mesoni $K^{\pm}$) e la funzione di Peterson nel caso del quark c e b.

nota come funzione simmetrica di Lund, dipendente dai parametri liberi a e b, che descrive in maniera soddisfacente la produzione di quark leggeri. La produzione di adroni da quark c e b è meglio descritta da altre funzioni di frammentazione, come quella di Peterson [28]:

$$f(z) \propto \left(z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z} \right)^2 \right)^{-1} \tag{2.12}$$

con valor medio di z elevato, dove $\epsilon_q \propto 1/m_q^2$, o quella di Bowler [29, 30]:

$$f(z) \propto \frac{1}{z^{1+r_q b m_q^2}} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z} \right)^{a_\beta} \exp\left(-\frac{b m_T^2}{z}\right) \tag{2.13}$$

che deriva da una modifica della funzione simmetrica di Lund nel caso di quark con massa elevata e dipende dal parametro addizionale r_q.

JETSET prevede la possibilità di descrivere la produzione dei 6 multipletti di mesoni più leggeri: detti L il momento angolare orbitale del quark, S lo spin, $J = L + S$ il momento angolare totale, usando la notazione della fisica atomica $^{2s+1}L_S$ (con

$2s+1$ autovalori permessi per la terza componente di S), vengono descritti gli stati $^1S_0,^3S_0,^1P_1,^3P_0,^3P_1$ e $^3P_2$. Nella versione del meccanismo usata dalla collaborazione DELPHI [31] sono definite come parametri liberi delle probabilità di produzione singole per multipletto e per i sapori leggeri, strano, charm e bottom separatamente; queste, ad eccezion fatta per il multipletto $^3P_0$, sono proporzionali a $(1-^1S_0-^3S_1)(2j+1)$. Nel modello a stringa bidimensionale la produzione di particelle in stati P è soppressa, essendo dell'ordine del 10%.

Il quadro fin qui presentato descrive esclusivamente la produzione di mesoni; la produzione di barioni è inclusa nel modello grazie all'introduzione del concetto di diquark, ossia di coppia di quark vista però come entità unica, dotata di massa e colore propri, con spin 0 o 1 in grado di descrivere barioni di spin $\frac{1}{2}$ o $\frac{3}{2}$, se accoppiata ad un quark.

Il meccanismo di produzione di coppie diquark-antidiquark ricalca da vicino quello già presentato per le normali coppie quark-antiquark e si inserisce in maniera analoga nel processo di frammentazione. Richiede però di introdurre alcuni ulteriori parametri liberi del modello: la probabilità relativa di generare un diquark anzichè un quark, scrivibile dalla 2.8 come:

$$\frac{\mathcal{P}(qq)}{\mathcal{P}(q)} = e^{-\frac{\pi}{\kappa}}(m_{qq}^2 - m_q^2) \quad , \tag{2.14}$$

una ulteriore soppressione dei diquark contenenti un quark s rispetto agli altri, ed una soppressione dei diquark di spin 1 rispetto a quelli di spin 0.

Per meglio descrivere la produzione di barioni è stato poi introdotto il meccanismo di "popcorn" [32] che consente di produrre coppie di barione-antibarione mediante la produzione non di diquark ma di coppie multiple $\mathrm{q\overline{q}}$ che si ricombinano in modo da generare barioni eventualmente inframezzati da mesoni. Si consideri la coppia di quark originale $\mathrm{q\overline{q}}$ ed una coppia eccitata dal vuoto $\mathrm{q_1\overline{q}_1}$: se le due coppie portano la stessa carica di colore avviene una ricombinazione a formare due singoletti di colore $\mathrm{q\overline{q}_1}$ e $\mathrm{q_1\overline{q}}$. Nel caso in cui il colore di $\mathrm{q_1}$ sia diverso da quello di q non c'è una carica netta di colore che agisca sulla seconda coppia; se questa si muove verso la coppia primaria il campo tra $\mathrm{q_1}$ e $\mathrm{\overline{q}_1}$ può originare una terza coppia con colore complementare ai primi due $\mathrm{q_2\overline{q}_2}$, e nuovamente non ci sarà carica netta di colore tra $\mathrm{q_2}$ e $\mathrm{\overline{q}_2}$. Nel caso questa serie di processi accada si ha la formazione di due barioni $\mathrm{qq_1q_4}$ e $\mathrm{\overline{q}\overline{q}_1\overline{q}_5}$, con $\mathrm{q_4}$ prodotto tra q e $\mathrm{q_1}$ (e analogamente per $\mathrm{q_5}$). Nel caso in cui tra $\mathrm{q_1}$ e $\bar{q}_1$ si producano non una ma più coppie di quark, si può avere tra i barioni sopra menzionati la produzione di uno o più mesoni dalla combinazione di questi (ad esempio due coppie $\mathrm{q_2\overline{q}_2}$ e $\mathrm{q_3\overline{q}_3}$ prodotte tra $\mathrm{q_1}$ e $\mathrm{q_2}$ possono dare origine ai barioni $\mathrm{q_4q_1q_2}$, $\mathrm{\overline{q}_3\overline{q}_1\overline{q}_5}$ ed al mesone $\mathrm{\overline{q}_2q_3}$ posto tra loro).

Vengono prodotti due multipletti di barioni, corrispondenti a $L=0, J=\frac{1}{2}$ o $J=\frac{3}{2}$.

2.3.2 Frammentazione a *cluster*: HERWIG

Un approccio alternativo al modello a stringa è quello del modello a *cluster* (agglomerato), originariamente proposto in [33], la cui versione più utilizzata si trova nel programma HERWIG [17].

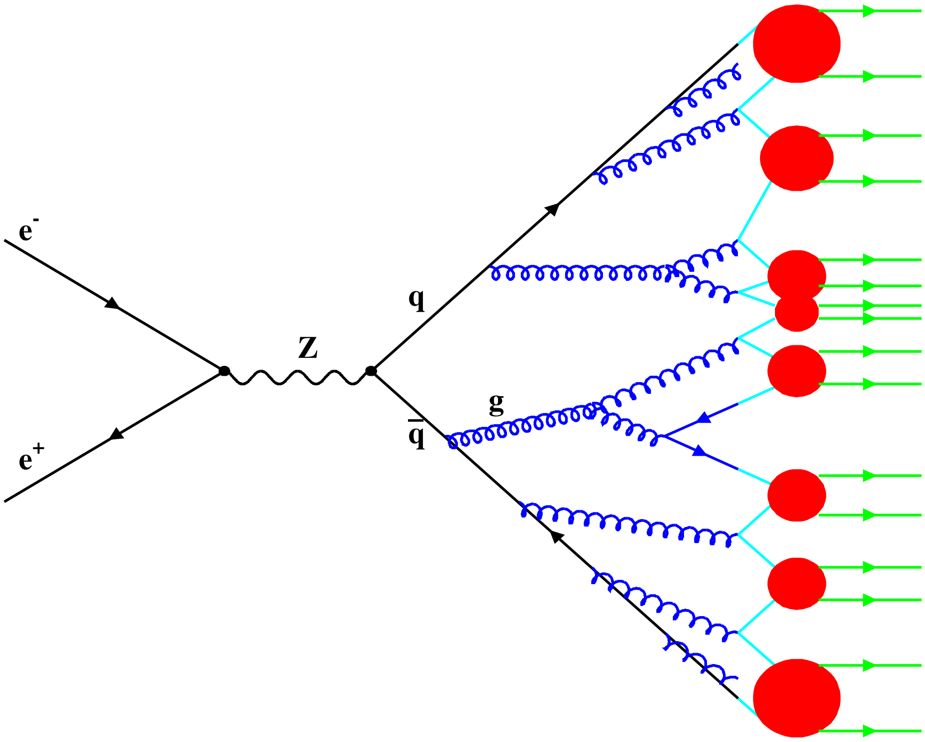


Figura 2.5: Rappresentazione schematica dell'adronizzazione nel modello di frammentazione a *cluster*.

Il concetto base su cui si fonda questo approccio è quello del preconfinamento [34], cioè il fatto che al termine dello sviluppo di una cascata di partoni un partone si trova vicino nello spazio delle fasi ad un altro con carica di colore opposta. In questo modello i gluoni presenti al termine della cascata vengono forzati a decadere in coppie $q\overline{q}$. È in questo modo semplice associare coppie di quark-antiquark in singoletti di colore, detti *cluster*. I *cluster* così generati sono quindi fatti decadere in maniera isotropa in coppie di adroni generando una coppia di quark-antiquark o diquark-antidiquark al loro interno. Il decadimento è completamente governato dallo spazio delle fasi, che di fatto determina le probabilità di decadimento nei vari canali possibili, evitando così l'introduzione di parametri ad hoc e permettendo una descrizione semplice ed elegante del processo di frammentazione: i *cluster* possono venire pensati come sovrapposizioni di risonanze a vita breve che generano gli adroni dai propri decadimenti.

L'evoluzione della catena di adronizzazione secondo questo approccio è schematizzata in figura 2.5.

Se s_1 ed s_2 sono gli spin dei quark costituenti il *cluster*, m e p la massa ed il momento comuni dei prodotti di decadimento del *cluster* nel sistema del centro di massa del *cluster* stesso, al decadimento in un dato canale viene assegnato un peso $(2s_1+1)(2s_2+1)2p/m$.

Il meccanismo del preconfinamento non è tuttavia rigorosamente deterministico: in una modesta ma non trascurabile frazione di *cluster* (dell'ordine di qualche percento) la massa del *cluster* risulta essere troppo grande per permettere al meccanismo di funzionare correttamente: ecco allora che dei decadimenti del tipo *cluster* → *cluster* + *cluster*, *cluster* → *adrone* + *cluster* vengono forzati finchè la massa M_{cl} del *cluster* non soddisfa la relazione:

$$M_{cl}^{CLPOW} \leq CLMAX^{CLPOW} + (M_{q_1} + M_{q_2})^{CLPOW} \tag{2.15}$$

con M_{q_1}, M_{q_2} masse dei quark costituenti, $CLMAX$ e $CLPOW$ parametri fenomenologici di taglio che costituiscono la base del modello (qui indicati con il nome utilizzato nel codice del programma HERWIG). L'assegnazione del momento al *cluster* origina dai momenti dei quark componenti con l'introduzione di una componente trasversa ai quark distribuita gaussianamente con larghezza $CLSMR$, terzo parametro fondamentale del modello.

Fenomeni come la soppressione dei quark strani o dei mesoni vettori seguono in questo schema direttamente dai pesi assegnati a ciascuna possibilità sulla base dello spazio delle fasi disponibile.

La produzione degli adroni in stato finale avviene secondo tabelle di decadimento ottenute dalle osservazioni sperimentali.

2.4 Modelli di adronizzazione usati in DELPHI

Al fine di studiare la risposta dell'apparato DELPHI ad un evento adronico, il programma generale di simulazione dell'esperimento DELSIM [35] è stato interfacciato con diversi possibili generatori di eventi. Campioni di eventi sono stati simulati facendo uso di JETSET PS 7.3 con tabelle di decadimento degli adroni contenenti quark c e b aggiornate in modo da meglio riprodurre i dati reali, JETSET ME 7.3 e ARIADNE 4.8.

È stato inoltre effettuato uno studio accurato al fine di ottimizzare i parametri più importanti di ciascuno di questi generatori (e di HERWIG 5.8c) in modo da riprodurre il comportamento delle osservabili sperimentali misurate dagli esperimenti LEP alla risonanza della Z [31]. A tale scopo sono state utilizzate le misure effettuate sulla produzione di particelle nei dati raccolti nel periodo 1991-1992 usando la risposta del rivelatore nella sua configurazione del 1994.

Il modello maggiormente studiato ed utilizzato è stato JETSET PS 7.3, del quale nella tabella 2.1 si riportano i valori ottimizzati dei principali parametri.

2.5 Classificazione degli eventi adronici $\mathrm{e^-e^+ \to Z \to q\overline{q}}$ in base al sapore

Un problema centrale tanto degli studi di fisica elettrodebole dei quark (tra i quali questo lavoro si colloca) quanto di molti studi di fisica adronica è dato dal classificare gli eventi adronici in base al sapore del quark primario, cioè del quark prodotto nell'interazione fondamentale $\mathrm{e^-e^+ \to q\overline{q}}$. Si tratta di un caso particolare del problema generale della classificazione di elementi di un insieme; una trattazione approfondita di questo problema va oltre gli scopi di questo lavoro e può essere trovata in letteratura (si veda ad es. [36, 37]).

Parametro	Nome	Val. standard	Intervallo	Risultato del fit		
				Valore	stat.	sys.
Λ_{QCD}	PARJ(81)	0.4	0.25 - 0.35	0.297	± 0.005	$^{+0.012}_{-0.007}$
Q_0	PARJ(82)	1.0	1.0 - 2.0	1.34	± 0.08	$^{+0.15}_{-0.09}$
a	PARJ(41)	0.5	0.1 - 0.5	0.409	± 0.020	$^{+0.009}_{-0.013}$
b	PARJ(42)	0.9	0.844	ottimizzato		
σ_q	PARJ(21)	0.35	0.36 - 0.44	0.401	± 0.006	$^{+0.003}_{-0.013}$
$P(^1S_0)_{ud}$	-	0.5	0.3 - 0.5	0.272	± 0.030	$^{+0.108}_{-0.008}$
$P(^3S_1)_{ud}$	-	0.5	0.2 - 0.4	0.306	± 0.049	$^{+0.006}_{-0.031}$
$P(^1P_1)_{ud}$	-	0.	vedi il testo	0.094		
$P(other\ P\ states)_{ud}$	-	0.	vedi il testo	0.305		
γ_s	PARJ(2)	0.30	0.27 - 0.31	0.307	± 0.007	$^{+0.002}_{-0.017}$
$P(^1S_0)_s$	-	0.4	0.3 - 0.5	0.416	± 0.029	$^{+0.015}_{-0.003}$
$P(^3S_1)_s$	-	0.6	0.2 - 0.4	0.304	± 0.023	$^{+0.017}_{-0.002}$
$P(P\ states)_s$	-	0.	vedi il testo	0.280		
ϵ_c	PARJ(54)	-	variabile	-0.0372	± 0.0008	$^{+0.0020}_{-0.0012}$
$P(^1S_0)_c$	-	0.25	0.26			
$P(^3S_1)_c$	-	0.75	0.44	adattato		
$P(P\ states)_c$	-	0.	0.3			
ϵ_b	PARJ(55)	-	variabile	-0.00284	± 0.00006	$^{+0.00013}_{-0.00009}$
$P(^1S_0)_b$	-	0.25	0.175			
$P(^3S_1)_b$	-	0.75	0.525	adattato		
$P(P\ states)_b$	-	0.	0.3			
$P(qq)/P(q)$	PARJ(1)	0.1	0.08 - 0.11	0.095	± 0.001	$^{+0.004}_{-0.002}$
$[P(us)/P(ud)]/\gamma_s$	PARJ(3)	0.4	0.593	adattato		
$P(qq1)/P(qq0)$	PARJ(4)	0.05	0.07	adattato		
extra baryon supp.	PARJ(19)	0.	0.5	adattato, solo per uds		
extra η supp.	PARJ(25)	1.0	0.65	0.65 ± 0.06		
extra η' supp.	PARJ(26)	1.0	0.23	0.23 ± 0.05		

Tabella 2.1: Valori ottimizzati da DELPHI dei parametri di JETSET 7.3 PS con le tabelle di decadimento di DELPHI. Per alcuni parametri si è scelto di non variare liberamente i loro valori al fine di ottimizzare la descrizione dei dati e sfruttare le correlazioni esistenti (ad es. ϵ_c ed ϵ_b possono venire parametrizzate in funzione dei valori medi degli spettri in momento di adroni c e b e di Λ_{QCD}).

2.5.1 Generalità sulla classificazione di elementi di un insieme

Il problema può così venir formulato: dato un elemento o di un insieme O lo si voglia associare ad una tra più classi possibili $C_1, C_2, \ldots, C_M$. Con classe si definisce un sottoinsieme dell'insieme originario i cui elementi, caratterizzati da un numero finito N di proprietà, possiedono tutti le stesse proprietà.

Le N proprietà sono il risultato di operazioni su grandezze caratteristiche degli elementi mediante un operatore detto trasduttore (che si indicherà genericamente con T) e possono venire considerate come un punto $\vec{x}$ nello spazio N-dimensionale delle proprietà, detto spazio dei modelli P (*pattern space*). La classificazione (*pattern classification*) consiste quindi nella separazione dello spazio dei modelli in regioni distinte corrispondenti alle classi. Può spesso essere utile operare una trasformazione E sui punti $\vec{x}$ dello spazio P portando il numero di dimensioni da N a N', con $N' < N$, ottenendo quindi un nuovo spazio F, detto spazio delle configurazioni (*feature space*) i cui elementi si indichino con $\vec{x}'$. Questa operazione può comportare un duplice vantaggio:

- ridurre la dimensione dello spazio in cui si opera senza perdere significativamente informazione, sfruttando potenziali correlazioni tra le N caratteristiche originali;

- costruire delle variabili che meglio si prestano alla distinzione delle classi.

Il problema della classificazione viene alla fine risolto mediante l'uso di un operatore C, il classificatore appunto, opportunamente definito, che opera sugli elementi $\vec{x}'$ dello spazio E separandoli nelle classi d dello spazio delle decisioni D.

Il tutto può venire rappresentato come una serie di applicazioni in cascata che trasformano progressivamente il dominio originale:

$$\begin{array}{ccccccc} O & \stackrel{T}{\rightarrow} & P & \stackrel{E}{\rightarrow} & F & \stackrel{C}{\rightarrow} & D \\ o & & \vec{x} & & \vec{x}' & & d \end{array}$$

Esistono tecniche generali che guidano la realizzazione di questo processo [38], anche se la realizzazione concreta in un caso specifico delle varie trasformazioni dipende dalle caratteristiche del problema studiato. Una discussione delle applicazioni di questo schema al problema della classificazione di eventi adronici in base al sapore, con particolare attenzione agli eventi $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{b\bar{b}}$, può ad es. venir trovata in [39].

Due sono i problemi centrali in questo schema: l'individuazione delle caratteristiche $\vec{x}'$ maggiormente rilevanti per la soluzione del problema stesso e la costruzione del classificatore. La situazione ideale è quella in cui il classificatore è sempre in grado di assegnare correttamente l'elemento considerato alla classe di appartenenza; tale situazione tuttavia è raramente verificata ed in generale per problemi molto semplici.

Una possibilità è cercare di costruire dei classificatori bayesiani che caratterizzino una classe in base alla densità di probabilità che ha un dato punto nello spazio delle caratteristiche di appartenere alla classe stessa: la teoria della decisione di Bayes permette poi di assegnare gli elementi alle classi in base alle probabilità. Tuttavia in generale tali distribuzioni di probabilità non sono note, e solo un sottocampione della popolazione dell'insieme originale O è disponibile.

Risulta pertanto necessario costruire dei classificatori sulla base di sottocampioni limitati della popolazione. Una procedura usuale è quella di "istruire" il classificatore su un sottocampione la cui suddivisione in classi sia già nota a priori, e verificarne le prestazioni su di un analogo campione statisticamente indipendente dal primo. Questa procedura di apprendimento (*supervised training*) viene, nei problemi di fisica delle alte energie, messa in atto su campioni di eventi simulati con il metodo di Montecarlo.

Due sono in generale le caratteristiche salienti di un classificatore:

- l'efficienza ϵ, ovvero la frazione degli elementi appartenenti ad una data classe che viene correttamente classificati;

- la purezza p, cioè il rapporto tra gli elementi correttamente classificati e tutti gli elementi classificati come appartenenti ad una data classe.

La situazione ideale corrisponderebbe ovviamente alla situazione $\epsilon = p = 1$, che per quanto detto prima si verifica in pratica solo in problemi molto semplici. La combinazione efficienza-purezza utilizzata è strettamente dipendente dalle caratteristiche del problema e dallo scopo della classificazione: determinati problemi richiedono maggior enfasi sulla purezza, anche a costo di una perdita sulla statistica utilizzabile, altri possono privilegiare questo secondo aspetto ed essere meno crucialmente dipendenti dalla correttezza della classificazione stessa.

I classificatori possono venire pensati come funzioni $\phi(\vec{x}')$ dello spazio delle caratteristiche F nello spazio delle decisioni D. Nel caso di una analisi monodimensionale, in cui ci sia cioè una sola variabile discriminante, la costruzione del classificatore è in generale immediata: si divide il dominio di definizione della variabile in intervalli corrispondenti alle diverse classi da discriminare e si assegnano gli elementi alle classi in base all'intervallo in cui cade la variabile discriminante per l'elemento considerato. L'estensione di questo approccio elementare al caso multidimensionale è ovvio: il classificatore multidimensionale è il prodotto di N classificatori monodimensionali indipendenti.

Nel caso multidimensionale sono state però elaborate diverse categorie di classificatori più sofisticati, capaci di sfruttare le correlazioni esistenti tra le variabili al fine di ottenere un migliore uso dell'informazione in termini di purezza-efficienza. Interpretando le classi come volumi nello spazio N-dimensionale delle caratteristiche, i classificatori sono delle superfici $(N-1)$-dimensionali in tale spazio, e dividono i volumi fra loro (si veda la figura 2.6).

Il caso semplice sopra descritto corrisponde ad un parallelepipedo nello spazio N-dimensionale con gli spigoli paralleli agli assi dello spazio stesso. Ecco un breve sommario delle possibilità :

- discriminanti lineari: sono funzioni della forma:

$$\phi(\vec{x}') = f_o + \sum_{i=1}^{N'} f_i x'_i \quad . \tag{2.16}$$

  Si tratta di una combinazione lineare delle variabili discriminanti che separa le classi fra loro, i cui coefficienti vengono determinati in base ad un criterio di ottimizzazione della separazione;

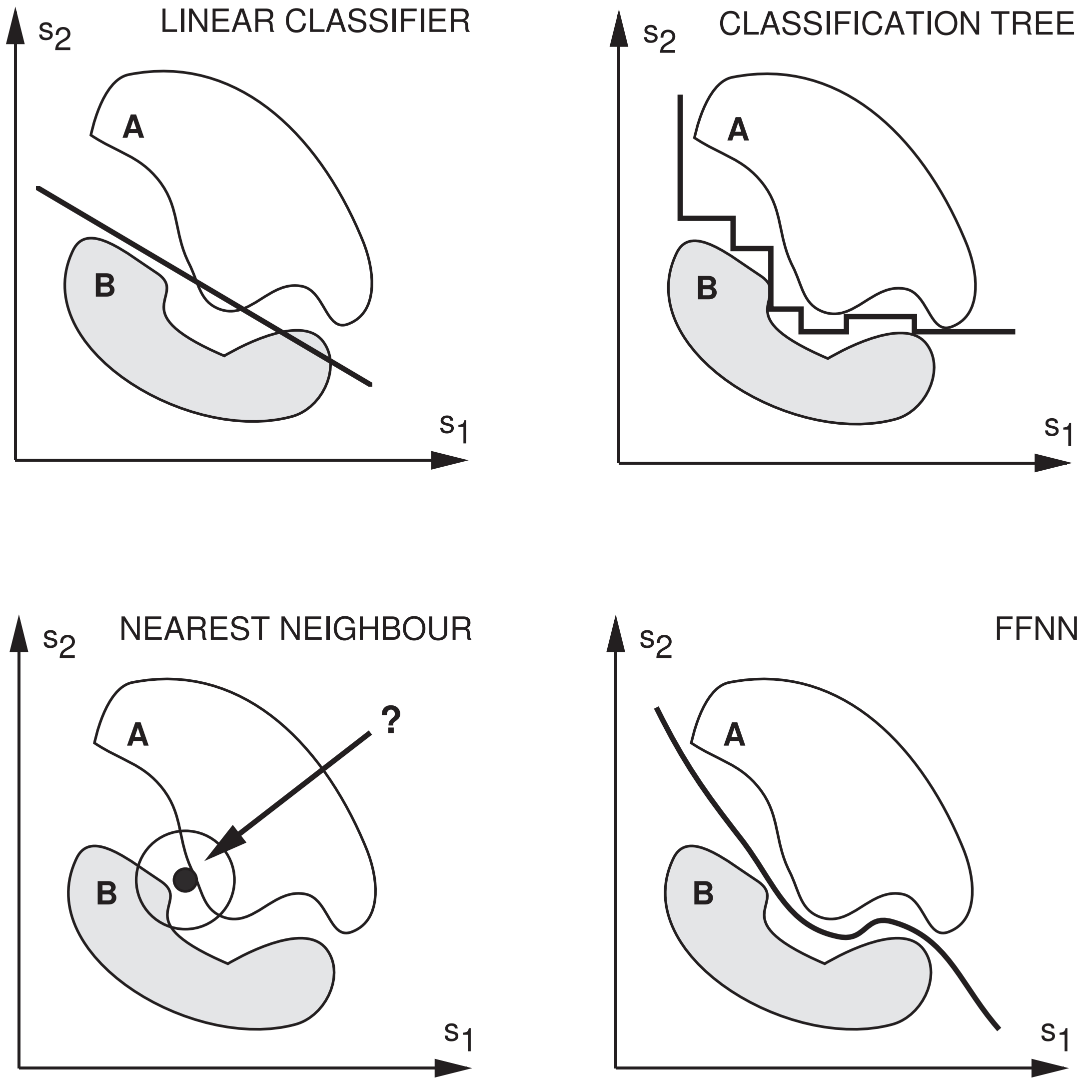


Figura 2.6: Rappresentazione grafica schematica di varie categorie di classificatori multidimensionali. Nell'ordine: classificatori lineari, classificatori ad albero, classificatori di massima vicinanza, reti neurali FFNN.

- classificazione binaria ad albero: è un criterio di classificazione costituito da una serie di decisioni successive tra due possibilità mutuamente esclusive;

- classificazione in base alla massima vicinanza: l'assegnazione ad una classe dipende dalla densità di elementi della classe nel campione di apprendimento in un intorno opportunamente definito dell'elemento considerato;

- reti neurali: nell'uso che ne viene fatto in fisica delle particelle, le reti neurali vanno intese come strutture di elaborazione di più variabili dotate di un elevato grado di interconnessione interna tra le variabili stesse. Per un quadro riassuntivo dell'uso delle reti neurali per problemi di classificazione in fisica delle alte energie si veda ad esempio [40, 41]. L'architettura maggiormente usata a questo scopo è quella ad alimentazione progressiva con algoritmo di propagazione all'indietro (*Feed Forward Neural Network*). Le variabili, dette nodi o neuroni, vengono organizzate in strati, il primo dei quali contiene le variabili discriminanti iniziali $\vec{x}'$. Il valore della variabile o_i di uno strato successivo al primo è data dal valore di una funzione sigmoide g_T dipendente da un parametro libero T detto "temperatura" valutata per una combinazione lineare delle variabili dello strato precedente o_j pesate secondo coefficienti w_{ij} che determinano l'importanza delle connessioni tra i nodi:

$$o_i = g_T(\sum_j w_{ij} o_j) \quad . \tag{2.17}$$

  Il valore di uscita dei nodi dello stato finale costituisce la risposta del classificatore. La propagazione all'indietro permette la definizione dei pesi su di un campione di apprendimento in base ad un criterio di ottimizzazione. Si tratta di una categoria di classificatori in grado di fornire elevate prestazioni al prezzo di una perdita di semplicità nell'interpretazione della risposta e del funzionamento interno.

2.5.2 La classificazione degli eventi adronici in base al quark primario

Alla luce di quanto esposto finora appare chiaro che il problema fisico centrale nella classificazione degli eventi adronici è costituito dall'individuazione delle osservabili e delle variabili discriminanti da esse costruite più sensibili al sapore del quark primario dell'evento. La determinazione delle variabili in questione è basata sulla comprensione delle peculiarità dei meccanismi di adronizzazione di ciascun quark. A grandi linee possono essere delineate due categorie di variabili discriminanti:

- presenza di stati finali identificati che costituiscano una segnatura esclusiva o prevalente di un dato quark primario;

- variabili globali, dette di *shape*, che caratterizzano appunto la "forma", cioè la topologia, dell'evento nel suo complesso senza diretto riferimento alla presenza di particelle specifiche.

Per dare una esemplificazione delle due categorie, basti pensare nel primo caso ad es. alla presenza di mesoni D, segnatura pressochè esclusiva di un quark b o c primario, data l'impossibilità di crearne nella frammentazione e la modesta produzione nella fase di QCD perturbativa; nel secondo alla probabilità che un collezione di tracce cariche con parametro di impatto positivo rispetto al vertice primario di interazione venga dal vertice primario stesso, variabile che tanta parte ha avuto nella fisica elettrodebole del quark b negli ultimi anni quale classificatore ad elevata purezza.

È in questo contesto generale che si colloca il problema di stabilire l'origine di eventi adronici da quark strani primari.

2.6 Arricchimento di un campione in eventi $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{s\bar{s}}$

Il problema dell'arricchimento di un campione di eventi adronici in eventi $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{s\bar{s}}$ non è stato affrontato dagli esperimenti LEP ed SLD in così grande dettaglio quanto il problema corrispondente per i quark b e c a causa delle maggiori difficoltà che si incontrano e quindi delle maggiori incertezze negli studi effettuabili su questi campioni. Tuttavia interessi tanto di fisica elettrodebole (misure di larghezze parziali, asimmetrie avanti-indietro) quanto di fisica adronica hanno spinto a svolgere degli studi in questa direzione già da tempo.

Studi di classificazione di eventi adronici mediante l'uso di reti neurali che utilizzano in ingresso variabili di evento sono stati condotti fin dall'inizio di LEP100 da varie collaborazioni [42, 43, 44]. Questi studi sono stati principalmente dedicati al quark b, ma in questo contesto è stato affrontato anche il problema della segnatura di quark s primari [45, 46], fornendo la prima misura di $R_s = \Gamma_{s\bar{s}}/\Gamma_{had} = 0.233 \pm 0.016\,(\mathrm{stat}) \pm 0.051\,(\mathrm{sist})$.

In seguito si sono intensificati studi con approcci più tradizionali tendenti alla misura degli accoppiamenti elettrodeboli del quark s al bosone Z; diversi studi presentano selezioni di campioni arricchiti in quark leggeri uds collettivamente, tanto per scopi di fisica elettrodebole [47] quanto di fisica adronica (si veda ad es. [48, 49, 50]). Solo un numero ristretto di lavori ha però concentrato specificamente la propria attenzione sul quark s.

La prima misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s è stata effettuata dalla collaborazione DELPHI [51] ed il presente lavoro costituisce l'evoluzione di quella analisi. Più recentemente anche la collaborazione OPAL [52] e la collaborazione SLD [53] hanno presentato studi preliminari in questa direzione.

Per completezza si ricordi la selezione di eventi arricchiti in quark s fatta dalla collaborazione OPAL per la misura di universalità della costante di accoppiamento forte [54].

Il problema dell'arricchimento di un campione in eventi $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{s\bar{s}}$ può venire affrontato secondo due punti di vista complementari e collegati tra loro:

- reiezione di eventi originati da sapori pesanti (c e b);

- selezione di eventi con stati identificati strani in particolari domini cinematici.

2.6.1 Arricchimento di un campione in sapori leggeri uds

Il primo approccio indicato poggia sul fatto che esistono differenze maggiori tra le classi di eventi uds e cb considerate collettivamente che tra i singoli componenti delle classi; questo fatto è dovuto alla differenza tra le masse dei quark componenti le classi.

Come già visto nel paragrafo 2.3, la probabilità di produrre quark c e b nel processo di frammentazione è trascurabile. Il numero medio di processi $\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}$, $\mathrm{g} \to \mathrm{b\bar{b}}$ per evento che possono avvenire nella fase di QCD perturbativa è basso; per il quark c esiste una misura sperimentale [55]:

$$f(\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}) = 2.38 \pm 0.48\% \tag{2.18}$$

mentre per il quark b non esiste al momento alcuna misura sperimentale ma le predizioni teoriche indicano [56]:

$$\frac{\mathrm{g} \to \mathrm{b\bar{b}}}{\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}} = \frac{m_c^2}{m_b^2} = 0.13 \pm 0.04 \quad . \tag{2.19}$$

Inoltre tale classe di eventi risulta in generale soppressa dai tagli cinematici applicati nelle analisi sperimentali. Segue da queste argomentazioni che adroni con quark b originano in maniera praticamente esclusiva da eventi $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$, e adroni con quark c da eventi iniziati da sapori pesanti ($\mathrm{Z} \to \mathrm{c\bar{c}}$ per produzione da quark primario, $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ per catene di decadimento $\mathrm{b} \to \mathrm{c}$).

In linea di principio è possibile avere una segnatura non ambigua di questa classe di eventi dalla identificazione di adroni b o c. È quanto avviene nel caso degli eventi $\mathrm{Z} \to \mathrm{c\bar{c}}$ che sono in generale selezionati mediante l'identificazione di decadimenti $\mathrm{D}^* \to \mathrm{D}\pi^\pm$, sfruttando la differenza di massa $\Delta m = m(\mathrm{D}^*) - m(\mathrm{D}) \simeq 150\ \mathrm{MeV}/c^2 \leq m(\pi^\pm)$, e quindi la ricerca di un $\pi^\pm$ di basso momento, e la ricostruzione di vari canali possibili di decadimento del mesone D [57, 58].

Questa tecnica è stata recentemente utilizzata per sopprimere il contributo del quark c nella misura di $R_{uds} = \Gamma_{uds}/\Gamma_{had}$ presentata dalla collaborazione ALEPH [47]: viene applicato un taglio al momento trasverso p_t minimo delle tracce cariche dell'evento rispetto all'asse del getto ricostruito in quanto considerato potenziale segnatura di un pione originante dal processo $\mathrm{D}^* \to \mathrm{D}\pi^\pm$.

L'utilizzo di un approccio analogo per eventi $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ è possibile ma sperimentalmente reso difficoltoso dalla necessità di ricostruire le catene di decadimento dei mesoni B ed i vertici secondari di decadimento con elevata precisione ed efficienza. Si è principalmente teso a sfruttare due caratteristiche di questi eventi dovute alla massa elevata del quark ($m_b \simeq 4.8\mathrm{GeV/c^2}$) e non legate all'identificazione diretta di adroni con quark b:

- i leptoni (e e μ) provenienti dai decadimenti semileptonici dei sapori pesanti sono caratterizzati da un momento trasverso rispetto all'asse del getto cui appartengono in media maggiore rispetto ai leptoni provenienti dai sapori leggeri. Un taglio inferiore sul momento trasverso di leptoni identificati è stato utilizzato come metodo di selezione di eventi $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ ad alta purezza [59, 60, 61, 62, 63, 64], ma che purtroppo soffre di bassa efficienza a causa del basso tasso di produzione possibile a LEP [65]:

$$\mathrm{BR}(\mathrm{B} \to lX) = 0.1122 \pm 0.0021 \tag{2.20}$$

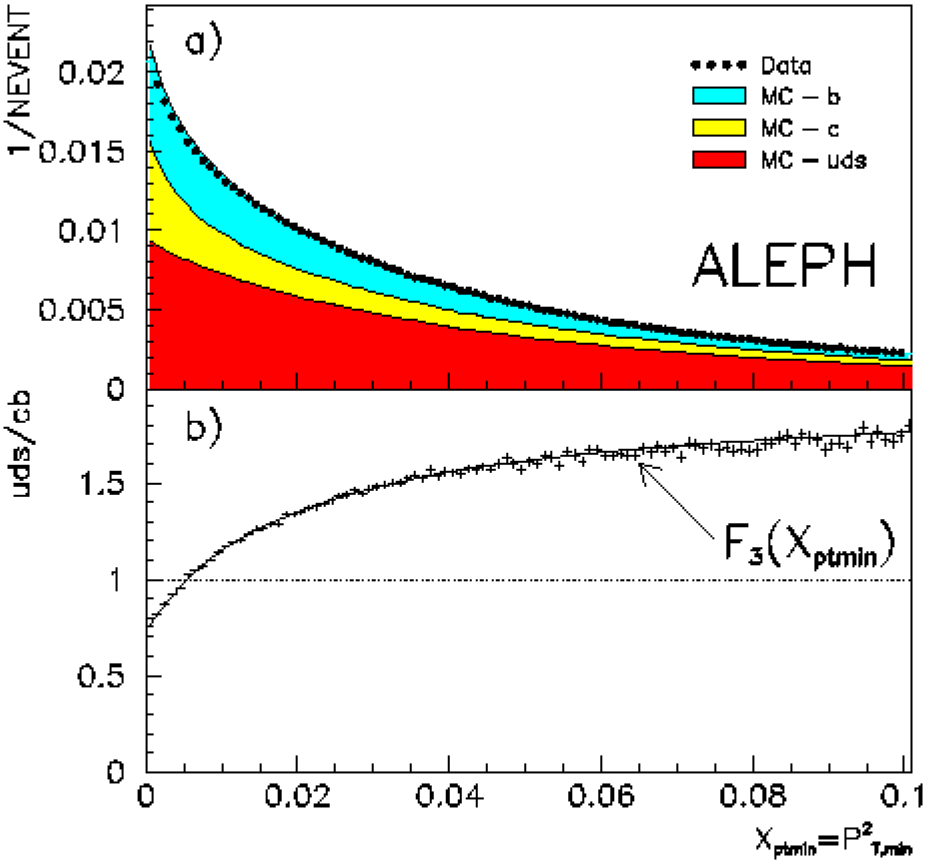


Figura 2.7: Spettro del momento trasverso delle tracce cariche rispetto all'asse del getto ricostruito e rapporto tra il numero di eventi provenienti da quark leggeri e pesanti al crescere del taglio sul momento trasverso minimo di una traccia rispetto all'asse del getto cui è associata (figura tratta da [47]).

- gli adroni b hanno una vita media ($\tau_{\mathrm{B}^\pm} = 1.62 \pm 0.06\,\mathrm{ps}, \tau_{\mathrm{B}^0} = 1.56 \pm 0.06\,\mathrm{ps}$ [66]) tale da permettere loro di decadere a qualche millimetro dal vertice primario di interazione; i prodotti di decadimento osservati avranno pertanto dei parametri di impatto non nulli rispetto al vertice primario. L'uso estensivo negli esperimenti LEP e ad SLD di rivelatori di vertice che consentono di raggiungere risoluzioni dell'ordine di alcune decine di μm nella ricostruzione dei vertici, ha permesso di sfruttare questo fatto per la selezione di eventi $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ con purezze superiori al 95% (*lifetime tag*) [67, 68, 69, 70, 71]. Dei vari possibili metodi di utilizzo di questa informazione quello originariamente proposto da Brown e Frank [72] nella collaborazione ALEPH è stato senza dubbio il più fruttuoso.

  Una discussione dettagliata di questo metodo verrà data nel capitolo 4. Brevemente si definisca d_i il parametro di impatto di una traccia rispetto al vertice primario, σ_i l'errore, $s_i = d_i/\sigma_i$ la significanza; viene attribuito un segno al parametro di impatto a seconda che l'estrapolazione della traccia intersechi l'asse

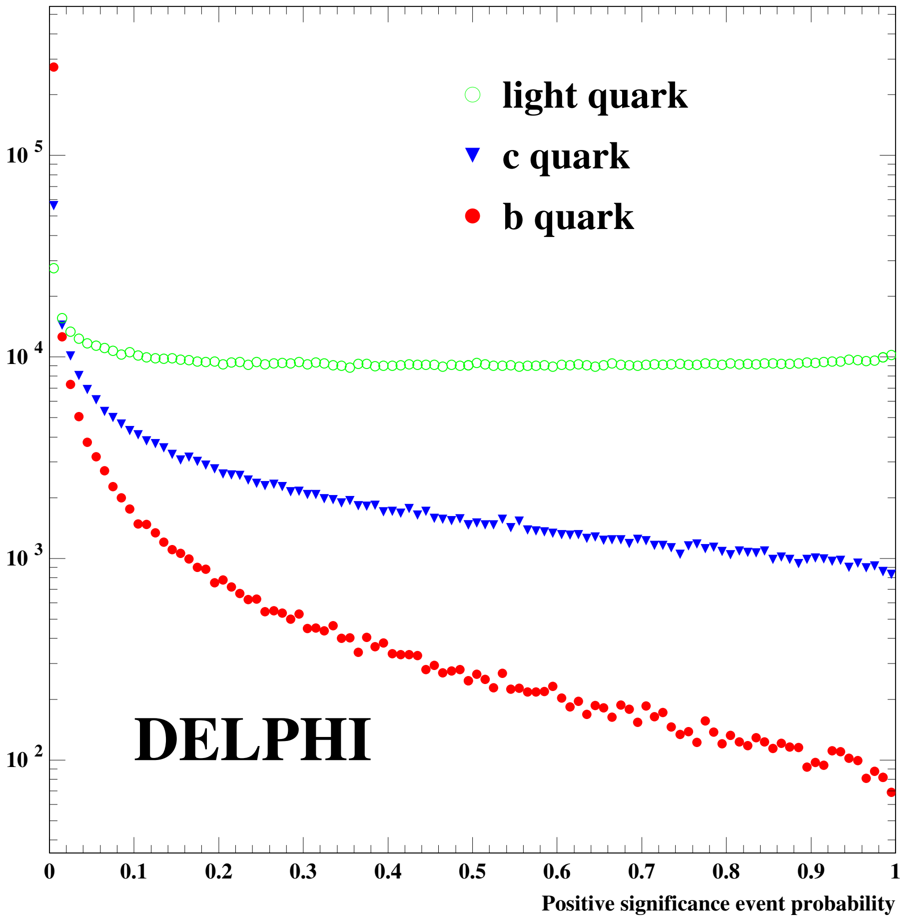


Figura 2.8: Probabilità che un insieme di tracce provenga dal vertice primario di interazione in funzione del sapore del quark primario dell'evento.

del getto a cui essa appartiene nel semiasse definito positivo o negativo dalla posizione lungo l'asse stesso del vertice di interazione e dal verso del getto. Gli eventi da sapori pesanti sono caratterizzati da un eccesso di tracce con significanza positiva rispetto a quelle con significanza negativa. Questo fatto permette di assegnare a partire dai dati stessi una probabilità ad un insieme di tracce (e quindi ad un evento) di provenire dal vertice primario.

Come mostrato in figura 2.8 questa probabilità costituisce una variabile discriminante ideale per selezionare eventi $Z \to b\bar{b}$ ad alta purezza, richiedendo probabilità piccole. Costituisce anche un valido strumento per rigettare in maniera efficiente i sapori pesanti richiedendo probabilità elevate; tale approccio di anti selezione degli eventi provenienti da quark b primari è stato usato in [47] e viene utilizzato nella presente analisi.

In studi di fisica adronica sono state applicate anche procedure di reiezione di sapori pesanti che sfruttano la vita media elevata degli adroni con quark b, sia pur costruendo classificatori diversi dalla probabilità alla Brown e Frank. In [49, 50, 53] il classificatore è il numero di tracce per emisfero con significanza maggiore di un valore di soglia (tipicamente 2.5-3) ed un emisfero è assegnato alla classe uds se tale numero di tracce è zero.

Fin qui è stata descritta la possibilità di utilizzare tecniche di selezione di eventi originati da sapori pesanti alla rovescia, in modo da anti selezionare tali eventi. La seconda possibilità di operare questa reiezione risiede nelle differenze previste ed osservate della frammentazione di quark leggeri e pesanti.

La molteplicità di particelle cariche prodotte in eventi c e b è prevista essere superiore a quella in eventi uds. La funzione di frammentazione del quark c e del quark b risulta essere più "dura", cioè con valor medio più elevato, di quella dei sapori leggeri, e quindi l'energia disponibile per la frammentazione stessa è minore, e la molteplicità di particelle prodotte per frammentazione è minore che nei sapori leggeri; tuttavia questo fatto risulta ampiamente compensato dalla maggiore molteplicità media di decadimento degli adroni con quark c e b rispetto a quelli contenenti solo sapori leggeri. La conseguenza è che l'energia disponibile nel centro di massa è ripartita tra un numero maggiore di particelle nei sapori leggeri, e lo spettro in momento delle particelle cariche risulta pertanto più soffice. Ecco quindi che la presenza di una traccia carica che porti con sè una frazione elevata dell'energia disponibile costituisce una potenziale segnatura di un quark primario leggero. In figura 2.9 sono mostrati lo spettro atteso delle particelle cariche in eventi uds, c e b in base alle predizioni di JETSET 7.4.

Studi in questo senso sono stati effettuati inizialmente negli anni '80 sulle proprietà di frammentazione del quark c [73] e del quark b [74] ed hanno confermato il quadro teorico sopra descritto, mostrando differenze nella molteplicità e negli spettri in momento delle particelle cariche tra sapori leggeri e pesanti.

Successivamente studi sono stati effettuati dalle collaborazioni Mark II [75], SLD [76, 48], OPAL [77, 78] e DELPHI [79] sulla molteplicità di traccia nei decadimenti del quark b al picco della Z ottenendo come risultato medio:

$$< n_{b\bar{b}} >= 23.29 \pm 0.29 \tag{2.21}$$

con una differenza media da quella dei sapori leggeri stimata di:

$$\delta_{b,uds} = 3.14 \pm 0.44 \quad . \tag{2.22}$$

Maggiore incertezza vi è per il caso del quark c, più difficilmente selezionabile. Le misure attualmente disponibili tendono comunque ad indicare un eccesso di tracce cariche in eventi c:

$$\delta_{c,uds} = 0.69 \pm 0.51 \pm 0.35 \quad \text{da [78]} \tag{2.23}$$

$$\delta_{c,uds} = 1.07 \pm 0.59 \qquad \text{da [48]} \quad . \tag{2.24}$$

In alcuni di questi lavori [79] sono state anche effettuate misure dello spettro in momento delle particelle cariche in eventi selezionati b che hanno confermato le previsioni teoriche.

In tutti i lavori che hanno fatto uso di campioni arricchiti in quark leggeri citati in precedenza è stato utilizzato un taglio sul momento massimo delle particelle cariche misurate, imponendo che fosse superiore ad un valore minimo di soglia di $x_p = 2p/\sqrt{s}$, in generale posto tra $x_p > 0.3$ e $x_p > 0.5$.

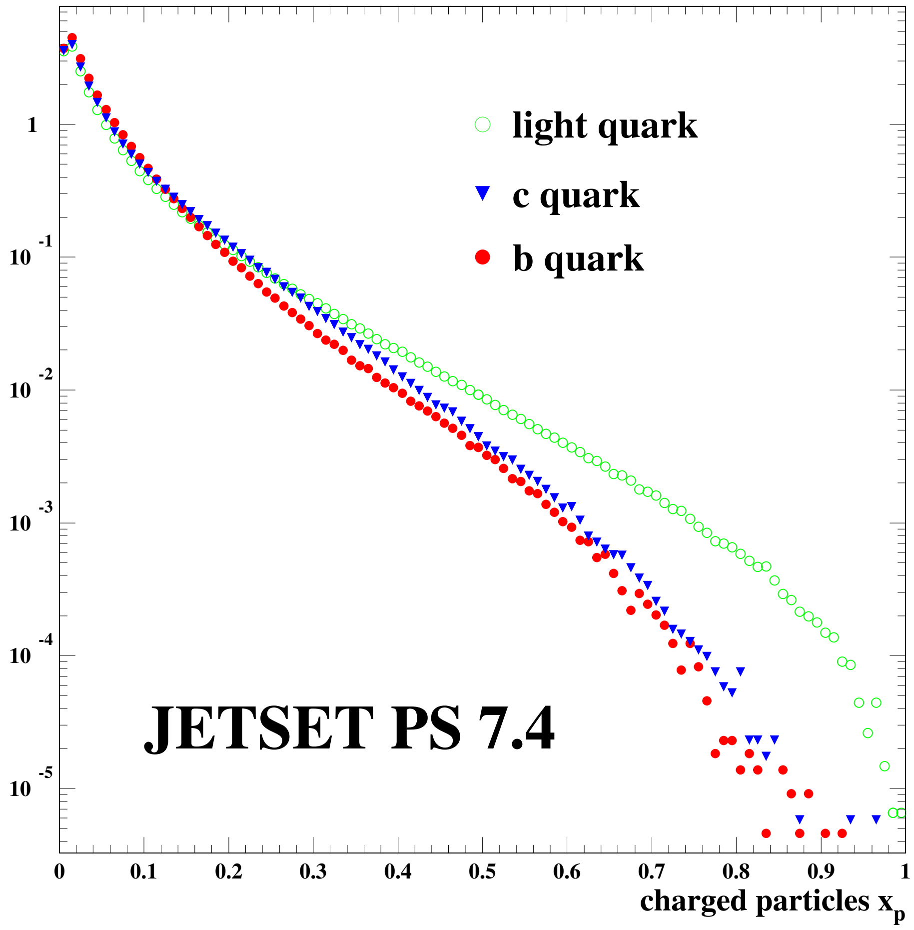


Figura 2.9: Spettro in $x_p = 2p/\sqrt{s}$ delle particelle cariche per eventi con quark primario leggero, c o b secondo JETSET PS 7.4.

2.6.2 Arricchimento di un campione di eventi in quark s

La selezione di un campione di eventi adronici arricchito in eventi con quark primario s è chiaramente un caso particolare del problema descritto nel paragrafo precedente.

Ferma restando la validità di tutte le considerazioni fino a qui fatte, la naturale estensione della ricerca di particelle cariche di alto momento quale selezione dei sapori leggeri è data dalla richiesta che nell'evento siano presenti particelle di alto momento, cariche o neutre, contenenti almeno un quark s.

La condizione che il momento degli adroni strani considerati sia una frazione considerevole di quello disponibile aumenta la probabilità che l'evento provenga da un quark leggero, per quanto detto in precedenza; inoltre, come si è visto nella discussione dei modelli di frammentazione, la produzione di quark strani nel fenomeno della frammentazione è soppressa rispetto ai quark u e d a causa della massa più elevata (l'entità di questa soppressione dipende dal modello di frammentazione scelto, ma il principio è valido tanto nei modelli a stringa quanto in quelli a *cluster*). Se pertanto l'alto momento indica la potenziale provenienza dell'adrone direttamente dal quark primario, ecco che la probabilità che questo non sia il quark s è soppressa approssimativamente di un fattore γ_s/γ_u.

Tutti i lavori pubblicati in cui sia presente una selezione di eventi $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{s\bar{s}}$ si sono serviti di questo principio. Il problema centrale di questo genere di procedura di arricchimento è la comprensione di quali adroni con quark s meglio si prestino allo scopo. Si ricordi inoltre che la richiesta addizionale che l'adrone fornisca informazione sul segno del quark (particella o anti-particella), presente ad esempio nelle misure di asimmetria avanti-indietro, esclude a priori particelle potenzialmente utili allo scopo, quali il $\mathrm{K^0_S}$ o la $\phi(1020)$, in misure con identificazione di un solo adrone.

La natura del problema è duplice:

- da un lato si vuole determinare quale adrone abbia maggiore probabilità di essere una segnatura di un quark s primario per un dato momento o intervallo di momenti, e nel contempo abbia un tasso di produzione sufficiente a rendere la misura statisticamente significativa con il campione a disposizione. In altre parole si tratta di determinare l'adrone che dal punto di vista teorico fornisce il miglior rapporto efficienza-purezza nell'arricchimento in quark s;

- dall'altro bisogna ovviamente tenere in debita considerazione la capacità sperimentale di identificare correttamente l'adrone in questione, anch'essa caratterizzata da una purezza ed una efficienza che costituiscono degli ulteriori fattori limitanti.

Nelle figure 2.10, 2.11 sono mostrate le purezze teoriche (previste da JETSET PS 7.4) raggiungibili nei vari sapori mediante l'identificazione di $\mathrm{K^\pm}, \mathrm{K^0_S}, \Lambda, \phi(1020), \mathrm{K^{*0}}$ e Ξ^- richiedendo che nell'evento ci sia almeno un adrone con il momento indicato in ascissa.

In figura 2.12 è riportata l'efficienza teorica di selezione del quark s predetta da JETSET PS 7.4 mediante l'identificazione degli adroni considerati.

In tabella 2.2 sono riportate le molteplicità medie sperimentali per evento degli adroni con quark s considerati secondo [66] su tutto lo spettro in momento.

Adrone	$< n_{adr} >$
$\mathrm{K^\pm}$	2.39 ± 0.12
$\mathrm{K^0_S}$	2.01 ± 0.04
Λ	0.368 ± 0.014
$\phi(1020)$	0.100 ± 0.008
$\mathrm{K^{*0}}$	0.742 ± 0.042
Ξ^-	0.0227 ± 0.0018

Tabella 2.2: Molteplicità sperimentale media degli adroni considerati al picco della Z [66].

Gli adroni più semplici da identificare sperimentalmente sono il $\mathrm{K^\pm}$, mediante la misura della perdita di energia (dE/dx) delle tracce cariche o l'uso di rivelatori a luce Cherenkov (RICH), ed i $\mathrm{K^0_S}$ e le Λ mediante la ricostruzione dei vertici secondari

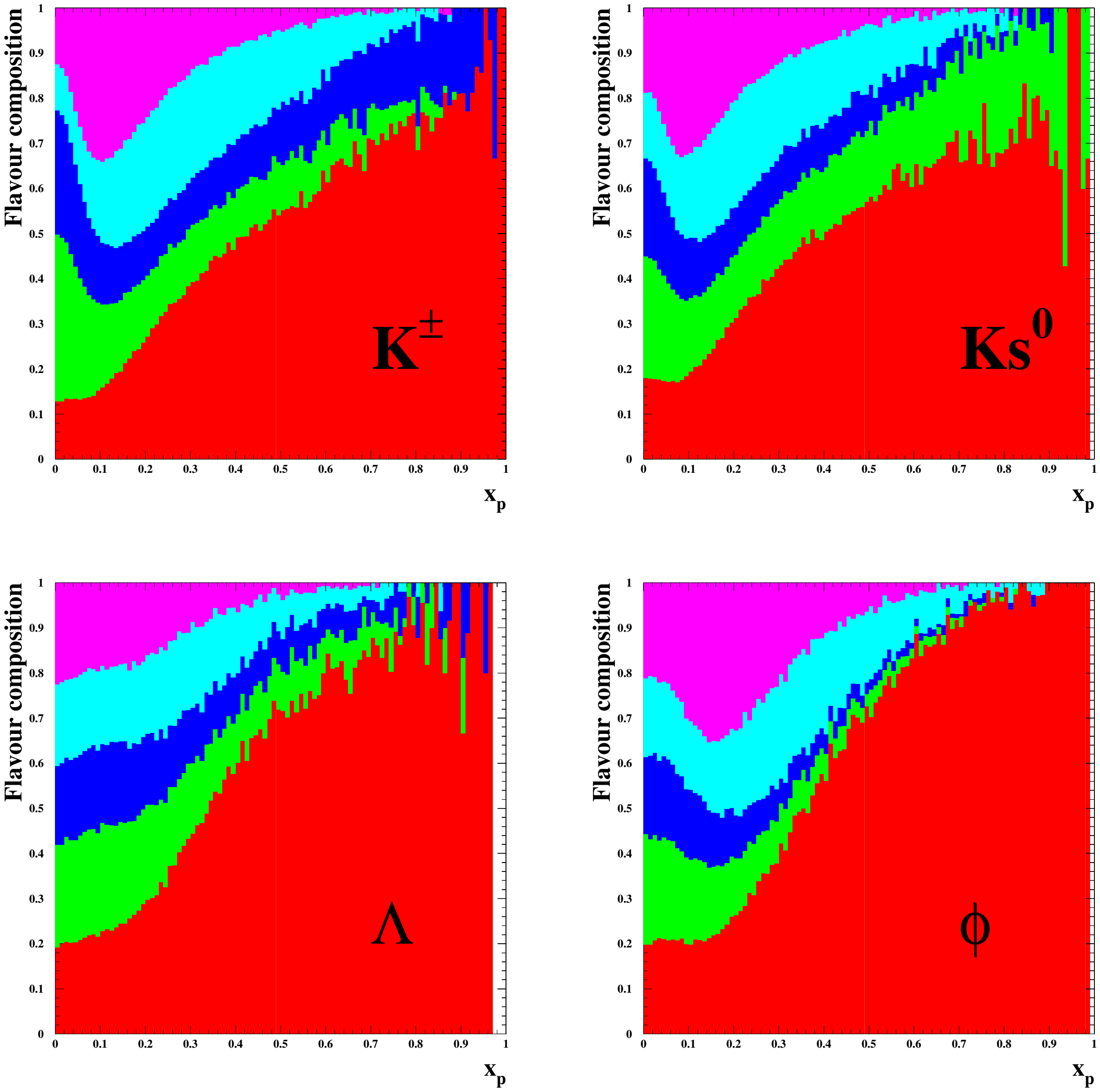


Figura 2.10: Purezze teoriche di selezione dei diversi sapori mediante l'identificazione di adroni contenenti quark s con momento dato. Per ogni evento e tipo di adrone si considera solamente l'adrone di momento più elevato. Non vengono prese in considerazione efficienze e purezze di identificazione sperimentali degli adroni. Le bande mostrate nelle figure con diverse tratteggiature rappresentano, nell'ordine dal basso verso l'alto, le componenti nei quark s, d, u, c e b. Le previsioni teoriche sono state calcolate con con il modello JETSET PS 7.4.

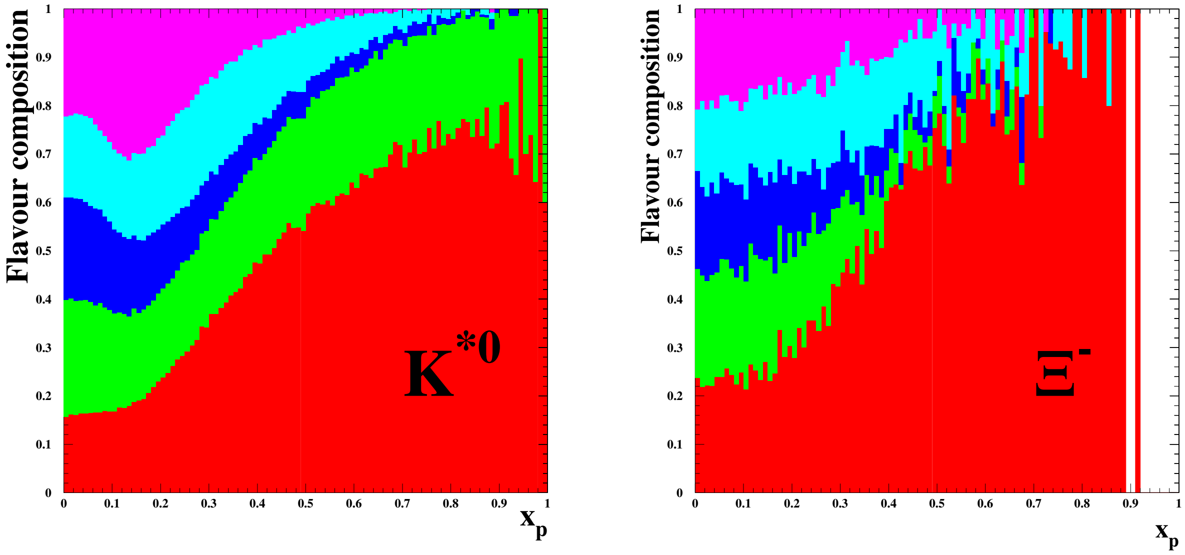


Figura 2.11: Vedi la figura 2.10.

neutri originati dai decadimenti $K^0_S \to \pi^-\pi^+$ e $\Lambda \to p\pi^-$, sfruttando dei tagli sulla massa invariante ricostruita.

La prima misura dell'asimmetria del quark s [51] ha utilizzato tanto $K^\pm$ nell'intervallo di momento $10-18$ GeV/c quanto le Λ con $10 \leq p \leq 23$ GeV/c; in entrambi i canali tale selezione ha permesso di raggiungere purezze in quark s del 43%. $K^\pm$ al di sopra dei 10 GeV/c sono utilizzati come segnatura del quark s anche in [52] e [53] (dove si fa uso anche di Λ con analoga selezione in momento). Per la selezione di un campione arricchito in quark s per la misura dell'universalità della costante di accoppiamento forte la collaborazione OPAL [54] ha fatto uso di K^0_S con $x_E = 2E_{K^0_S}/E_{cms} > 0.4$ ottenendo una purezza in quark s del 54%. Come si può notare dalla tabella 2.2 e dalla figura 2.12 i mesoni K sono i canali in grado di fornire la maggiore efficienza dal punto di vista teorico.

Come emerge dai lavori citati, le limitazioni principali nell'uso di questi adroni stanno nel fatto che la capacità sperimentale di una loro corretta identificazione si riduce sensibilmente nella regione ad alti momenti dove essi risulterebbero maggiormente efficaci allo scopo: nel caso dei $K^\pm$ tanto usando la perdita di energia quanto i rivelatori a luce Cherenkov risulta difficile avere una buona separazione dai π. Nel caso dei vertici secondari neutri, al crescere del momento cresce l'incertezza sulla ricostruzione del vertice di decadimento in quanto diminuisce l'angolo di apertura tra le tracce prodotte; inoltre al crescere del momento questi adroni hanno una lunghezza di volo in media maggiore, rendendo così la lunghezza di traccia misurabile più piccola, con conseguente degrado della qualità della ricostruzione.

Al fine di poter utilizzare le regioni di momento dove la qualità dell'identificazione di K e Λ si degrada, è pensabile fare uso di particelle contenenti quark s che decadano in queste ultime. Un esempio è dato dal decadimento $K^{*0} \to K^+\pi^-$, tenuto conto

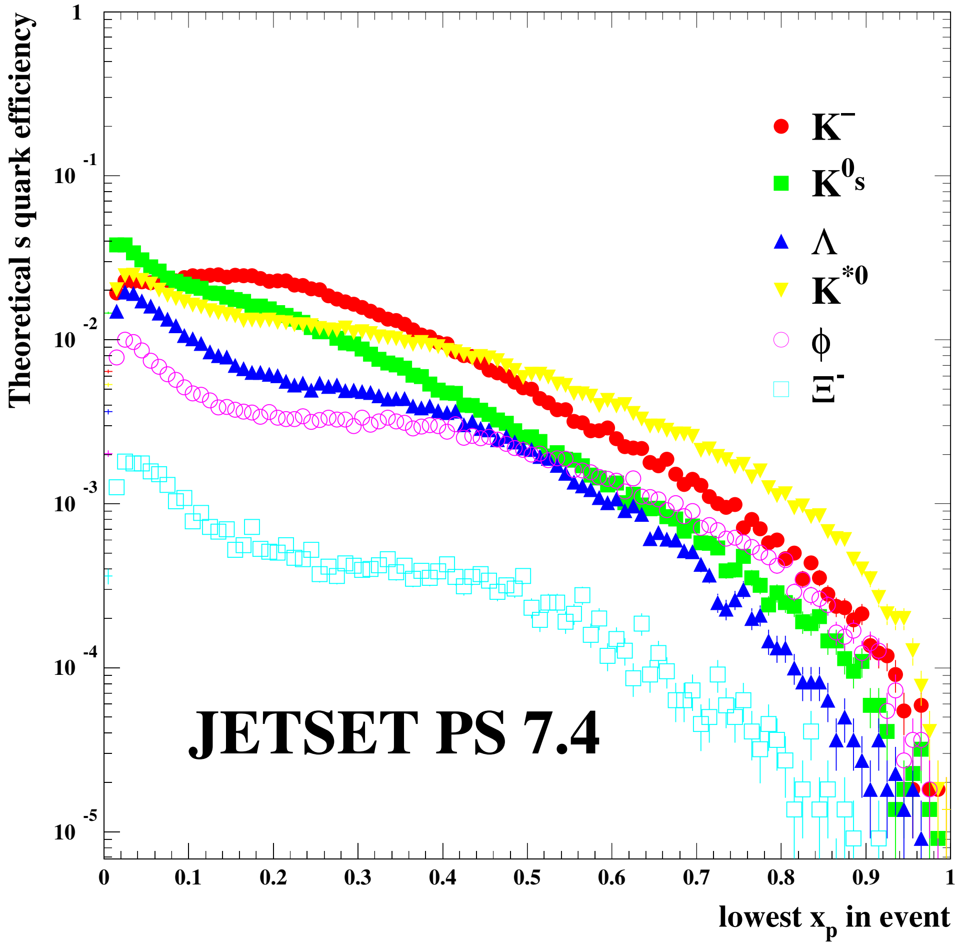


Figura 2.12: Efficienza di selezione del quark s teorica (JETSET PS 7.4) quando l'adrone della specie considerata di momento più elevato abbia il momento dato in ascissa.

della relativa abbondanza (vedi la tabella 2.2) di questo mesone. Tuttavia la sua larghezza naturale è notevole (50.5$\pm$0.06 MeV [66]), fatto che rende lo spettro in massa invariante alquanto largo; inoltre detto spettro risente notevolmente dell'influsso della riflessione di decadimenti di altre particelle (ad es. $\rho(770) \to \pi^+\pi^-$) e del fondo combinatoriale, rendendo pertanto complessa dal punto di vista sperimentale una corretta identificazione del K^{*0} stesso. Al momento attuale non risulta pubblicato alcun lavoro che sfrutti questo decadimento per l'arricchimento di un campione in quark s.

Situazioni maggiormente interessanti sono in principio quelle di adroni con due quark s, in grado di fornire segnature potenzialmente più pure; la probabilità che entrambi i quark sorgano dalla frammentazione è approssimativamente soppressa di un fattore $(\gamma_s/\gamma_u)^2$. I due casi presentati sono quelli della $\phi(1020)$, identificabile mediante il decadimento $\phi(1020) \to K^+K^-$ e della Ξ^-, ricostruibile dal decadimento

$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$. Come si può notare dalle figure 2.10, 2.11 questi sono gli adroni in grado di fornire la migliore segnatura dal punto di vista teorico (assieme alla Λ); tuttavia sono anche quelli maggiormente sfavoriti dal punto di vista della molteplicità di produzione.

Studi sono stati in particolare effettuati sul canale $\phi(1020) \rightarrow \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$ sfruttando le capacità di identificazione di particella date dal rivelatore RICH di DELPHI [80]. In questa maniera è possibile ridurre notevolmente il fondo combinatoriale nello spettro in massa invariante, migliorando notevolmente la qualità del segnale. Questo studio dimostra la possibilità di ottenere campioni con purezza in quark s dell'80% per $x_p(\phi(1020)) > 0.5$, con un'efficienza sperimentale di rivelazione prossima al 40%. Tuttavia la bassa molteplicità fa si che questa selezione fornisca circa 500 eventi candidati a provenire da quark s su un campione iniziale di 1100000 eventi adronici.

In conclusione appare evidente che l'utilizzo di adroni diversi da K, Λ e K^0_S presenta serie limitazioni sperimentali date le statistiche attualmente disponibili agli esperimenti LEP ed SLD.

Fin qui è stata presa in considerazione l'identificazione di una particella singola con quark s di alto momento. Studi effettuati con JETSET [81] sulla produzione correlata di adroni con stranezza hanno dimostrato che l'identificazione di coppie di particelle strane di alto momento in emisferi opposti è in grado di fornire (a parità del valore di taglio sul momento) un aumento significativo della purezza in quark s: coppie $\mathrm{K}^\pm\mathrm{K}^\pm$ a momenti superiori di 10 GeV sono in grado di fornire purezze del 61% con efficienze (teoriche) del 2.8%, coppie $\mathrm{K}^\pm\Lambda$ purezze del 67% con efficienze dello 0.7%. È evidente che anche in questo caso un fattore limitante è dato dall'efficienza ridotta.

Recentemente la collaborazione SLD ha reso pubblici risultati preliminari di studi in questo senso su un campione di 150000 decadimenti adronici della Z [53]; dopo una anti-selezione dei sapori pesanti usando una procedura di *lifetime tag* vengono selezionati eventi con coppie di adroni strani $\mathrm{K}^\pm, \Lambda$ di momento superiore a 10 GeV, di segno opposto nei due emisferi. Si riesce così a selezionare un campione di circa 150-200 eventi con una purezza stimata in quark s superiore all'80%.

Nel contesto di questi studi è recentemente emersa la proposta [82] di un approccio globale al problema della selezione di campioni arricchiti nei singoli sapori leggeri (s incluso) al fine di effettuare misure sulle osservabili sensibili alla fisica elettrodebole (asimmetrie avanti-indietro e larghezze parziali); questo metodo è stato utilizzato dalla collaborazione OPAL che ha presentato i risultati preliminari ottenuti dalla sua applicazione in [52].

Il metodo sfrutta stati finali identificati $(\pi^\pm, \mathrm{K}^\pm, \mathrm{p}, \mathrm{K}^0_\mathrm{S}, \Lambda)$ di momento elevato $(x_p > 0.5)$ al fine di selezionare emisferi con segnature prevalenti di un sapore leggero. Detta η_q^h la frazione di emisferi in cui è identificato un adrone h proveniente dal quark q, è possibile scrivere un sistema di equazioni che esprima il numero di singoli emisferi e di eventi con entrambi gli emisferi con un adrone identificato in funzione dei rapporti $R_q = \Gamma_q/\Gamma_{had}$ e dei coefficienti η:

$$\frac{N_h}{N_{had}} = 2 \sum_{q=d,u,s,c,b} \eta_q^h R_q \tag{2.25}$$

$$\frac{N_{ij}}{N_{had}} = 2 \sum_{q=d,u,s,c,b} \rho_{ij} \eta_q^i \eta_q^j R_q \quad . \tag{2.26}$$

In questo modo è possibile utilizzare il meccanismo della doppia segnatura di emisfero in modo da calcolare l'efficienza di identificazione direttamente dai dati, a meno di termini di correlazione tra gli emisferi ρ_{ij} che devono essere calcolati mediante simulazione con il metodo di Montecarlo. È inoltre possibile esprimere le asimmetrie avanti-indietro misurate nella produzione di singoli adroni come:

$$A_{FB}^{h} = \sum_{q} s_q f_q (2r_q^h - 1) A_{FB}(q) \tag{2.27}$$

dove $A_{FB}(q)$ sono le asimmetrie dei quark, $f_q^h = (\eta_q^h R_q)/(\sum_{q'} \eta_{q'}^h R_{q'})$ le frazioni di adroni provenienti da ciascun sapore, r_q^h e s_q coefficienti che tengono conto della correlazione tra la carica del quark come inferita dall'adrone (carica elettrica del mesone o numero barionico) e quella reale. Vengono utilizzate le misure delle osservabili elettrodeboli dei sapori pesanti e relazioni di universalità tra quark leggeri al fine di ridurre il numero dei parametri liberi del sistema di equazioni così ottenuto.

L'aspetto caratterizzante del metodo è costituito da delle assunzioni di simmetria nella produzione degli adroni considerati in base alla simmetria di isospin $SU(2)$ ed all'indipendenza della QCD dal sapore:

$$\begin{aligned}
\eta_d^{\pi^\pm} &= \eta_u^{\pi^\pm} && (2.28)\\
\eta_d^{\mathrm{K_S^0}} &= \eta_u^{\mathrm{K^\pm}} && (2.29)\\
\eta_u^{\mathrm{K_S^0}} &= \eta_d^{\pi^\pm} && (2.30)\\
\eta_s^{\mathrm{K_S^0}} &= \eta_s^{\pi^\pm} && (2.31)\\
\eta_u^{\Lambda} &= \eta_d^{\Lambda} && (2.32)
\end{aligned}$$

al fine di ridurre ulteriormente il numero delle variabili del sistema.

Nell'intenzione degli autori questo approccio dovrebbe rendere la misura indipendente dai modelli di adronizzazione usati per descrivere la produzione degli adroni considerati, a differenza della procedura seguita ad es. per la misura dell'asimmetria del quark s dalla collaborazione DELPHI [51]. Tuttavia la validità delle relazioni di simmetria considerate sulle quali si fonda il metodo deve essere verificata ed è in principio solo approssimata. Come sottolineato dagli autori stessi, gli adroni provenienti dalla frammentazione non primaria (dove tutti i quark costituenti sono non primari) e dalle catene di decadimento che seguono il processo di frammentazione possono infatti compromettere la validità di queste assunzioni. Inoltre il metodo si basa sull'attuale livello di comprensione del fenomeno di adronizzazione, non su verifiche sperimentali definitive; aspetti non ancora ben compresi del fenomeno (ad es. una violazione della relazione $\gamma_u = \gamma_d$) possono compromettere la validità delle relazioni 2.32.

Al fine di studiare la validità delle assunzioni in [82] e di stimare l'errore sistematico ottenuto sulla misura delle osservabili elettrodeboli a causa delle approssimazioni di cui sopra in [52], sono stati utilizzati esplicitamente modelli di adronizzazione quali JETSET ed HERWIG. Questi controlli hanno permesso di verificare la robustezza delle assunzioni rispetto a fluttuazioni nei valori dei parametri dei modelli di frammentazione in media entro il 2-3%, utilizzando una procedura di studio di errore sistematico dovuto alle incertezze intrinseche sul modello di frammentazione usato analoga a quella utilizzata dalla collaborazione DELPHI in [51].

Questo studio dimostra che le assunzioni 2.32 sono valide al di là dell'incertezza statistica entro qualche percento; di conseguenza dimostra anche che le predizioni dei modelli utilizzati sono stabili rispetto alle incertezze sui parametri dei modelli stessi, dando così attendibilità a queste ed alle analisi che ne fanno uso. Purtroppo sembra anche impoverire alquanto l'aspetto maggiormente caratterizzante del metodo, l'originale pretesa indipendenza da particolari modelli di frammentazione.

Capitolo 3

L'apparato sperimentale DELPHI

In questo capitolo viene presentato l'apparato sperimentale DELPHI, operante presso l'acceleratore LEP del laboratorio CERN di Ginevra. Particolare attenzione verrà dedicata alle componenti centrali di tracciamento del rivelatore ed al sistema di identificazione di particella, utilizzati nell'analisi dei dati raccolti nell'anno 1994 presentata in questo studio.

3.1 L'acceleratore di particelle LEP

Il LEP (*Large Electron Positron collider*) è un acceleratore a fasci incrociati e^-e^+ operante presso il CERN di Ginevra dal 1989. In figura 3.1 viene mostrata schematicamente la locazione dell'anello e delle aree sperimentali attualmente operative.

L'acceleratore è stato costruito con lo scopo primario di permettere una verifica sperimentale della teoria dell'interazione elettrodebole di Weinberg, Glashow e Salam; nella sua prima fase di funzionamento, nota come LEP100 e durata dal 1989 al 1995, ha operato ad un'energia nel sistema del centro di massa e^-e^+ di circa 91 GeV, in prossimità del picco della risonanza del bosone Z. Dal 1996 in poi è iniziata la seconda fase operativa, nota come LEP200, fase che comporta un progressivo innalzamento dell'energia in vari stadi, onde permettere lo studio della produzione dei bosoni W e la ricerca del bosone di Higgs e di eventuali nuove particelle, in particolare quelle previste dalle teorie supersimmetriche.

La scelta di costruire un anello di collisione (*collider*) anziché un acceleratore a bersaglio fisso risponde alla necessità di studiare l'interazione e^-e^+ ad energie nel centro di massa nella regione del picco della risonanza del bosone Z.

L'uso degli elettroni, allo stato attuale delle conoscenze privi di struttura interna, quali componenti del fascio permette di studiare l'interazione elettrodebole in una situazione priva dei fondi tipici delle collisioni adroniche, dovuti ai componenti delle particelle collidenti che non partecipano all'interazione primaria (quark spettatori) e permette di avere sempre a disposizione almeno un vertice di interazione elettrodebole nel processo.

Questa scelta comporta altresì una perdita di energia per radiazione di sincrotrone, a parità di raggio dell'orbita, maggiore rispetto ai collisionatori adronici, essendo la

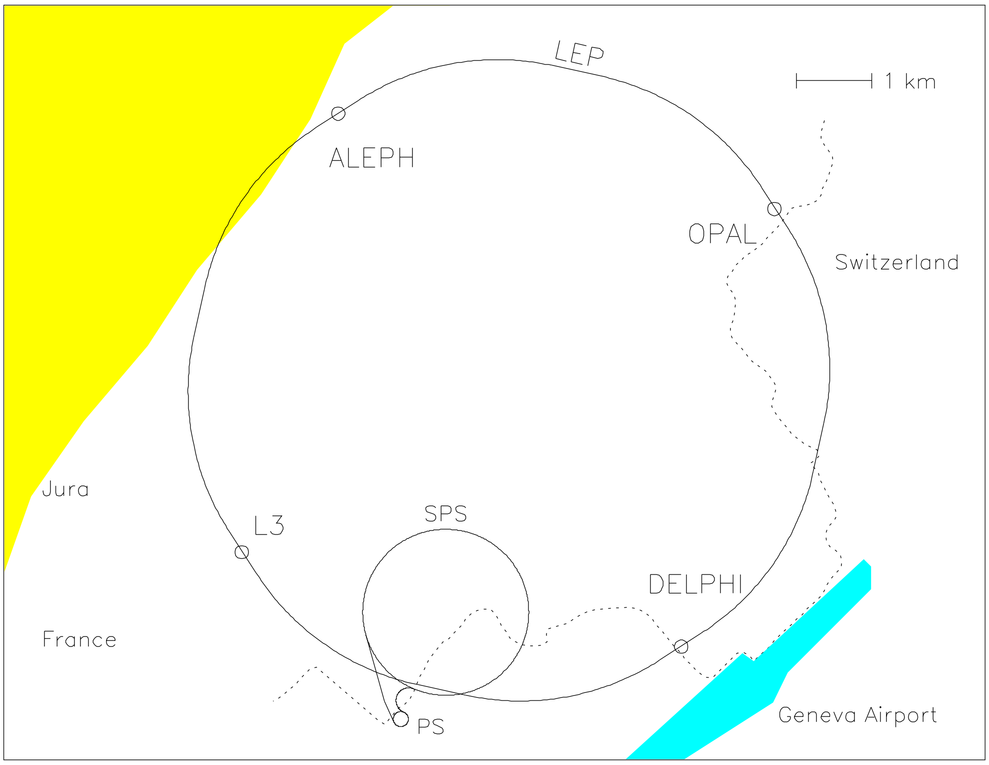


Figura 3.1: Rappresentazione schematica della posizione dell'anello del LEP e delle aree sperimentali operanti attualmente.

perdita di energia dipendente dalla massa della particella circolante nell'anello:

$$\Delta(E) = \frac{4}{3}\pi\ e^2\beta^3\frac{E^4}{Rm^4} \tag{3.1}$$

dove $\Delta(E)$ è la perdita di energia in una rivoluzione completa sull'orbita, E l'energia della particella circolante, m la sua massa, β la sua velocità normalizzata a quella della luce, R il raggio dell'orbita stessa.

La necessità di ottenere l'energia del fascio desiderata e contemporaneamente contenere la perdita per radiazione di sincrotrone entro limiti accettabili spiega le dimensioni notevoli dell'anello che con i suoi 26,66 km di circonferenza è la macchina acceleratice più grande al mondo attualmente operante.

L'anello è collocato in un tunnel sotterraneo scavato ad una profondità media di 100 m, onde proteggere il sistema dalla radiazione cosmica e da vibrazioni meccaniche. Il piano che lo contiene è inclinato di 13.23 mrad rispetto alla superficie terrestre.

Gli elettroni sono mantenuti sull'orbita curvilinea da un sistema di 3368 dipoli e focalizzati da 808 quadrupoli, ottenendo un fascio suddiviso in pacchetti (8 nel 1994) le cui dimensioni trasverse sono 210 μm lungo l'asse nel piano dell'orbita e 8 μm lungo l'asse ortogonale al piano dell'orbita. La perdita di energia per radiazione di sincrotrone è di circa 130 MeV per rivoluzione completa all'energia del fascio di 45 GeV, ed è compensata da un sistema di cavità a radiofrequenza.

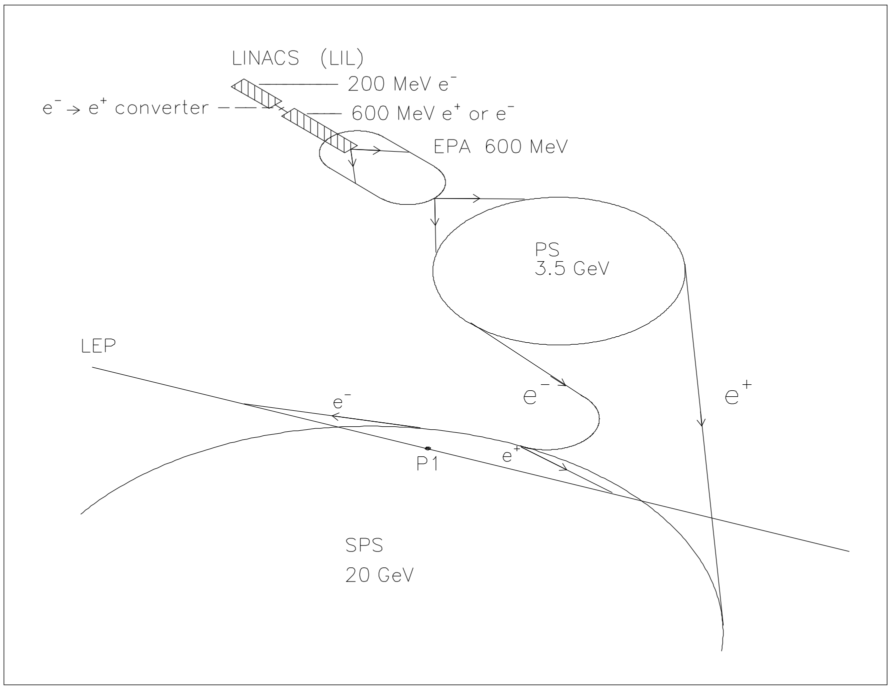


Figura 3.2: Rappresentazione schematica della catena di iniezione ed accelerazione di LEP.

Un parametro importante dell'acceleratore è la sua luminosità, grandezza connessa ai flussi di particelle collidenti. Siano σ la sezione d'urto del processo che si realizza nella collisione e dN/dt il numero di processi per unità di tempo osservati; la luminosità $\mathcal{L}$ per unità di tempo è data dalla relazione:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma \quad . \tag{3.2}$$

In un acceleratore a fasci incrociati la luminosità è determinata dalle caratteristiche dei fasci circolanti secondo la relazione:

$$L = \frac{N_{\mathrm{e}^+} N_{\mathrm{e}^-} f k}{4\pi \ S_x S_y} \tag{3.3}$$

dove N_{e^+} ed N_{e^-} sono rispettivamente il numero di e^+ e e^- contenute nei fasci, f è la frequenza di rivoluzione, k il numero di pacchetti circolanti, S_x ed S_y le dimensioni trasverse dei pacchetti, supposta la loro forma gaussiana.

La luminosità massima raggiunta durante LEP100 è stata $2.4 \times 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}$.

La catena di iniezione ed accelerazione di LEP è schematicamente riportata in figura 3.2; essa sfrutta la quasi totalità degli acceleratori esistenti al CERN. Un acceleratore lineare (LIL-V) produce il fascio primario di elettroni a 200 MeV e genera quindi per interazione con un bersaglio i positroni; un secondo acceleratore lineare (LIL-W) porta entrambi i fasci ad un'energia di 600 MeV e li inietta nell'anello di accumulazione EPA (*Electron Positron Accumulation ring*). Questo anello porta i due

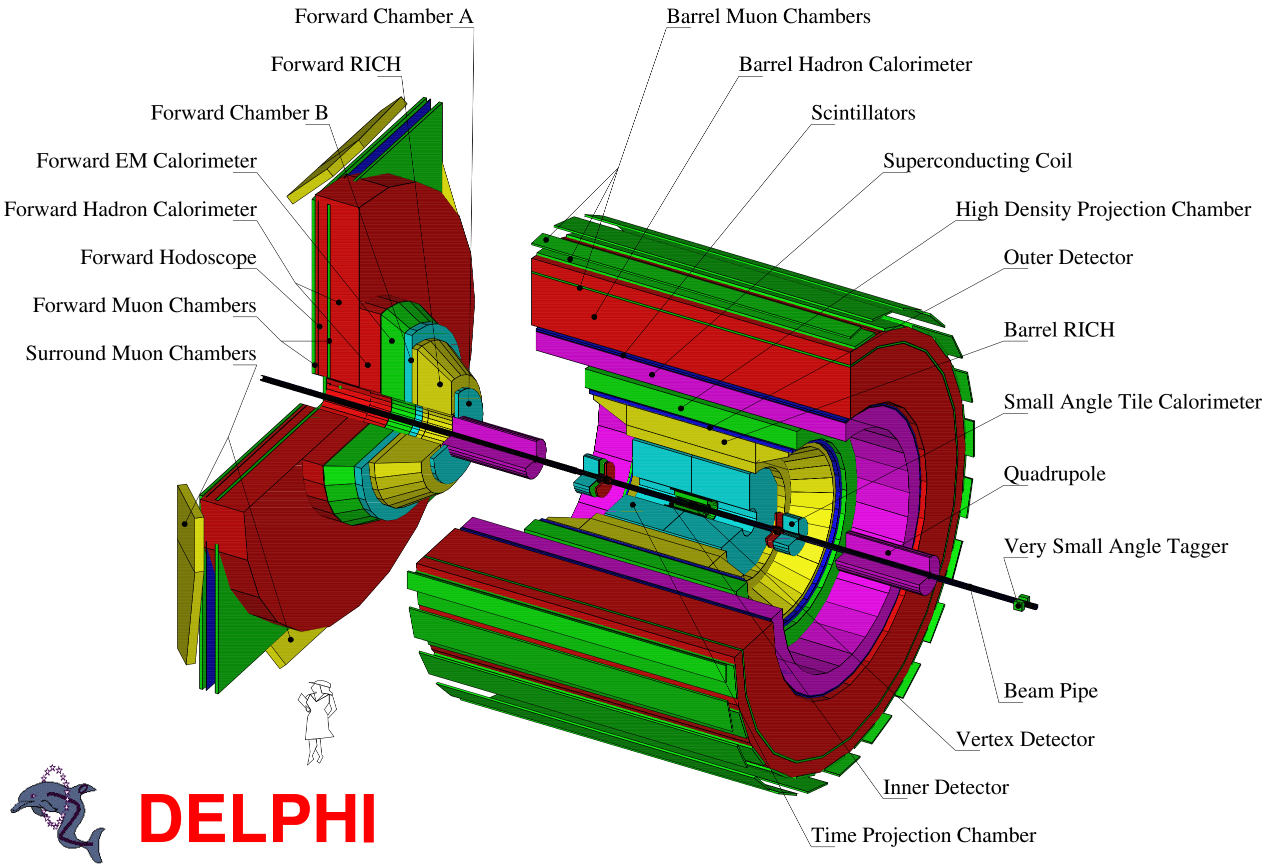


Figura 3.3: Spaccato della struttura dell'apparato sperimentale DELPHI. Sono evidenziate le componenti del barile e dei coperchi in avanti.

fasci al protosincrotrone (PS, *Proton Synchroton*) dove la loro energia viene innalzata a 3.5 GeV. Vengono quindi iniettati nell'SPS (*Super Proton Synchroton*) per un ulteriore incremento a 20 GeV, energia finale di iniezione nel LEP.

A LEP operano 4 esperimenti, DELPHI, ALEPH, OPAL, ed L3 , i cui apparati sono alloggiati in caverne equidistanti tra loro lungo l'anello, in corrispondenza delle quali vengono fatti collidere i fasci di elettroni e positroni.

3.2 L'apparato sperimentale DELPHI

DELPHI (*Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) [83] è uno dei quattro apparati sperimentali operanti a LEP dal 1989. È un rivelatore disegnato specificamente per lo studio della fisica del processo e^-e^+, con lo scopo di fornire alta granularità di ricostruzione tridimensionale dell'evento sulla quasi totalità dell'angolo solido, una ricostruzione dei vertici di alta precisione ed una identificazione di particella di elevate prestazioni.

Durante la presa dati di LEP100 sono stati raccolti oltre 4 milioni di eventi adronici, dei quali 3.5 milioni circa al picco della Z, come risulta dalla tabella 3.1.

Anno	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995	Totale
Fuori picco	4K	30K	52K	—	243K	—	236K	617K
Totale	13K	125K	275K	751K	755K	1484K	750K	4153K

Tabella 3.1: Numero di decadimenti adronici del bosone Z rivelati da DELPHI durante la presa dati di LEP100 suddivisi per anno. È riportato anche il numero di eventi raccolti ad energie fuori dal picco della Z durante le misure sulle code della curva di risonanza.

Il sistema di coordinate cartesiane di riferimento che verrà utilizzato in seguito è da intendersi così definito: l'origine si trova al centro dell'apparato, l'asse z è diretto lungo la traiettoria degli elettroni, l'asse x punta al centro dell'anello di LEP, essendo però parallelo alla superficie terrestre senza seguire l'inclinazione del piano che contiene l'anello stesso, l'asse y è diretto verso l'alto con una inclinazione di 3.603 mrad rispetto alla verticale. Data la simmetria cilindrica dell'apparato, verrà usato anche un sistema di coordinate cilindriche $R = \sqrt{x^2 + y^2}, \theta, \phi$.

La struttura del rivelatore, comune nelle linee essenziali agli esperimenti LEP, è mostrata in figura 3.2; una descrizione dettagliata è data in [83]. Si compone di una parte centrale, detta barile (*barrel*), che copre approssimativamente la regione compresa tra 40^0 e 140^0, e di due coperchi (*end caps*) nelle regioni in avanti e indietro.

Muovendosi nel barile, dall'asse centrale del rivelatore verso l'esterno, si incontra una parte dedicata alla ricostruzione non distruttiva delle tracce, composta da un rivelatore di vertice (*Vertex Detector*), un rivelatore interno (*Inner Detector*), una camera a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*) ed un rivelatore esterno (*Outer Detector*). Tra la TPC e l'OD si trova un rivelatore a luce Cherenkov dedicato all'identificazione di particelle (*Barrel Rich Imaging CHerenkov detector*). Un solenoide superconduttore del diametro interno di 5.2 m contiene questa parte e genera un campo magnetico uniforme di 1.23 T parallelo all'asse z, utilizzato per la ricostruzione del momento delle particelle mediante misura della curvatura delle tracce. All'esterno della regione di tracciamento sono posti i rivelatori dedicati alla misura distruttiva dell'energia: il calorimetro elettromagnetico (*High density Projection Chamber*) all'interno del solenoide ed il calorimetro adronico (*HAdron Calorimeter*) nel ferro di ritorno del solenoide stesso. Infine una serie di camere dei muoni (*MUon Barrel chamber*) racchiude l'intero barile.

La struttura delle regioni in avanti riflette quella del barile: una sezione di tracciamento, data da due serie di camere in avanti (*Forward Chamber A* e *Forward Chamber B*) con interposto un rivelatore a luce Cherenkov in avanti (*Forward Rich Imaging CHerenkov detector*), un calorimetro elettromagnetico (*Forward ElectroMagnetic Calorimeter*), uno adronico (*HAdron Forward calorimeter*) ed una serie di camere dei muoni in avanti (*MUon Forward chamber*). Due calorimetri elettromagnetici nella regione a piccolo angolo (*Small angle TIle Calorimeter*, che ha sostituito nel 1994 il *Small Angle Tagger*, e *Very Small Angle Tagger*) vengono usati prevalentemente per la misura della luminosità tramite la diffusione Bhabha a piccolo angolo e per il controllo dei fasci.

La risposta dei rivelatori ai processi che avvengono nelle collisioni e^-e^+ viene vagliata da un sistema di decisione (*trigger*) [84] e registrata su nastro magnetico dal sistema di acquisizione [85]. Questa informazione viene poi elaborata dal programma di ricostruzione degli eventi di DELPHI, DELANA [86], che produce la struttura dati utilizzata per l'analisi fisica. I dati così prodotti vengono comparati con una simulazione dettagliata del comportamento dell'apparato, DELSIM [35], dove le caratteristiche cinematiche delle diverse categorie di eventi vengono generate da programmi dedicati basati sul metodo di Montecarlo.

Le prestazioni del rivelatore a LEP100 sono state estensivamente descritte in [87].

L'analisi condotta si basa sulla selezione di un campione di eventi adronici con presenza di particelle identificate, facendo uso in particolare della parte di tracciamento (VD, ID, TPC e OD) e di identificazione di particelle (BRICH) del barile, che verranno di seguito descritte in dettaglio.

Un modesto uso dell'identificazione di muoni e la necessità di determinare l'asse dell'evento (asse di *thrust*) hanno comportato anche l'uso, con minore peso, delle camere dei muoni, del tracciamento in avanti e della parte calorimetrica; si accennerà brevemente anche a queste componenti.

3.3 Il rivelatore di vertice (VD)

Il rivelatore di vertice [88], nella sua configurazione del 1994 usata per questa analisi, consiste di tre strati cilindrici coassiali di rivelatori a microstrip di silicio posti il primo (*closer*) ad un raggio di 6.3 cm, il secondo (*inner*) a 9.0 cm ed il terzo (*outer*) a 10.9 cm dall'asse z. Ognuno degli strati copre tutto l'angolo azimutale con una segmentazione in 24 settori che si sovrappongono agli adiacenti per circa il 10 % della loro area (figura 3.3).

Ogni settore è composto da 4 rivelatori posti lungo la direzione del fascio. L'accettanza angolare nell'angolo polare θ varia da $25^0 \leq \theta \leq 155^0$ per lo strato closer, come esteso all'inizio del 1994, a $44^0 \leq \theta \leq 136^0$ per lo strato outer, accettanza entro la quale una traccia attraversa tutti gli strati.

Nel 1994 gli strati closer ed outer sono stati potenziati mediante l'uso di piani di strip a doppia faccia che permettono la misura del punto di attraversamento della traccia tanto nelle coordinate radiali $R\phi$ quanto in quella z lungo l'asse del fascio. In $R\phi$ il passo delle strip è di 50 μm, in z è variabile a seconda dell'angolo polare, da un minimo di 49.5 (42) μm a $\theta = 90^0$ per lo strato closer (outer) fino ad un massimo di 150 (84) μm.

La risoluzione stimata nella determinazione della posizione di una singola traccia nelle coordinate radiali $R\phi$ è di 7.6 μm per singolo strato, con una leggera dipendenza dall'angolo di incidenza che comporta delle code non gaussiane nella distribuzione della risoluzione. Lungo la coordinata z questa dipendenza risulta maggiormente marcata, con un valore di 9 μm per tracce perpendicolari agli strati.

Per il raggiungimento di tali precisioni è essenziale un'accurata procedura di allineamento del rivelatore sia al suo interno tra le varie parti che rispetto agli altri sottorivelatori di DELPHI. La procedura di allineamento si basa sull'uso di tracce isolate

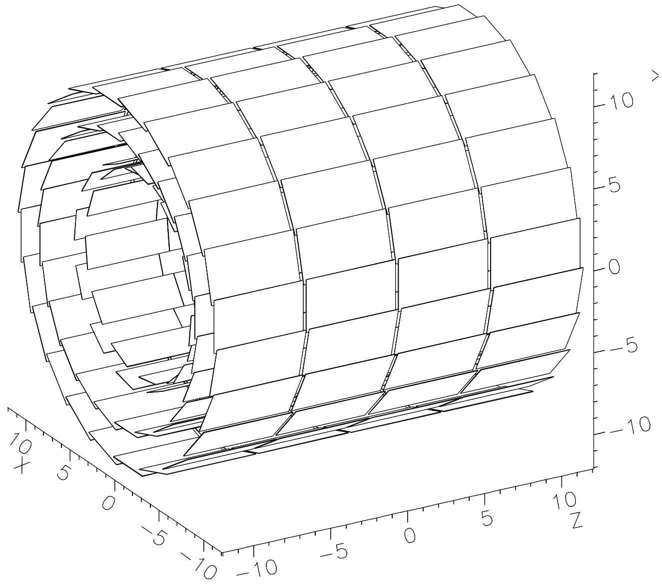


Figura 3.4: Struttura del rivelatore di vertice (VD). Si noti la sovrapposizione delle tegole a quelle adiacenti onde permettere una copertura totale dell'angolo azimutale.

da eventi adronici e da dimuoni (Z $\rightarrow \mu^+\mu^-$) che attraversano la zona di sovrapposizione tra le tegole dei diversi settori di uno strato o che hanno dei punti misurati in ciascuno strato. È in questo modo possibile studiare le deformazioni sia meccaniche che dipendenti da temperatura ed umidità di ogni singolo strato e la posizione relativa degli strati uno rispetto all'altro, usando come unica informazione esterna la misura dell'impulso delle tracce usate data dai rimanenti sottorivelatori. Una descrizione dettagliata delle procedure qui accennate può essere trovata in [89, 90].

Una discussione dettagliata della ricostruzione dei vertici verrà data nel capitolo successivo.

3.4 Il rivelatore interno (ID)

Il rivelatore interno [91], così come configurato nel 1994, si compone di due parti:

- una camera a deriva suddivisa in 24 settori azimutali, con una copertura nell'angolo polare di $23^0 \leq \theta \leq 157^0$, un raggio interno di 12 cm ed uno esterno di 23 cm, dotata di 24 fili per settore in grado di fornire fino a 24 misure di posizione per traccia e non meno di 10.

- una serie di 5 strati cilindrici di camere a fili proporzionali (*Multi Wires Proportional Chambers*), con una spaziatura tra i fili di 8 mm (pari a 192 fili per strato) ed un catodo circolare in grado di fornire informazione anche sulla coordinata z. La copertura angolare polare è $30^0 \leq \theta \leq 150^0$.

Si tratta di un rivelatore che svolge un doppio ruolo come parte del sistema di tracciamento ed elemento chiave nel sistema di decisione per l'acquisizione (*trigger*), grazie alla piccola finestra temporale di sviluppo e formazione del segnale (100 ns per tracce ortogonali al rivelatore).

La risoluzione spaziale per singola traccia è di 50 μm in $R\phi$ e di 1.5 mrad in ϕ, dopo la procedura di allineamento e le correzioni dovute ai parametri che inducono variazioni nella velocità di deriva nel gas.

3.5 La camera a proiezione temporale (TPC)

La TPC [92] è la componente principale del sistema di tracciamento di DELPHI. Si tratta di un cilindro di 120 cm di diametro esterno, 3 m di lunghezza, le cui basi sono costituite da MWPC suddivise in 6 settori azimutali dotati di 192 fili con spaziatura di 4 mm e 16 nastri circolari a passo costante formati da piastrine rettangolari (*pad*). Il cilindro è internamente diviso in due metà da un setto di alluminio tenuto ad un potenziale di 22.5 kV rispetto alle basi che genera così un campo elettrico di 187 Vcm^{-1} parallelo alla direzione del campo magnetico. Il volume è riempito di una mistura gassosa 80% Ar - 20% CH_4 ad una pressione operativa di 1 atm.

Il rivelatore si basa sul principio della proiezione temporale: le particelle cariche che attraversano la camera ionizzano il gas. Le cariche così prodotte si muovono per effetto del campo elettrico parallelo all'asse del cilindro verso le estremità dove vengono rivelate dalle MWPC; la carica che si sviluppa a valanga attorno ai fili anodici delle MWPC induce segnale sui pad retrostanti, permettendo così la misura delle coordinate x ed y del punto della traccia. Il fenomeno di diffusione delle cariche nel gas è limitato dal campo magnetico, anch'esso parallelo all'asse della camera, che, facendo spiralizzare le cariche durante la loro deriva, le confina lungo la traiettoria originale. Dalla conoscenza della differenza temporale tra l'interazione e^-e^+ (*beam cross over*) e la raccolta del segnale sulle MWPC, nota la velocità di deriva nel gas, è possibile ricavare la coordinata z dei punti della traccia misurati.

Al fine di rendere tale misura possibile, la velocità di deriva nella camera viene costantemente controllata utilizzando gli elettroni da ionizzazione prodotti da un sistema di fasci laser, consentendone la conoscenza con un errore relativo inferiore a 2×10^{-4}.

Il rivelatore fornisce fino a 16 punti per traccia nella regione angolare $39^0 \leq \theta \leq 141^0$ per raggi compresi tra 40 e 110 cm, e permette di avere almeno 3 punti misurati fino a $20^0 \leq \theta \leq 160^0$. Le tracce dei dimuoni vengono utilizzate per correggere le distorsioni nella ricostruzione tanto nel piano $R\phi$ che nella coordinata z, confrontando la traccia ricostruita con quella estrapolata a partire dal VD e parametrizzando opportunamente le distorsioni così misurate. La risoluzione spaziale è per le tracce provenienti da $Z \to \mu^+\mu^-$ di 250 μm nel piano $R\phi$ e di 880 μm in z. La capacità di separazione di due tracce è di 1 cm in entrambe le coordinate.

La camera non è stata ottimizzata in fase di progettazione per l'identificazione di particelle mediante misura della perdita di energia (dE/dx), data la presenza dei rivelatori a luce Cherenkov, preferendo mantenere bassa la pressione del gas per poter sfruttare il vantaggio di una diminuzione del materiale con cui le particelle possono interagire davanti al sistema di identificazione. Ciononostante la misura della perdita specifica di energia per ionizzazione risulta significativa e può venire combinata all'informazione proveniente dai RICH.

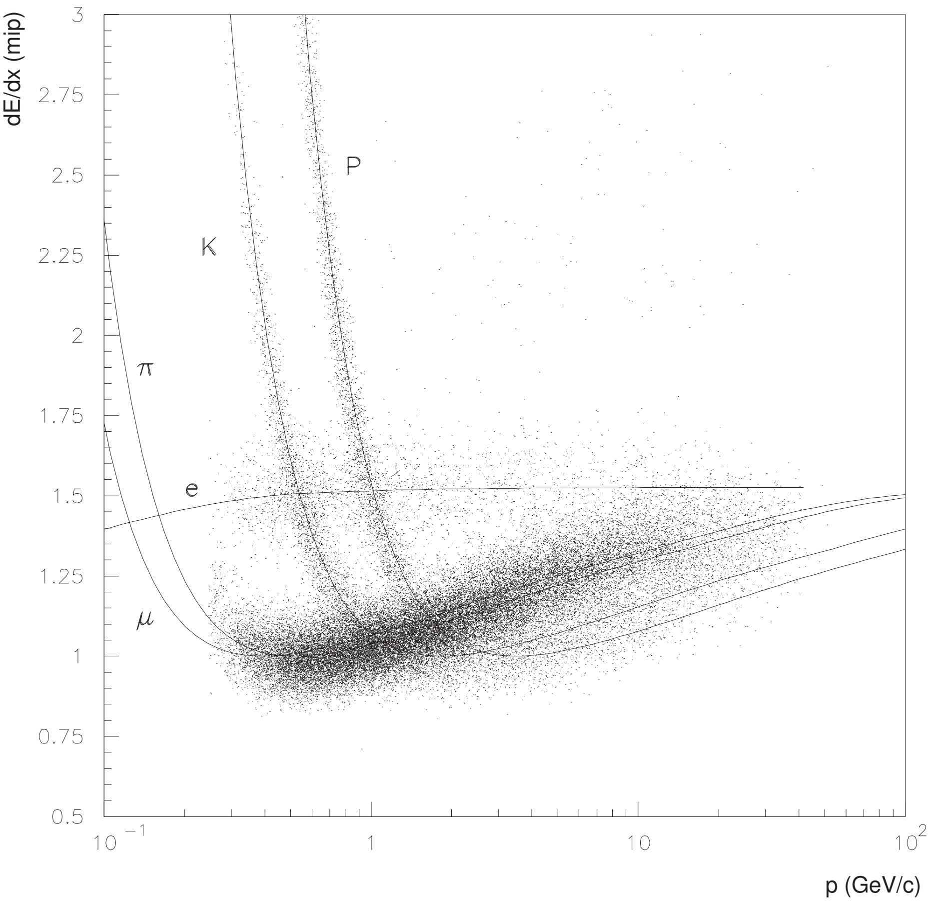


Figura 3.5: Andamento della perdita di energia specifica di ionizzazione in funzione del momento delle particelle cariche. Sono evidenziate le bande a bassi momenti corrispondenti alle diverse particelle ionizzanti.

Il segnale raccolto dai fili viene associato alle tracce ricostruite mediante i pad tramite una comparazione del tempo di arrivo di entrambi all'elettronica. Qualora i tempi siano troppo vicini per essere discriminati l'uno dall'altro non vengono utilizzati nel calcolo della perdita di energia. Ciò implica per tracce ortogonali all'asse z una separazione minima di 2 cm. Circa l'8% del segnale è perso a causa di problemi di soglia dell'elettronica, che viene debitamente corretta in funzione della lunghezza di deriva e del passo effettivo tra i fili sensibili visto dalla traccia.

La dE/dx viene calcolata a partire dalla distribuzione di Landau troncata all'80% inferiore onde limitare l'effetto dei raggi δ. Al termine delle selezioni, un minimo di 30 fili con segnale per traccia è richiesto come taglio di qualità.

In figura 3.5 è mostrata la perdita di energia così misurata in funzione del momento. Il rapporto misurato tra il livello del plateau saturato di Fermi ed il punto di minima ionizzazione è di 1.52.

La risoluzione della perdita di energia e l'efficienza di identificazione sono funzioni del momento, dell'inclinazione della traccia e della topologia dell'evento; per muoni di 45 GeV risulta: $\sigma(dE/dx)/dE/dx = 5.2\%$ mentre da misure per pioni provenienti da K^0_S ricostruiti in eventi adronici è del 6.5%. Il tutto si traduce in una separazione π/K di 1 σ sopra i 2 GeV.

3.6 Il rivelatore esterno (OD)

Il rivelatore esterno [93] è costituito da 5 strati di tubi a deriva che operano nel regime di *streamer* limitato. Il sistema è posto ad un raggio compreso tra 197 e 206 cm, permettendo di migliorare la ricostruzione delle tracce che hanno attraversato il BRICH. Gli strati nell'angolo azimutale sono divisi in 24 settori e ruotati uno rispetto all'altro in modo da garantire piena copertura angolare. La copertura nell'angolo polare è invece di $42^0 \leq \theta \leq 138^0$.

Il rivelatore permette di ottenere una risoluzione nella ricostruzione del singolo punto nel piano $R\phi$ di 110 μm, indipendente dalla lunghezza di deriva. Tre strati hanno la capacità di misurare anche la coordinata z mediante una misura del tempo di arrivo del segnale dal filo anodico. La risoluzione stimata in z è di 3.5 cm.

3.7 Il tracciamento in avanti

Il tracciamento nella regione in avanti è garantito da due sottorivelatori:

- la camera in avanti A (FCA), posta davanti al FRICH, costituita da un doppio piano di tubi a *streamer* limitato che coprono l'angolo polare $11^0 \leq \theta \leq 32^0$ e che consentono, nelle diverse coordinate, le seguenti risoluzioni medie: $\sigma(x) = 290$ μm, $\sigma(x) = 240$ μm, $\sigma(\theta) = 8.5$ mrad, $\sigma(\phi) = 24$ mrad;

- la camera in avanti B (FCB), posta immediatamente dietro al FRICH, una camera a deriva con una serie di 12 piani di fili sensibili ruotati tra loro di 120^0 che copre l'angolo polare $11^0 \leq \theta \leq 36^0$, fornendo una risoluzione nel piano (x, y) di 150 μm, in θ di 3.5 mrad ed in ϕ di $4/\sin\theta$ mrad.

3.8 Prestazioni del sistema centrale di tracciamento

L'ottimizzazione delle prestazioni del sistema di tracciamento viene effettuata mediante una procedura di allineamento complessivo dei vari sottorivelatori; detta procedura si basa, come in generale le procedure di allineamento interno dei sottorivelatori stessi, sull'uso degli eventi $Z \to \mu^+\mu^-$, sfruttando il vincolo dato dall'energia dei fasci a cui quella dei muoni deve essere uguale (un limite superiore all'acollinearità delle due tracce di 0.15^0 è richiesto al fine di sopprimere gli eventi fortemente radiativi).

Prendendo come riferimento la posizione dell'OD, nota con la precisione assoluta di 30 μm e notevolmente stabile, si allineano rispetto a questa le altre componenti centrali del tracciamento, e poi via via tutti gli altri elementi dell'apparato.

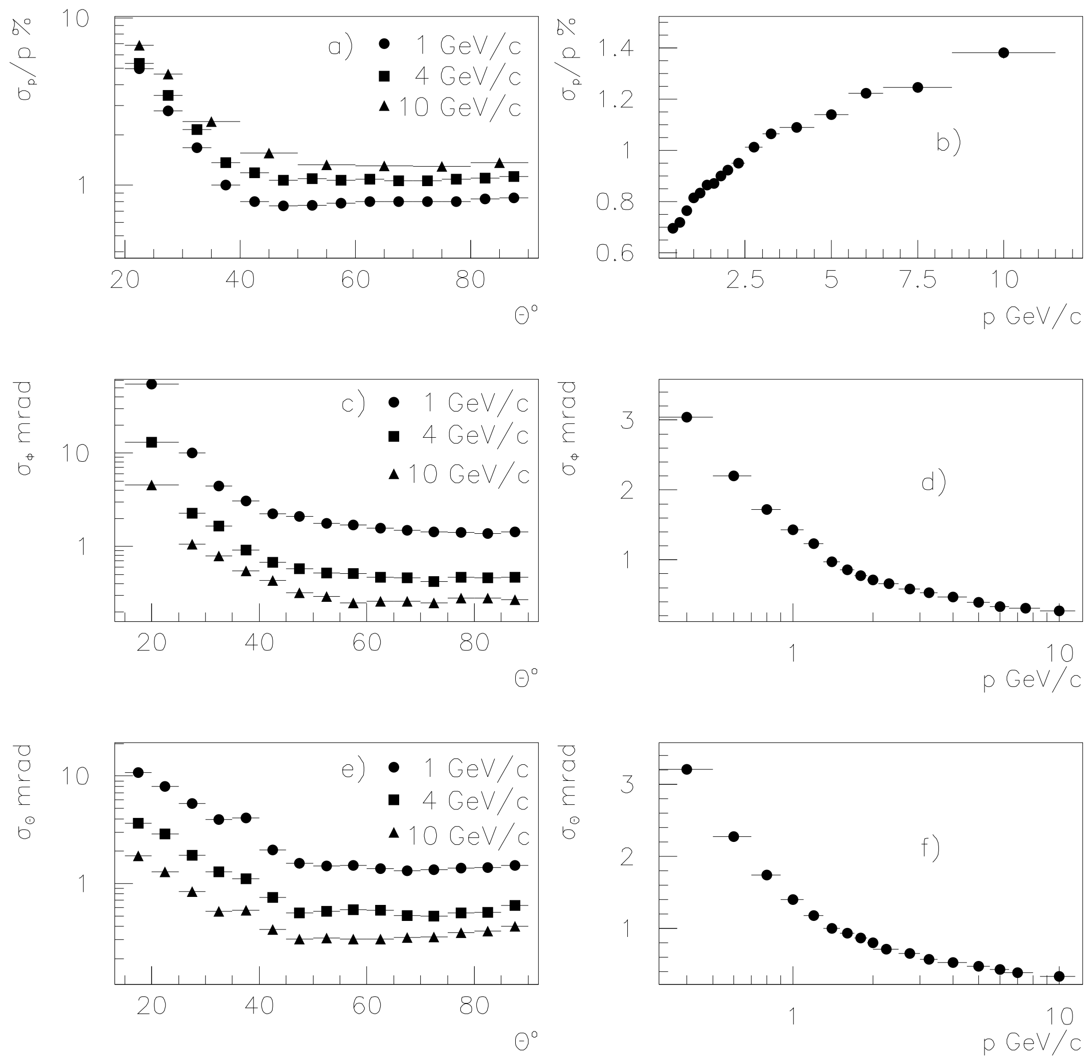


Figura 3.6: Stima della risoluzione sui parametri delle tracce ricostruite ottenuta dal confronto delle tracce ricostruite e di quelle simulate. Sono mostrate nelle diverse figure: (a) risoluzione in momento in funzione dell'angolo polare θ, (b) risoluzione in momento in funzione del momento per tracce ricostruite nel barile, (c) risoluzione dell'angolo azimutale in funzione di θ, (d) risoluzione dell'angolo azimutale in funzione del momento per tracce ricostruite nel barile, (e) risoluzione dell'angolo polare in funzione di θ, (f) risoluzione dell'angolo polare in funzione del momento per tracce ricostruite nel barile.

Questa procedura permette di ottenere per i muoni ad un'energia di 45 GeV, alla cui ricostruzione prendano parte VD, ID, TPC e OD, una distribuzione parametrizzabile con la somma di due gaussiane, di cui quella più stretta mostra una risoluzione in momento:

$$\sigma(1/p) = 0.57 \times 10^{-3}\ (\mathrm{GeV}/c)^{-1} \tag{3.4}$$

mentre la seconda descrive le code non gaussiane con una larghezza di 1.04×10^{-3} $(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$.

La tabella 3.2 riassume la risoluzione sulla ricostruzione dei dimuoni nelle varie regioni angolari dell'apparato con diverse possibili combinazioni di sottorivelatori usati per la ricostruzione stessa. Si evidenzia la dipendenza dall'angolo polare, che comporta un deterioramento della risoluzione al diminuire dell'angolo stesso.

$\theta(^\circ)$	Rivelatori	$\sigma(1/p)(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$
≥ 42	VD+ID+TPC+OD	$0.6\ \times10^{-3}$
≥ 42	ID+TPC+OD	$1.1\ \times10^{-3}$
≥ 42	VD+ID+TPC	$1.7\ \times10^{-3}$
≤ 36	VD + FCB inclusa	$1.3\ \times10^{-3}$
25-30	FCB inclusa	$1.5\ \times10^{-3}$
<25	FCB inclusa	$2.7\ \times10^{-3}$

Tabella 3.2: Risoluzione in momento per muoni da 45.6 GeV/c.

Per tracce con momento inferiore 45 GeV/c la risoluzione in momento viene determinata usando la simulazione completa dell'apparato DELPHI, DELSIM, nella quale gli eventi vengono generati secondo il modello di Lund JETSET [16], e processando questi eventi con la stessa procedura usata per i dati raccolti realizzata nel programma di ricostruzione degli eventi DELANA.

I risultati sono mostrati in figura 3.6. È possibile notare che la risoluzione è stabile nella regione del barile, approssimativamente compresa nell'intervallo angolare $30^0 \leq \theta \leq 150^0$, e si deteriora sensibilmente nella regione in avanti. La risoluzione tende a deteriorarsi altresì al diminuire del momento a causa del fenomeno dello *scattering* multiplo, cioè della diffusione, nel materiale.

3.9 Il rivelatore a luce Cherenkov Barrel RICH

Si tratta di uno dei rivelatori maggiormente caratterizzanti l'apparato DELPHI, che è l'unico dei 4 esperimenti operanti a LEP ad esserne dotato.

Il fenomeno su cui si basa è l'emissione di un cono di luce Cherenkov da parte di particelle cariche elettricamente al passaggio in un mezzo dielettrico a velocità superiore a quella della luce nel mezzo stesso. Questo fenomeno è stato studiato sperimentalmente da Cherenkov [94] e la sua spiegazione teorica è stata fornita da Frank e Tamm in [95]. L'angolo di emissione dei fotoni, θ_C, dipende dalla velocità della particella $\beta = v/c$ e dall'indice di rifrazione n del mezzo attraversato secondo la relazione:

$$\cos\theta_C = \frac{1}{n\beta} \tag{3.5}$$

Dalla misura del momento p della particella fornita dal sistema di tracciamento è quindi possibile risalire alla massa m della particella stessa:

$$\cos\theta_C = \frac{1}{n} \times \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} \tag{3.6}$$

Lo spettro dei fotoni emessi in un mezzo di lunghezza L da una particella di carica Z (in unità e) è dato da:

$$\frac{dN_f}{dE} = \frac{\alpha Z^2 L}{\hbar c} \sin^2\theta_C \tag{3.7}$$

Dalla conoscenza dell'angolo θ_C e del numero di fotoni emessi N_f è pertanto possibile risalire al tipo di particella; la mancata produzione di luce, sfruttando il fatto che l'emissione avviene oltre una soglia caratteristica per ogni tipo particella in un dato mezzo, può anche essere utilizzata come metodo di identificazione (regime di veto).

Il numero di fotoni rivelati sperimentalmente è dato dall'integrazione della 3.7 sullo spettro di energia rivelabile (E_{min}, E_{max}) e sulla lunghezza del radiatore L attraversata dalla particella; in questa integrazione è necessario tenere presente tanto l'efficienza quantica di conversione dei fotoni in elettroni rivelabili sperimentalmente ϵ_q quanto la trasparenza dei mezzi attraversati nel rivelatore dai fotoni prima della conversione T, grandezze entrambe funzioni dell'energia dei fotoni emessi:

$$N_f = \frac{\alpha}{\hbar c} L Z^2 \sin^2\theta_C \int_{E_{min}}^{E_{max}} T(E)\epsilon(E)dE \tag{3.8}$$

Il termine:

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int_{E_{min}}^{E_{max}} T(E)\epsilon(E)dE \tag{3.9}$$

è la costante utilizzata abitualmente per caratterizzare un rivelatore a luce Cherenkov.

Il rivelatore di cui è dotato DELPHI [96] è del tipo *ring imaging*, ossia a ricostruzione dell'immagine dell'anello di luce prodotto, secondo la filosofia costruttiva originariamente proposta in [97]. Per coprire lo spettro in momento più ampio possibile nell'identificazione il rivelatore fa uso di due radiatori diversi [96, 80]:

- un radiatore liquido, il C_6F_{14}, che permette di identificare particelle nell'intervallo di momento $0.7 \le p \le 8$ GeV/c; l'indice di rifrazione di tale mezzo è parametrizzabile in funzione dell'energia del fotone emesso E (in eV) come: $n(E) = 1,21761 + 0,00928 \cdot E$, quindi per i fotoni emessi di energia media 6.5 eV è $n = 1.278$. La sua trasparenza è per fotoni di queste energie superiore all'80%;

- un radiatore gassoso, il C_5F_{12}, utilizzato per l'identificazione di particelle con momento al di sopra dei 2.5 GeV/c; l'indice di rifrazione dipende, oltre che dall'energia del fotone E (in eV), dalla temperatura T (in K) e dalla pressione P (in bar) del gas secondo la relazione: $n = 1 + (308/T) \cdot (P/1.3) \cdot 0.0022592 + 0.000064 \cdot (E - 6)$. Pertanto nelle condizioni operative standard $T = 40^0$ C e $P = 1\,\mathrm{atm}$ per fotoni di energia media di 6.5 eV è $n = 1.001757$.

	B. liquido	B. gassoso
Numero di fotoelettroni per traccia	14	8
Angolo Cherenkov, mrad	666	62.3
Precisione angolare per fotoelettrone, mrad	13.3	4.3
Precisione angolare per traccia, mrad	5.2	1.5

Tabella 3.3: Caratteristiche principali della ricostruzione dell'angolo Cherenkov nei radiatori liquido e gassoso del Barrel RICH per muoni da Z $\to \mu^+\mu^-$.

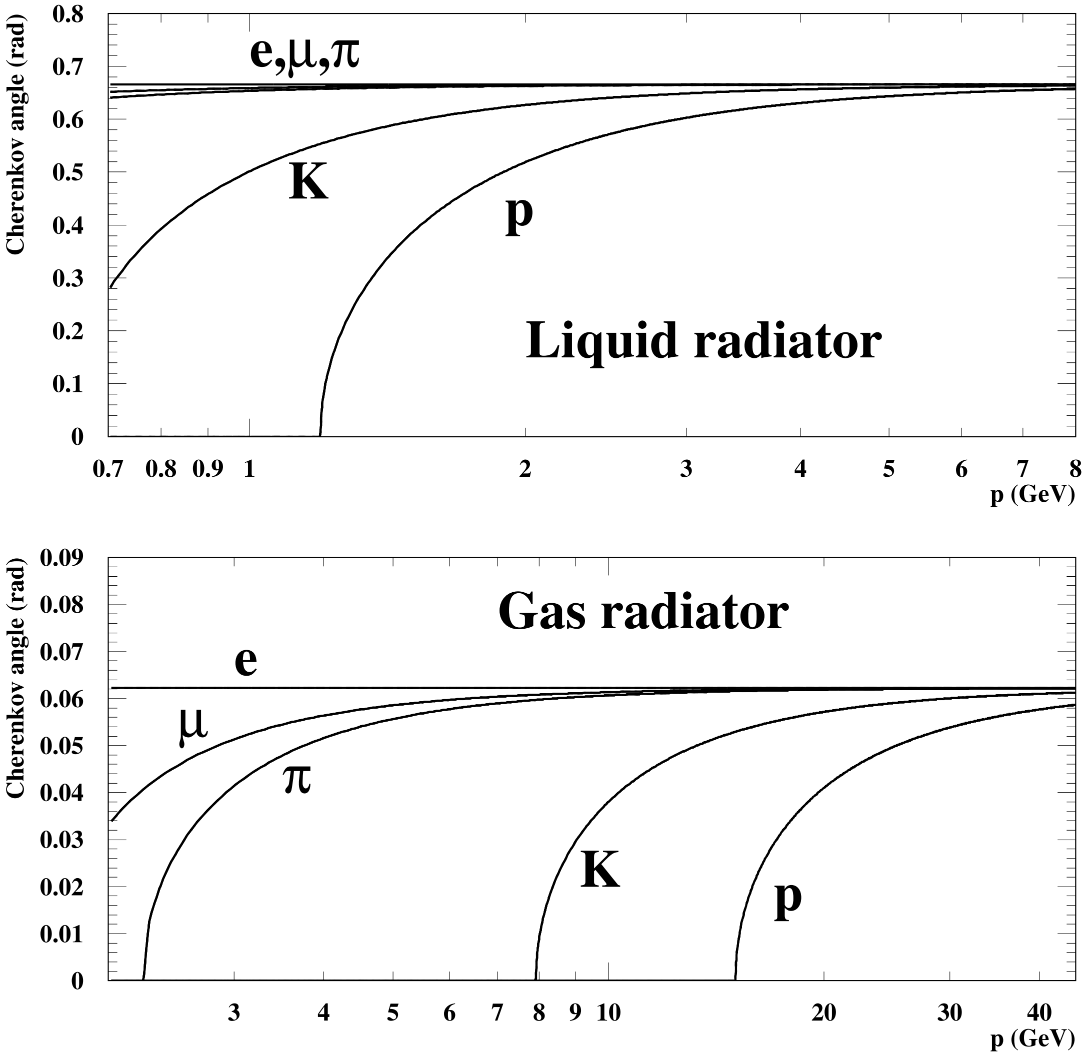


Figura 3.7: Angolo Cherenkov aspettato in funzione del momento per e, μ, π, K e p nei radiatori liquido e gassoso; la separazione delle curve determina (unitamente alla risoluzione sperimentale sulla determinazione dell'angolo) l'intervallo di momento utile alla identificazione.

In entrambi i casi lo spettro di energia dei fotoni emessi utile alla conversione in fotoelettroni è compreso tra i 5.6 ed i 7.2 eV.

In figura 3.9 viene mostrato l'angolo Cherenkov aspettato per diverse particelle in funzione del momento.

Per la stabilità di funzionamento del rivelatore e l'accurata conoscenza dell'indice di rifrazione la temperatura e la pressione del radiatore gassoso sono costantemente controllate e mantenute rispettivamente a 40^0 e 1033 mbar.

La struttura del rivelatore, posto tra la TPC e l'OD, è mostrata in figura 3.9. Muovendosi dalla parte più interna a quella più esterna del rivelatore si incontra dapprima il radiatore liquido, posto in un contenitore dello spessore di 1 cm; una finestra di quarzo permette ai fotoni generati di raggiungere una camera a deriva posta a 12 cm di distanza nella quale è presente una miscela gassosa CH_4 - C_2H_6 nella quale viene convogliato un vapore di TMAE (tetrakisdimetiletilene), un gas che funge da elemento fotoconvertitore; gli elettroni prodotti vengono rivelati sul fondo della camera a deriva da delle MWPC, realizzando un sistema a proiezione temporale che permette di misurare la posizione nel piano (x, y) dei fotoelettroni e di conoscerne la coordinata z di produzione dalla misura del tempo di arrivo. Al di là della camera a deriva si trova il contenitore del radiatore gassoso, per uno spessore complessivo medio di 40 cm; sulla parete superiore del contenitore del gas sono fissati degli specchi parabolici i quali riflettono e focalizzano il cono di luce sulla camera a deriva; qui i fotoni provenienti dal gas vengono convertiti e raccolti secondo le modalità precendentemente esposte.

Il sistema è suddiviso in 24 settori azimutali, ciascuno dotato di 2 camere a deriva e relative MWPC; gli specchi sono suddivisi in 12 settori polari e 24 azimutali, per un totale di 288 elementi. La copertura angolare massima data dagli specchi nel radiatore gassoso è $42.8^0 \leq \theta \leq 87.7^0$, $92.3 \leq \theta \leq 137.2^0$.

Per una precisa ricostruzione dell'angolo Cherenkov è necessaria una accurata procedura di allineamento interno ed esterno rispetto al sistema di tracciamento del rivelatore, che viene effettuata ottimizzando l'angolo Cherenkov misurato di muoni provenienti da $Z \to \mu^+\mu^-$ rispetto a quello aspettato mediante variazione delle posizioni relative degli elementi del BRICH. Inoltre è essenziale un continuo controllo della stabilità delle caratteristiche del sistema di fluidi utilizzato (temperatura, pressione, composizione delle miscele) che influenzano l'indice di rifrazione dei radiatori, la conversione dei fotoni e la velocità di deriva dei fotoelettroni nelle camere.

Una tabella riassuntiva delle prestazioni ottenute per muoni prodotti in eventi $Z \to \mu^+\mu^-$ è data nella tabella 3.3.

Data la particolare importanza che l'utilizzo del BRICH ha avuto nell'analisi effettuata, una trattazione estensiva dei metodi di ricostruzione dell'angolo Cherenkov e degli algoritmi di identificazione di particella verrà data nel capitolo seguente.

3.10 Il sistema calorimetrico di DELPHI

La ricostruzione dell'asse dell'evento utilizza, oltre alle particelle cariche ricostruite dal sistema di tracciamento, anche gli sciami dati dalle particelle neutre ricostruite nei calorimetri. Ecco quindi di seguito un sintetico riepilogo delle caratteristiche salienti del sistema calorimetrico di DELPHI.

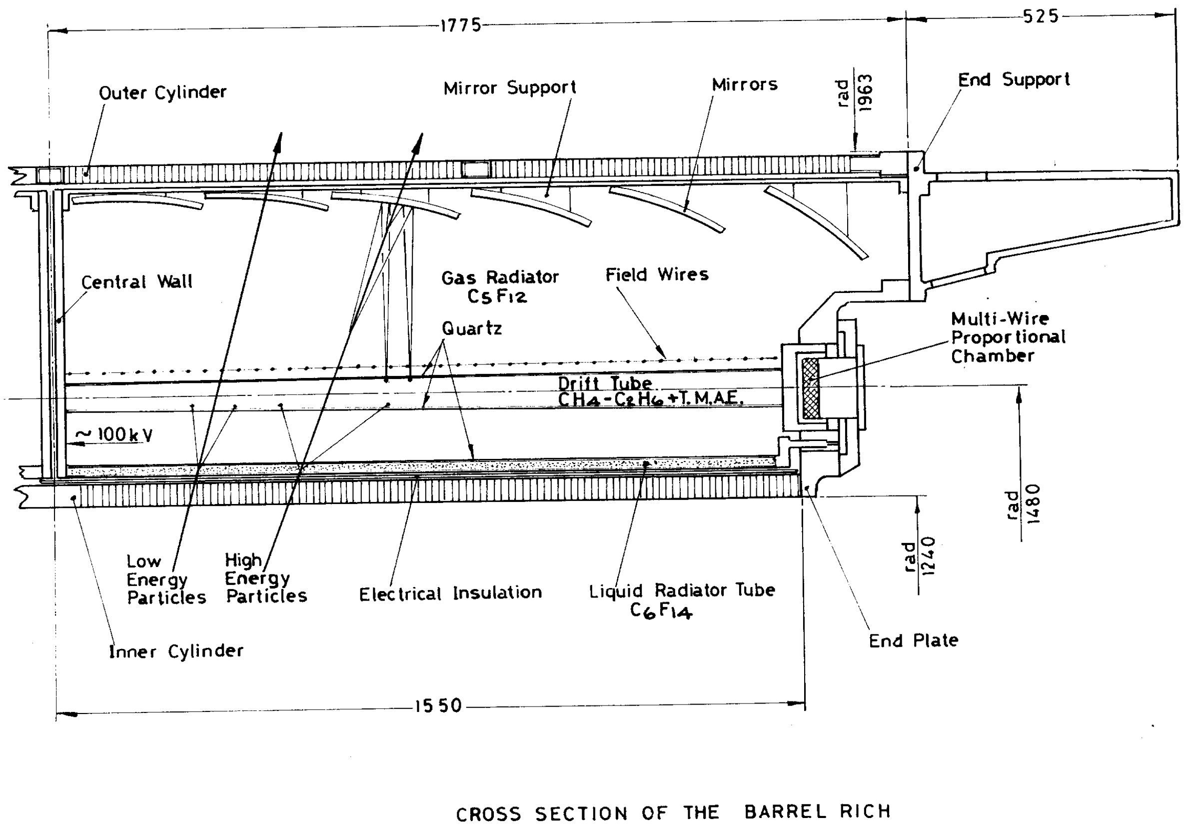


Figura 3.8: Vista in sezione di 1/4 del BRICH.

3.10.1 La camera a proiezione temporale ad alta densità (HPC)

L'HPC [98] è il calorimetro elettromagnetico posto nel barile esternamente all'OD, a coprire la regione $43^0 \leq \theta \leq 137^0$. Si tratta di un calorimetro a campionamento non convenzionale, che applica il principio della proiezione temporale. 41 strati di piombo per un totale di 18 lunghezze di radiazione sono alternati da dei volumi di gas nei quali le cariche di ionizzazione primaria vengono fatte derivare lungo l'asse del rivelatore (parallelo all'asse z) da un campo elettrico generato dai fili di cui sono composti gli strati di piombo. Questa tecnica ha lo scopo di fornire una ricostruzione tridimensionale dello sviluppo dello sciame ad alta granularità.

La risposta in energia dell'HPC può venire parametrizzata come: $\sigma(E)/E = 0.043 \oplus 0.32/\sqrt{E}$ con E in GeV, con una risoluzione angolare sulla determinazione dell'asse dello sciame di 1.0 mrad in ϕ e 1.7 mrad in θ.

3.10.2 Il calorimetro elettromagnetico in avanti (FEMC)

Si tratta di un calorimetro elettromagnetico omogeneo formato da due serie di 4532 tronchi di piramide di vetro al piombo che coprono la regione angolare $8^0 \leq \theta \leq 35^0$

[99]. È situato dietro alle FCB , con una profondità di 20 lunghezze di radiazione. La risoluzione energetica è data da $\sigma(E)/E = 0.03 \oplus 0.12/\sqrt{E} \oplus 0.11/E$ con E in GeV; la risoluzione in posizione nel piano (x, y) per particelle di energia superiore a 2 GeV è di circa 0.5 cm.

3.10.3 Il calorimetro adronico (HAC)

Il ferro di ritorno del campo magnetico del solenoide è stato equipaggiato con una serie di 19000 tubi a *streamer* limitato inseriti tra le piastre di ferro spesse 5 cm, costituendo il calorimetro adronico [100]. L'apparato copre la gran parte dell'angolo solido, $11^0 \leq \theta \leq 169^0$, ed ha una profondità pari a 6 lunghezze di interazione.

La risoluzione energetica nella regione del barile è di $\sigma(E)/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$ con E in GeV.

3.11 Le camere dei muoni (MUB)

Il ferro di ritorno del solenoide fornisce un filtro naturale per la separazione tra gli sciami adronici ed i muoni per momenti superiori a 2 GeV/c. L'identificazione dei muoni sfrutta questa opportunità avvalendosi della presenza di 2 strati di camere a deriva, noti complessivamente come camere dei muoni.

Il primo strato è composto da tre piani di camere a deriva sfalsate tra loro, ed è alloggiato all'interno del ferro di ritorno dopo uno spessore di 90 cm di Fe. Il secondo strato è posto all'esterno del ferro stesso, dopo altri 20 cm di Fe, costituendo l'apparato più esterno di DELPHI; è composto da due piani di camere a deriva sfalsate tra loro.

La copertura angolare nell'angolo polare nella regione del barile (usata per l'analisi) è $53.0^0 \leq \theta \leq 88.5^0$ e $91.5^0 \leq \theta \leq 127.0^0$, dove la zona morta centrale è necessaria al passaggio dei cavi e dei tubi che provengono dalla zona più interna del rivelatore.

L'algoritmo di identificazione dei muoni è descritto in dettaglio in [101]. Le tracce cariche così come ricostruite dai rivelatori centrali di tracciamento vengono estrapolate alle superfici di riferimento corrispondenti ai piani delle camere. Le coordinate delle intersezioni delle tracce con i piani delle camere vengono confrontate con quelle dei punti misurati dalle camere stesse, e i punti compatibili con l'appartenenza ad una traccia vengono utilizzati per un nuovo calcolo dei parametri della traccia stessa. Una procedura iterativa che esclude i punti che danno il maggior contributo al χ^2 del fit delle tracce permette di migliorare la qualità dell'associazione. La procedura viene conclusa da una serie di tagli di qualità sui punti considerati che serve ad eliminare le associazioni ambigue di punti a più tracce ed a scartare i punti sperimentali mal misurati.

Diversi livelli di qualità sulla ricostruzione dei muoni sono disponibili, corrispondenti a diverse combinazioni efficienza-purezza. Le efficienze di identificazione vengono misurate direttamente dai dati utilizzando, a seconda dell'intervallo di momento, muoni provenienti dai processi $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$, $\tau \to \mu\nu_\tau\overline{\nu}_\mu$ e a momenti inferiori a 3 GeV/c $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$; le efficienze di errata identificazione vengono controllate usando pioni provenienti dal processo $\tau \to 3\pi\nu_\tau$ e dal decadimento del K^0_S.

Ad una efficienza dell' 86.1 % corrisponde una probabilità di errata identificazione dello 0.7 %.

3.12 La selezione degli eventi adronici

La selezione degli eventi adronici utilizzata per questo studio si fonda su criteri standard della collaborazione DELPHI [102], basati sulla elevata molteplicità di traccia carica per eventi adronici provenienti dai decadimenti della Z (secondo le più recenti misure 20.92 ± 0.24 [103]), e che fanno pertanto uso solamente delle informazioni provenienti dal sistema di tracciamento.

Sono state utilizzate nella selezione tutte le tracce corrispondenti a particelle cariche che soddisfano ai seguenti criteri:

- momento maggiore di 400 MeV/c;
- angolo polare compreso nell'intervallo $20^0 \leq \theta \leq 160^0$;
- lunghezza di traccia nella TPC superiore a 30 cm;
- parametro di impatto rispetto al punto medio di interazione minore di 4 cm nel piano $R\phi$ e minore di 10 cm lungo l'asse z;
- errore stimato sul momento inferiore al 100%.

richiedendo che:

- la molteplicità minima delle tracce selezionate sia 4;
- la somma dell'energia di tutte le particelle, supposte essere pioni, sia maggiore di 15 GeV complessivamente e non meno di 3 GeV per singolo emisfero.

L'efficienza di tale selezione è superiore al 95%, con una contaminazione residua stimata da eventi $Z \rightarrow \tau\tau$ e $e^-e^+ \rightarrow \gamma\gamma$ inferiore allo 0.3% e da diffusione da gas residuo nel tubo a vuoto inferiore allo 0.1%.

Capitolo 4

Tecniche sperimentali rilevanti per l'analisi

In questo capitolo vengono presentate le due tecniche sperimentali più importanti per la misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s. Nella prima parte si discute l'algoritmo di Brown e Frank per la separazione di eventi da quark b e da quark leggeri come realizzato in DELPHI; la seconda è dedicata agli algoritmi necessari all'identificazione di particelle mediante il rivelatore a luce Cherenkov BRICH di cui l'apparato DELPHI è dotato.

4.1 Selezione e reiezione di eventi con quark primario pesante

Come discusso in precedenza, un aspetto caratterizzante degli eventi originati da quark primari con sapore pesante è il fatto che gli adroni prodotti portatori di questi quark hanno vertici secondari di decadimento con separazione dal vertice primario di interazione rilevabile sperimentalmente. Brown e Frank [72] hanno sviluppato un algoritmo che permette di sfruttare questo fatto per isolare campioni arricchiti in quark b o in quark leggeri con elevata purezza evitando di ricostruire esplicitamente i vertici secondari di decadimento ma basandosi sulla distanza delle tracce ricostruite dal vertice primario. Una descrizione della realizzazione di questo algoritmo in DELPHI può essere trovata in [87, 104].

4.1.1 Definizioni generali

Prima di discutere il problema della ricostruzione del vertice primario è opportuno richiamare brevemente alcune definizioni relative alla descrizione delle tracce, la ricostruzione dei getti e dell'asse di *thrust*, che verrano frequentemente usate in seguito.

La traiettoria di una particella carica in un campo magnetico uniforme è un'elica con asse parallelo alla direzione del campo magnetico (l'asse z nel sistema di riferimento di DELPHI in precedenza introdotto).

È possibile scegliere diverse combinazioni di parametri per descrivere la traiettoria (e quindi la traccia ricostruita) di una particella. L'insieme di parametri maggiormente utilizzato allo scopo è quello dei parametri di perigeo, dove con perigeo si intende il punto P di massimo avvicinamento all'origine del sistema di riferimento utilizzato O. I parametri sono:

1. ϵ_{xy}, distanza tra P ed O nel piano xy;
2. ϵ_z, distanza tra P ed O nel piano xz;
3. θ è l'angolo polare della tangente alla traiettoria in P rispetto all'asse z;
4. ϕ è l'angolo formato dalla proiezione nel piano xy della tangente alla traiettoria in P e l'asse x;
5. ρ è l'inverso del raggio di curvatura della traiettoria, convenzionalmente definito positivo per traiettorie con verso di rotazione antiorario.

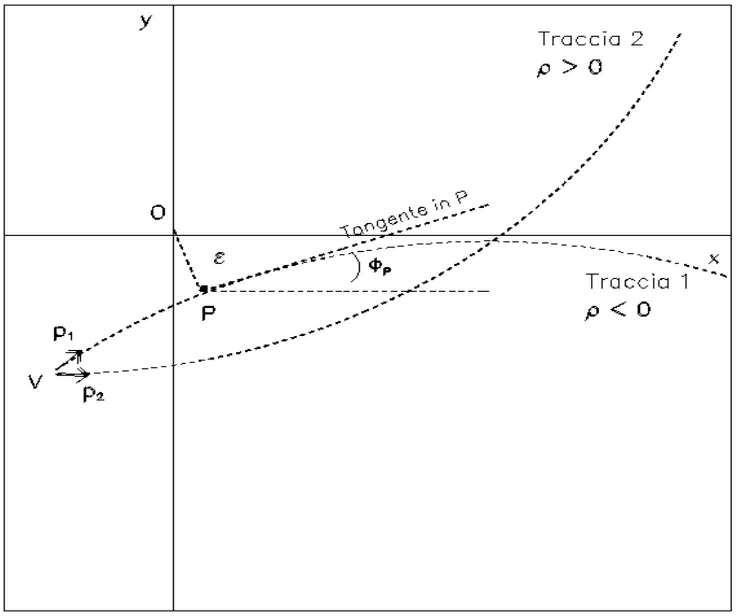


Figura 4.1: Parametri di perigeo nel piano xy.

I parametri 1 e 2 vengono usualmente definiti parametri di impatto (nei rispettivi piani) della traiettoria rispetto al punto di riferimento considerato.

Il concetto di getto è già stato introdotto nel capitolo 2. Lo scopo della ricostruzione di getti nello stato finale è quello di risalire a quanto avvenuto nella prima parte della fase di QCD perturbativa dell'evento, individuando l'eventuale emissione di gluoni molto energetici, la loro direzione e quella dei quark dopo la loro emissione.

Ovviamente il livello a cui l'emissione di un gluone viene rivelata dipende dalle richieste minime di aggregazione di particelle nell'algoritmo utilizzato per ricostruire i getti stessi. Diversi algoritmi sono stati proposti, ed una loro discussione dettagliata va al di là dello scopo di questo lavoro. Basterà qui ricordare che per gli scopi dell'algoritmo di Brown e Frank come realizzato in DELPHI viene utilizzato l'algoritmo di ricostruzione dei getti di JADE [105], dal nome della collaborazione che per prima lo ha adottato. Si tratta di un algoritmo di combinazione binaria: ogni traccia in stato finale viene considerata come un getto a cui viene associata una distanza opportunamente definita da ogni altro getto. Se questa distanza è inferiore ad un valore minimo di taglio i due getti vengono combinati come somma vettoriale in uno solo; l'algoritmo procede iterativamente fino ad esaurimento di getti con distanza inferiore a quella minima per la combinazione.

L'elemento caratterizzante di un algoritmo rispetto ad un altro è la definizione della distanza; l'algoritmo di JADE utilizza come distanza tra i getti i e j l'osservabile:

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j(1-\cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \tag{4.1}$$

dove E_i ed E_j sono le energie dei getti, θ_{ij} l'angolo tra loro e E_{vis} è l'energia totale visibile dell'evento. Questa distanza è legata al momento trasverso $k_t = E_i \sin\theta_{ij}$ di un getto rispetto all'altro.

Un'altra variabile di evento utilizzata è l'asse di *thrust*, già citato nei capitoli precedenti. La definizione più comunemente usata è quella originale data in [106]; detto $\mathbf{p}_i$ il momento dell'i-esima particella si definisce come *thrust*:

$$T = \max_{|\mathbf{n}|=1} \frac{\sum_i |\mathbf{n}\cdot\mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|} \tag{4.2}$$

e come asse di *thrust* il versore $\mathbf{n}$ per il quale si ottiene il valore massimo di T. L'intervallo di valori permesso è $1/2 \leq T \leq 1$, dove un evento a due getti corrisponde a $T \approx 1$ mentre un evento isotropo tende a $T \approx 1/2$; corrispondentemente l'asse di *thrust* offre uno stimatore della direzione originaria del quark prima dell'emissione di gluoni.

4.1.2 Ricostruzione del vertice primario

Il vertice primario di interazione viene ricostruito per ogni evento adronico utilizzando la conoscenza della posizione della zona di interazione dei fasci (*beam spot*).

Questa posizione, variabile nel tempo, viene determinata ogni 200 eventi adronici circa calcolando per questo insieme di eventi un vertice, origine comune a tutte le tracce che abbiano almeno due punti misurati nel rivelatore di vertice VD. Le dimensioni caratteristiche della zona luminosa sono di 100-120 μm nella coordinata x ed 8-10 μm nella coordinata y. La precisione sulla determinazione della posizione della zona luminosa è dell'ordine di 9 μm in x e 4 μm in y. L'utilizzo di questa informazione come vincolo addizionale sulla posizione del vertice aumenta la precisione nella sua determinazione su base di evento, grazie alle ridotte dimensioni della zona luminosa.

Essenziale per la corretta determinazione del vertice è la procedura di selezione delle tracce da utilizzare nel *fit*: l'uso di tracce con associazioni errate di punti nel VD, o provenienti da decadimenti di particelle a vita lunga può deteriorare la bontà della determinazione del vertice. Vengono pertanto utilizzate solamente tracce con almeno due punti misurati nel VD. Inoltre viene calcolata per ogni traccia la quantità $\Sigma_{tr} = \Sigma(d_i^2/\sigma_{VD}^2)$, dove la somma si estende sugli N_{VD} punti misurati nel VD e

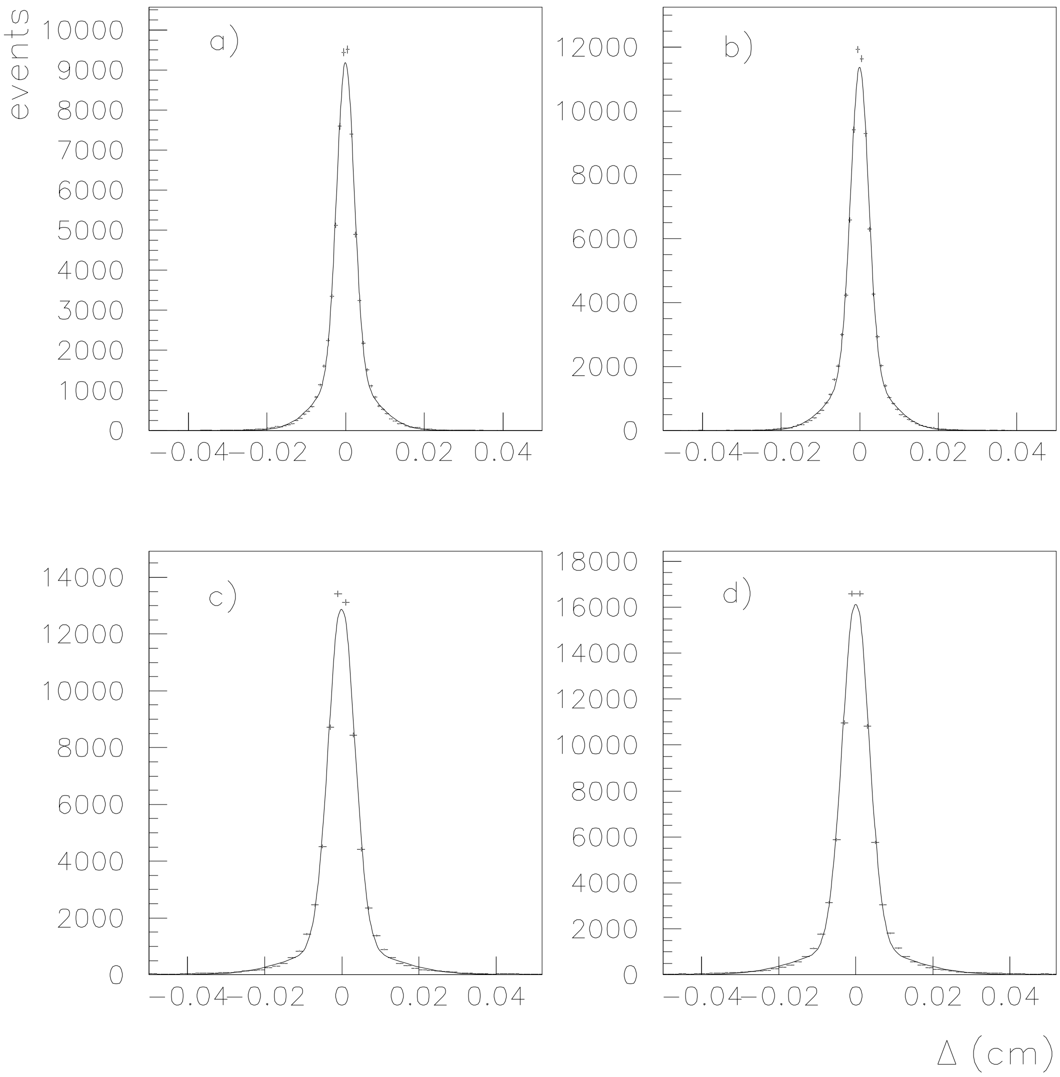


Figura 4.2: Risoluzione sulla posizione ricostruita del vertice primario come stimata mediante la simulazione di DELPHI, per (a) la coordinata x per quark leggeri, (c) la coordinata x per il quark b, (b) e (d) figure corrispondenti per la coordinata z. La linea continua mostra il risultato di un *fit* alla distribuzione utilizzando la somma di due gaussiane.

associati alla traccia stessa, e d_i e σ_{VD} sono rispettivamente la distanza minima del punto i-esimo misurato dalla traccia e l'errore sulla posizione del punto stesso; si impone che per ogni traccia accettata $\Sigma_{tr}/N_{VD} \leq 4$. L'informazione sulla posizione della zona luminosa viene utilizzata richiedendo che ogni traccia sia "vicina" alla zona stessa: viene calcolato il rapporto δ/σ tra la distanza minima tra la traccia e la zona luminosa e l'errore su questa distanza (comprensivo degli errori sulla determinazione della zona e della traccia stessa), e si richiede che il livello di confidenza su questo rapporto sia maggiore di 0.05.

Il calcolo del vertice primario di interazione è effettuato mediante minimizzazione della funzione χ^2:

$$\chi^2(V_i) \;=\; \sum_a \frac{\bar{d}_a^2}{\sigma_a^2} + \sum_{i=x,y,z} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2} \tag{4.3}$$

dove $\bar{d}_a$ indica la distanza della traccia a dal vertice ricostruito, σ_a l'errore su questa distanza, V_i la posizione del vertice primario di interazione e b_i, σ_i^b sono la posizione e la dimensione della zona luminosa, utilizzate come vincolo. La procedura di minimizzazione viene applicata iterativamente, escludendo ad ogni passo la traccia che porta il maggior contributo al χ^2, fino al raggiungimento di un valore minimo di soglia. Dal momento che è disponibile l'informazione sulla zona luminosa, questa procedura può in principio scartare tutte le tracce selezionate, situazione che si presenta in circa l'1% dei casi: la posizione e le dimensioni della zona luminosa vengono allora utilizzate come determinazione del vertice primario e dell'errore su di esso.

La dipendenza quadratica della funzione χ^2 nella 4.3 dalla posizione del vertice facilita la determinazione analitica del vertice stesso.

In figura 4.2 è mostrata la risoluzione sulla determinazione del vertice, come calcolata mediante la simulazione completa di DELPHI. Vengono distinti, tanto per la coordinata x quanto per la coordinata z, i vertici di eventi originati da sapori leggeri e da quark b; la risoluzione è di 22 μm nel primo caso, si deteriora a 35 μm nel secondo. Questo fatto si spiega facilmente con le code non gaussiane nella distribuzione per il quark b, originate dall'inclusione nel fit di tracce provenienti dai decadimenti degli adroni con quark b e non dal vertice primario.

4.1.3 Determinazione dei parametri d'impatto

All'inizio di questa sezione è stato introdotto il concetto di parametro d'impatto di una traccia rispetto ad un punto. L'assegnazione di un segno al parametro d'impatto di una traccia rispetto al vertice primario viene effettuata in base alla direzione del getto ricostruito cui la traccia considerata appartiene. L'algoritmo di ricostruzione dei getti usato a questo scopo è quello di JADE utilizzando come valore di taglio sul parametro y_{ij} precedentemente introdotto $y_{min} = 0.01$. Calcolata la direzione del getto, il parametro d'impatto di una traccia è definito positivo se il vettore che congiunge il vertice primario al punto di massimo avvicinamento della traccia al vertice stesso giace nel semispazio definito dal verso positivo dell'asse del getto.

Il segno viene calcolato in 2 o 3 dimensioni a seconda che solamente l'informazione in $R\phi$ o anche quella in Rz del VD sia disponibile; il segno dei parametri d'impatto in questi due piani è lo stesso.

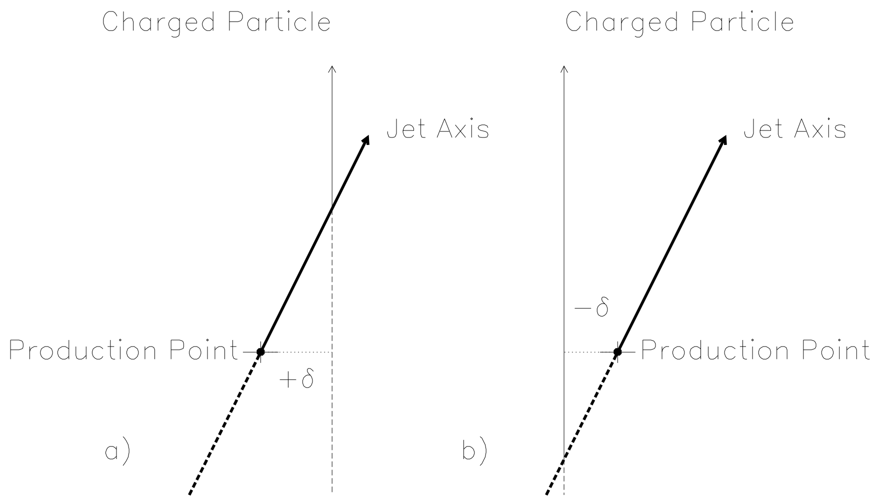


Figura 4.3: Procedura di assegnazione del segno al parametro d' impatto di una traccia rispetto al vertice primario in base al verso dell'asse del getto ricostruito cui la traccia appartiene.

L'errore sul parametro d'impatto riceve contributi tanto dall'incertezza sulla determinazione del vertice primario quanto dall'errore sull'estrapolazione della traccia. L'incertezza sull'estrapolazione può venire stimata direttamente dai dati utilizzando un campione selezionato di eventi $Z \rightarrow \mu^-\mu^+$, assumendo la loro energia pari a quella dei fasci. Si tratta di una situazione cinematicamente molto semplice, virtualmente priva di incertezze dovute alla ricostruzione del vertice primario ed alla diffusione multipla nel materiale: la distanza apparente tra le due tracce può così venire utilizzata per valutare l'incertezza sull'estrapolazione. Come evidenziato dalla figura 4.4 l'incertezza stimata nel piano $R\phi$ è $\sigma_{R\phi} = 20\,\mu$m, deducibile dai 28 μm di larghezza a metà altezza della distribuzione; nel piano Rz questa incertezza, dipendente dall'inclinazione delle tracce, è $\sigma_{Rz} = 34\,\mu$m per tracce ortogonali al VD.

Per tracce di momenti inferiori una stima dell'incertezza viene ottenuta dallo studio dei parametri d'impatto delle tracce di un campione di eventi adronici arricchito in sapori leggeri (utilizzando l'algoritmo di Brown e Frank che verrà di seguito descritto); al fine di evitare distorsioni dovute ad un residuo contributo di sapori pesanti si utilizzano solamente tracce con parametro d'impatto negativo.

L'errore sull'estrapolazione può venire parametrizzato come:

$$\sigma_{R\phi}{}^2 = \left(\frac{\alpha_{MS}}{p\sin^{3/2}\theta}\right)^2 + (\sigma_{0,R\phi})^2 \tag{4.4}$$

$$\sigma_Z{}^2 = \left(\frac{\alpha'_{MS}}{p\sin^{5/2}\theta}\right)^2 + (\sigma_{0,Rz})^2 \quad . \tag{4.5}$$

Il primo termine descrive il contributo derivante dalla diffusione multipla nel materiale in funzione della lunghezza del percorso effettuato dalla particella all'interno

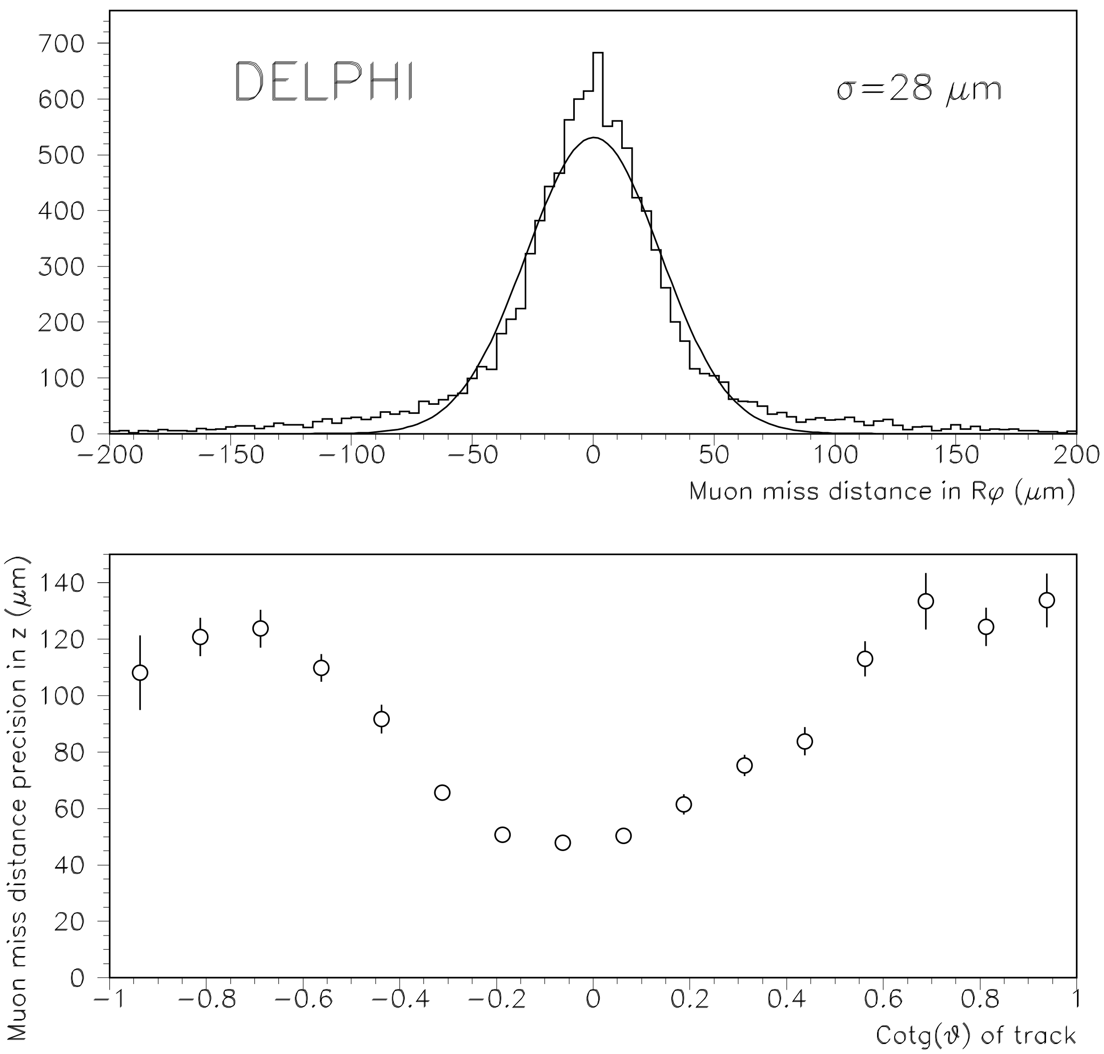


Figura 4.4: Distanza apparente tra le tracce ricostruite in un evento Z $\rightarrow \mu^-\mu^+$ nei piani $R\phi$ e Rz.

del materiale stesso, dipendente da $1/\sin\theta$ dove θ è l'angolo polare della traccia e dal momento p della traccia. Il secondo tiene conto dell'errore dovuto alla risoluzione intrinseca del sistema di tracciamento.

Utilizzando i parametri d'impatto misurati con segno negativo, sottratto il contributo all'errore derivante dalla ricostruzione del vertice primario, si ottiene per il piano $R\phi$: $\alpha_{MS} = 65\,\mu\text{m}\cdot\text{GeV}/c$, $\sigma_{0,R\phi} = 20\,\mu\text{m}$. Per quanto riguarda il piano Rz l'errore è fortemente dipendente dall'angolo di incidenza della traccia; all'aumentare di questo angolo si ottiene un aumento dell'errore dovuto tanto all'aumentata incertezza sulla determinazione del punto d'impatto nel VD quanto all'accresciuto percorso all'interno del materiale, e quindi al corrispondente aumento dell'effetto dello *scattering* multiplo. Il termine costante di *scattering* multiplo risulta essere $\alpha'_{MS} = 71\,\mu\text{m}$, mentre l'errore sulla misura della traccia varia da 39 a 96 μm per tracce con angoli variabili da 90^0 a 45^0.

Un grosso contributo alla riduzione dell'errore sul parametro di impatto in Rz è dato dall'uso dell'informazione in questo piano del VD; confrontando i parametri d'impatto in Rz per tracce con angolo polare $70° < \theta < 110°$ e con momenti superiori a 6 GeV, calcolati senza e con l'informazione in z del VD, si ottiene un miglioramento di un fattore 20, passando da 47 a 884 μm.

La grandezza effettivamente utilizzata nell'algoritmo di Brown e Frank è la significanza di una traccia, definita come il rapporto tra il parametro d'impatto della traccia rispetto al vertice primario di interazione e l'errore sul parametro d'impatto stesso.

4.1.4 L'algoritmo di Brown e Frank per la separazione di eventi da sapori pesanti e leggeri

L'algoritmo si basa sulla considerazione che gli adroni contenenti quark b hanno vite medie e molteplicità medie di decadimento tali da generare in media 5-6 tracce con parametri d'impatto grandi rispetto al vertice primario (in quanto provenienti da vertici secondari ben separati). Questo fatto si traduce in delle code non gaussiane nella distribuzione delle significanze positive dovute alle tracce provenienti dai decadimenti degli adroni b; la distribuzione delle significanze negative invece dovrebbe riflettere la pura risoluzione della ricostruzione della traccia e del vertice primario (vedi figura 4.5).

La selezione delle tracce operata in DELPHI per questo algoritmo è uguale a quella utilizzata per il calcolo del vertice primario.

Si definisce la cosiddetta funzione di risoluzione, ottenuta dalla distribuzione delle significanze negative $f(S)$ per $S < 0$ e considerandola valida anche per significanze positive $f(-S) = f(S)$; al fine di sopprimere il contributo derivante dai decadimenti degli adroni con quark b la funzione viene calcolata su quegli eventi dove la probabilità P^+, che verrà introdotta di seguito, calcolata su base di evento soddisfa la relazione $P^+ > 0.1$. In base a quanto detto, questa funzione riflette, in assenza di effetti di distorsione che verranno discussi e di residui contributi da decadimenti da adroni con quark pesanti, la risoluzione sperimentale nella ricostruzione dei parametri d'impatto. A partire dalla funzione di risoluzione è possibile costruire la distribuzione della probabilità $P(S_0)$ che una traccia proveniente dal vertice primario abbia

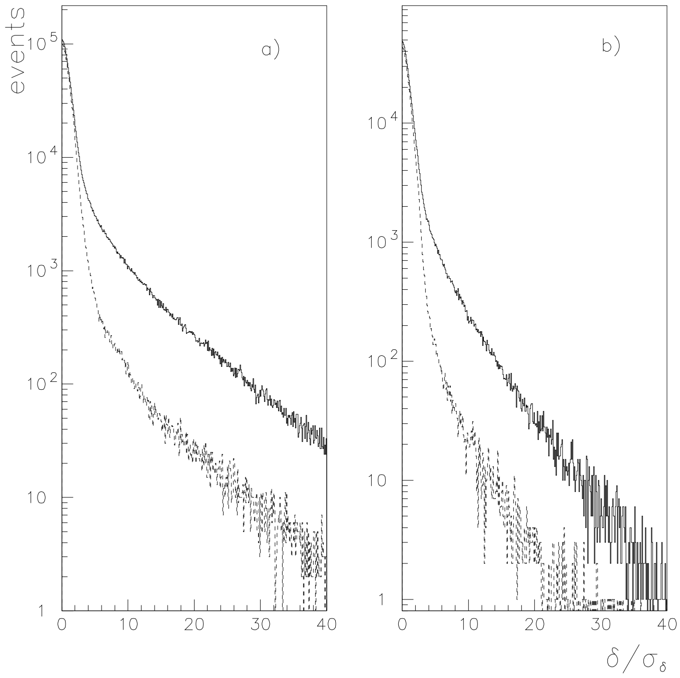


Figura 4.5: Distribuzione del valore assoluto della significanza delle tracce rispetto al vertice primario nei piani $R\phi$ ed Rz; la linea continua si riferisce alle tracce con parametro di impatto positivo, quella tratteggiata a tracce con parametro di impatto negativo.

significanza maggiore in valore assoluto di un valore dato S_0 definendola come:

$$P(S_0) = \begin{cases} \int_{S<S_0} f(S)dS & S_0 < 0 \\ P(-S_0) & S_0 > 0 \quad . \end{cases} \tag{4.6}$$

Questa probabilità definita per ogni traccia viene utilizzata per costruire la probabilità P_N che un insieme di N tracce provenga dal vertice primario:

$$P_N = \Pi \sum_{j=0}^{N-1} (-\log \Pi)^j / j! \tag{4.7}$$

dove $\Pi = \prod_{i=1}^{N} P(S_i)$. La probabilità deve essere piatta per tracce provenienti dal vertice primario, e mostra invece un picco marcato a valori prossimi a 0 quando nell'insieme si includano tracce provenienti da decadimenti di particelle a vita lunga (adroni b, c, $\mathrm{K^0_S}$, Λ ecc.). L'insieme di tracce può venire scelto per ogni evento, per ogni emisfero (dividendo lo spazio in due emisferi mediante un piano ortogonale all'asse di *thrust* passante per l'origine) o di getto ricostruito, e possono venire scelte tracce tutte con significanza positiva (P^+), negativa (P^-) o senza distinzione di segno.

Per quanto detto la distribuzione di P^+ presenta un picco a bassi valori dovuto in gran parte al contributo degli eventi da sapori pesanti; viene pertanto utilizzata come

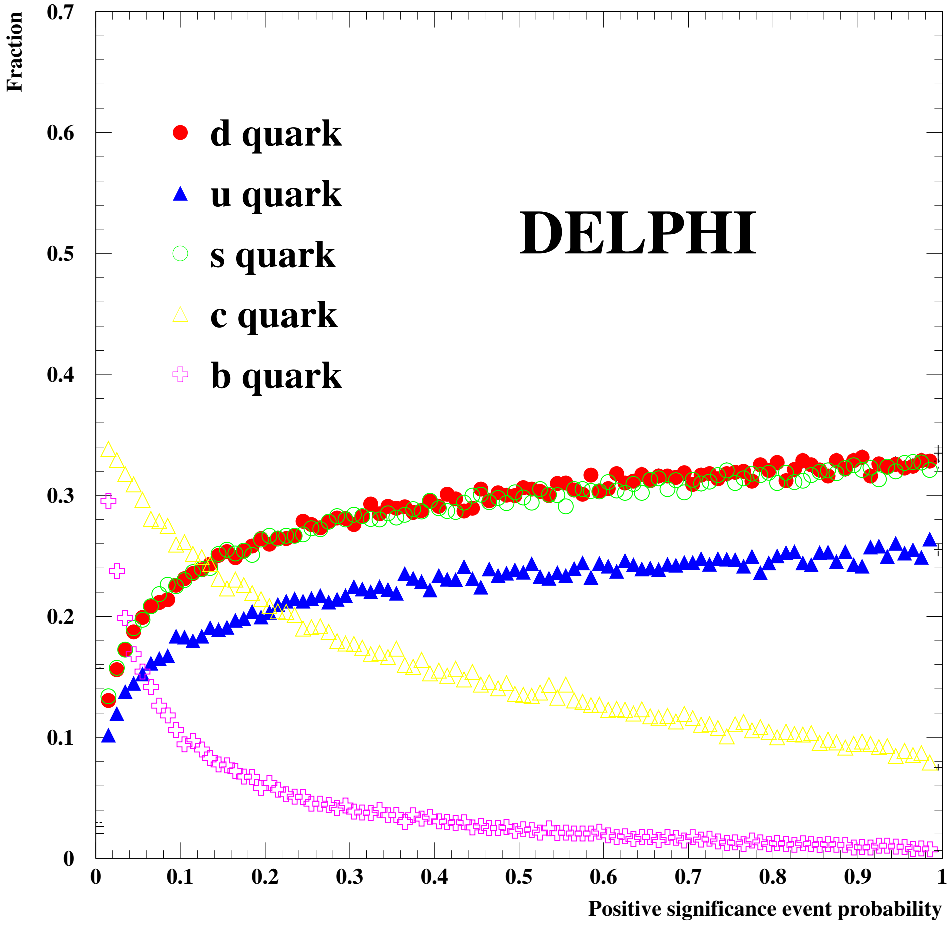


Figura 4.6: Composizione in sapore di un campione di eventi adronici in funzione della probabilità di evento per tracce con significanza positiva P^+.

variabile discriminante per la separazione tra eventi $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ ed eventi provenienti da sapori leggeri. La composizione in sapore di un campione di eventi adronici in funzione di P^+ è mostrata in figura 4.6.

Una discussione dettagliata delle possibili tecniche di selezione di eventi $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ utilizzando P^+ è data ad esempio in [104]. È evidente dalla figura 4.6, come già osservato nel capitolo 2, che la richiesta che la probabilità P^+ sia maggiore di un valore minimo costituisce un efficace metodo di reiezione degli eventi con quark primario pesante.

4.1.5 Ottimizzazione degli errori sui parametri d'impatto

Dal momento che la significanza delle tracce è l'unica grandezza utilizzata nell'algoritmo di Brown e Frank, e che la valutazione delle efficienze di selezione dei diversi sapori è effettuata utilizzando la simulazione dell'apparato, è essenziale avere una buona comprensione dell'errore sul parametro d'impatto tanto nei dati reali quanto in quelli simulati, ed un buon accordo tra le distribuzioni delle significanze nei due campioni. Per questo motivo è stata elaborata in DELPHI una procedura di ottimizzazione della determinazione dell'errore sul parametro d'impatto [107], allo scopo principale di migliorare l'accordo tra i dati e la simulazione.

Tale procedura si basa sulla considerazione che l'errore sul parametro d'impatto come dato dalla ricostruzione della traccia, σ_{tra}, riflette non l'intrinseca risoluzione del rivelatore ma solamente il livello di comprensione e di semplificazione della descrizione del rivelatore stesso utilizzato nella ricostruzione. Si studia pertanto la distribuzione misurata dei parametri d'impatto al fine di ricavare da essa la risoluzione intrinseca della distribuzione dei parametri d'impatto dovuta al rivelatore σ_{obs} con cui correggere σ_{tra} sia nei dati che nella simulazione.

Per questo scopo si sfruttano le considerazioni fatte nel paragrafo precedente, utilizzando un sottocampione di tracce con significanza negativa proveniente da eventi antiselezionati b ($P^{+}_{evt} > 0.1$). La ricostruzione dei vertici secondari neutri viene utilizzata al fine di rigettare tracce candidate a provenire da decadimenti di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ, in generale con parametri d'impatto elevati; si introduce infine un taglio sul valore massimo della significanza (in valore assoluto) al fine di ulteriormente rigettare tracce non provenienti dal vertice primario.

La funzione di risoluzione calcolata con questo sottoinsieme di tracce viene parametrizzata secondo una distribuzione gaussiana:

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_d} \exp\{-d^2/(2\sigma_d^2)\} \tag{4.8}$$

dove d è il parametro d'impatto della traccia e $\sigma_d^2 = \sigma_{obs}^2 + \sigma_{pv}^2$ l'errore, qui scomposto nei contributi derivanti dalla ricostruzione della traccia e del vertice primario. La probabilità di traccia ricostruita a partire da questa funzione di risoluzione viene utilizzata per il controllo della qualità della ricostruzione della significanza. Si noti che mentre non si osservano dipendenze significative di σ_{obs}^2 dall'angolo polare θ della traccia, è necessario nei dati reali tenere conto di una residua dipendenza dall'angolo azimutale ϕ dovuta al non perfetto allineamento del sistema di tracciamento.

La risoluzione osservata nei dati reali σ_{obs}^{RD} viene utilizzata per correggere tanto la risoluzione derivante dalla ricostruzione della traccia nei dati:

$$\sigma_{tra}^{RD} \to \sigma_{tra}^{RD} \cdot \frac{\sigma_{obs}^{RD}}{\sigma_{tra}^{RD}} \tag{4.9}$$

quanto nella simulazione:

$$\sigma_{tra}^{MC} \to \sigma_{tra}^{MC} \cdot \frac{\sigma_{obs}^{RD}}{\sigma_{tra}^{MC}} \quad . \tag{4.10}$$

Bisogna poi tenere conto del fatto che la stessa distribuzione dei parametri d'impatto non è completamente riprodotta dalla simulazione. Al fine di ottenere un completo accordo tra dati e Montecarlo si moltiplica la distribuzione dei parametri d'impatto veri nella simulazione (cioè dei parametri calcolati rispetto al vertice vero di produzione della particella e non rispetto al vertice ricostruito) per il rapporto:

$$K^{MC} = \frac{\sigma_{obs}^{RD}}{\sigma_{obs}^{MC}} \tag{4.11}$$

In questa maniera la distribuzione dei parametri d'impatto ricostruiti nella simulazione viene forzata ad avere una varianza uguale a quella della stessa distribuzione nei dati, agendo allo stesso tempo sia sulle tracce provenienti dal vertice primario che su quelle da vertici secondari.

4.2 Identificazione di particelle cariche con il rivelatore Barrel Ring Imaging Cherenkov

Nel capitolo 3 è stata descritta la struttura del rivelatore a luce Cherenkov BRICH di cui l'apparato DELPHI è dotato e si è richiamato il principio fisico su cui si basa il suo funzionamento. In questa sezione verranno discusse in dettaglio le varie fasi della ricostruzione dell'informazione che permettono il suo effettivo utilizzo per l'identificazione di particelle cariche, tecnica sperimentale essenziale per questa analisi.

Come descritto nel capitolo 3 DELPHI dispone di un altro strumento per l'identificazione di particelle cariche, la perdita di energia per ionizzazione nella TPC. Considerata la necessità in questa analisi di identificare positivamente $\mathrm{K}^{\pm}$ di alto momento (superiore ai 10 GeV/c), si è tuttavia scelto di non avvalersi di questa tecnica a causa delle prestazioni inferiori a quelle del RICH in questa regione cinematica.

La separazione $\pi - \mathrm{K}$ che si riesce ad ottenere attualmente in DELPHI è non superiore a 1-1.5 deviazioni standard, con una efficienza inferiore al 20%, non sufficiente per l'identificazione positiva dei $\mathrm{K}^{\pm}$ ad alta purezza importante per il tipo di misura che si intende effettuare (come si vedrà nel capitolo 5). La complessità dei problemi legati alla densità di traccia tipica della topologia dell'evento rende difficoltosa la corretta calibrazione e la descrizione nella simulazione delle code delle distribuzioni della dE/dx per le diverse particelle e di conseguenza la stima delle contaminazioni. Data la presenza del RICH, gli sforzi sull'ottimizzazione della dE/dx in DELPHI si sono per il momento concentrati soprattutto nella regione a momenti più bassi, attorno ai 5 GeV/c, laddove maggiore è l'utilità di integrare l'informazione del RICH.

4.2.1 Ricostruzione dell'angolo Cherenkov di emissione per singolo fotone

La grandezza fondamentale di qualsiasi algoritmo di identificazione di particella che usi il BRICH è l'angolo Cherenkov di ogni singolo fotone emesso nell'attraversamento del radiatore. Il primo passo di qualsiasi tecnica di identificazione è pertanto costituito dall'individuazione dei segnali corrispondenti ai singoli fotoni emessi da ciascuna particella carica che ha attraversato i radiatori liquido e gassoso e la misura degli angoli di emissione corrispondenti.

Data la struttura del rivelatore, la situazione deve venire discussa separatamente per il radiatore liquido e per quello gassoso [80].

Nel radiatore liquido i fotoni emessi a cono dalla particella carica incidente si propagano fino alla camera a deriva, dove interagendo con le molecole del fotoconvertitore TMAE producono i fotoelettroni. Il risultato di questa interazione dipende dall'angolo di incidenza della traccia θ_{tr} con il BRICH (si consideri la situazione per metà del rivelatore $0^0 \leq \theta_{tr} \leq 90^0$):

- $\theta_{tr} > 84^0$: si ottengono delle ellissi distorte a causa della riflessione di una parte dei fotoni emessi da parte della parete centrale che divide le due metà del BRICH;
- $77^0 \leq \theta_{tr} \leq 84^0$: il cono di luce interagendo dà origine a delle ellissi complete;
- $\theta_{tr} < 77^0$: i fotoni subiscono una riflessione totale alla superficie di uscita della finestra di quarzo che chiude il radiatore liquido, causando così delle perdite che si traducono nella produzione nella camera a deriva di rami di iperbole.

Il raggio medio di un anello nella banda saturata, nella quale cioè l'angolo di emissione è massimo, è di 20 cm, coprendo quindi una regione corrispondente a 2 o 3 camere a deriva adiacenti.

La ricostruzione dell'angolo per il singolo fotone emesso richiede la conoscenza della direzione di volo della particella estrapolata all'interno del radiatore liquido. Questa viene data dal sistema di tracciamento, utilizzando le informazioni provenienti dalla TPC e dall'OD, e sfruttando l'eventuale rivelazione di elettroni di ionizzazione prodotti nella camera a deriva dal passaggio della particella carica. È impossibile conoscere il punto esatto di emissione del fotone all'interno del radiatore, e questa incertezza si traduce, come si discuterà in seguito, in una fonte di errore nella misura dell'angolo di emissione del fotone. Dal momento che lo spessore del radiatore è piccolo (1 cm) in rapporto alla distanza che lo separa dalla camera a deriva (12 cm), viene fatta l'ipotesi che l'emissione avvenga sempre nel punto medio del cammino della traccia all'interno del radiatore, e che il cammino ottico del fotone sia rettilineo a partire da questo punto, in cui si suppone essere concentrata tutta la rifrazione che esso subisce nel suo percorso fino alla camera a causa dell'attraversamento dei vari materiali (finestra di quarzo, ecc.); questa assunzione viene indicata come metodo della pseudo-focalizzazione (*proximity focusing*).

Per quanto riguarda il radiatore gassoso la situazione è diversa. Il minor numero di fotoni prodotti per unità di lunghezza rende necessario uno spessore di radiatore molto più grande che per il liquido (circa 40 cm); il metodo della pseudo-focalizzazione, valido per modesti spessori, non è pertanto applicabile. In questo caso vengono utilizzati degli specchi parabolici al fine di focalizzare il cono di luce Cherenkov emesso sulla camera a deriva, seguendo lo schema di funzionamento proposto in [97, 108].

La direzione della particella viene determinata come nel caso del radiatore liquido; i fotoni emessi (a parità di angolo azimutale attorno alla direzione della particella) lungo la traiettoria dalla particella vengono focalizzati tutti nello stesso punto nella camera a deriva, qualunque sia il loro punto di emissione lungo la traiettoria (nel caso ideale che questa sia rettilinea). Si può inoltre dimostrare [108] che le immagini degli anelli prodotte da tracce con lo stesso momento parallele ma con punti di incidenza diversi sono identiche e l'immagine dei centri degli anelli è per queste tracce la stessa.

Dal momento che l'angolo di emissione è molto più piccolo che nel caso del radiatore liquido (60 mrad per gli anelli nella regione saturata, corrispondenti ad un raggio di 2.5 cm circa), è possibile assumere che tutti i fotoni vengano emessi nel punto medio del percorso della particella all'interno del radiatore. Utilizzando pertanto questa informazione e la posizione dell'immagine nella camera dei fotoni è in questa maniera possibile ricostruire il punto di riflessione sullo specchio del fotone emesso e quindi l'angolo di emissione rispetto alla direzione della particella.

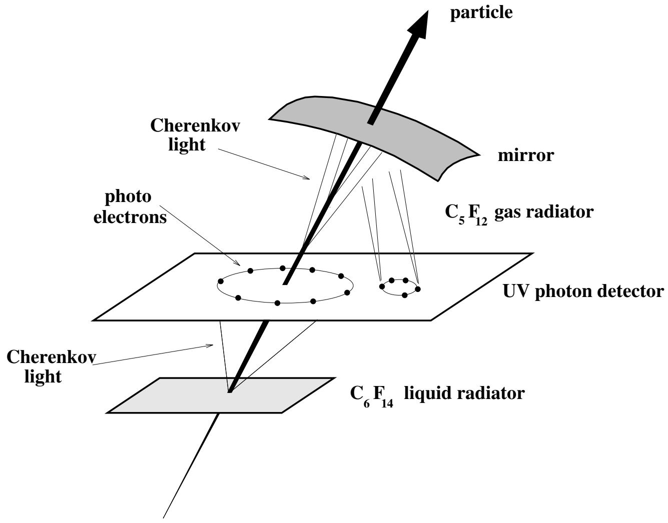


Figura 4.7: Rappresentazione schematica della ricostruzione degli anelli di luce Cherenkov nei radiatori liquido e gassoso del BRICH.

I principi operativi del BRICH sopra descritti sono schematicamente rappresentati nella figura 4.7.

4.2.2 Errori di misura dell'angolo Cherenkov per singolo fotone

Diverse sono le sorgenti possibili di errore nella misura degli angoli di emissione dei fotoni Cherenkov sopra delineata; uno studio dettagliato delle varie componenti possibili è stato originariamente presentato in [108, 109].

Ovviamente la conoscenza della direzione della traccia è essenziale nella procedura di ricostruzione dell'angolo, e pertanto l'incertezza sull'estrapolazione di questa all'interno dei radiatori costituisce una importante fonte di errore nella determinazione dell'angolo, dipendente dal momento.

Alcune fonti di errore dipendono dalle caratteristiche generali di un rivelatore del tipo RICH:

- l'assunzione che l'emissione del fotone avvenga nel punto medio del radiatore dà origine ad un errore irriducibile, detto errore geometrico. L'errore δ_r sulla posizione r del punto di emissione all'interno di un radiatore di spessore L è $\delta_r = L/\sqrt{12}$. Questa sorgente di errore è detta irriducibile in quanto dipende dalle dimensioni del radiatore stesso, quindi da una scelta costruttiva dell'apparato, e può venire ridotta solo riducendo lo spessore del radiatore. È opportuno ricordare che in fase di progettazione la scelta di questo spessore è altresì influenzata dalla richiesta di un numero minimo di fotoni emessi (proporzionale al cammino delle particelle nel radiatore e quindi al suo spessore); è pertanto necessaria una scelta di compromesso che permetta di ottenere la miglior combinazione numero di fotoni emessi - errore geometrico per gli scopi prefissati. Dato che il rapporto degli angoli di emissione tra radiatore liquido e gassoso è circa 10, questa fonte di errore è molto più importante nel caso del radiatore liquido.

- Un'altra sorgente di errore irriducibile è data dall'errore cromatico, cioè dall'errore dovuto alla dispersione dell'indice di rifrazione dei mezzi attraversati in funzione dell'energia del fotone emesso dn/dE. Questo errore si traduce tanto in una incertezza nel calcolo dei cammini ottici percorsi dal fotone emesso quanto poi in una incertezza sull'indice di rifrazione stesso nella determinazione della massa della particella radiante.

- Due sorgenti di errore dipendenti dal momento della particella radiante sono quelle date dallo *scattering* multiplo e dall'incertezza sulla deflessione in campo magnetico subiti dalla particella stessa all'interno del radiatore; questi errori influenzano il calcolo della direzione reale della traccia e del punto di emissione del fotone.

A fianco di queste incertezze bisogna tenere conto di quelle dipendenti specificamente dalla struttura del BRICH.

Una di queste è data dalla possibile ambiguità di attribuzione del segnale proveniente da fotoni radiati nel gas ad una radiazione nel liquido, a causa della notevole differenza di dimensione tra i due anelli. Questa fonte di errore può venire ridotta scegliendo opportunamente la concentrazione di TMAE nella camera a deriva in modo da forzare i fotoni ad essere convertiti subito dopo l'ingresso nella camera, in prossimità alla finestra di quarzo più vicina al radiatore di provenienza. Dal momento che le MWPC che rivelano i fotoelettroni forniscono una ricostruzione tridimensionale del punto di conversione del fotone, è possibile utilizzare questa informazione per discriminare la provenienza di un fotone da un radiatore piuttosto che dall'altro.

La determinazione dell'angolo necessita della conoscenza del punto di conversione del fotone all'interno della camera a deriva. Questa viene data dalla lettura dei fili anodici (coordinata x) e delle bande catodiche (coordinata y) delle MWPC poste al fondo della camera; la coordinata z viene determinata a partire dalla conoscenza dell'istante di interazione e dalla conoscenza della velocità di deriva degli elettroni nella camera. La dispersione calcolata sulla posizione longitudinale per una deriva massima (1.5 m) è di 2.6 mm, e nel complesso la precisione media è inferiore al millimetro.

La velocità di deriva e le possibili distorsioni nella deriva dei fotoelettroni sono misurate da un sistema di calibrazione composto da una matrice di fibre ottiche che emettono luce ultravioletta. L'incertezza sulla posizione longitudinale della traccia viene controllata mediante la comparazione della posizione di attraversamento della camera a deriva ottenuta dall'estrapolazione della traccia con quella ottenuta dagli elettroni di ionizzazione prodotti dalla traccia stessa.

Come già detto nel precedente capitolo viene effettuato un costante controllo delle proprietà dei radiatori che possono influenzare l'indice di rifrazione; inoltre una procedura di allineamento che sfrutta gli eventi Z $\rightarrow \mu^-\mu^+$ permette di ottimizzare la conoscenza delle posizioni relative di tutti gli elementi che compongono il rivelatore (il contenitore del radiatore liquido, le camere di deriva, gli specchi).

4.2.3 Reiezione degli elettroni di fondo

Nella camera a deriva vengono prodotti e rivelati non solo elettroni provenienti dalla radiazione Cherenkov, ma anche varie categorie di elettroni di fondo, originate da fenomeni diversi, i quali costituiscono una potenziale fonte di incertezza nella ricostruzione dell'angolo Cherenkov che deve venire il più possibile ridotta. Queste possono così venir suddivise [110]:

- elettroni prodotti dal passaggio della particella carica attraverso la camera a deriva: possono essere tanto elettroni provenienti direttamente dalla ionizzazione del gas nella camera a deriva prodotta dalla traccia (ne vengono prodotti in media circa 500 per traccia carica), quanto raggi δ prodotti dalle tracce attraversanti la camera a deriva;

- elettroni creati durante lo sviluppo della cascata attorno ai fili anodici (detti di *feedback*): un elettrone sviluppato nella cascata può eccitare una molecola del gas che si diseccita emettendo un fotone ultravioletto; questo può a sua volta venire convertito in fotoelettrone dal TMAE, dando origine ad una cascata secondaria;

- sia il LEP e gli altri sottorivelatori di DELPHI che la ionizzazione sopra discussa sono in grado di produrre rumore nell'elettronica, oscillazioni nel segnale dovute a grossi depositi di carica su un singolo canale o segnali multipli correlati di origine diafonica dovuti ad induzione data da grandi depositi di carica.

La figura 4.8 mostra l'evoluzione dell'attività degli elettroni in un tubo a deriva ottenuta dalla sovrapposizione dei segnali provenienti da 30 eventi adronici, indicando le varie componenti del fondo, in funzione del tempo (misurato in unità di conteggio dell'elettronica *LEP Time Digitizer* utilizzata).

Come si può notare ogni singola componente del fondo è caratterizzata da un comportamento distintivo, il che permette di adottare delle procedure di rigetto nella procedura di ricostruzione dei segnali utilizzata per la ricostruzione degli angoli Cherenkov. Queste si basano principalmente sulle caratteristiche di accumulazione di questi elettroni.

La reiezione degli elettroni da ionizzazione viene fatta escludendo tutti i punti ricostruiti in un cilindro di raggio 5 mm attorno alle tracce ricostruite; nel caso non sia disponibile l'estrapolazione o gli elettroni provengano da una traccia non ricostruita, si rigettano tutti i punti tali da formare un agglomerato con più di 3 punti ricostruiti in una sfera di raggio 1 cm.

I raggi δ vengono rigettati sfruttando la scia di elettroni di ionizzazione che li segue: i segnali vengono raggruppati in catene i cui elementi hanno una separazione temporale non superiore ad un limite opportunamente fissato: se queste catene presentano più di 4 segnali tutti i segnali della catena vengono associati ad un raggio δ e rigettati.

Gli elettroni di *feedback* vengono rigettati escludendo i canali per i quali vengono ricostruiti nello stesso intervallo di tempo dell'elettronica di acquisizione 2 (anodo) o 3 (catodo) elettroni. Tuttavia alcuni possono avere anche natura isolata, nel qual caso la reiezione diretta è praticamente impossibile.

Le caratteristiche temporali delle combinazioni dei segnali originati dai vari tipi di rumore elettronico vengono poi sfruttate per rigettare questo tipo di fondo (segnali multipli contemporanei su almeno 5 canali consecutivi da rumore, segnali su un

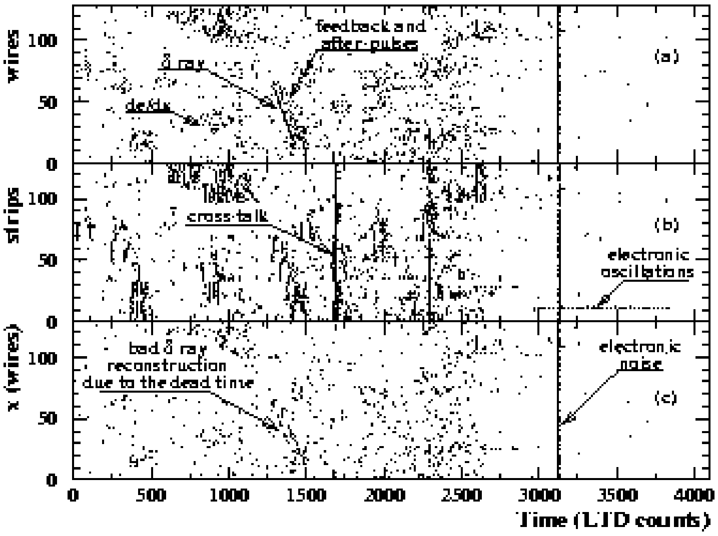


Figura 4.8: Attività elettronica in una camera a deriva integrata su un campione di 30 eventi adronici; in ascissa è riportato il tempo di arrivo in un tubo a deriva in unità di conteggio dell'elettronica di acquisizione (LTD), in ordinata: (a) fili anodici, (b) strisce catodiche, (c) proiezione della posizione ricostruita degli elettroni.

canale ripetuti ad intervalli corrispondenti al tempo morto dell'elettronica da oscillazioni, ecc.). In quest'ultimo caso una scelta accurata dei parametri di funzionamento dell'elettronica di acquisizione può ridurre la necessità di una rimozione di questi effetti a livello di processo di ricostruzione.

L'effetto di questa procedura di pulizia del segnale dal fondo è mostrato in figura 4.9 per anelli prodotti nel radiatore liquido nella banda saturata ($p > 6$ GeV). Il rapporto segnale/rumore passa da 0.34 a 1.5 con una perdita netta di segnale del 15%.

4.2.4 Algoritmi di identificazione

Le grandezze misurate nella procedura di ricostruzione sopra delineata sono l'angolo Cherenkov per singolo fotone, la relativa incertezza ed il numero di fotoni misurati. Sulla base di queste informazioni sono stati elaborati diversi algoritmi per l'identificazione delle particelle cariche.

L'utilizzo combinato dei radiatori liquido e gassoso permette di identificare particelle in un intervallo di momento piuttosto esteso, in principio da 0.7 a 45 GeV/c, sia pur con efficienze e purezze notevolmente diverse a seconda della regione di momento considerata.

La tabella 4.1 indica schematicamente il tipo di separazione tra diverse ipotesi di massa che può venire ottenuta in funzione del momento della particella radiante. Si tratta ovviamente di una tabella indicativa, dipendendo la qualità della separazione dal tipo di algoritmo e di tagli di qualità effettuati. Usualmente si indicano come possibili 5 diverse ipotesi di massa (si veda la figura 3.9); tuttavia le masse di μ e

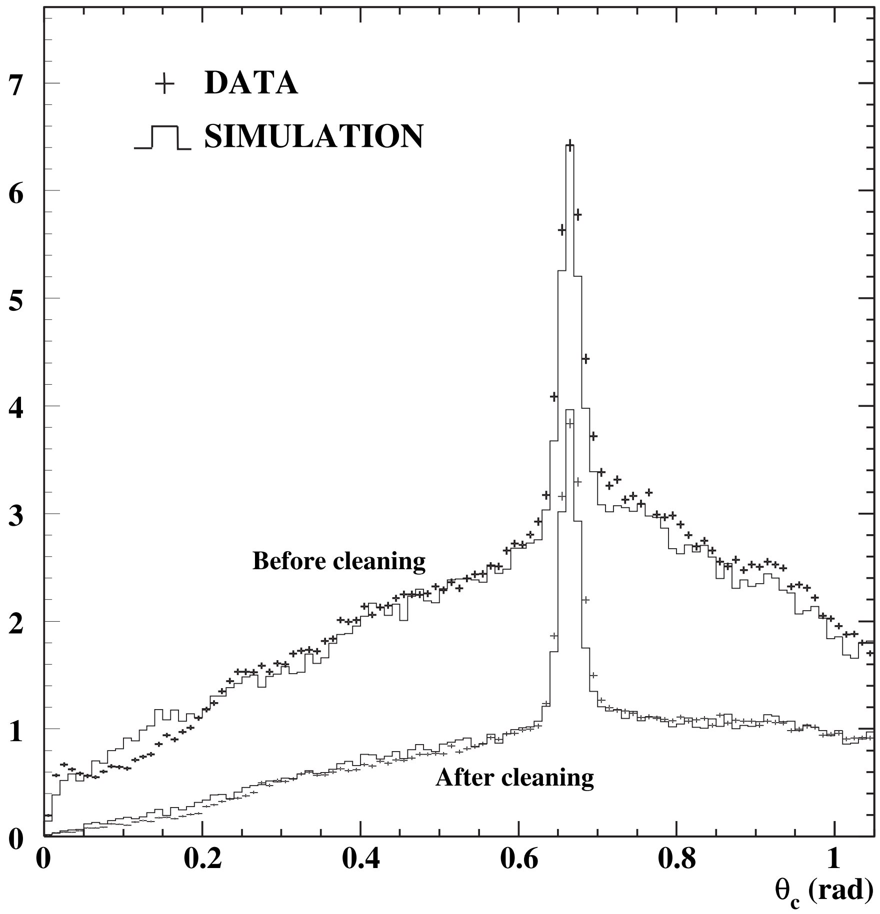


Figura 4.9: Effetto della procedura di reiezione degli elettroni di fondo sulla distribuzione degli angoli Cherenkov per singolo fotoelettrone ricostruiti; la figura si riferisce ad anelli emessi da particelle di momento superiore a 6 GeV nel radiatore liquido.

$\pi^{\pm}$ sono troppo simili per permettere una qualsiasi separazione, eccetto che vicino alla soglia del pione. Gli elettroni possono venire separati solamente a bassi momenti, sotto la soglia di emissione del pione nel radiatore gassoso (2.5 GeV/c).

È possibile effettuare una identificazione su base di singola traccia, confrontando le caratteristiche dell'emissione Cherenkov misurate corrispondenti alla traccia selezionata con quelle delle particelle che possono dare questa emissione, $e, \mu, \pi^{\pm}, K^{\pm}, p$, dello stesso momento; oppure si può effettuare una identificazione su base statistica, effettuando misure di conteggio di particelle di un dato tipo con opportune caratteristiche. A seconda del tipo di analisi può essere maggiormente importante l'efficienza o la purezza di selezione, ed enfasi può venir messa sia sulla reiezione dei $\pi^{\pm}$ quanto sulla separazione dei $K^{\pm}$ dai p.

Dei vari algoritmi proposti due sono stati quelli maggiormente utilizzati e che verranno descritti in dettaglio. Il primo fa uso del metodo della massima verosimiglianza (di seguito indicato con il suo nome inglese comunemente usato *maximum likelihood*) applicato alla distribuzione degli angoli di singolo fotone per scegliere l'ipotesi fisica che ha maggior probabilità di corrispondere alla traccia selezionata; il secondo comporta invece la ricostruzione esplicita dell'angolo medio del cono di luce emesso ed il

Radiatore	K/π	p/π	K/p
Liquido	0.7 - 5	1.5 - 7.5	0.7 - 7.5
Gas, modo di veto	2.5 - 8.5	2.5 - 16	8.5 - 16
Gas	8.5 - 21	16 - 25	16 - 25

Tabella 4.1: Intervalli di momento (in GeV/c) utili alla separazione delle ipotesi di massa $\pi^{\pm}, \mathrm{K}^{\pm}, \mathrm{p}$ nel Barrel RICH. I limiti riportati hanno valore indicativo, dipendendo fortemente dai criteri applicati nell'analisi.

confronto con quelli aspettati per ciascuna ipotesi.

4.2.5 Identificazione mediante metodo del *maximum likelihood*

Questo metodo è stato proposto originariamente in [111], ed applicato concretamente nel programma di ricostruzione di DELPHI con il nome convenzionale di HADSIGN. Il principio di base è il seguente: dalla ricostruzione degli angoli Cherenkov per singolo fotone sono noti non solo gli angoli ed i loro errori ma anche il numero di fotoni aspettato, utilizzando la 3.8. Ciò che non è misurabile direttamente è il fondo nella distribuzione degli angoli Cherenkov per singolo fotone; sulla base delle distribuzioni osservate questo fondo viene pertanto assunto essere lineare ed il suo livello può venire calcolato dai dati stessi dalla distribuzione degli angoli Cherenkov misurati mediante una procedura di *fit*. Il metodo consiste nel modellizzare secondo una distribuzione di probabilità ricavata dalla teoria la distribuzione degli angoli Cherenkov e nel determinare con il metodo del *maximum likelihood* la forma del fondo e l'ipotesi fisica di massa h ($h = \mathrm{e}, \mu, \pi^{\pm}, \mathrm{K}^{\pm}, \mathrm{p}$) che con maggiore probabilità è in grado di produrre la distribuzione osservata.

Siano θ_i e σ_i l'angolo Cherenkov e l'errore corrispondente misurati per l'i-esimo elettrone, θ^h_{exp} l'angolo previsto teoricamente nell'ipotesi di massa h per la traccia di momento dato, N^h_{exp} il numero di fotoni emessi aspettato per l'ipotesi h e K^h il numero di fotoni di fondo da stimare nel *fit* nell'ipotesi di massa h; l'intervallo di variazione possibile dell'angolo Cherenkov per le ipotesi di massa considerate con momento pari a quello della traccia considerata sia $\theta_{min} \leq \theta \leq \theta_{max}$; per ogni fotone si può scrivere la densità di probabilità che esso provenga dall'ipotesi h come:

$$P_i^h = \frac{N^h_{exp}[(\theta_i - \theta^h_{exp})^2/(2\sigma_i^2)]}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} + K^h \frac{\theta}{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \theta d\theta} \tag{4.12}$$

dove $\int P_i^h(\theta) d\theta = N^h + K^h$. La probabilità che l'ipotesi di massa h produca l'insieme degli angoli Cherenkov misurati $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_n$ è scrivibile come il prodotto della probabilità di avere un fotone per ogni angolo misurato:

$$P_a^h = \prod_{i=1}^{n} P^h(\theta_i) d\theta_i \tag{4.13}$$

e della probabilità di non osservarne ad altri angoli:

$$P_b^h = \prod_{i=1}^{n} [1 - P^h(\theta) d\theta] = \exp(-N^h_{exp} - K^h) \quad . \tag{4.14}$$

La probabilità globale può pertanto venire scritta come:

$$\int \frac{1}{n!}\left\{\prod_{i=1}^{n} P^h(\theta_i)\right\} \exp(-N^h_{exp} - K^h) d\theta_1 \ldots\ d\theta_n = \\ \frac{1}{n!(N^h_{exp} + K^h)^n} \exp(-N^h_{exp} - K^h) \quad . \tag{4.15}$$

Utilizzando il metodo del *maximum likelihood* è pertanto possibile determinare il contributo del fondo K^h sconosciuto per ogni ipotesi di massa, richiedendo di massimizzare le varie probabilità. L'identificazione può venire effettuata su base di singola traccia comparando tra loro le probabilità nelle 5 ipotesi di massa e scegliendo quella con probabilità più elevata.

Questo algoritmo si è dimostrato più adatto ad ottenere efficienze di identificazione elevate che non alte purezze. Il suo problema principale è costituito dalla corretta descrizione del fondo, che è chiaramente in grado, se non ben modellizzato, di distorcere le probabilità su cui il metodo si fonda.

Questo metodo è stato ulteriormente sviluppato nell'ambito della collaborazione DELPHI con il nome convenzionale di RINGSCAN [112]. Si consideri un sistema di coordinate sferico con l'asse z orientato nella direzione e verso della traccia considerata; il piano perpendicolare alla traccia può venire suddiviso in celle corrispondenti a coppie di intervalli negli angoli (θ, ϕ), e le probabilità per ciascuna ipotesi di massa 4.13,4.14 sono calcolate non inclusivamente su tutti gli elettroni misurati ma separatamente per la popolazione di ogni singola cella. Il prodotto delle probabilità per ogni singola cella fornisce la funzione di *likelihood* per ogni ipotesi di massa da massimizzare.

Questo metodo può venire utilizzato anche in analisi di tipo statistico, considerando la probabilità di *likelihood* come funzione dell'angolo Cherenkov; l'angolo che massimizza la probabilità è la stima dell'angolo Cherenkov effettivamente emesso dalla traccia.

Questo approccio è stato utilizzato nella prima misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s [51] sfruttando come stimatore continuo dell'ipotesi di massa non direttamente l'angolo Cherenkov θ_C ma la massa quadrata m^2 da esso ricavata (detti p ed n il momento e l'indice di rifrazione del radiatore):

$$m^2 \;=\; p^2(n^2\cos^2\theta_C - 1) \quad . \tag{4.16}$$

Questa variabile per un momento dato della particella radiante ha una distribuzione gaussiana per ogni ipotesi di massa; considerando una distribuzione di momento esponenziale ed integrando su un intervallo di momento la distribuzione di m^2 assume per ogni ipotesi di massa la forma di una curva di Breit-Wigner [51]. Una procedura di *fit* permette di effettuare un conteggio delle particelle corrispondenti ad ogni ipotesi di massa (vedi la figura 4.10).

4.2.6 Identificazione mediante ricostruzione dell'anello di luce Cherenkov

Un approccio alternativo al precedente è quello di ricostruire esplicitamente l'anello di luce emesso da una traccia, sulla base dei fotoelettroni misurati ed assegnati alla

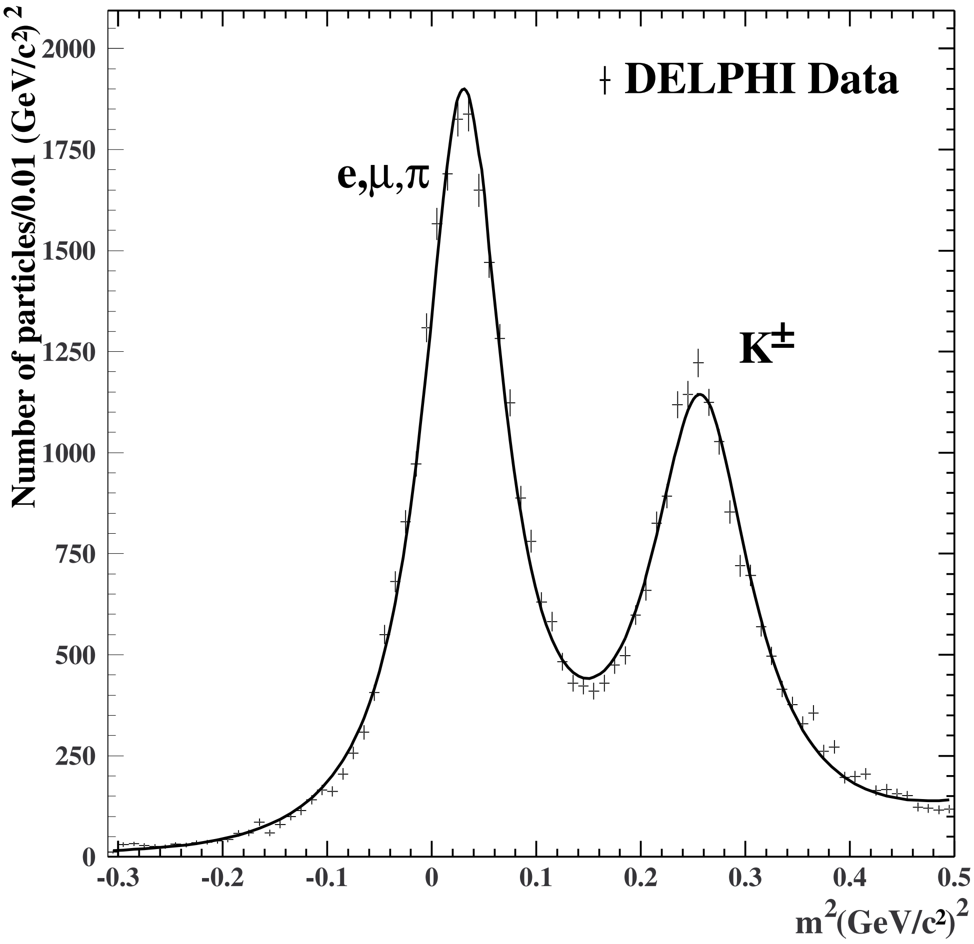


Figura 4.10: Distribuzione di m^2 ottenuta mediante l'algoritmo RINGSCAN per tracce nell'intervallo di momento $10 \leq p \leq 18$ GeV/c.

traccia in questione, misurarne l'angolo Cherenkov medio e confrontarlo con quello previsto per le ipotesi fisiche al momento della traccia, scegliendo l'ipotesi che fornisce la predizione più vicina alla misura secondo una distanza opportunamente definita.

Il vantaggio di questo metodo, noto nella sua applicazione in DELPHI con il nome convenzionale di RIBMEAN [113], è da un lato che permette nel confronto dati-simulazione uno studio dettagliato degli elettroni di fondo, dall'altro che è in grado di fornire le purezze molto elevate nell'identificazione. Questo è il metodo che è stato utilizzato per questa analisi.

Schematicamente il metodo consiste nell'attribuire dei pesi ai singoli fotoelettroni misurati secondo opportuni criteri di qualità, ricostruire i possibili anelli tanto per il radiatore liquido quanto per quello gassoso, calcolare l'angolo medio degli anelli ricostruiti e scegliere quello con il numero pesato di fotoni più elevato.

La procedura di assegnazione dei pesi è utilizzata per ottenere una soppressione dei fotoelettroni del fondo: questo risulta essere più alto per i fotoelettroni ambigui (cioè assegnabili a più di un anello) che per quelli non ambigui, e più alto per i fotoelettroni che hanno una minore probabilità di conversione (determinata in base al percorso all'interno del gas fotoconvertitore); i fotoelettroni isolati hanno poi un fondo minore rispetto a quelli con altri fotoelettroni adiacenti. Per quanto riguarda poi i fotoelettroni provenienti dal radiatore liquido, quando l'immagine dell'anello di luce non è una curva chiusa il fondo risulta essere più elevato per i fotoelettroni vicini agli estremi della curva. Per ciascuna di queste categorie di fotoelettroni è possibile determinare un coefficiente di peso dato dal rapporto segnale-rumore ricavato direttamente dalle distribuzioni misurate degli angoli Cherenkov per singolo fotone. I fotoelettroni con assegnazione ambigua hanno un peso tipico di 0.5 che viene portato ad 1 dopo la risoluzione dell'ambiguità. L'uso dei pesi contribuisce a migliorare il rapporto segnale-rumore complessivo, come si nota dalla figura 4.11.

Gli anelli vengono ricostruiti raggruppando iterativamente i fotoelettroni attorno agli angoli Cherenkov previsti per le ipotesi di massa, scegliendo ad ogni iterazione una ipotesi di partenza diversa. Una iterazione inizia determinando quale sia il fotoelettrone con la distanza minima dall'angolo Cherenkov previsto per l'ipotesi di partenza; questo viene associato a tutti i rimanenti fotoelettroni che distano dalla predizione per l'ipotesi considerata non più di 2.5 (3.5) deviazioni standard nel radiatore gassoso (liquido). Il fotoelettrone iniziale può in principio essere al di fuori di questo intervallo. Allorchè non è più possibile aggiungere fotoelettroni ad un agglomerato si passa all'ipotesi successiva ripetendo la procedura sui fotoelettroni rimanenti e così via.

In questo modo vengono prodotte 5 serie di anelli possibili. La scelta tra loro avviene sulla base del numero pesato di fotoelettroni: l'ipotesi di partenza che fornisce il numero pesato di fotoelettroni più elevato per il raggruppamento di fotoelettroni più numeroso viene selezionata. Per ognuno dei raggruppamenti vengono calcolati l'angolo Cherenkov medio e l'errore aspettato corrispondente. Il raggruppamento con il numero pesato di fotoelettroni più elevato viene selezionato come ricostruzione dell'anello di luce Cherenkov emesso dalla traccia.

L'errore atteso sull'angolo medio calcolato per una traccia σ_{ave} viene parametrizzato per eventi adronici utilizzando la simulazione completa dell'apparato in funzione dell'errore per singolo fotone σ_{phot}, del numero di fotoni N e del momento della traccia p. Le parametrizzazioni calcolate per i radiatori liquido e gassoso sono:

$$\sigma_{ring}^{liq} = \sigma_{phot} 0.56(1 + 1.4/p)\sqrt{\frac{1}{N} + \frac{1}{6}} \tag{4.17}$$

$$\sigma_{ring}^{gas} = \sigma_{phot}(1 + 0.8/(2 + p))\sqrt{\frac{1}{N}} \quad . \tag{4.18}$$

Nel radiatore gassoso si osserva la dipendenza poissoniana attesa dal numero di fotoelettroni $\propto \sqrt{1/N}$, mentre nel radiatore liquido questa dipendenza ha un andamento più ripido, non essendo inclusi in σ_{phot} gli errori provenienti dal tracciamento.

Riguardo al problema della soluzione delle ambiguità di assegnazione dei fotoelettroni ai raggruppamenti vengono trattate solamente le assegnazioni ambigue nel raggruppamento candidato ad essere la ricostruzione dell'anello di luce: se i fotoelettroni ambigui non sono assegnati a nessun altro raggruppamento principale (cioè con maggior numero di fotoelettroni) delle altre serie corrispondenti ad altre ipotesi di partenza, l'ambiguità si considera risolta. In caso contrario si possono distinguere due casi possibili:

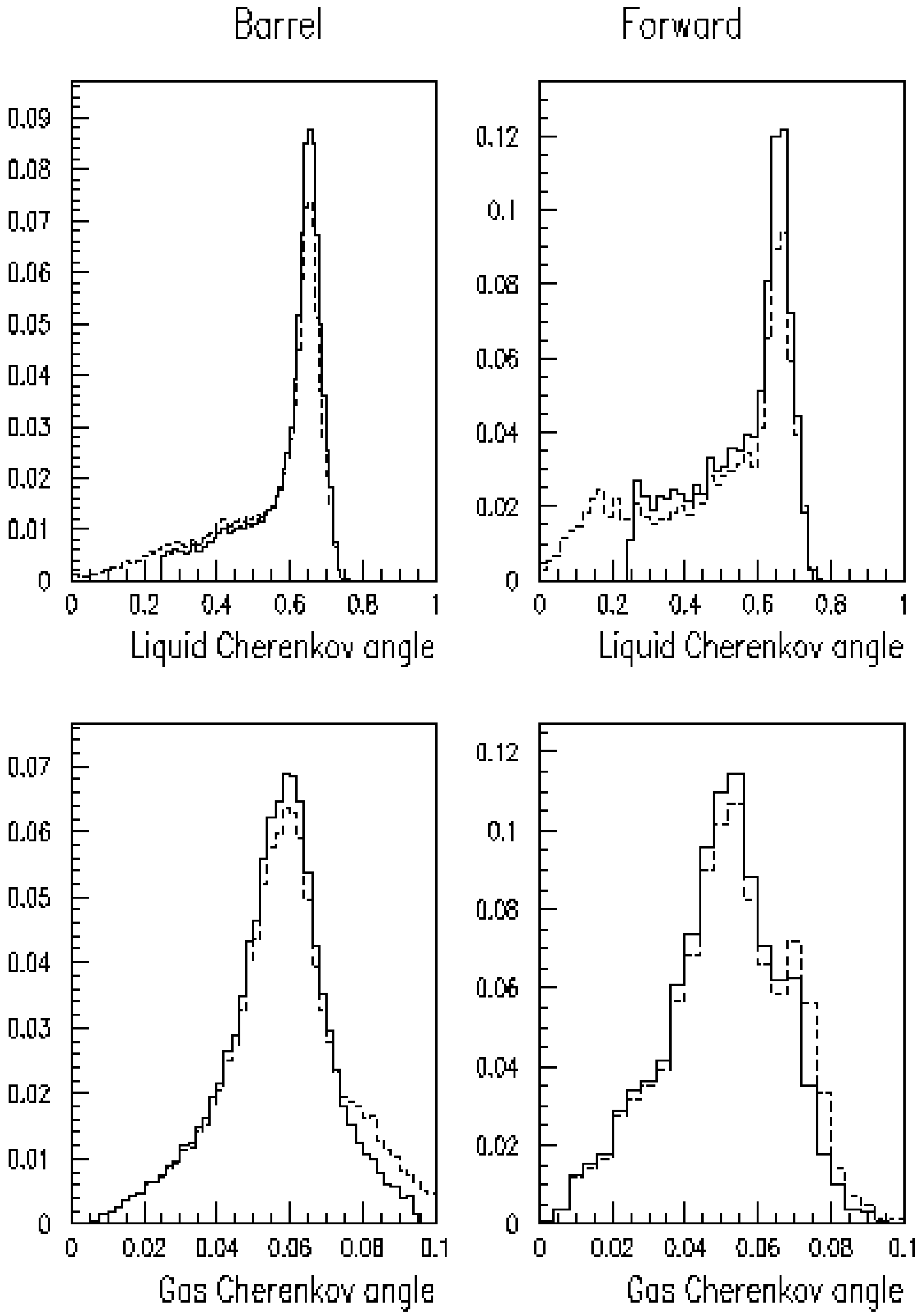


Figura 4.11: Angolo Cherenkov per singolo fotone prima (linea tratteggiata) e dopo (linea continua) l'applicazione dei coefficienti di peso; la distribuzione si riferisce al segnale prodotto nella simulazione da $\pi^{\pm}$.

- ambiguità gas-liquido: come già accennato in precedenza, vengono risolte in base alla profondità di conversione misurata all'interno della camera a deriva (è improbabile che la conversione avvenga lontano dalla finestra di quarzo prospiciente al radiatore di provenienza);
- ambiguità gas-gas o liquido-liquido: vengono risolte sulla base del numero di fotoelettroni non ambigui in ciascuno dei raggruppamenti e calcolando il contributo dei fotoelettroni ambigui alla funzione χ^2 costruita utilizzando tutti i fotoelettroni di un raggruppamento e l'angolo predetto per l'ipotesi di massa considerata.

Dopo la soluzione delle ambiguità la procedura di raggruppamento e ricostruzione dell'anello viene ripetuta, riassegnando i pesi ai fotoelettroni precedentemente ambigui, come sopra discusso.

Onde permettere un miglior utilizzo dell'informazione così ottenuta, vengono definiti una serie di criteri di qualità sulla ricostruzione dell'anello basati sul numero di fotoelettroni nell'anello ricostruito, la probabilità che i fotoelettroni nell'anello diano effettivamente l'angolo Cherenkov medio misurato (calcolata in maniera analoga alla 4.2.5), la frazione di fotoelettroni utilizzata nel secondo più grande raggruppamento dell'ipotesi scelta, l'errore osservato ed aspettato per singolo fotoelettrone e la frazione di fotoelettroni totali utilizzata nella ricostruzione dell'anello; questi criteri vengono poi utilizzati per definire diversi livelli di attendibilità nell'identificazione vera e propria.

Gli angoli Cherenkov medi ricostruiti con questo algoritmo possono venire utilizzati tanto per una identificazione su base di traccia quanto per un conteggio di tipo statistico. L'approccio che è stato maggiormente utilizzato (e che è quello utilizzato per questa analisi) è l'identificazione su base di singola traccia utilizzando la distanza dell'angolo medio ricostruito θ_{ring} da quello previsto per le varie ipotesi di massa θ_h, normalizzata all'errore aspettato σ_{ring} (nota col termine inglese di *pull*):

$$\delta_h \quad = \quad \frac{|\theta_{ring} - \theta_h|}{\sigma_{ring}} \quad . \tag{4.19}$$

Una descrizione dettagliata di questo metodo è data in [114]. Per ogni ipotesi fisica tra $\pi^{\pm}, \mathrm{K}^{\pm}, \mathrm{p}$ l'intero spettro di momento viene suddiviso in regioni corrispondenti a diverse combinazioni possibili di informazione del radiatore liquido e gassoso, ottimizzate in modo da massimizzare le prestazioni della procedura di identificazione. Vengono definiti quindi 4 diversi possibili livelli di selezione per ogni ipotesi h corrispondenti alle richieste:

$$\delta_h \quad < \quad 2.5 \tag{4.20}$$

$$\delta_{h'} \quad > \quad 0,1,2,3 \quad h' \neq h \tag{4.21}$$

a cui si possono aggiungere diversi livelli nei criteri di qualità sopra discussi per la ricostruzione dell'angolo Cherenkov medio.

La distribuzione degli angoli Cherenkov medi ricostruiti in funzione del momento della traccia sono mostrati in figura 4.12.

Le prestazioni di questo algoritmo di identificazione in termini di efficienza e di purezza per tutte le possibili combinazioni particella identificata - particella vera sono mostrate nelle figure 4.13,4.14 per una selezione corrispondente a $\delta_{h'} \geq 2$.

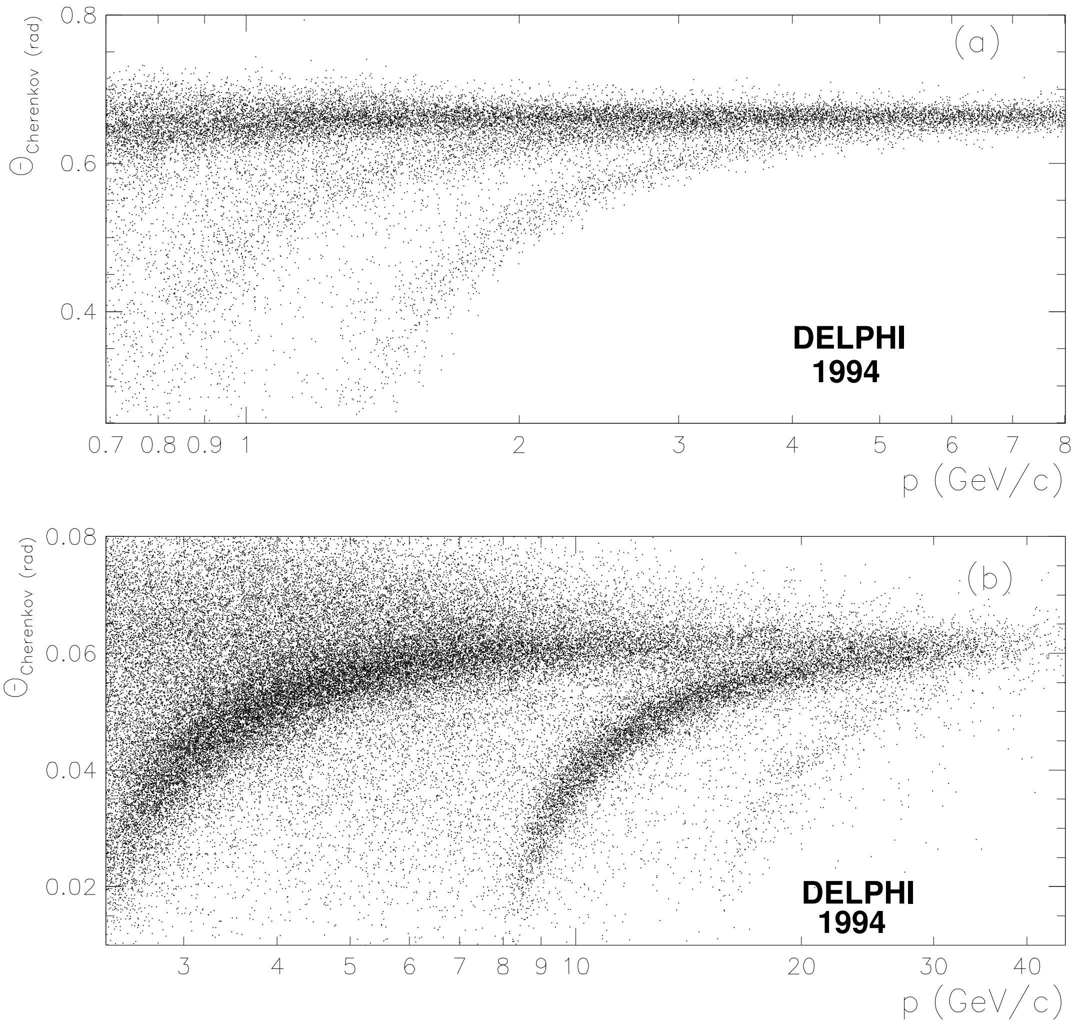


Figura 4.12: Distribuzione degli angoli Cherenkov medi ricostruti con l'algoritmo RIBMEAN nei radiatori (a) liquido e (b) gassoso.

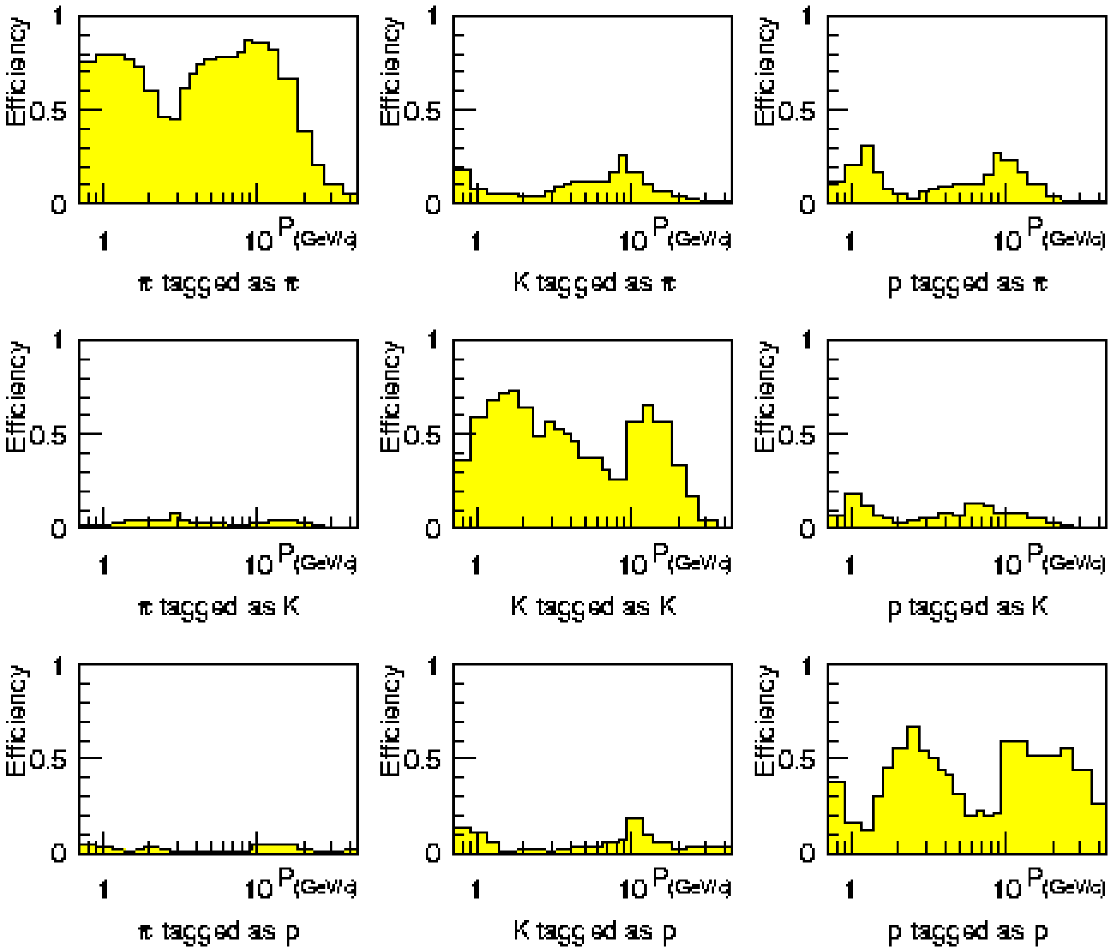


Figura 4.13: Matrice delle efficienze di identificazione ottenute richiedendo $\delta_{h'} \geq 2$ per le varie possibili combinazioni particella identificata - particella vera come determinata dalla simulazione.

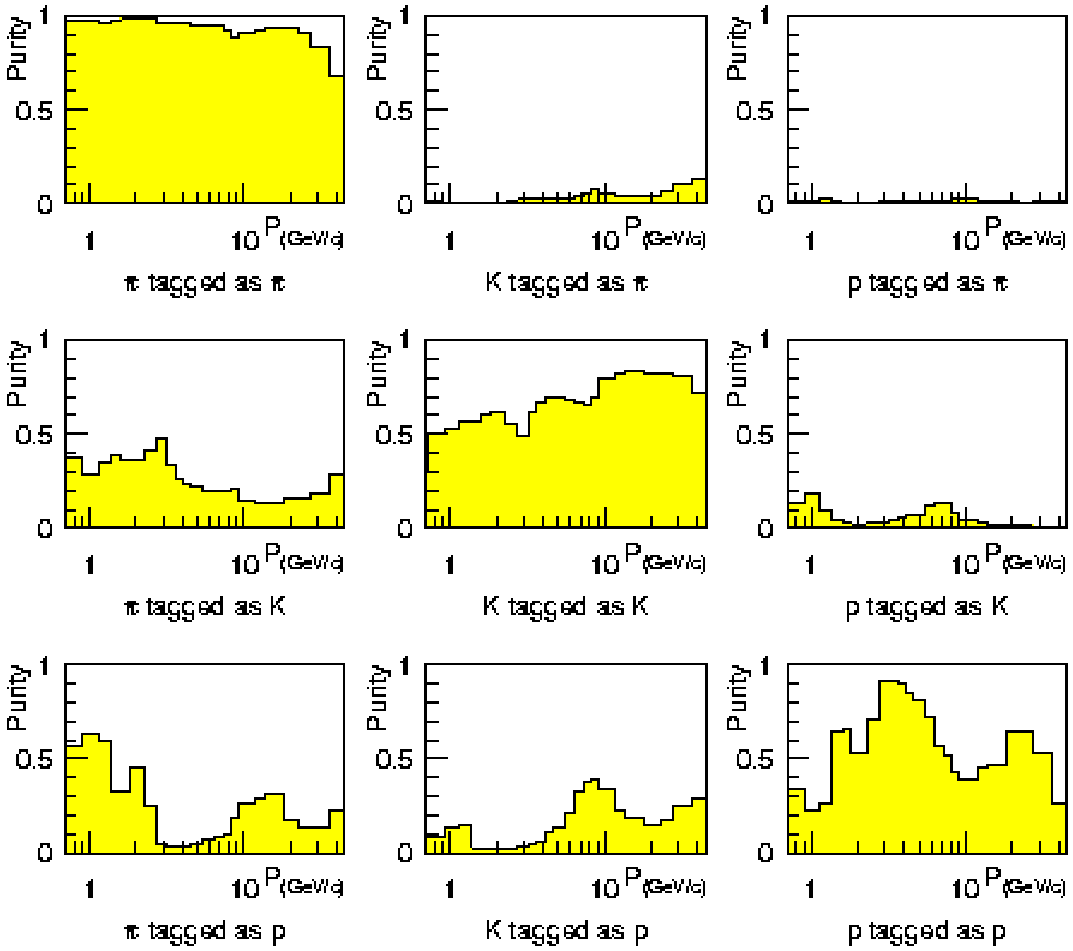


Figura 4.14: Matrice delle purezze di identificazione ottenute richiedendo $\delta_{h'} \geq 2$ per le varie possibili combinazioni particella identificata - particella vera come determinata dalla simulazione.

Capitolo 5

Misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s

In questo capitolo viene presentata una nuova misura dell'asimmetria del quark s effettuata nell'ambito della collaborazione DELPHI.

5.1 Introduzione

La misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s qui presentata è il frutto dell'analisi dei dati raccolti dall'esperimento DELPHI durante il 1994, periodo durante il quale si è avuta la maggiore statistica con il Barrel RICH completamente operativo.

Questo lavoro rappresenta la naturale evoluzione dell'analisi dei dati di DELPHI del 1992, pubblicata in [51], dove è stata fornita la prima misura esistente di asimmetria per quark strani. In quel lavoro, al fine di estrarre l'asimmetria del quark s, si è utilizzata la misura dell'asimmetria avanti-indietro di produzione inclusiva di due tipi di adrone strano, $\mathrm{K}^{\pm}$ con momenti nell'intervallo $10 \leq p \leq 18$ GeV/c e Λ con $10 \leq p \leq 23$ GeV/c. In entrambi i casi l'arricchimento in quark s del campione di eventi adronici è stato ottenuto mediante la sola identificazione degli adroni strani citati, avendo in entrambi i casi purezze in quark s del 43%.

Una prima analisi della statistica raccolta nel 1994 è stata presentata in [115], basandosi sulla sola identificazione del $\mathrm{K}^{\pm}$. La scelta di non utilizzare la Λ è stata dettata dalla bassa molteplicità media di produzione (circa 7 volte inferiore di quella dei $\mathrm{K}^{\pm}$, come illustrato nel capitolo 2), fatto che nell'analisi in [51] ha implicato un errore statistico sull'asimmetria determinata mediante la Λ 3 volte superiore a quello ottenuto con il $\mathrm{K}^{\pm}$.

In questo lavoro si è effettuata una nuova analisi della statistica raccolta nel 1994, concentrando l'interesse su due aspetti particolari della misura:

- la selezione del campione di eventi, in modo da migliorare la purezza in quark s e ridurre così la dipendenza da modelli teorici per la valutazione dei contributi provenienti dagli altri quark;

- un raffinamento metodologico generale nel calcolo dell'asimmetria e nella valutazione degli errori sistematici.

5.2 Selezione degli eventi

Questa analisi si basa su un campione di 1355000 eventi adronici raccolti durante la presa dati di DELPHI del 1994. I criteri di selezione degli eventi adronici utilizzati sono quelli standard della collaborazione, presentati nel paragrafo 3.12. Al fine di selezionare un campione arricchito in quark s sono state applicate ulteriori selezioni che sfruttano le due tecniche sperimentali discusse nel capitolo precedente.

Per questa analisi è stata utilizzata la simulazione completa di DELPHI interfacciata con il generatore di eventi adronici JETSET PS 7.3 modificato da DELPHI come descritto nel paragrafo 2.4, per una statistica totale doppia rispetto a quella sperimentale.

5.2.1 Reiezione dei sapori pesanti

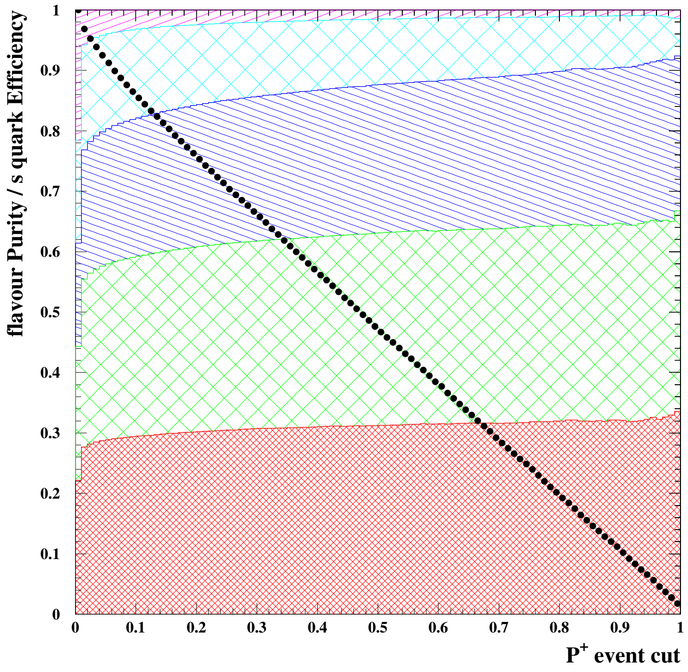


Figura 5.1: Composizione in sapori di un campione di eventi adronici in funzione del valore minimo di P^+_{evt} richiesto; dal basso verso l'alto sono riportate le frazioni dei quark s,d,u,c,b. La curva sovrapposta rappresenta l'efficienza di selezione del quark s in funzione del taglio (non viene inclusa nel calcolo l'efficienza del taglio sulla direzione dell'asse di *thrust*).

È stata applicata una tecnica di rigetto degli eventi provenienti da sapori pesanti basata sull'algoritmo di Brown e Frank, utilizzando la probabilità P^+_{evt}, calcolata su base di evento, che una collezione di tracce con significanza positiva provenga dal vertice primario. Dal momento che questo algoritmo si serve del VD per il calcolo delle significanze, al fine di avere una loro buona ricostruzione ed un comportamento dell'algoritmo indipendente dall'angolo polare, si introduce un taglio sull'angolo massimo possibile per l'asse di *thrust* [61] $|\cos\theta_{thr}| \leq 0.7$, che riduce il campione a 895600 eventi.

La figura 5.1 mostra la purezza ottenibile nei diversi sapori applicando un taglio sul valore minimo di P^{+}_{evt} in funzione del valore del taglio stesso. È mostrata anche l'efficienza di selezione del quark s. I valori sono ottenuti dalla simulazione completa di DELPHI opportunamente ottimizzata come descritto nel precedente capitolo per ottenere una buona riproduzione della distribuzione delle significanze e delle probabilità.

La scelta del valore di taglio è dettata dalla ricerca di un compromesso tra una buona reiezione dei quark pesanti ed il mantenere l'efficienza di selezione la più elevata possibile. Come si può notare dalla 5.1 già per $P^{+}_{evt} > 0.05$ la frazione di eventi b è ridotta al 4%; tuttavia questa selezione può venire utilizzata anche per sopprimere il contributo del quark c, anche se in maniera meno efficiente a causa della minore vita media e lunghezza di volo degli adroni con quark c rispetto a quelli con quark b. A tale scopo è stato pertanto scelto come valore di taglio per l'analisi $P^{+}_{evt} > 0.15$, che permette di ridurre anche il contributo del quark c (portandolo al 16%) mantenendo l'efficienza di selezione del quark s nella regione $|\cos\theta_{thr}| \leq 0.7$ superiore all'80%.

5.2.2 Identificazione di K$^{\pm}$ di alto momento

Sono stati quindi selezionati solamente quegli eventi adronici dove sia stato identificato almeno un K$^{\pm}$ di alto momento dal BRICH; questa selezione ha il duplice scopo di incrementare ulteriormente la purezza in quark s sopprimendo in particolare la componente da quark leggeri u e d (come spiegato nel capitolo 2) e di fornire uno stimatore della carica del quark primario. Nel caso in cui più di un K$^{\pm}$ con le caratteristiche desiderate venga identificato in un evento, si sceglie quello di momento più elevato, in quanto avente maggiore probabilità di essere portatore del quark primario. Non viene fatta alcuna richiesta supplementare atta a separare i K$^{\pm}$ primari da quelli da frammentazione o decadimento.

La scelta di non utilizzare in questa analisi le potenzialità di identificazione di particella nella regione in avanti di DELPHI date dal rivelatore Forward RICH è legata a diversi fattori. Le caratteristiche costruttive del Forward RICH [116] e le problematiche legate alla ricostruzione degli angoli Cherenkov in esso sono significativamente diverse rispetto a quelle del BRICH, anche a causa delle inferiori prestazioni del sistema di tracciamento nella regione in avanti rispetto a quella centrale (vedi il capitolo 3). Le due regioni non possono pertanto venire trattate dal punto di vista dei rivelatori RICH in maniera omogenea.

L'impossibilità poi di utilizzare al momento l'algoritmo di antiselezione dei quark pesanti nella regione in avanti, a causa della limitata accettanza angolare del VD e della non perfetta comprensione del suo utilizzo nella ricostruzione delle tracce con piccolo angolo polare, induce ad imporre il taglio sull'angolo polare dell'asse di *thrust* che esclude la regione in avanti. Il mancato utilizzo dell'algoritmo di Brown e Frank per la regione in avanti implicherebbe purezze di identificazione ed errori sistematici derivanti dal contributo dei sapori pesanti alla produzione del K$^{\pm}$ notevolmente diversi da quelli nella regione del barile.

Un argomento aggiuntivo che ha indotto a non utilizzare il FRICH in combinazione con il taglio sull'accettanza dell'angolo polare dell'asse di *thrust* è il seguente: essendo l'accettanza angolare del FRICH utile all'identificazione compresa nella regione $0.82 \leq |\cos\theta| \leq 0.94$, l'uso di un $K^{\pm}$ identificato in questa regione introdurrebbe un taglio implicito sull'angolo minimo tra il $K^{\pm}$ e l'asse di *thrust* per eventi nella regione a piccoli angoli polari; data la richiesta di alto momento per i $K^{\pm}$ identificati (come si vedrà $p(\mathrm{K}) > 10$ GeV/c) questo fatto comporterebbe un arricchimento artificiale del campione in eventi ad alta sfericità, con radiazione di gluoni energetici superiore alla media. La conseguenza di questo arricchimento artificiale sarebbe l'introduzione di una distorsione sistematica delle correzioni di QCD all'asimmetria per eventi con $K^{\pm}$ identificato nel FRICH, la cui valutazione introdurrebbe una maggiore dipendenza dai modelli teorici nel calcolo delle purezze di identificazione in ciascun quark e dalla simulazione dell'apparato.

A seguito di queste considerazioni si è scelto di utilizzare la sola regione del barile, considerando la misura dell'asimmetria nella regione in avanti un'analisi da effettuare separatamente; la possibilità di estendere in futuro l'algoritmo di antiselezione dei quark pesanti alla regione a piccolo angolo potrà ovviamente modificare questo approccio.

L'identificazione viene fatta utilizzando la ricostruzione esplicita dell'angolo Cherenkov emesso dal $K^{\pm}$ secondo l'algoritmo RIBMEAN [113] presentato nel capitolo precedente. Vengono selezionate tutte le tracce cariche con estrapolazione entro l'accettanza geometrica del BRICH $0.04 \leq |\cos\theta| \leq 0.68$ e si rigettano quelle che hanno attraversato settori in cui le camere a deriva non erano pienamente operative, principalmente a causa di un occasionale mancato funzionamento delle MWPC. Si richiede che alla ricostruzione della traccia abbiano partecipato tanto la TPC quanto il rivelatore esterno OD; questa seconda richiesta è determinata dalla necessità di avere una buona qualità della ricostruzione della traccia e della sua estrapolazione all'interno del BRICH utilizzando punti misurati dopo il BRICH stesso e permette di garantire che la particella abbia effettivamente attraversato il rivelatore. In tal modo una mancata ricostruzione dell'angolo Cherenkov è da imputarsi esclusivamente all'inefficienza intrinseca del rivelatore stesso e non ad un mancato funzionamento del sistema di fotoconversione o a possibili interazioni adroniche con il materiale del BRICH. Per tracce sopra i 10 GeV/c questo taglio implica una perdita di efficienza media del 34%, dovuta alla mancata ricostruzione della traccia quando si vogliano includere nel *fit* i punti misurati nell'OD (non si include in questa inefficienza quella dovuta ad occasionali mancati funzionamenti dell'OD).

Detti θ_{ring}^{mis} l'angolo Cherenkov medio misurato dell'anello di luce emesso dalla traccia considerata, σ_{ring} l'errore aspettato su questo angolo e $\theta^{\mathrm{K}}, \theta^{\pi}$ gli angoli Cherenkov previsti teoricamente per $K^{\pm}$ e $\pi^{\pm}$, si richiede che [114]:

$$\frac{|\theta_{ring}^{mis} - \theta^{\mathrm{K}}|}{\sigma_{ring}} < 2.5 \tag{5.1}$$

$$\frac{|\theta_{ring}^{mis} - \theta^{\pi}|}{\sigma_{ring}} > 2 \quad . \tag{5.2}$$

Vengono fatte inoltre delle selezioni di qualità sulla ricostruzione dell'anello di luce al fine di rigettare gli angoli male calcolati.

Allo scopo di ridurre il peso degli elettroni di fondo nella ricostruzione dell'anello e migliorare la risoluzione nella sua determinazione (che ha una dipendenza poissoniana dal numero di fotoelettroni) si richiede che il numero di fotoelettroni utilizzato sia maggiore di 2. La frazione di fotoelettroni disponibili utilizzati per la ricostruzione dell'anello deve essere superiore al 40% ed il rapporto tra il numero di fotoelettroni nel secondo raggruppamento calcolato nell'ipotesi di K e quello nel primo (cioè il candidato anello) deve essere minore di 0.6. Questi tagli hanno lo scopo di selezionare situazioni in cui ci sia un chiaro addensamento di fotoelettroni corrispondenti ad una ipotesi di massa, sopprimendo le ambiguità di scelta tra diversi possibili agglomerati con numeri di fotoelettroni simili. Infine si richiede che la probabilità , calcolata secondo la relazione (4.2.5), che l'insieme di fotoelettroni selezionato abbia origine da un cono di luce con angolo pari a quello medio misurato sia maggiore del 50%.

I valori di questi tagli costituiscono un compromesso tra la qualità degli angoli Cherenkov ricostruiti in termini di risoluzione e soppressione degli elettroni di fondo e l'efficienza di identificazione.

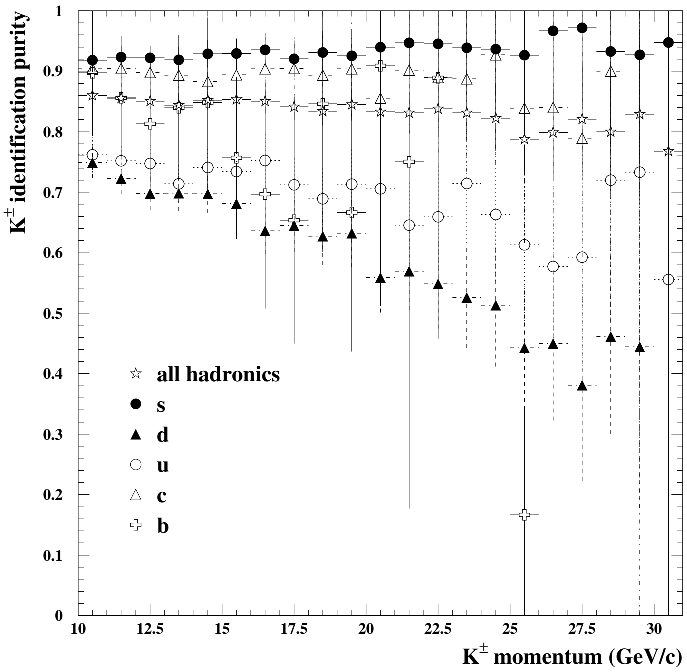
La scelta della finestra di momento utile alla selezione è determinata da vari fattori: la ricerca di un compromesso tra efficienza e purezza di selezione del quark s e la capacità sperimentale di identificare correttamente i $\mathrm{K}^{\pm}$ nel BRICH.

Data la richiesta di momenti elevati, viene utilizzata l'identificazione positiva dei K nel solo radiatore gassoso, nel quale la soglia in momento del $\mathrm{K}^{\pm}$ per l'emissione di luce è a 8.5 GeV/c. L'estremo inferiore dell'intervallo viene pertanto scelto a 10 GeV/c, come nelle precedenti analisi [51, 115]. La scelta dell'estremo superiore è condizionata dalla capacità dell'algoritmo di identificazione di discriminare gli angoli nella banda dei K da quelli nella banda saturata e, μ, π quando le due iniziano ad unirsi sopra i 20 GeV/c (si veda la figura 4.12). La contaminazione proveniente dai protoni (la cui soglia di emissione è a 16 GeV/c) risulta invece modesta fino a 25 GeV/c.

Nella figura 5.2 sono riportate la purezza e l'efficienza di identificazione dei $\mathrm{K}^{\pm}$ con l'algoritmo utilizzato, sia per tutti gli eventi adronici che separatamente per ogni singolo sapore, nel campione a cui è stata applicata la antiselezione degli eventi b (allo scopo di tenere conto di eventuali effetti topologici che possono influenzare le prestazioni del BRICH). L'algoritmo riesce a fornire nel complesso una purezza di identificazione quasi costante fino ad oltre i 30 GeV/c al prezzo però di una significativa perdita in efficienza al di sopra dei 25 GeV/c. La differenza di purezza che si può notare tra $\mathrm{K}^{\pm}$ provenienti da eventi s e da sapori pesanti e quelli provenienti da sapori leggeri è determinata principalmente dal diverso rapporto $N(\pi)/N(\mathrm{K})$ dei numeri di π e $\mathrm{K}^{\pm}$ presenti, essendo i π la componente dominante del fondo da rigettare; questo rapporto risulta essere più elevato per eventi con quark u o d primario.

L'efficienza di ricostruzione e identificazione è invece, come si può notare, largamente indipendente dal sapore del quark primario, in quanto dipende principalmente dalle caratteristiche del rivelatore e dall'algoritmo di ricostruzione, e la miscela di topologie di produzione del $\mathrm{K}^{\pm}$ è simile per i vari sapori (l'efficienza risulta essere significativamente dipendente dalla scelta di una particolare topologia, come verrà discusso in seguito).

La purezza e l'efficienza di selezione dei vari sapori ottenibile in funzione del taglio superiore in momento che segue dall'identificazione del $\mathrm{K}^{\pm}$ è mostrata in figura 5.3; è riportata anche quella nel caso non sia presente l'antiselezione del quark b per confron-



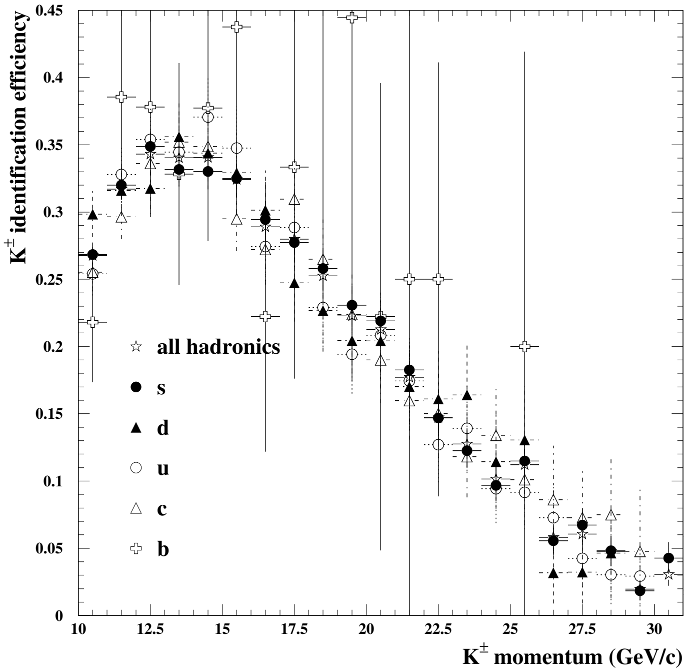


Figura 5.2: Purezza ed efficienza di identificazione dei $K^{\pm}$ da parte del BRICH in funzione del momento.

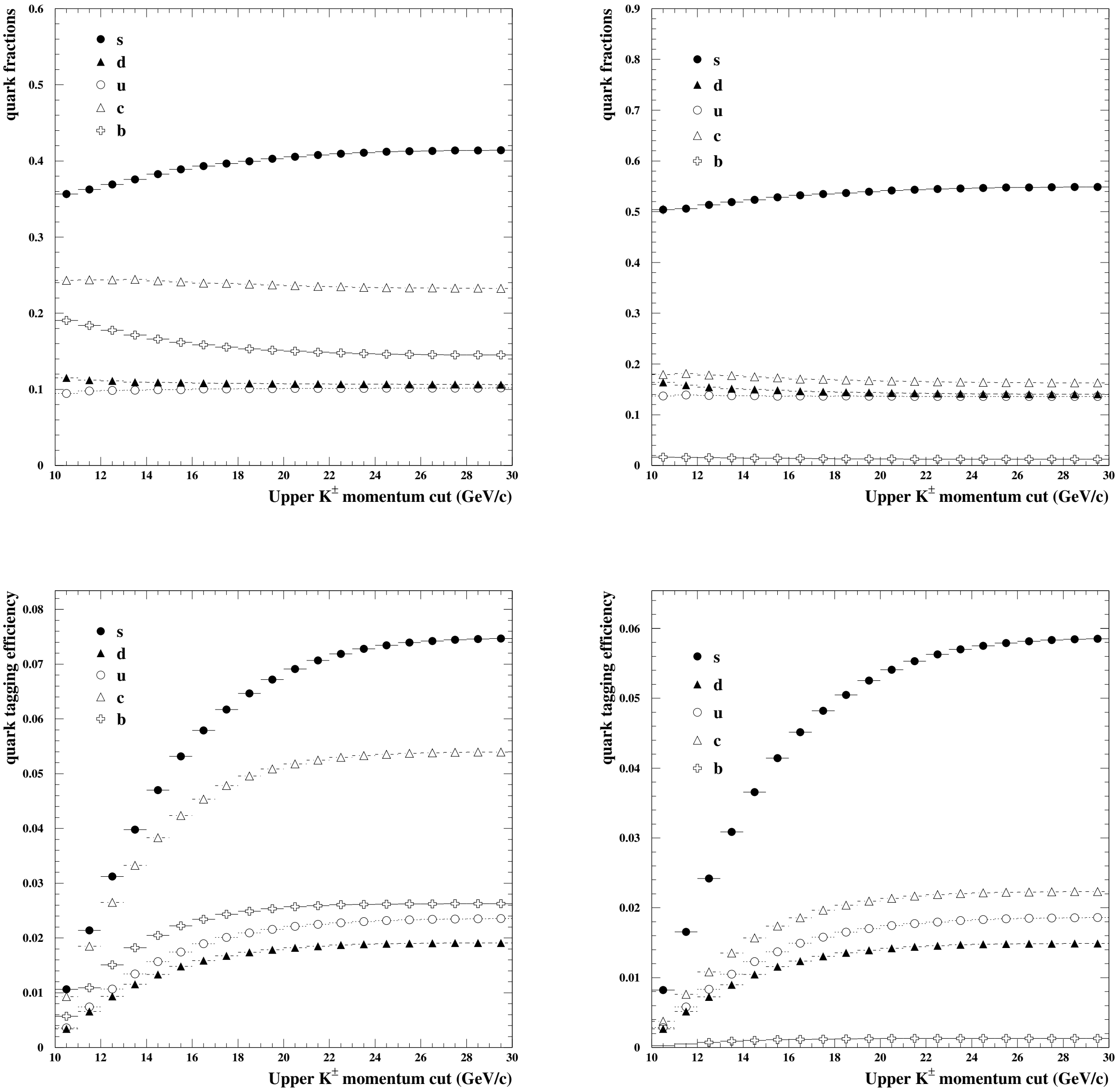


Figura 5.3: Purezza (in alto) ed efficienza (in basso) di selezione dei vari sapori in funzione del taglio superiore sul momento dei $K^{\pm}$ identificati; a sinistra viene riportata la situazione senza antiselezione del quark b, a destra quella con questa selezione applicata. I grafici sono corretti per la purezza di identificazione del K (solo quelli correttamente identificati sono considerati).

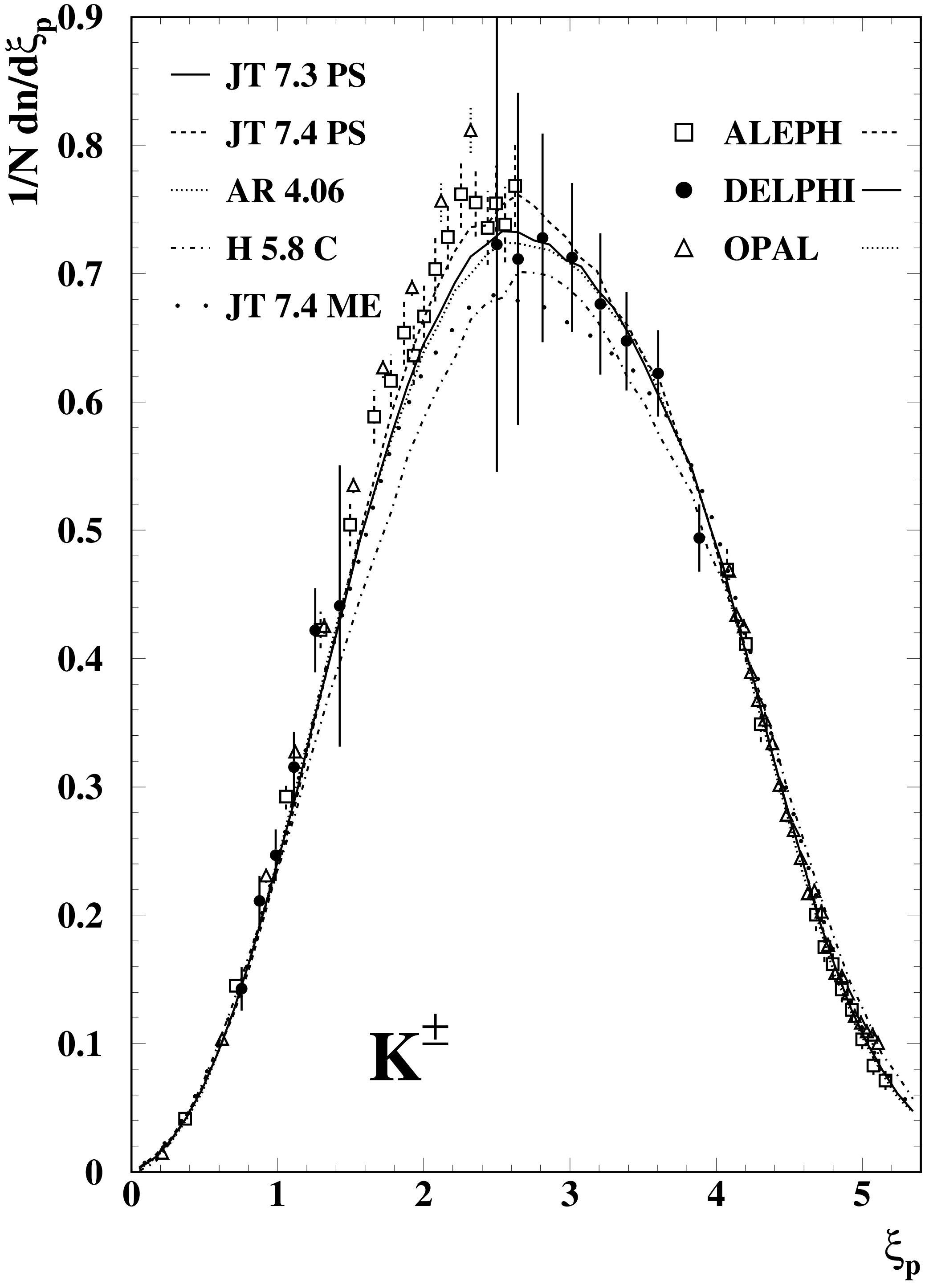


Figura 5.4: Distribuzione di $\xi_p = 1/\log x_p$ per $\mathrm{K}^{\pm}$: sono riportate le misure sperimentali delle collaborazioni LEP e le predizioni teoriche dei diversi modelli di adronizzazione (tratta da [31]).

to. Come si può notare al di sopra dei 24 GeV/c entrambe tendono a saturare; infatti anche se il contributo del quark s diviene sempre più dominante nello spettro "vero" dei $K^{\pm}$, questo fatto è compensato dalla diminuzione della statistica a disposizione (l'andamento dello spettro in momento del K è approssimativamente esponenziale) e dall'aumentata inefficienza di identificazione (onde mantenere la purezza a livelli accettabili anche al congiungimento tra la banda dei K e quella saturata). Tenuto conto che all'aumentare del momento si accrescono anche le incertezze sulla determinazione del momento dei K, si è scelto di porre il limite superiore a 24 GeV/c, al fine di preservare una ragionevole qualità dell'identificazione senza un'apprezzabile perdita statistica e massimizzando la purezza di selezione del quark s.

In questa maniera vengono selezionati 36150 eventi adronici candidati a provenire da un evento $Z \to s\bar{s}$.

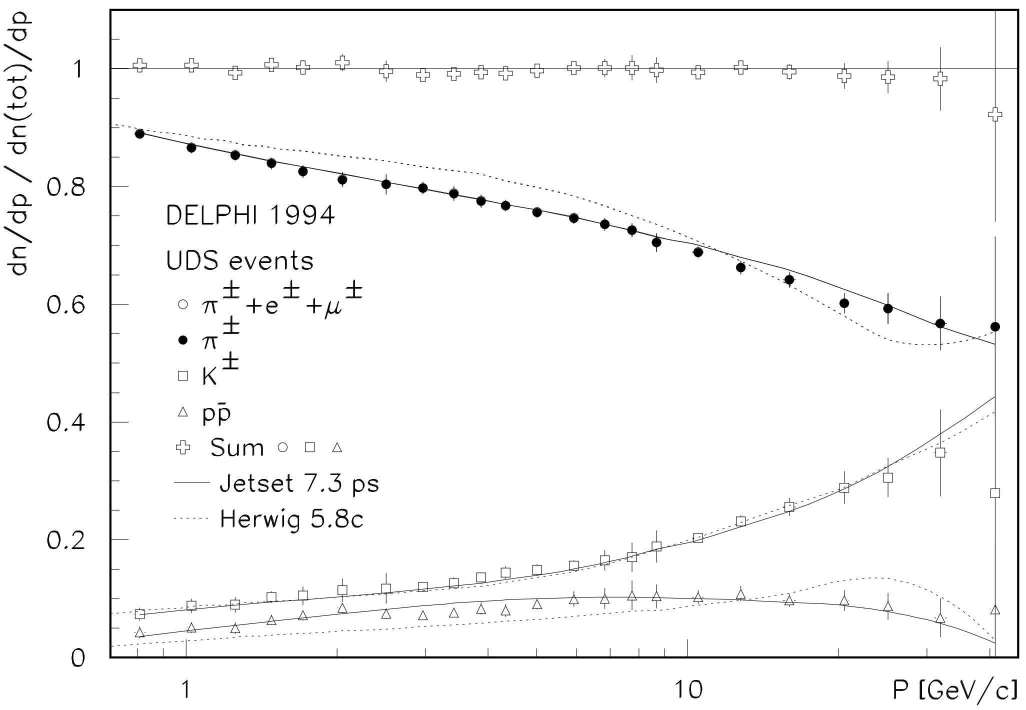


Figura 5.5: Frazioni di particelle cariche stabili misurate in un campione di eventi adronici a basso contenuto di quark b primari (si richiede che la probabilità di Brown e Frank per tracce con significanza positiva calcolata per evento sia $P^{+}_{evt} > 0.15$). Si può notare il buon accordo delle frazioni misurate con le predizioni di JETSET PS 7.3.

5.2.3 Vantaggi della selezione adottata

È importante sottolineare che l'adozione della antiselezione dei sapori pesanti ha un duplice beneficio: non solo accresce sensibilmente la purezza in quark s del campione considerato, ma permette anche di rigettare quella parte della contaminazione per la quale la conoscenza dei meccanismi di produzione del $K^{\pm}$ è più povera. Dovendo valutare le efficienze di selezione dei vari sapori mediante modelli teorici, si tratta di un elemento di non trascurabile importanza.

I lavori pubblicati sulla produzione di adroni carichi alla risonanza della Z [117, 118, 119] mostrano tutti infatti una discrepanza nella regione di momento interessante per questo studio con le predizioni dei modelli teorici, incluso JETSET PS 7.3 (vedi la figura 5.4).

La differenza stimata nella sezione d'urto di produzione del $\mathrm{K}^{\pm}$ nella finestra di momento di interesse per l'analisi tra le misure sperimentali e JETSET PS 7.3 è del 20% circa. Come messo in luce ad es. in [31] è plausibile ritenere che buona parte di questa differenza possa essere concentrata nella descrizione della produzione di $\mathrm{K}^{\pm}$ nei sapori pesanti, dovuta principalmente alle notevoli incertezze sui tassi di produzione dei $\mathrm{K}^{\pm}$ nelle diverse catene di decadimento degli adroni con quark b e c. Uno studio effettuato sulla produzione di particelle identificate in eventi $Z \to \mathrm{b\bar{b}}$ dalla collaborazione DELPHI [79] ha fornito l'unica misura attualmente esistente di produzione inclusiva di K da quark b:

$$\mathrm{BR}\,(\mathrm{B} \to \mathrm{K}^{\pm}\mathrm{X}) = 0.88 \pm 0.05\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.18\,(\mathrm{sist.}) \quad . \tag{5.3}$$

Questa misura, affetta da una notevole incertezza, non permette di trarre conclusioni definitive. Uno studio recente sulla produzione di adroni carichi in eventi selezionati b e uds [120, 121] sembra confermare che i problemi nella descrizione della produzione di $\mathrm{K}^{\pm}$ si concentrano principalmente nel settore dei sapori pesanti, mentre la modellizzazione degli spettri nei sapori leggeri risulta soddisfacente (vedi la figura 5.5).

5.3 Metodi di misura dell'asimmetria

Il metodo utilizzato per la misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s presenta forti analogie con quello usato per l'asimmetria del quark b identificato mediante i decadimenti semileptonici.

Come stimatore della direzione del quark primario prima dell'adronizzazione viene scelto l'asse di *thrust*; il verso di uscita del quark è stimato in base alla carica del $\mathrm{K}^{\pm}$ identificato nell'evento considerato, proiettando il momento del $\mathrm{K}^{\pm}$ sull'asse di *thrust*: essendo interessati al quark s, un K^{-} (K^{+}) viene considerato segnatura di un quark (antiquark).

Al fine di calcolare l'asimmetria in linea di principio sarebbe sufficiente contare il numero di volte in cui il quark (con direzione e verso determinati come sopra) cade nei due emisferi $z > 0$, $z < 0$; tuttavia la ricostruzione ed identificazione del $\mathrm{K}^{\pm}$ dipendono, in efficienza e purezza, dall'angolo polare della particella identificata. Al fine di ridurre la necessità di applicare correzioni di efficienza in funzione dell'angolo polare e di avere maggiore sensibilità di misura si preferisce utilizzare la conoscenza teorica dell'andamento angolare dell'asimmetria avanti-indietro; si ricordi che all'ordine di Born l'asimmetria in funzione dell'angolo θ di uscita del quark è data da:

$$A^q_{FB}(\theta) \;\; = \;\; \frac{8}{3} A^q_{FB} \frac{\cos\theta}{1+\cos^2\theta} \quad . \tag{5.4}$$

È pertanto possibile misurare l'asimmetria in intervalli angolari e quindi ottenere il valore cercato A^q_{FB} da un *fit* della 5.4 alla distribuzione angolare determinata.

L'asimmetria così misurata deve venire corretta per l'effetto della purezza di identificazione dei $K^{\pm}$; l'asimmetria degli eventi con $K^{\pm}$ erroneamente identificati è in principio diversa da quella di eventi con $K^{\pm}$ veri. La gran parte dei $K^{\pm}$ erroneamente identificati è infatti costituita da $\pi^{\pm}$ provenienti dalla frammentazione e quindi prodotti in maniera non asimmetrica. Questo fatto tende pertanto a ridurre l'asimmetria osservata rispetto al suo valore vero.

La misura può venire effettuata utilizzando K di una sola carica elettrica, misurando la differenza del numero di eventi con segnatura della presenza del quark in intervalli angolari simmetrici rispetto a $z = 0$; in questo caso è necessario conoscere l'efficienza relativa di selezione dell'evento nei due intervalli angolari corrispondenti a $\cos\theta > 0$ e $\cos\theta < 0$. È possibile evitare questo problema utilizzando la differenza tra il numero di K di carica elettrica opposta nello stesso intervallo angolare. Poichè l'efficienza di identificazione del BRICH non dipende dalla carica elettrica non è necessaria alcuna misura di efficienza relativa. In questo caso è però necessario tenere conto della differente sezione d'urto di interazione dei K^+ e dei K^- con il materiale del rivelatore; avendo i K^- una sezione d'urto di interazione adronica maggiore di quella dei K^+ si introduce una asimmetria dovuta alla sola interazione con il materiale che va debitamente sottratta da quella misurata al fine di ottenere quella sperimentale. Del resto combinando le misure ottenute in entrambi gli emisferi la dipendenza da questo effetto viene ridotta notevolmente: la diversa interazione con il materiale tende infatti ad aumentare l'asimmetria $q\overline{q}$ nell'emisfero $z > 0$ ed a diminuirla di una uguale quantità in quello opposto, lasciando in prima approssimazione invariato il valore medio.

Entrambi i metodi sono stati utilizzati, allo scopo di avere un controllo incrociato sulla misura in situazioni con problematiche sperimentali diverse. I dettagli di ciascun metodo verrano discussi nei paragrafi seguenti.

La scelta degli intervalli angolari è influenzata principalmente da due considerazioni:

- la statistica relativamente modesta a disposizione ed il valore ridotto dell'asimmetria da misurare (inferiore al 10%) portano a richiedere che questi siano sufficientemente ampi da ottenere, per ogni singolo intervallo, un errore statistico tale da poter comunque discriminare la variazione angolare dell'asimmetria;

- lo spazio naturale in cui considerare gli intervalli è quello dell'angolo polare dell'asse di *thrust* in quanto stimatore della direzione del quark e variabile da utilizzare nella procedura di *fit* dell'asimmetria misurata. Tuttavia come già ricordato e come si può notare in figura 5.6 la purezza di identificazione del $K^{\pm}$ è fortemente dipendente dall'angolo polare del $K^{\pm}$ stesso. Questo fatto è dovuto principalmente a due cause. La prima è data dal minore errore di estrapolazione della traccia nel RICH al diminuire dell'angolo polare, grazie alla maggior lunghezza di traccia misurata e quindi alla migliore ricostruzione della traccia stessa. La seconda causa è la riduzione del cammino dei fotoelettroni prodotti nella camera a deriva al decrescere dell'angolo polare della traccia, e la conseguente riduzione del loro assorbimento e della possibilità di distorsioni e perdite nella loro deriva; questo fatto implica una migliore ricostruzione dell'angolo Cherenkov emesso. Anche la correzione per la diversa interazione nel materiale dipende dall'angolo polare (aumenta al crescere del percorso all'interno del materiale e quindi al diminuire dell'angolo polare). Di conseguenza lo spazio in cui risulta più agevole applicare le correzioni all'asimmetria dovute a questi effetti è quello dell'angolo polare del $K^{\pm}$.

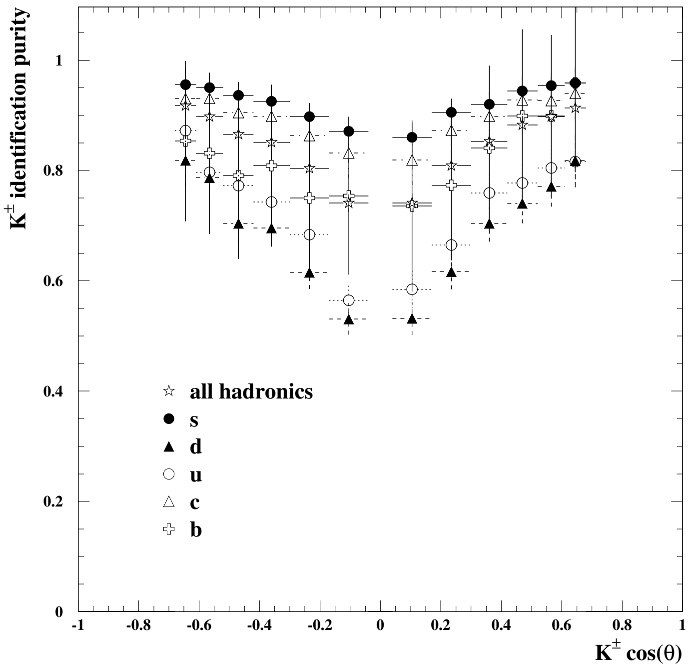


Figura 5.6: Purezza di identificazione dei $K^{\pm}$ di momento $10 \leq p \leq 24$ GeV/c in funzione dell'angolo polare; gli intervalli angolari indicati corrispondono all'accettanza geometrica degli specchi del BRICH utilizzata per l'analisi.

Come conseguenza di queste argomentazioni si è scelto di misurare l'asimmetria raggruppando gli eventi non in intervalli di angolo polare dell'asse di *thrust* ma secondo l'angolo polare del $K^{\pm}$ identificato; gli intervalli scelti corrispondono alle accettanze angolari degli specchi del BRICH (6 per emisfero del rivelatore). Questa scelta costituisce una soluzione di compromesso tra la richiesta sulla popolazione minima di ogni intervallo e la variazione della purezza di identificazione all'interno dell'intervallo considerato (inferiore al 5%).

L'asimmetria osservata nell'intervallo i-esimo A_i^{obs}, corretta per la purezza di identificazione dei $K^{\pm}$ e per l'efficienza di interazione con il materiale (o l'efficienza relativa di identificazione in specchi opposti del BRICH), può venire scritta in funzione dell'asimmetria vera della miscela di quark che compone il campione di eventi selezionato A^{exp} come:

$$A_i^{obs} = w_i A^{exp} = \frac{8}{3}\frac{1}{n_i}\sum_{j=1}^{n_i}\frac{\cos\theta_j}{1+\cos^2\theta_j}A^{exp} \quad . \tag{5.5}$$

Il coefficiente w_i permette di valutare correttamente il contributo all'asimmetria, misurata nell'intervallo i-esimo, di ogni singolo evento il cui asse di *thrust* ha un angolo polare θ_j. Questo coefficiente di peso è ottenuto sostituendo nella distribuzione dell'asimmetria in funzione dell'angolo polare del quark (data dalla (5.4)) l'angolo polare dell'asse di *thrust*, orientato in modo da fornire il verso stimato di uscita del quark. La procedura è equivalente a determinare l'angolo polare effettivo di uscita del quark primario tale da produrre l'asimmetria A_i^{obs} misurata nell'intervallo i-esimo data l'asimmetria reale del campione selezionato A^{exp}.

Dall'asimmetria A^{exp} così determinata, che verrà di seguito indicata brevemente come asimmetria sperimentale, è infine possibile estrarre l'asimmetria del quark s; l'asimmetria sperimentale può infatti venire scritta come:

$$A^{exp} = \sum_q \alpha_q (2c_q - 1) A_q \qquad q = \mathrm{d, u, s, c, b} \tag{5.6}$$

dove A_q è l'asimmetria avanti-indietro del quark q, α_q la frazione di eventi del campione selezionato con quark q primario e c_q la frazione di volte in cui il segno del $\mathrm{K}^{\pm}$ identificato corrisponde a quello del quark presente nello stesso emisfero dell'evento in cui si trova il $\mathrm{K}^{\pm}$. Invertendo la 5.6 è pertanto possibile estrarre l'asimmetria del quark s cercata.

Verrà di seguito illustrata la misura dell'asimmetria sperimentale effettuata con i due metodi indicati sopra.

5.3.1 Misura dell'asimmetria sperimentale con $\mathrm{K}^{\pm}$ di carica opposta

La misura dell'asimmetria sperimentale che utilizza K di ambo le cariche comporta il vantaggio di evitare la valutazione dell'efficienza relativa di identificazione in regioni del BRICH simmetriche rispetto all'origine del rivelatore. Le differenze di efficienza sono principalmente dovute a possibili diverse condizioni di funzionamento delle varie parti del BRICH: occasionali mancati funzionamenti delle MWPC e condizioni operative dei fluidi (radiatori e TMAE) non perfettamente uguali sono i principali responsabili di queste differenze.

Detta A_i^{K} l'asimmetria osservata utilizzando eventi con $\mathrm{K}^{\pm}$ identificati nell'i-esimo specchio, A_i^{bckg} l'asimmetria degli eventi in cui i $\mathrm{K}^{\pm}$ sono identificati erroneamente, P_i la purezza media di identificazione, l'asimmetria degli eventi con $\mathrm{K}^{\pm}$ correttamente identificati A_i^{corr} è data da:

$$A_i^{corr} = \frac{A_i^{\mathrm{K}} - (1 - P_i) A_i^{bckg}}{P_i} \quad . \tag{5.7}$$

Il calcolo dell'asimmetria A_i^{obs} corretta per la diversa efficienza di interazione adronica con il materiale del rivelatore per K^+ e K^- richiede la conoscenza del rapporto delle probabilità che hanno i K di carica opposta di attraversare il BRICH senza interagire con il rivelatore per la regione angolare corrispondente allo specchio i-esimo

$r_i = \epsilon_i^{\mathrm{K}^+}/\epsilon_i^{\mathrm{K}^-}$. Risulta allora che:

$$A_i^{corr} = \frac{1 - r_i \dfrac{N_i(\mathrm{K}^+)}{N_i(\mathrm{K}^-)}}{1 + r_i \dfrac{N_i(\mathrm{K}^+)}{N_i(\mathrm{K}^-)}} \tag{5.8}$$

dove $N_i(\mathrm{K}^+)$ ed $N_i(\mathrm{K}^-)$ sono i numeri di $\mathrm{K}^\pm$ veri prodotti nella regione angolare i; dalla (5.7) è possibile ricavare il rapporto $N_i(\mathrm{K}^+)/N_i(\mathrm{K}^-)$ e calcolare l'asimmetria A_i^{obs}:

$$\begin{aligned} A_i^{obs} &= \frac{N_i(\mathrm{K}^-) - N_i(\mathrm{K}^+)}{N_i(\mathrm{K}^-) + N_i(\mathrm{K}^+)} \\ &= \frac{(r_i - 1) + A_i^{corr}(r_i + 1)}{(r_i + 1) + A_i^{corr}(r_i - 1)} \quad . \end{aligned} \tag{5.9}$$

L'asimmetria sperimentale A^{exp} viene ottenuta minimizzando la funzione di χ^2:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{12} \left(\frac{w_i A^{exp} - A_i^{obs}}{\sigma_i} \right)^2 \tag{5.10}$$

dove σ_i è la somma in quadratura dell'errore statistico del campione sperimentale e di quello dovuto alla limitata statistica della simulazione usata; la somma nella funzione χ^2 si estende sui 12 intervalli corrispondenti agli specchi del BRICH utilizzati.

Purezza di identificazione dei $\mathrm{K}^\pm$

La purezza di identificazione dei $\mathrm{K}^\pm$, P_K, può venire espressa in funzione delle efficienze $\mathcal{E}_{h\mathrm{K}}$ di corretta identificazione di una particella carica $h = \mathrm{e}, \mu, \pi^\pm, \mathrm{K}^\pm, \mathrm{p}$ come $\mathrm{K}^\pm$ e del numero di particelle N_h di ciascun tipo h presenti nel campione identificato:

$$P_\mathrm{K} = \frac{\mathcal{E}_{\mathrm{KK}} N_\mathrm{K}}{\sum_h \mathcal{E}_{h\mathrm{K}} N_h} \qquad h = \mathrm{e}, \mu, \pi^\pm, \mathrm{K}^\pm, \mathrm{p} \quad . \tag{5.11}$$

In figura 5.7 è riportata la composizione del campione di K identificati in funzione del momento come stimata dalla simulazione completa dell'apparato. Come si può notare la componente dominante del fondo di $\mathrm{K}^\pm$ erroneamente identificati è data dai $\pi^\pm$.

Le considerazioni fatte nel paragrafo precedente dimostrano che lo spettro dei $\mathrm{K}^\pm$ prodotti in eventi con quark primari leggeri è ben riprodotto da JETSET PS 7.3. Anche per quanto riguarda la componente dominante del fondo, i $\pi^\pm$, le misure sperimentali degli spettri di produzione [117, 118, 119] sono in accordo con le predizioni di JETSET PS 7.3. Questi risultati sono confermati dai recenti risultati ottenuti da DELPHI nella misura delle frazioni di particelle cariche stabili in eventi da sapori leggeri [120, 121], mostrate nella figura 5.5. Nella misura della purezza i termini N_h della (5.11) sono pertanto stati calcolati con JETSET PS 7.3.

Una misura diretta attendibile dell'efficienza di identificazione del $\mathrm{K}^\pm$, effettuata utilizzando campioni preselezionati per altra via nella finestra di momento interessante

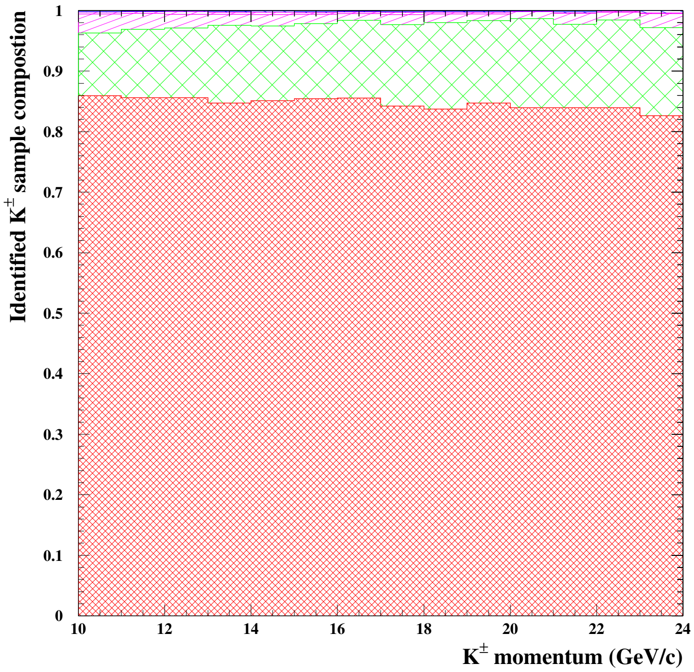


Figura 5.7: Composizione del campione di K$^{\pm}$ identificati in funzione del momento; dal basso verso l'alto le bande indicano i K$^{\pm}$ correttamente identificati, i $\pi^{\pm}$ ed i p. Il contributo di elettroni e muoni non è apprezzabile (inferiore all'1%).

per questa analisi, risulta alquanto difficile. I canali fisici che meglio si prestano a questo scopo sono i decadimenti del mesone $\phi(1020)$ in coppie K$^+$K$^-$ ed i decadimenti dei D* con produzione di K$^{\pm}$.

Due sono i problemi principali che si incontrano in questo tipo di misura:

- la richiesta di alto momento dei K$^{\pm}$ ($p > 10$ GeV/c) implica l'uso di $\phi(1020)$ o D* di momenti elevati (ad es. nel caso della $\phi(1020)$ il momento deve essere superiore ai 20 GeV/c.) Si tratta pertanto di regioni cinematiche altamente sfavorite dal punto di vista statistico, ed i campioni disponibili non permettono di effettuare studi dettagliati in funzione del momento o dell'angolo polare del K$^{\pm}$ ma consentono solamente misure inclusive;

- l'efficienza di identificazione dei K$^{\pm}$ mediante il RICH è significativamente dipendente dalla particolare topologia dell'evento. Tanto la distribuzione degli elettroni di fondo nelle camere a deriva del RICH quanto le prestazioni dell'algoritmo di identificazione sono influenzati dalla densità di traccia nell'intorno del K$^{\pm}$ considerato. Ecco quindi che l'uso di una topologia particolare, come quelle date dai decadimenti sopra menzionati, fornisce una misura dell'efficienza di identificazione che non può venire direttamente applicata a topologie diverse e che non può venire considerata rappresentativa dell'efficienza media di identificazione. Ad es. il decadimento di $\phi(1020)$ di momento superiore a 20 GeV/c, in grado di produrre K$^{\pm}$ nella regione cinematica di interesse, genera due K$^{\pm}$

vicini tra loro nello spazio delle fasi con un angolo medio di apertura di 16 mrad che si traduce in una distanza tra le due tracce nel radiatore gassoso del RICH di circa 3 cm, confrontabile con le dimensioni degli anelli di luce emessi. Ecco quindi che l'efficienza di identificazione di ciascuno di questi $K^{\pm}$ risente della presenza dell'altro, risultando così diversa dall'efficienza di un $K^{\pm}$ più isolato.

Una misura di efficienza di identificazione dei $K^{\pm}$ effettuata utilizzando i decadimenti della $\phi(1020)$ è stata presentata in [80]; la ricostruzione dello spettro di massa invariante delle coppie di tracce cariche con nessuna, una o entrambe le tracce identificate come K dal BRICH permette di scrivere un sistema di equazioni da cui è possibile estrarre l'efficienza di identificazione cercata. Tuttavia nella regione cinematica interessante per questa analisi l'efficienza (integrata sullo spettro di momento considerato e su tutta l'accettanza angolare del BRICH) non è misurabile con errore relativo inferiore al 20%.

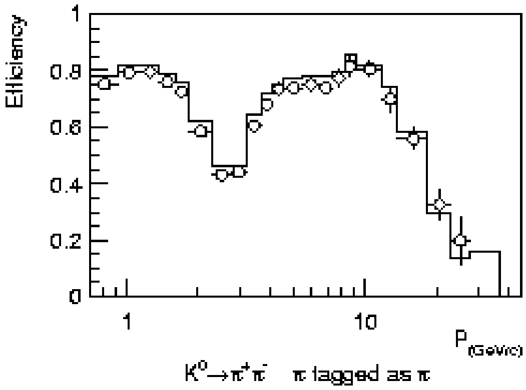


Figura 5.8: Efficienza di identificazione dei $\pi^{\pm}$ provenienti da decadimenti del K^0_S. L'istogramma rappresenta l'efficienza calcolata mediante la simulazione, i circoli indicano la stima ottenuta direttamente dal numero di $\pi^{\pm}$ misurati sperimentalmente senza e con identificazione del BRICH.

A seguito di queste considerazioni appare chiaro che questo genere di studi non è in grado di fornire una effettiva misura di efficienza di precisione; appare più opportuno pertanto considerarli come un controllo di consistenza tra simulazione e dati in eventi con particolari topologie.

Un controllo inclusivo di consistenza tra la stima dell'efficienza di identificazione del $K^{\pm}$ determinata sui dati e sulla simulazione è stato presentato in [122]. Si è utilizzata la ricostruzione dei decadimenti $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$; il rapporto tra il numero di D^{*+} ricostruiti senza e con identificazione da parte del BRICH della particella di momento più elevato viene utilizzato per stimare l'efficienza di identificazione. Il risultato ottenuto considerando l'intero spettro di momento dei K^- prodotti ($p > 2$ GeV/c) su tutta l'accettanza angolare del BRICH mostra un buon accordo tra dati e simulazione (l'efficienza globale risulta essere 82.5 ± 2.8 nei dati e 80.7 ± 0.7 nella simulazione).

Senza approfondire l'argomento è opportuno aggiungere che sono stati effettuati controlli estensivi sull'efficienza di identificazione dei $\pi^{\pm}$ e dei p [114] utilizzando rispettivamente i decadimenti $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ e $\Lambda \to p\pi^-$ ricostruiti come descritto in [87]. Questi controlli, benchè sempre vincolati a topologie di decadimento particolari, soffrono di problemi minori dal punto di vista della statistica dei possibili corrispettivi per il $K^\pm$. Anche in questo caso, ed in particolare per quanto riguarda l'identificazione dei $\pi^\pm$, l'efficienza determinata dalla simulazione risulta essere in accordo globale con quella determinata direttamente dai dati (vedi la figura 5.8).

Un altro genere di controlli di consistenza tra i dati e la simulazione è quello che riguarda le grandezze fondamentali misurate dal BRICH, quali il numero di fotoelettroni in un anello di luce ricostruito, l'angolo Cherenkov medio misurato e l'errore aspettato su questo. Questo tipo di comparazione non risente delle limitazioni statistiche presenti nei controlli che fanno uso dei decadimenti discussi in precedenza; permette inoltre di confrontare la simulazione con i dati a livello delle quantità fondamentali su cui si basa qualsiasi algoritmo di identificazione, consentendo una comprensione dettagliata del funzionamento del BRICH e di conseguenza una accurata ottimizzazione della descrizione che ne dà il Montecarlo. La figura 5.9 mostra un confronto tra dati e simulazione per quanto riguarda le distribuzioni del numero di fotoelettroni, dell'angolo Cherenkov medio misurato, dell'errore per singolo fotoelettrone e per anello ricostruito misurate con il radiatore gassoso del BRICH per tracce sopra i 3 GeV/c: tutte le distribuzioni mostrano un accordo complessivo soddisfacente tra le distribuzioni sperimentali e quelle simulate.

Un'altra distribuzione rilevante per il controllo di consistenza dati-simulazione è quella della massa al quadrato m^2 ricostruita secondo la (4.16) per tracce cariche di alto momento. Da questa distribuzione, riportata in figura 5.10 per tracce nella regione di momento di interesse per questa analisi, si può osservare come la simulazione riproduce bene lo spettro sperimentale nella regione corrispondente al picco dei $K^\pm$.

Questi controlli nella loro globalità permettono di affermare che il segnale prodotto dai $K^\pm$ nel BRICH è correttamente riprodotto dalla simulazione e che pertanto è possibile valutare l'efficienza di identificazione dei $K^\pm$ utilizzando quest'ultima.

Le discrepanze residue nella distribuzione della massa al quadrato m^2 sono concentrate nella regione della banda saturata corrispondente a e, μ e $\pi^\pm$. Il problema principale nel conseguimento di un buon accordo dati-simulazione, noto dal lavoro di ottimizzazione della simulazione stessa, è dato dalla non perfetta riproduzione degli elettroni di fondo prodotti nella camera a deriva: la simulazione tende a sottostimare questo fondo, producendo un segnale eccessivamente "pulito". Come conseguenza di questo fatto le efficienze di errata identificazione delle particelle nella banda saturata tendono a venire sottostimate, aumentando artificialmente la purezza dei $K^\pm$ identificati. Risultati in questo senso sono stati riportati in [114].

Al fine di valutare la correzione da applicare ad $\mathcal{E}_{\pi K}$, il termine più rilevante calcolato dalla simulazione, sono stati utilizzati campioni di μ identificati mediante le camere dei muoni e campioni di $\pi^\pm$ identificati mediante la ricostruzione del vertice secondario neutro di decadimento $K^0_S \to \pi^+\pi^-$.

Questo controllo risente di due problemi; il primo è che la statistica disponibile è alquanto ridotta (dell'ordine del centinaio di tracce cariche) a causa all'elevata efficienza di reiezione del fondo da parte dell'algoritmo di identificazione dei $K^\pm$, con una conseguente notevole incertezza sulla correzione stimata. Non è quindi possibile effettuare uno studio statisticamente significativo in funzione del momento o dell'angolo polare delle tracce, ma ci si deve limitare al calcolo di un fattore globale di correzione.

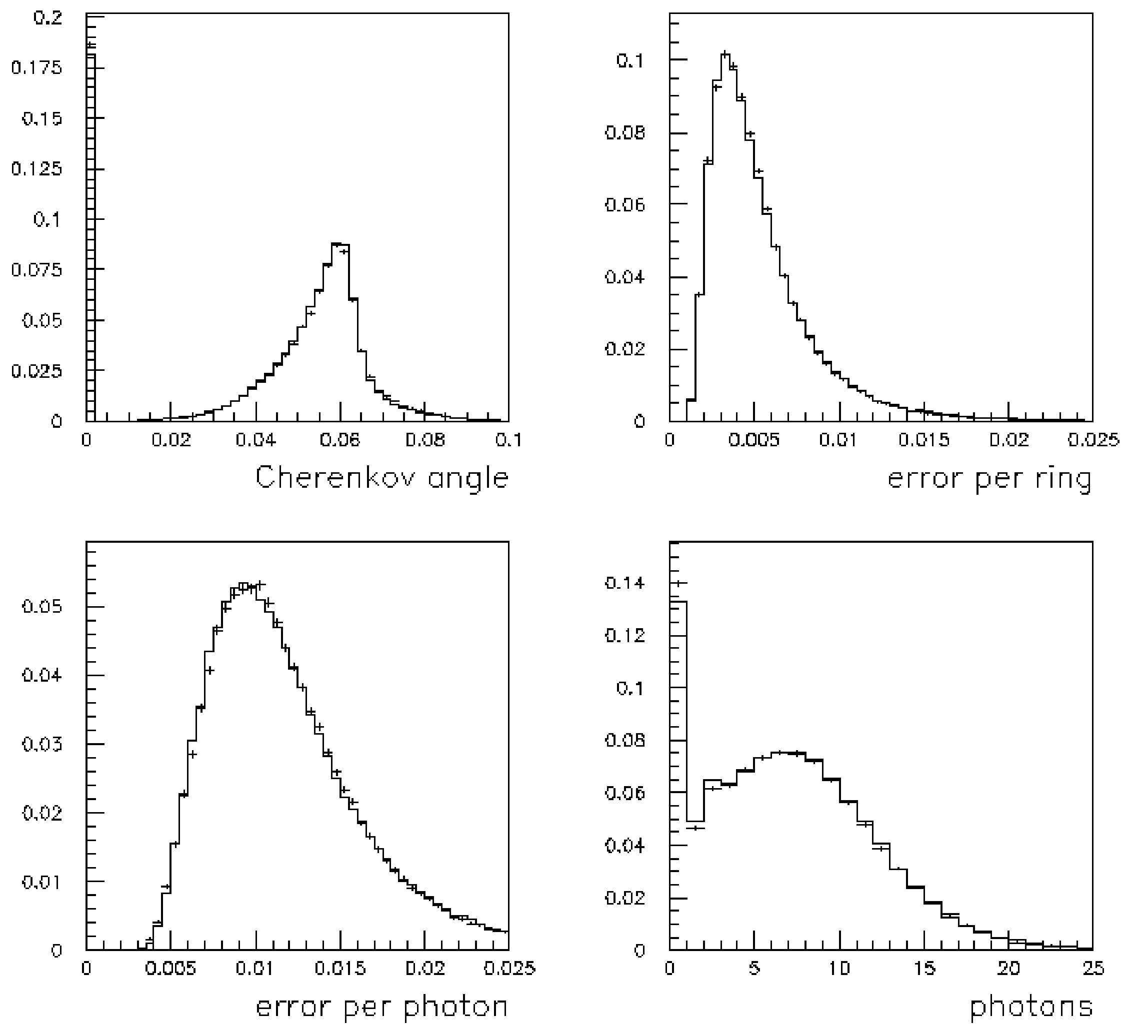


Figura 5.9: Confronto dati-simulazione per grandezze fondamentali misurate mediante il radiatore gassoso del BRICH per tracce con momento $p > 3$ GeV$/c$. In alto a sinistra l'angolo Cherenkov medio, a destra l'errore atteso per anello ricostruito, in basso a sinistra l'errore per singolo fotone, a destra il numero di fotoelettroni. I punti rappresentano i dati, la linea continua la simulazione.

Il secondo problema è legato nuovamente alle topologie particolari in cui tendono a presentarsi gli stati identificati utilizzati. I muoni hanno nella regione di momento considerata un angolo Cherenkov molto vicino a quello dei π, sperimentalmente non separabile (si veda la figura 3.9). Essi provengono per una frazione significativa da decadimenti semileptonici degli adroni con quark b e c, e quindi hanno grande momento trasverso rispetto all'asse del getto cui appartengono; tendono pertanto ad essere tracce isolate con una risoluzione sulla ricostruzione del momento superiore alla media. Opposta è la situazione dei $\pi^{\pm}$ provenienti dai $\mathrm{K^0_S}$: a causa dell'alto momento le tracce dei due π tendono a separarsi poco con conseguente deterioramento della ricostruzione della traccia e dell'angolo Cherenkov a causa di sovrapposizioni degli anelli luce delle due tracce contigue. Potendo inoltre i $\mathrm{K^0_S}$ decadere anche a distanze considerevoli dal vertice primario (anche all'interno della TPC), le tracce provenienti da questi decadimenti a raggi elevati hanno una minore efficienza di ricostruzione e maggiori incertezze sulla determinazione dei parametri che le definiscono (a causa della minore lunghezza di traccia disponibile per la ricostruzione stessa).

È stato selezionato un campione di 10692 μ, identificati mediante le camere dei muoni nell'intervallo di momento considerato, che cadono nell'accettanza geometrica del BRICH. La purezza in μ stimata del campione secondo la simulazione è del 92%; la contaminazione è per il 4.4% composta da $\pi^{\pm}$ e per il 3.0% da $\mathrm{K}^{\pm}$.

Un confronto tra l'asimmetria di carica $(\mu^- - \mu^+)/(\mu^- + \mu^+)$ dei muoni identificati sperimentalmente e di quelli simulati permette di valutare una potenziale sottostima del fondo di $\mathrm{K}^{\pm}$ nel campione simulato del 20%; questa discrepanza è dovuta alla non perfetta descrizione dell'interazione dei $\mathrm{K}^{\pm}$ con il materiale dei calorimetri che si trovano davanti alle camere dei muoni. I dati simulati vengono corretti per questo effetto. Al fine di ridurre la contaminazione dei $\mathrm{K}^{\pm}$, e quindi la dipendenza dalla descrizione di questo fondo data dalla simulazione, è stato applicato un ulteriore taglio utilizzando la perdita di energia delle tracce misurata nella TPC. Si richiede che i candidati μ abbiano una perdita di energia che sia più di una deviazione standard superiore a quella prevista teoricamente per i $\pi^{\pm}$: in questo modo il campione si riduce a 4201 μ con una contaminazione residua stimata di $\mathrm{K}^{\pm}$ dello 0.67%.

A questo campione di μ è stato applicato l'algoritmo di identificazione dei $\mathrm{K}^{\pm}$ utilizzato per l'analisi: sono stati selezionati 130 μ candidati $\mathrm{K}^{\pm}$. La frazione stimata di veri $\mathrm{K}^{\pm}$ è inferiore al 12%. È stato quindi possibile valutare la frazione di $\mu + \pi$ identificata tanto come μ che come $\mathrm{K}^{\pm}$, sottraendo la contaminazione stimata di $\mathrm{K}^{\pm}$ sia nei dati che nella simulazione. Il rapporto di queste frazioni calcolate sui dati e sulla simulazione costituisce una stima del coefficiente di correzione da applicare:

$$\delta(\mathcal{E}_{\pi\mathrm{K}})_\mu = 1.5 \pm 0.2 \quad . \tag{5.12}$$

Una seconda valutazione del coefficiente di correzione è stata effettuata utilizzando un campione di 2805 candidati $\pi^{\pm}$ provenienti dai vertici ricostruiti dei decadimenti $\mathrm{K^0_S} \to \pi^+\pi^-$. I vertici sono stati ricostruiti utilizzando la procedura descritta in [87]. Viene ricostruito il miglior vertice comune per ogni coppia di tracce cariche di segno opposto; si effettuano quindi una serie di selezioni di qualità, volte a migliorare la purezza del campione selezionato:

- l'angolo $\Delta\phi$ nel piano xy tra il momento ricostruito della V^0 ed il vettore che congiunge il vertice primario con quello secondario è minore di $(0.01 + 0.02/p_t)$

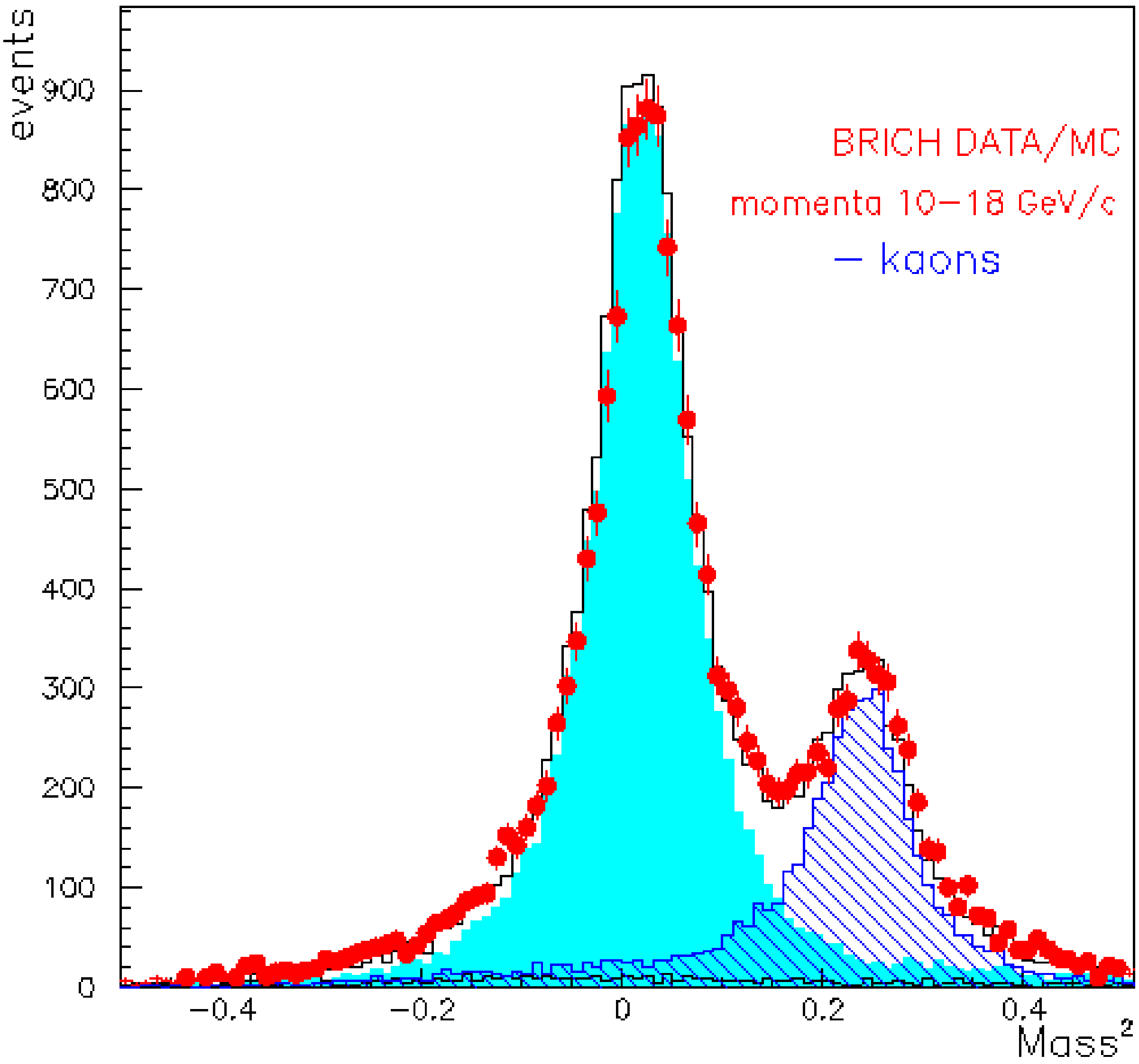


Figura 5.10: Spettro della massa al quadrato m^2 calcolata secondo la (4.16) delle particelle cariche identificate con momento nell'intervallo $10 \leq p \leq 18$ GeV/c. La linea continua indica la simulazione, i circoli i dati reali.

rad, dove p_t è il momento trasverso della V^0 rispetto all'asse del fascio (in GeV/c);

- la distanza radiale tra vertice primario e vertice secondario nel piano xy è superiore a 4 volte l'errore sulla distanza stessa;
- la probabilità del χ^2 del *fit* del vertice secondario deve essere maggiore di 0.01;
- il momento trasverso di entrambe le tracce utilizzate rispetto al momento della V^0 deve essere maggiore di 0.02 GeV/c e la massa invariante nell'ipotesi $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ è maggiore di 0.16 GeV/c^2;
- se il vertice secondario ricostruito è esterno al VD non ci devono essere nel VD punti associati alle tracce utilizzate;
- la probabilità di decadimento entro la lunghezza di volo misurata per il candidato K^0_S deve essere compresa tra 0.02 e 0.95;
- la massa invariante nell'ipotesi $\pi\pi$ deve essere: $0.35 < m_{\pi\pi} < 0.65$ GeV/c^2 (questa selezione permette di sopprimere le riflessioni dei decadimenti della Λ).

La purezza stimata del campione di $\pi^\pm$ così ottenuto è superiore al 97% con una contaminazione di $\mathrm{K}^\pm$ dell'1.4% (il fondo combinatoriale non proveniente da veri decadimenti di K^0_S è comunque in massima parte composto da $\pi^\pm$). La forma della distribuzione di massa invariante $\pi^+\pi^-$ viene riprodotta ottimizzando la somma di una curva di Breit-Wigner più un fondo lineare mediante un *fit* ai dati. Questa procedura risulta importante al fine di rimuovere in maniera consistente il fondo presente sotto al picco in massa invariante, che non ha una distribuzione piatta; la forma del fondo viene pertanto stimata dalle code della distribuzione ottenuta dal *fit* e sottratta.

La stessa procedura applicata nel caso dei μ è stata adottata per questo campione; dopo l'identificazione come $\mathrm{K}^\pm$ sopravvivono 147 candidati $\pi^\pm$ che, sottratto il fondo, forniscono un fattore di correzione:

$$\delta(\mathcal{E}_{\pi\mathrm{K}})_\pi = 1.45 \pm 0.32 \quad . \tag{5.13}$$

Non potendosi considerare nessuno dei due campioni pienamente rappresentativo del fondo globale dei $\mathrm{K}^\pm$ utilizzati, ma trattandosi di due situazioni da un punto di vista topologico complementari si è scelto di prendere la media pesata dei due coefficienti correttivi come coefficiente da applicare al campione utilizzato. Il risultato finale utilizzato è pertanto:

$$\delta(\mathcal{E}_{\pi\mathrm{K}}) = 1.48 \pm 0.17 \quad . \tag{5.14}$$

Le purezze determinate dalla simulazione ed opportunamente corrette per il coefficiente $\delta(\mathcal{E}_{\pi\mathrm{K}})$, riscalando la frazione di K erroneamente identificati, sono riportate nella tabella 5.1 in funzione dello specchio del BRICH (mediate sullo spettro in momento del $\mathrm{K}^\pm$ considerati).

$\cos\theta_{\mathrm{K}}$	Purezza	Err. stat.	Err. sist.
-0.68 - -0.61	0.89	0.03	0.01
-0.61 - -0.52	0.87	0.02	0.01
-0.52 - -0.42	0.83	0.02	0.01
-0.42 - -0.30	0.81	0.02	0.02
-0.30 - -0.17	0.75	0.02	0.02
-0.17 - -0.04	0.68	0.02	0.02
0.04 - 0.17	0.68	0.02	0.02
0.17 - 0.30	0.76	0.02	0.02
0.30 - 0.42	0.81	0.02	0.02
0.42 - 0.52	0.85	0.02	0.01
0.52 - 0.61	0.87	0.02	0.01
0.61 - 0.68	0.89	0.03	0.01

Tabella 5.1: Purezza media di identificazione dei $\mathrm{K}^{\pm}$ sullo spettro di momento considerato in funzione dell'angolo polare. I valori sono corretti per il coefficiente $\delta(\mathcal{E}_{\pi\mathrm{K}})$. L'errore statistico deriva dalla limitata statistica della simulazione, quello sistematico dall'incertezza sul coefficiente di correzione.

Asimmetria del fondo

Il calcolo dell'asimmetria degli eventi con un $\mathrm{K}^{\pm}$ erroneamente identificato (A^{bckg} nella (5.8)), che si definiranno per semplicità eventi di fondo, è stato effettuato utilizzando il metodo suggerito in [62] per l'asimmetria del quark b selezionato mediante i canali semileptonici.

In principio sarebbe sufficiente effettuare un conteggio inclusivo degli eventi di fondo con candidato K positivo e negativo per ogni intervallo angolare, utilizzando la simulazione.

Al fine di ridurre l'incertezza dovuta alla limitata statistica della simulazione usata si è preferito calcolare esplicitamente questa asimmetria in tutte le sue componenti utilizzando l'espressione (5.6) per gli eventi di fondo; il comportamento angolare di questa asimmetria viene calcolato dai dati stessi tramite i coefficienti di peso w_i introdotti in precedenza. I coefficienti α_q ed ϵ_q per eventi con un $\mathrm{K}^{\pm}$ erroneamente identificato sono stati calcolati dalla simulazione, mentre le asimmetrie sono state calcolate secondo le predizioni del Modello Standard come date da ZFITTER 4.9 [9], prive quindi di incertezza statistica. I valori per i parametri liberi del modello utilizzati per il calcolo sono: $M_{\mathrm{Z}} = 91.186$ GeV/c^2, $m_t = 175$ GeV/c^2, $m_H = 300$ GeV/c^2, $\alpha_s = 0.122$ [10]. Il risultato così determinato per l'asimmetria del fondo è :

$$A^{bckg} \quad = \quad 0.0012 \pm 0.0016 \quad . \tag{5.15}$$

Interazione adronica dei $\mathrm{K}^{\pm}$ con il rivelatore

I K^{-} hanno una probabilità di interazione adronica con il materiale del rivelatore maggiore di quella dei K^{+}; questo fatto introduce una asimmetria artificiale nel conteggio degli eventi che deve venire sottratta come discusso. È pertanto necessario valutare per ogni intervallo angolare i il rapporto r_i tra le frazioni di K^{-} e K^{+} che attraversano il sistema BRICH+OD senza interagire con il materiale.

Reazione	A	B	n	C	D
K^+p	18.1 ± 0.1	-	-	0.26 ± 0.03	-1.0 ± 0.1
K^-p	32.1 ± 0.2	-	-	0.66 ± 0.01	-5.6 ± 0.1

Tabella 5.2: Coefficienti della parametrizzazione (5.17) della sezione d'urto totale per le interazioni K^+p e K^-p.

Allo scopo è stata utilizzata la simulazione completa dell'apparato, basandosi sulla descrizione del materiale delle varie componenti in essa inserita. Il calcolo delle sezioni d'urto di interazione nucleare in DELSIM è effettuato mediante l'interfacciamento alla simulazione di cascate adroniche GHEISHA [123]. La sezione d'urto $\sigma^h(A)$ di una particella h con un nucleo atomico di peso atomico A, nota sperimentalmente solo per pioni e protoni, è parametrizzata in funzione della sezione d'urto $\sigma_{tot}^{h\mathrm{p}}$ dell'interazione elementare tra h e p come:

$$\sigma^h(A) = 1.25 \cdot \sigma_{tot}^{h\mathrm{p}} A^{\alpha} \tag{5.16}$$

con α esponente dipendente dalla particella e dal suo momento. Nel caso di $K^{\pm}$ nella regione di momento considerata risulta $\alpha = 0.76$ [124]. I valori di $\sigma_{tot}^{h\mathrm{p}}$ in funzione del momento sono derivati da una interpolazione lineare di tabelle sperimentali.

Le sezioni d'urto misurate sperimentalmente per i processi pK^+ e pK^- sono mostrate in figura 5.11.

Allo scopo di valutare un errore sistematico dovuto alla particolare descrizione di $\sigma_{tot}^{h\mathrm{p}}$ utilizzata, è stato effettuato un calcolo analitico utilizzando sia la sezione d'urto di GHEISHA che una parametrizzazione alternativa, e usando la stessa descrizione del materiale inserita nella simulazione completa del rivelatore e la parametrizzazione (5.16) per tenere conto della struttura nucleare dei materiali attraversati.

La $\sigma_{tot}^{h\mathrm{p}}$ alternativa utilizzata è quella ottenuta dalla parametrizzazione di Baldini-Flaminio-Yuschenko [125]; la sezione d'urto (espressa in mb) viene parametrizzata in funzione del momento p (in GeV/c) della particella incidente sul bersaglio come:

$$\sigma^{h\mathrm{p}}(p) \quad = \quad A + Bp^n + C\log^2 p + D\log p \quad . \tag{5.17}$$

I coefficienti per i due processi di interesse sono riportati nella tabella 5.2.

La differenza tra i coefficienti r_i ottenuti con le due parametrizzazioni fornisce una stima dell'errore sistematico commesso.

È stata considerata una ulteriore possibile fonte di errore sistematico derivante da incertezze nella descrizione del materiale utilizzata nella simulazione. È stato quindi ripetuto il calcolo analitico riscalando il numero di lunghezze di interazione presente nella simulazione del 40% (studi effettuati sulla ricostruzione di vertici di interazione adronica hanno fornito indizi di una potenziale sovrastima del numero di lunghezze di interazione introdotte nella simulazione; il valore scelto è da intendersi come un limite superiore pessimistico di tali discrepanze).

I risultati così ottenuti per i coefficienti di correzione r_i ed i relativi errori in funzione dell'intervallo angolare sono riportati nella tabella 5.3.

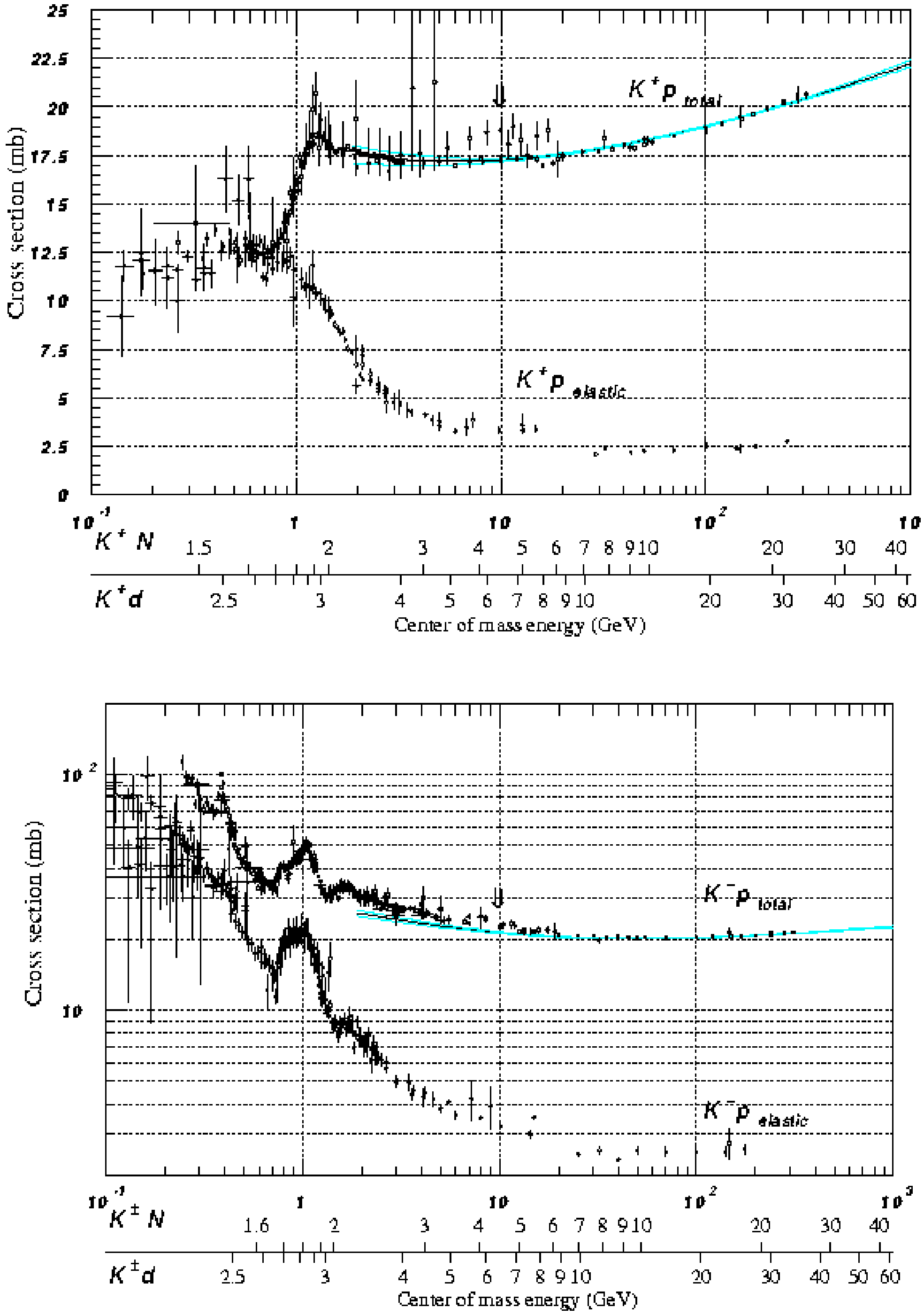


Figura 5.11: Sezione d'urto di interazione nucleare K^+p e K^-p (da [66]).

$\cos\theta_{\mathrm{K}}$	r_i	Err. stat.	Err. sist.
-0.68 - -0.61	0.97	0.02	0.01
-0.61 - -0.52	0.99	0.02	0.01
-0.52 - -0.42	0.99	0.02	0.01
-0.42 - -0.30	0.99	0.02	0.01
-0.30 - -0.17	0.98	0.02	0.01
-0.17 - -0.04	0.98	0.02	0.01
0.04 - 0.17	0.99	0.02	0.01
0.17 - 0.30	0.98	0.02	0.01
0.30 - 0.42	0.98	0.02	0.01
0.42 - 0.52	0.99	0.02	0.01
0.52 - 0.61	0.99	0.02	0.01
0.61 - 0.68	0.98	0.02	0.01

Tabella 5.3: Rapporto tra le frazioni di K^- e K^+ che attraversano il sistema BRICH+OD in funzione dell'intervallo angolare; la correzione è il risultato di una media pesata per lo spettro in momento dei K.

Estrazione dell'asimmetria sperimentale

La procedura descritta all'inizio del paragrafo è stata applicata calcolando l'asimmetria osservata A_i^{obs} per ogni intervallo angolare, corretta per l'effetto della purezza dei $\mathrm{K}^\pm$ e l'interazione con il materiale del rivelatore con i coefficienti determinati. La minimizzazione della funzione (5.10) ha fornito il seguente valore per l'asimmetria sperimentale A^{exp}:

$$A^{exp} \quad = \quad 0.0369 \pm 0.0069\,(\text{stat.}) \tag{5.18}$$

dove l'errore statistico riceve contributi dalla statistica del campione reale a disposizione e dalla statistica limitata del campione di eventi simulati utilizzato. La distribuzione sperimentale delle asimmetrie A_i^{obs} con il risultato del *fit* è mostrata in figura 5.12. Il valore del χ^2 per grado di libertà del *fit* è di $\chi^2/(n.d.f) = 0.66$.

Come controllo di consistenza della misura si è ripetuto il *fit* separatamente sui due emisferi $z > 0$ e $z < 0$ ottenendo i seguenti risultati:

$$A_{exp}(z > 0) \quad = \quad 0.043 \pm 0.010\,(\text{stat.}) \tag{5.19}$$

$$A_{exp}(z < 0) \quad = \quad 0.030 \pm 0.010\,(\text{stat.}) \quad . \tag{5.20}$$

Il $\chi^2/(n.d.f.)$ del *fit* è rispettivamente 0.41 (0.56) per $z > 0$ ($z < 0$). I due risultati sono compatibili tra loro entro una deviazioni standard, mostrando pertanto un buon accordo delle asimmetrie valutate nei due emisferi separatamente.

La propagazione delle sistematiche dovute ai coefficienti di correzione della purezza e all'efficienza di interazione con il materiale implica un errore sistematico sulla (5.18) di 0.0007; l'errore sistematico sulle asimmetrie di singolo emisfero è invece 0.002. Si ricordi che l'incertezza sulla correzione per l'interazione con il materiale sposta rigidamente la distribuzione dell'asimmetria nella direzione dell'asse delle ordinate in figura 5.12 ma non varia la pendenza della distribuzione stessa. La richiesta che l'asimmetria sia nulla nell'orgine fa si che questa incertezza influenzi sensibilmente l'asimmetria nei singoli emisferi ma non quella globale.

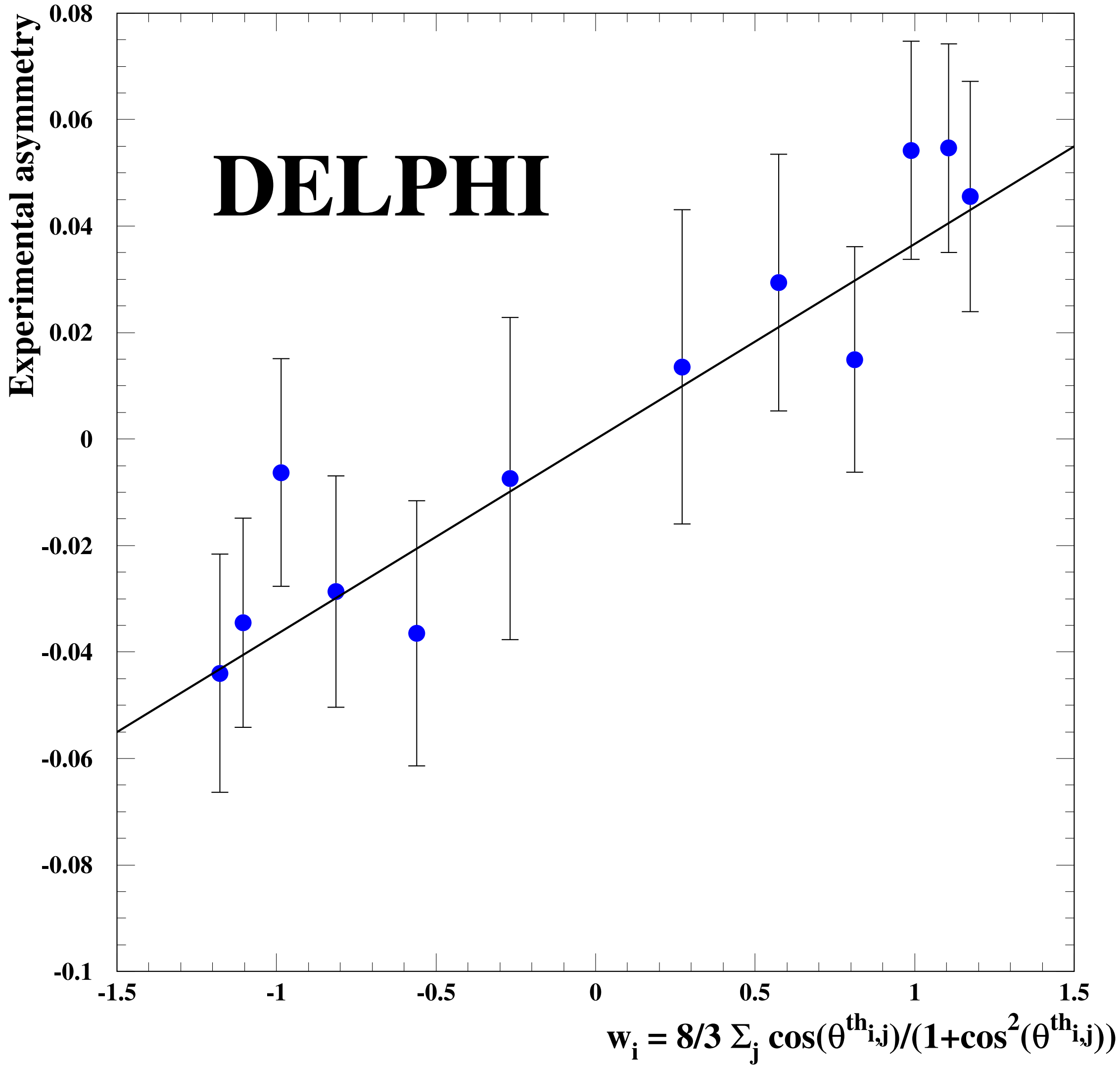


Figura 5.12: Distribuzione sperimentale dell'asimmetria corretta per effetto della purezza di identificazione dei $K^{\pm}$ e dell'interazione con il materiale del rivelatore. La retta sovrapposta rappresenta il risultato del *fit* alla distribuzione teorica dell'asimmetria: la pendenza della retta fornisce l'asimmetria sperimentale cercata.

5.3.2 Misura dell'asimmetria sperimentale con K della stessa carica

Al fine di avere un controllo sul risultato ottenuto che sia indipendente dalla conoscenza della quantità di materiale presente nel rivelatore e dalla sua modellizzazione nella simulazione, si è effettuata la misura dell'asimmetria sperimentale con un metodo alternativo che fa uso dell'identificazione di K di una sola carica elettrica in regioni angolari simmetriche rispetto all'origine del rivelatore.

In tal modo, nell'ipotesi che il numero di lunghezze di interazione che i K attraversano in regioni simmetriche sia uguale (cioè che il rivelatore sia simmetrico), la frazione di K che attraversano il sistema BRICH+OD è la stessa nei due emisferi e non c'è alcuna asimmetria dovuta all'interazione con il rivelatore.

Per quanto spiegato nel paragrafo 5.3 è però necessario valutare l'efficienza relativa di ricostruzione ed identificazione dei K dello stesso segno tra le regioni simmetriche del BRICH utilizzate. Al fine di evitare lo studio diretto dell'efficienza di identificazione dei $\mathrm{K}^{\pm}$ che, come spiegato, è alquanto difficoltoso nella regione di momento considerata, è stato elaborato un metodo indiretto che permette di estrarre l'efficienza relativa cercata dai dati stessi.

Vengono fatte le seguenti assunzioni:

1. la distribuzione del numero di lunghezze di interazione adronica nel rivelatore è simmetrica rispetto all'origine di DELPHI;

2. in un dato campione di eventi il numero di K^+ emesso in un intervallo angolare $a_{min} \leq |\cos\theta| \leq a_{max}$ è statisticamente uguale al numero di K^- prodotto nello stesso intervallo angolare;

3. il numero $N^f_{\mathrm{K}^+}$ di K^+ emesso nell'intervallo $a_{min} \leq \cos\theta \leq a_{max}$ è uguale al numero $N^b_{\mathrm{K}^+}$ di K^- emesso nell'intervallo angolare simmetrico rispetto all'origine di DELPHI $-a_{max} \leq \cos(-\theta) \leq -a_{min}$.

La prima assunzione si basa sulla conoscenza sperimentale della struttura del rivelatore. La descrizione utilizzata nella simulazione implica un rivelatore simmetrico entro lo 0.5%. La seconda assunzione si fonda su considerazioni generali di simmetria che implicano $N(\mathrm{K}^+) = N(\mathrm{K}^-)$; la terza deriva direttamente dall'asimmetria dei quark e dalla correlazione di carica tra il K ed il quark primario dell'evento.

Detti $N^f_{\mathrm{K}^+}$, $N^f_{\mathrm{K}^-}$, $N^b_{\mathrm{K}^+}$ e $N^b_{\mathrm{K}^-}$, i numeri di K^+ e K^- identificati in intervalli angolari simmetrici posti negli emisferi $z > 0$ e $z < 0$, $N^f_{T\mathrm{K}^+}$, $N^f_{T\mathrm{K}^-}$, $N^b_{T\mathrm{K}^+}$ e $N^b_{T\mathrm{K}^-}$, i corrispondenti numeri di K veri prodotti negli stessi intervalli angolari, $\epsilon^{f,mat.}_{\mathrm{K}^+}, \ldots$, le probabilità che questi K hanno di attraversare il sistema BRICH+OD a causa dell'interazione adronica con il materiale, $\epsilon^{f,RICH}_{\mathrm{K}^+}, \ldots$, le corrispondenti efficienze di ricostruzione ed identificazione, $P^f_{\mathrm{K}^+}, \ldots$, le purezze di identificazione, si possono scrivere le seguenti relazioni:

$$N^f_{\mathrm{K}^+} P^f_{\mathrm{K}^+} = \epsilon^{f,RICH}_{\mathrm{K}^+} \epsilon^{f,mat.}_{\mathrm{K}^+} N^f_{T\mathrm{K}^+} \tag{5.21}$$

$$N^f_{\mathrm{K}^-} P^f_{\mathrm{K}^-} = \epsilon^{f,RICH}_{\mathrm{K}^-} \epsilon^{f,mat.}_{\mathrm{K}^-} N^f_{T\mathrm{K}^-} \tag{5.22}$$

$$N^b_{\mathrm{K}^+} P^b_{\mathrm{K}^+} = \epsilon^{b,RICH}_{\mathrm{K}^+} \epsilon^{b,mat.}_{\mathrm{K}^+} N^b_{T\mathrm{K}^+} \tag{5.23}$$

$$N^b_{\mathrm{K}^-} P^b_{\mathrm{K}^-} = \epsilon^{b,RICH}_{\mathrm{K}^-} \epsilon^{b,mat.}_{\mathrm{K}^-} N^b_{T\mathrm{K}^-} \quad . \tag{5.24}$$

L'assunzione relativa alla simmetria del materiale implica:

$$\epsilon^{f,mat.}_{\mathrm{K}^+} = \epsilon^{b,mat.}_{\mathrm{K}^+} \tag{5.25}$$
$$\epsilon^{f,mat.}_{\mathrm{K}^-} = \epsilon^{b,mat.}_{\mathrm{K}^-} \quad . \tag{5.26}$$

Le simmetrie nella produzione dei K richieste dalle altre due assunzioni portano alle relazioni:

$$N^f_{T\mathrm{K}^+} = N^b_{T\mathrm{K}^-} \tag{5.27}$$
$$N^b_{T\mathrm{K}^+} = N^f_{T\mathrm{K}^-} \quad . \tag{5.28}$$

Le efficienze di ricostruzione e identificazione nel BRICH sono indipendenti dalla carica:

$$\epsilon^{f,RICH}_{\mathrm{K}^+} = \epsilon^{f,RICH}_{\mathrm{K}^-} \tag{5.29}$$
$$\epsilon^{b,RICH}_{\mathrm{K}^+} = \epsilon^{b,RICH}_{\mathrm{K}^-} \quad . \tag{5.30}$$

In linea di principio le purezze sono diverse per K^+ e K^- a causa del fatto che gli eventi di fondo (con $\mathrm{K}^\pm$ erroneamente identificati) sono meno asimmetrici di quelli con $\mathrm{K}^\pm$ veri; tuttavia l'effetto è molto ridotto a causa della modesta asimmetria sperimentale (come si è visto dalla misura precedende inferiore al 4%): $|P_{\mathrm{K}^+} - P_{\mathrm{K}^-}| \leq 0.01$, decisamente inferiore quindi all'errore statistico sul calcolo di queste purezze. Pertanto è possibile utilizzare la purezza media P, con un errore introdotto da questa approssimazione ampiamente inferiore all'incertezza sulla purezza stessa.

È possibile quindi scrivere la relazione:

$$\frac{N^f_{\mathrm{K}^+}N^f_{\mathrm{K}^-}}{N^b_{\mathrm{K}^+}N^b_{\mathrm{K}^-}} = \frac{(\epsilon^{f,RICH})^2(P^b)^2\epsilon^{f,mat.}_{\mathrm{K}^+}\epsilon^{f,mat.}_{\mathrm{K}^-}N^f_{T\mathrm{K}^+}N^f_{T\mathrm{K}^-}}{(\epsilon^{b,RICH})^2(P^f)^2\epsilon^{b,mat.}_{\mathrm{K}^+}\epsilon^{b,mat.}_{\mathrm{K}^-}N^b_{T\mathrm{K}^+}N^b_{T\mathrm{K}^-}} \tag{5.31}$$

dalla quale, tenuto conto delle (5.26),(5.28) e (5.30), si estrae l'efficienza relativa $\epsilon^{rel} = \epsilon^{f,RICH}/\epsilon^{b,RICH}$ per l'intervallo angolare dato.

Le efficienze relative così misurate, mediate su tutto lo spettro in momento considerato, sono riportate nella tabella 5.4. L'errore sistematico include l'errore sulla conoscenza della purezza e l'errore dovuto all'assunzione di simmetria del rivelatore (simmetria valida allo 0.5%).

$\cos\theta_{\mathrm{K}}$	ϵ^{rel}	Err. stat.	Err. sist.
0.04 - 0.17	1.036	0.031	0.028
0.17 - 0.30	1.072	0.028	0.033
0.30 - 0.42	1.031	0.025	0.032
0.42 - 0.52	1.055	0.026	0.034
0.52 - 0.61	1.011	0.024	0.045
0.61 - 0.68	1.064	0.029	0.058

Tabella 5.4: Efficienza relativa avanti-indietro di ricostruzione e identificazione dei $\mathrm{K}^\pm$ nel BRICH in funzione dello specchio considerato.

L'intervallo angolare scelto per la misura è anche in questo approccio quello corrispondente agli specchi del BRICH. È quindi possibile ripetere il *fit* (5.10) con le A_i^{obs} scrivibili per ognuna delle 6 coppie di specchi simmetrici rispetto all'origine e per ogni carica del K:

$$A_i^{obs} = \frac{1 - \epsilon_i^{rel} \dfrac{P^b N_{\mathrm{K}}^b}{P^f N_{\mathrm{K}}^f}}{1 + \epsilon_i^{rel} \dfrac{P^b N_{\mathrm{K}}^b}{P^f N_{\mathrm{K}}^f}} \quad . \tag{5.32}$$

Il risultato del *fit* così ottenuto è :

$$A^{exp} = 0.0366 \pm 0.0076\,(\mathrm{stat.}) \quad . \tag{5.33}$$

Il risultato è in completo accordo con quello ottenuto utilizzando l'asimmetria degli eventi con K di entrambe le cariche. Tuttavia la propagazione dell'errore sulle efficienze relative porta ad un errore sistematico sull'asimmetria di 0.007, dello stesso ordine di grandezza dell'errore statistico, decisamente maggiore di quello che si ha con il metodo precedente. Si è pertanto scelto di utilizzare in questa analisi il metodo precedente per la misura dell'asimmetria di polo, usando questo approccio come controllo di consistenza della misura.

5.4 Estrazione dei parametri elettrodeboli dall'asimmetria sperimentale

L'asimmetria sperimentale misurata con i metodi presentati è la combinazione lineare delle asimmetrie A_q dei quark di tutti i sapori presenti nel campione selezionato:

$$A^{exp} = \sum_q \alpha_q (2c_q - 1) A_q \qquad (q = \mathrm{d, u, s, c, b}) \quad . \tag{5.34}$$

I coefficienti della combinazione lineare sono:

α_q: è la frazione di eventi selezionati proveniente dal sapore q. Può venire scritta in funzione delle efficienze di selezione dei diversi sapori ϵ_q e della frazione vera di eventi adronici con quark q primario $R_q = \Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_{had}$ come:

$$\alpha_q = \frac{R_q \epsilon_q}{\sum_{f=d,u,s,c,b} R_f \epsilon_f} \quad . \tag{5.35}$$

Le frazioni R_q sono state calcolate secondo le predizioni del Modello Standard come date da ZFITTER 4.9, con i parametri di ingresso definiti come in precedenza; le efficienze ϵ_q sono state calcolate utilizzando JETSET PS 7.3 con i parametri e le tabelle di decadimento degli adroni con quark c e b di DELPHI, servendosi della simulazione completa DELSIM per il calcolo degli effetti sperimentali di accettanza ed efficienza di selezione.

c_q: è stato definito come la frazione di volte in cui il segno del $K^{\pm}$ identificato indica correttamente il segno del quark primario che cade nello stesso emisfero dell'evento come definito dall'asse di *thrust* ricostruito. Questa correlazione di carica è influenzata sia dalla fase di QCD perturbativa (per la quale esistono anche calcoli analitici) che dalla frammentazione, dalle catene di decadimento e dalla ricostruzione dell'asse di *thrust* (vero e misurato), effetti che vengono valutati tramite una simulazione con il metodo di Montecarlo. Al fine di separare queste due componenti onde poterle trattare in maniera indipendente, la direzione del quark considerata per il calcolo di c_q è quella alla fine della cascata di partoni in JETSET PS, dopo l'emissione di gluoni. Questo approccio si collega al metodo seguito per il calcolo delle correzioni di QCD.

I valori determinati per $R_{q\bar{q}}, \epsilon_q, \alpha_q$ e c_q sono riportati nella tabella 5.5.

Sapore	$R_{q\bar{q}}$	ϵ_q	α_q	c_q
d	0.2195	0.01467 ± 0.00017	0.1410 ± 0.0015	0.335 ± 0.002
u	0.1729	0.01798 ± 0.00022	0.1361 ± 0.0015	0.272 ± 0.002
s	0.2195	0.05655 ± 0.00028	0.5436 ± 0.0020	0.873 ± 0.003
c	0.1726	0.02212 ± 0.00022	0.1672 ± 0.0016	0.847 ± 0.005
b	0.2154	0.00128 ± 0.00003	0.0121 ± 0.0003	0.780 ± 0.009

Tabella 5.5: Valori calcolati per le frazioni di eventi di ciascun sapore e le relative efficienze di identificazione della carica del quark determinate con JETSET PS 7.3 e la simulazione completa di DELPHI. Gli errori riportati sono quelli dovuti alla limitata statistica della simulazione.

Le asimmetrie di polo A_q^0 date dalla (1.10), oggetto della misura, sono legate alle A_q che compaiono nella (5.34) dalle correzioni dovute alla ricostruzione dell'asse di *thrust*, dalle correzioni radiative dovute alla QCD ed alla QED, dal fatto che l'asimmetria è stata misurata all'energia nel centro di massa operativa di LEP (leggermente diversa da quella corrispondente alla massa del bosone Z) e dai termini della sezione d'urto corrispondenti allo scambio di γ ed all'interferenza γZ.

Gli ultimi tre contributi sono stati calcolati per ogni sapore utilizzando ZFITTER secondo le indicazioni date per i sapori pesanti in [126, 10] sotto forma di coefficienti additivi δA_q in modo che $A_q^0 = A_q + \sum_i (\delta A_q)_i$. I valori ottenuti sono riportati nella tabella 5.6.

Sapore	QED	$\sqrt{s} = m_Z$	$\gamma, \gamma Z$
d	0.0042	-0.0015	-0.0003
u	0.0108	-0.0040	-0.0007
s	0.0042	-0.0015	-0.0003
c	0.0108	-0.0040	-0.0007
b	0.0042	-0.0015	-0.0003

Tabella 5.6: Coefficienti di correzione all'asimmetria di polo calcolati con ZFITTER 4.9 come descritto in [126, 10].

La discrepanza tra le correzioni per $\sqrt{s} = m_Z$ date nella tabella e quelle riportate per i sapori pesanti nelle referenze è dovuta al fatto che i valori qui calcolati sono inclusivi della correzione preliminare (effettuata in [126, 10]) che impone $\sqrt{s} = 91.26$ GeV, fatta al fine di uniformare i valori dati dai vari esperimenti LEP.

Il problema delle correzioni di QCD, discusso nel capitolo 1, è stato affrontato secondo l'approccio indicato in [127] utilizzando JETSET PS 7.3.

Detta A_q^{QCD} l'asimmetria del quark q con le correzioni di QCD incluse, A_q^{noQCD} quella non corretta per l'effetto della QCD, si può scrivere:

$$A_q^{noQCD} = A_q^{QCD}(1 + C_q^{QCD}) \tag{5.36}$$

dove C_q^{QCD} è dato da:

$$C_q^{QCD} = \frac{\sum_f \left(\frac{\cos(\theta_q^i)}{1+\cos(\theta_q^i)^2} - \frac{\cos(\theta_q^f)}{1+\cos(\theta_q^f)^2} \right)}{\sum_f \frac{\cos(\theta_q^f)}{1+\cos(\theta_q^f)^2}} \tag{5.37}$$

con θ_q^i e θ_q^f angoli polari del quark primario prima e dopo la fase di QCD perturbativa (come calcolata in JETSET PS).

Gli studi effettuati in [127] dimostrano che JETSET PS 7.3 è in grado di riprodurre in questa maniera le correzioni di QCD all'asimmetria del quark b calcolate analiticamente al secondo ordine in α_s entro il 2%, ed entro il 13% quelle per il quark c.

Adottando questo metodo è inoltre possibile tenere conto dell'influsso delle selezioni sperimentali applicate al campione utilizzato su queste correzioni che, nel caso dell'asimmetria del b calcolata nei canali semileptonici, si dimostra comportare una riduzione della correzione stessa di oltre il 50%.

Questo metodo è stato qui utilizzato anche al fine di tenere conto delle correzioni alla direzione iniziale del quark primario dovute alla fase di QCD non perturbativa, al calcolo dell'asse di *thrust* ed alla sua ricostruzione sperimentale considerando alternativamente come angolo finale θ_q^f quello dell'asse di *thrust* "vero" (per il quale cioè tutte le particelle cariche e neutre sono utilizzate con il loro momento reale) e quello dell'asse di *thrust* misurato (in cui sono presenti effetti di risoluzione sulla misura del momento delle particelle e di perdita di efficienza nella ricostruzione delle stesse tanto per fenomeni di accettanza geometrica quanto per inefficienze di rivelazione, in particolare per particelle neutre). Si è verificato a tale scopo che la simulazione riproduce in maniera soddisfacente la distribuzione sperimentale dell'angolo polare dell'asse di *thrust* ricostruito (vedi la figura 5.13).

La figura 5.14 mostra la differenza tra l'angolo polare del quark e quello dell'asse di *thrust* ricostruito (orientato secondo il verso del quark primario). Nelle figure a destra sono riportate le distribuzioni dell'angolo compreso tra l'asse di *thrust* ricostruito e quello vero e la differenza tra le funzioni di peso w_i (calcolate come nella (5.5)) calcolate usando gli angoli polari di questi due assi. La prima mostra chiaramente come l'asse di *thrust* ricostruito tenda ad essere spostato rispetto a quello vero verso la regione del barile, fatto dovuto alla perdita di efficienza della ricostruzione di tracce e sciami neutri nella regione in avanti. La seconda mostra la variazione della funzione che fornisce il peso che ciascun evento ha nell'asimmetria misurata calcolato in base all'andamento angolare teorico dell'asimmetria stessa, cioè l'errore sull'asimmetria misurata per ogni

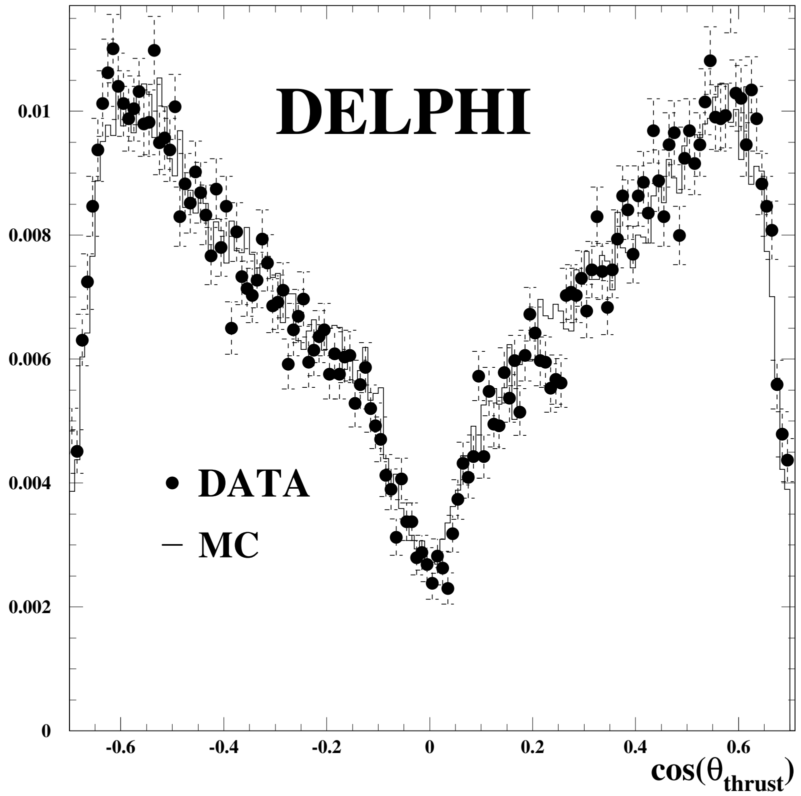


Figura 5.13: Distribuzione del coseno dell'asse di *thrust* ricostruito. Come si nota le distribuzioni ottenute per i dati e la simulazione sono in accordo.

evento. Come si può notare la dipendenza funzionale $cos\theta/(1 + \cos^2\theta)$ del peso w_i dall'angolo polare comporta il fatto che nella regione dove l'errore sulla ricostruzione della direzione dell'asse di *thrust* è massimo la derivata prima della funzione peso è minima. In altri termini la sensibilità all'errore sulla direzione dell'asse di *thrust* è minima laddove questo è maggiore; come conseguenza la misura dell'asimmetria risente in maniera modesta di questa incertezza.

I risultati per i coefficienti correttivi C_q calcolati per la direzione del quark primario dopo la fase di QCD, per la direzione dell'asse di *thrust* vero e per quella dell'asse di *thrust* ricostruito con le selezioni sperimentali adottate, sono riportati nella tabella 5.7. Per confronto vengono riportati anche i valori della correzione di QCD senza alcuna selezione sperimentale. Gli errori riportati sono quelli dovuti alla statistica della simulazione.

L'effetto della selezione sperimentale è di aumentare leggermente la correzione di QCD; questo fatto è la combinazione di due effetti distinti: il taglio sulla direzione dell'asse di *thrust* tende ad aumentare la correzione, mentre la richiesta della presenza di un $K^{\pm}$ di alto impulso tende a sopprimere la radiazione di gluoni energetici e quindi a ridurre il contributo della QCD. Si nota inoltre che l'uso dell'asse di *thrust* compensa completamente il fenomeno precedente, diminuendo anzi la correzione da applicare

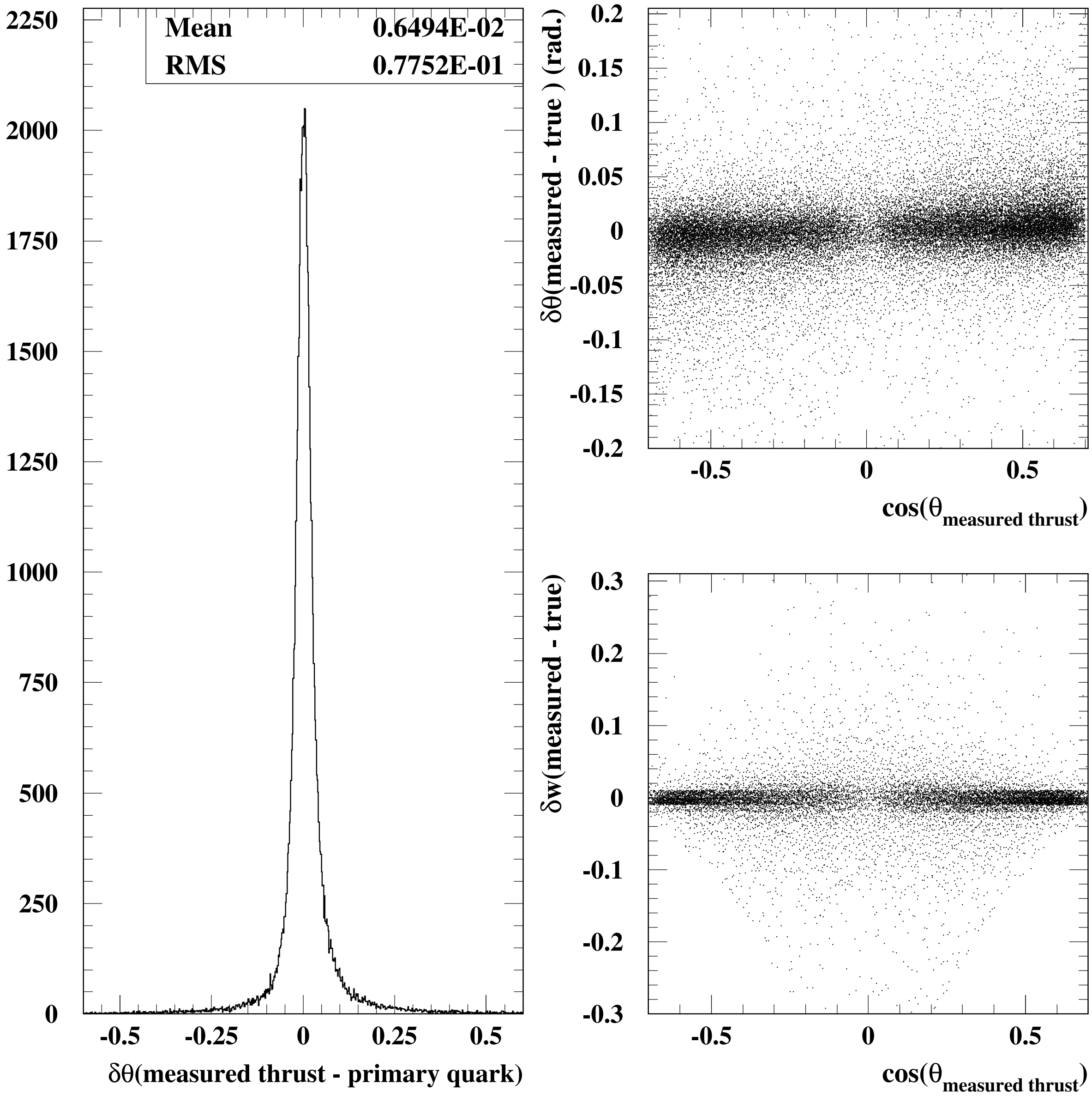


Figura 5.14: A sinistra: differenza tra l'angolo polare dell'asse di *thrust* ricostruito e quello del quark primario integrata su tutta l'accettanza angolare; a destra in alto: differenza tra l'angolo polare dell'asse di *thrust* ricostruito e quello dell'asse vero; a destra in basso errore sull'asimmetria dovuto alla ricostruzione dell'asse di *thrust*.

Sapore	QCD (no sel.)	QCD (sel.)	*thrust* vero	*thrust* ric.
d	-0.055 ± 0.001	-0.073 ± 0.005	-0.040 ± 0.005	-0.030 ± 0.005
u	-0.054 ± 0.002	-0.061 ± 0.005	-0.035 ± 0.005	-0.025 ± 0.005
s	-0.053 ± 0.001	-0.057 ± 0.003	-0.031 ± 0.002	-0.022 ± 0.002
c	-0.050 ± 0.001	-0.053 ± 0.005	-0.030 ± 0.004	-0.017 ± 0.004
b	-0.035 ± 0.001	-0.044 ± 0.011	-0.043 ± 0.011	-0.032 ± 0.011

Tabella 5.7: Coefficienti correttivi C_q calcolati rispettivamente per la direzione finale del quark primario dopo la cascata di partoni, dell'asse di *thrust* vero e di quello ricostruito con le selezioni sperimentali. Vengono riportate per confronto anche le correzioni di QCD senza selezione sperimentale. Gli errori sono dovuti alla statistica della simulazione utilizzata per i calcoli.

rispetto a quella originaria per due motivi: da un canto perchè la sua direzione è più vicina a quella originaria del quark di quanto non lo sia la direzione del quark stesso dopo la fase di QCD perturbativa; dall'altro perchè la perdita di efficienza nella ricostruzione delle tracce e degli sciami neutri nella regione in avanti porta a spingere la direzione vera dell'asse di *thrust* verso la regione centrale del rivelatore. In questo modo l'angolo polare stimato del quark primario è minore di quello reale, il che comporta un aumento dell'asimmetria misurata che compensa l'effetto della fase di QCD perturbativa.

In conclusione la relazione che lega le asimmetrie A_q a quelle di polo A_q^0 secondo i coefficienti indicati è :

$$A_q^0 = (A_q(1 + C_q^{thrust\,ric}) + \sum_i (\delta A_q)_i) \quad . \tag{5.38}$$

5.5 Misura dell'asimmetria del quark s

Le relazioni (5.34) e (5.38) sono state utilizzate per estrarre dal valore misurato dell'asimmetria sperimentale (5.18) l'asimmetria di polo del quark s ed il corrispondente valore di $\sin^2\theta_W$.

Le asimmetrie di polo per i quark c e b sono state fissate ai loro valori sperimentali [10] ottenuti dalla media dei risultati delle collaborazioni LEP:

$$A_b^0 = 0.0979 \pm 0.0023 \tag{5.39}$$
$$A_c^0 = 0.0735 \pm 0.0048 \tag{5.40}$$

con coefficiente di correlazione tra loro 0.10%.

Si è inoltre imposto che le asimmetrie dei sapori leggeri soddisfino alle relazioni:

$$A_s^0 = A_d^0 \tag{5.41}$$
$$A_u^0 = \lambda A_d^0 \tag{5.42}$$

con $\lambda = 0.7122$ ottenuto dalle predizioni del Modello Standard secondo ZFITTER. Il risultato così ottenuto è :

$$A_s^0 = 0.089 \pm 0.021\,(\mathrm{stat.}) \tag{5.43}$$

dove l'errore quotato deriva dall'errore statistico sull'asimmetria sperimentale.

È opportuno notare che la misura così ottenuta è robusta rispetto a possibili variazioni del rapporto λ. Si è verificato che variando i valori di m_Z ed m_t utilizzati da ZFITTER per il calcolo di λ entro gli errori sperimentali il risultato ottenuto non mostra variazioni significative.

Questa misura può venire interpretata come un controllo dell'universalità degli accoppiamenti elettrodeboli, prevista dal Modello Standard, nel settore dei sapori leggeri, non facendo assunzioni teoriche sui quark c e b. Il corrispondente valore del $\sin^2 \theta_{W}{}^{eff}_{lept}$ è $\sin^2 \theta_{W}{}^{eff}_{lept} = 0.234 \pm 0.004\,(\text{stat.})$; per determinarlo viene seguita qui la procedura presentata in [126, 10], nella quale vengono trascurati i contributi all'asimmetria specifici dei vertici adronici (trascurabili dati gli errori sperimentali anche per i sapori pesanti) e si fa uso solamente delle relazioni (1.10), (1.11) e dell'approssimazione migliorata di Born (vedi il capitolo 1).

Le stesse relazioni sono state utilizzate per una determinazione di $\sin^2 \theta_{W}{}^{eff}_{lept}$ indipendente dalle misure sperimentali delle asimmetrie dei quark pesanti. Il risultato così ottenuto è :

$$\sin^2 \theta_{W}{}^{eff}_{lept} \;=\; 0.234 \pm 0.003\,(\text{stat.}) \tag{5.44}$$

in ottimo accordo con il precedente.

Il canale sperimentale considerato non è quello preferibile per una misura di precisione di $\sin^2 \theta_{W}{}^{eff}_{lept}$, sia per motivi statistici che per la non elevata purezza del campione in quark s e le incertezze sulla composizione nei diversi sapori del campione considerato. Tuttavia questo calcolo permette un controllo di consistenza tra diversi approcci di determinazione dei parametri elettrodeboli del quark s sul campione sperimentale selezionato ed un confronto, indipendente da assunzioni sperimentali esterne, con le altre misure elettrodeboli esistenti.

5.6 Errori sistematici sulla misura dell'asimmetria del quark s

Si sono studiate le diverse sorgenti di errore sistematico sulla misura dell'asimmetria di polo del quark s (5.43).

L'errore sistematico sul *fit* dell'asimmetria sperimentale riceve contributi dall'incertezza sistematica sulla correzione per la diversa interazione nel materiale dei K^+ e K^- e dall'errore sistematico valutato sulla purezza (dovuto all'incertezza sulla correzione della errata identificazione del $K^\pm$ nella simulazione), e si traduce in un errore dello 0.0018 sulla (5.43). L'incertezza statistica sul calcolo della purezza dei $K^\pm$ e su questi coefficienti correttivi è invece inglobata naturalmente dal metodo nell'errore statistico dato dal *fit*. Al fine di darne una valutazione quantitativa si è ripetuto il *fit* includendo come errore statistico sulle asimmetrie il puro errore derivante dai dati reali: il risultato ottenuto si è dimostrato stabile rispetto a questa variazione, ed ha permesso di valutare il contributo all'errore statistico globale dovuto alle dimensioni del campione simulato in 0.009.

Una ulteriore fonte di errore sperimentale è dovuta alla risoluzione sulla misura del momento dei $K^\pm$ selezionati. In principio è possibile ottenere una stima di questo effetto in modo indipendente dalla simulazione variando i limiti inferiore e superiore della finestra di momento utilizzata di una quantità pari alla risoluzione in momento nella regione a cavallo del limite stesso. Questo approccio presenta tuttavia due difetti: in primo luogo tende a fornire una sovrastima dell'errore (la variazione globale della finestra di momento porta ad una sovrastima degli effetti di migrazione indotti dalla risoluzione sul momento stesso delle tracce), secondariamente non permette di tenere conto di eventuali fenomeni di migrazione all'interno della finestra di momento utilizzata. Si ricordi inoltre che l'incertezza sul momento vero del $K^{\pm}$ ha un limite intrinseco dato dalla soglia di emissione della luce Cherenkov nel gas (8.5 GeV/c). Si è scelto pertanto di utilizzare per la valutazione di questa sistematica la simulazione, selezionando alternativamente i $K^{\pm}$ secondo il momento vero e quello ricostruito e valutando la corrispondente variazione nei coefficienti α_q e c_q. L'effetto così stimato sulla misura (5.43) è 0.0008.

L'errore dovuto alla limitata statistica della simulazione per la valutazione dei coefficienti α_q e c_q è 0.0008. Al fine di ridurre l'incertezza statistica sulla valutazione delle sistematiche connesse al contributo del quark b, fortemente soppresso dalle selezioni utilizzate, è stato fatto uso di un addizionale campione dedicato di circa 700000 eventi simulati $Z \to b\bar{b}$.

L'errore sui valori sperimentali (5.40) delle asimmetrie dei quark pesanti utilizzati per la misura, tenuto conto della correlazione positiva del 10% esistente tra queste misure, porta ad una incertezza sull'asimmetria del quark s di 0.0021.

Altre due sorgenti rilevanti di errore sistematico sono:

- la modellizzazione della produzione dei $K^{\pm}$ usata per il calcolo delle frazioni di eventi provenienti da ciascun sapore e dell'efficienza di identificazione della carica α_q e c_q;

- l'uso dell'algoritmo di antiselezione del quark b con il metodo di Brown e Frank; questo algoritmo implica delle incertezze legate ad effetti sperimentali di risoluzione nella ricostruzione dei parametri di impatto e dei loro errori, ed incertezze dovute alla modellizzazione del fenomeno di adronizzazione dei quark pesanti usata nella simulazione per valutare l'efficienza di selezione dei quark c e b.

Il modello di adronizzazione scelto per il calcolo di α_q e c_q è, come detto, una versione modificata di JETSET PS 7.3 con i parametri e le tabelle di decadimento degli adroni con quark c e b ottimizzati da DELPHI; la scelta è ricaduta su questo modello per la sua soddisfacente capacità di predizione delle osservabili sperimentali rispetto all'altro modello maggiormente accreditato, HERWIG. Tuttavia i valori dei parametri del modello utilizzati sono affetti da incertezze che si propagano alle predizioni per le efficienze di selezione ed identificazione della carica del quark da determinare.

Nel lavoro pubblicato sulla prima misura dell'asimmetria del quark s [51] questo problema è stato affrontato selezionando i parametri ritenuti maggiormente rilevanti per l'analisi in base a considerazioni fisiche sui meccanismi di produzione dei $K^{\pm}$ e variando indipendentemente i loro valori entro intervalli corrispondenti alle incertezze determinate nella procedura di ottimizzazione. Le predizioni ottenute sono state ripesate per lo spettro sperimentale dei $K^{\pm}$ al fine di riprodurre gli effetti sperimentali di rivelazione.

L'applicazione diretta di questa procedura alla presente analisi non è possibile a causa dell'introduzione dell'algoritmo di Brown e Frank. All'effetto sperimentale di ricostruzione ed identificazione dei $K^{\pm}$ si unisce l'effetto dell'algoritmo stesso che tende a distorcere lo spettro dei $K^{\pm}$ negli eventi con quark primario pesante; la frazione di $K^{\pm}$ provenienti direttamente dall'interazione primaria e non da decadimenti predetta da JETSET PS 7.3 è inferiore al 10% per il quark c ed al 5% per il quark b. La maggior parte dei $K^{\pm}$ prodotti in queste classi tendono infatti a provenire dalle catene di decadimenti degli adroni con quark b e c, risentendo così degli effetti della antiselezione del quark b sui loro spettri: in generale gli adroni con quark pesanti che sopravvivono a questa selezione hanno una lunghezza di volo ed una energia inferiori alla media, il che comporta uno spettro in momento dei $K^{\pm}$ provenienti dai decadimenti con valor medio più basso.

Non essendo possibile per motivi pratici di tempo di calcolo applicare il metodo sopra descritto alla simulazione completa dell'apparato DELPHI, una soluzione possibile sarebbe parametrizzare opportunamente il comportamento del sistema di tracciamento (ed in particolare del VD) ed applicare tale parametrizzazione a JETSET, ripetendo poi la selezione con l'algoritmo di Brown e Frank, in altri termini costruire una simulazione veloce dedicata allo scopo. Si tratta tuttavia di un approccio che implica problemi piuttosto complessi da risolvere (basti pensare alla complessità dell'ottimizzazione del calcolo dei parametri di impatto sulla simulazione completa).

Si è pertanto scelto un approccio alternativo più semplice da realizzare, che si ispira alla procedura di studio degli errori sistematici dovuti all'algoritmo effettuato per la misura di $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ [61]: anzichè cercare di riprodurre il comportamento del rivelatore si preferisce riprodurre gli effetti fisici dell'algoritmo.

Si è verificato mediante la simulazione che la frazione di eventi uds con un $K^{\pm}$ con le caratteristiche desiderate è la stessa in un campione a cui si sia applicata una antiselezione del quark b ed in uno a cui questa non venga invece applicata, come aspettato in base al senso fisico (vedi la tabella 5.8). Le modeste discrepanze residue (dell'ordine dell'1-2%) possono venire spiegate con la variazione del rapporto del numero di π e K ed un corrispondente effetto topologico indotto nel RICH dalla antiselezione del quark b.

Sapore	Efficienza senza antiselezione del b	Efficienza con antiselezione del b
d	0.01791 ± 0.00005	0.01753 ± 0.00007
u	0.02171 ± 0.00007	0.02146 ± 0.00009
s	0.06862 ± 0.00017	0.06778 ± 0.00020
c	0.05087 ± 0.00014	0.03843 ± 0.00015
b	0.02464 ± 0.00007	0.00652 ± 0.00003

Tabella 5.8: Frazione di eventi selezionati mediante la presenza di $K^{\pm}$ con le caratteristiche desiderate in eventi senza e con antiselezione degli eventi da quark primario pesante.

È pertanto possibile fattorizzare l'efficienza di selezione in una componente dipendente dall'algoritmo di Brown e Frank ed in una dipendente dalla produzione del $K^{\pm}$

e calcolare separatamente le due (applicando una correzione per l'effetto topologico di cui sopra).

Questa fattorizzazione non è possibile nel caso dei quark pesanti, e pertanto gli effetti delle due componenti della selezione devono venire studiati congiuntamente. Per quanto riguarda il quark c è stata seguita la procedura già citata adottata in [61, 127, 128, 10], applicata però al campione di eventi selezionato con la presenza di un $K^{\pm}$; in questa maniera si tiene implicitamente conto di come le incertezze sulla conoscenza dei meccanismi di produzione degli adroni con quark c influenzano anche la produzione e la selezione dei $K^{\pm}$. La procedura è stata poi opportunamente integrata da uno studio sulle incertezze sui tassi di produzione dei $K^{\pm}$ provenienti da adroni con quark c. Nel caso del quark b si è ricalcata la medesima procedura (nell'analisi [61] l'efficienza di selezione del quark b viene determinata direttamente dai dati). Di seguito verrà data una descrizione dettagliata della procedura seguita.

Una sistematica comune a tutti i sapori derivante dalla antiselezione del quark b è quella data dalla riproduzione degli effetti di risoluzione sperimentale sulla distribuzione delle significanze e delle probabilità nella simulazione; allo scopo di valutarla si è calcolata la differenza tra dati e Montecarlo della distribuzione delle probabilità di Brown e Frank calcolate sul campione selezionato per tracce con significanza negativa. Per quanto discusso nel capitolo precedente questa distribuzione è principalmente influenzata dagli effetti di risoluzione sperimentale sui parametri di impatto. La differenza calcolata costituisce una stima dell'errore commesso nella valutazione dell'efficienza di selezione dei vari sapori dovuta a tali effetti di risoluzione, ed è stata ripartita tra essi proporzionalmente alle frazioni di ciascun sapore presenti nel campione; l'errore complessivo stimato sulla misura (5.43) è 0.0033.

Per quanto riguarda eventi con quark c primario le incertezze derivano principalmente dal fatto che i vari adroni con quark c ($D^0, D^{\pm}, D_s$ e barioni charmati) che possono venire prodotti hanno vite medie sensibilmente diverse tra loro e pertanto diverse probabilità di contribuire alla selezione dell'evento dal punto di vista dell'algoritmo di Brown e Frank. A causa della diversa produzione di $K^{\pm}$ nei decadimenti dei vari adroni questo fatto influenza ovviamente tanto l'efficienza di selezione quanto la correlazione tra la carica del $K^{\pm}$ e quella del quark c primario, facendo variare il peso relativo dei vari canali di decadimento. È così possibile tenere implicitamente conto dell'effetto che si ha sulla produzione di $K^{\pm}$. Un riassunto dei contributi stimati e degli effetti corrispondenti è dato nella tabella 5.9.

Si sono studiate le incertezze sulla composizione del campione di eventi selezionati con quark c primario in termini di numero di emisferi in cui l'adrone con quark c di momento più elevato è $D^0, D^{\pm}, D_s$ o barione charmato. Si sono variate le frazioni di emisferi selezionati con la presenza di $D^{\pm}, D_s$ e barioni charmati in maniera correlata secondo le incertezze sperimentali, compensando le variazioni con la frazione di emisferi contenenti D^0 [127]. A tale scopo sono state utilizzate le recenti misure effettuate dagli esperimenti LEP [129], basate sulla conoscenza dei seguenti tassi di decadimento:

$$\mathrm{BR}(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+) = 0.0383 \pm 0.0012 \tag{5.45}$$

$$\mathrm{BR}(\mathrm{D}^+ \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi^+) = 0.091 \pm 0.006 \tag{5.46}$$

$$\mathrm{BR}(\mathrm{D}_s^+ \to \phi(1020)\pi^+)/\mathrm{BR}(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+) = 0.91 \pm 0.23 \tag{5.47}$$

$$\mathrm{BR}(\Lambda_c^+ \to \mathrm{pK}^-\pi^+) = 0.044 \pm 0.006 \tag{5.48}$$

(sono le medie ottenute dalle misure citate e riportate in [66], tranne che nel caso del tasso di decadimento del D_s^+, il cui valore utilizzato è quello misurato dalla collaborazione CLEO [130]).

I risultati di queste misure per le frazioni f dei vari adroni prodotti sono:

$$f(D^{\pm}) = 0.233 \pm 0.028 \tag{5.49}$$
$$f(D_s) = 0.102 \pm 0.037 \tag{5.50}$$
$$f(c_{bar}) = 0.065 \pm 0.029 \quad . \tag{5.51}$$

L'incertezza sulla molteplicità media di decadimento influenza l'efficienza di selezione a causa del maggiore o minore numero medio di tracce con grande parametro di impatto presente; è stato utilizzato il valore [128]:

$$< N_{c\bar{c}} > = 2.35 \pm 0.06 \tag{5.52}$$

ripesando la probabilità di selezione in base alle fluttuazioni possibili della molteplicità. Questo valore è ottenuto dalla misura effettuata dalla collaborazione MARK III [131] che include nel conteggio anche i prodotti di decadimento dei K_S^0. Questo fatto introduce una incertezza aggiuntiva dovuta all'errore sul tasso di decadimento dei mesoni D in K_S^0 [66]:

$$BR(D \to K_S^0 X) = 0.46 \pm 0.06 \quad . \tag{5.53}$$

L'errore dovuto alla modellizzazione della frammentazione del quark c nella simulazione è legato agli errori sperimentali sulla conoscenza dello spettro in momento dei mesoni D; il parametro ϵ_c della funzione di frammentazione di Peterson per il quark c utilizzata nella simulazione viene ottimizzato in modo da riprodurre, dati gli altri parametri del modello (in particolare Λ_{QCD}), questa distribuzione. Si è pertanto utilizzata l'incertezza sul valor medio dello spettro dei mesoni D [127]:

$$< x_c > = 0.484 \pm 0.008 \tag{5.54}$$

per variare la funzione di Peterson in maniera corrispondente e ripesare gli eventi selezionati in base a questa variazione. Questo valore è derivato dalla combinazione delle misure degli spettri dei leptoni provenienti dai decadimenti dei mesoni D, degli spettri dei mesoni D e di quelli dei mesoni D^*. I valori ottenuti da queste analisi vengono combinati tra loro tenendo conto delle diverse miscele di adroni cui le singole analisi sono sensibili. È in questo modo possibile tenere implicitamente conto dell'incertezza indotta sullo spettro dei $K^{\pm}$ provenienti dai decadimenti dei mesoni D.

È stato anche preso in considerazione il contributo dovuto all'incertezza sulle vite medie degli adroni con quark c, che però risulta essere completamente trascurabile.

Sono state quindi considerate le incertezze di produzione dei $K^{\pm}$ nei decadimenti dei mesoni D; a tale scopo sono stati utilizzati i valori pubblicati in [66]:

$$BR(D^0 \to K^- X) = 53 \pm 4\% \tag{5.55}$$
$$BR(D^0 \to K^+ X) = 3.4\,^{+0.6}_{-0.4}\,\% \tag{5.56}$$
$$BR(D^+ \to K^- X) = 24.2 \pm 2.8\% \tag{5.57}$$
$$BR(D^+ \to K^+ X) = 5.8 \pm 1.4\% \tag{5.58}$$
$$BR(D_s \to K^- X) = 13\,^{+14}_{-12}\,\% \tag{5.59}$$
$$BR(D_s \to K^+ X) = 20\,^{+18}_{-14}\,\% \quad . \tag{5.60}$$

Sistematica	$\delta\epsilon_c$	δc_c
$f(\mathrm{D}^{\pm})$	0.00003	0.00139
$f(\mathrm{D_s})$	0.00007	0.00309
$f(c_{bar})$	0.00007	0.00309
Molteplicità di decadimento degli adroni c	0.00002	0.00322
$< x_c >$	0.00001	0.00134
$\mathrm{BR}(D \to \mathrm{K^0_S X})$	0.00006	0.00302
Vite medie dei mesoni D	0.00005	0.00008
$\mathrm{BR(D^0 \to K^- X)}$	0.00004	0.00807
$\mathrm{BR(D^0 \to K^+ X)}$	0.00001	0.00416
$\mathrm{BR(D^+ \to K^- X)}$	0.00014	0.00158
$\mathrm{BR(D^+ \to K^+ X)}$	0.00001	0.00581
$\mathrm{BR(D_s \to K^- X)}$	0.00002	0.00306
$\mathrm{BR(D_s \to K^+ X)}$	0.00006	0.02554

Tabella 5.9: Contributi all'errore sistematico sull'efficienza di selezione ϵ_c e di identificazione del segno del quark c_c degli eventi con quark c primario dovuti all'algoritmo di Brown e Frank ed alla produzione dei $\mathrm{K}^{\pm}$.

Come si può notare dalle tabelle 5.9 e 5.15 i contributi maggiori all'errore sistematico provenienti dal settore del quark c derivano dalle incertezze sui tassi di decadimento che influenzano sia l'efficienza di selezione dell'evento che l'identificazione della carica del quark. Da notare che la scarsa conoscenza della produzione del $\mathrm{D_s}$ e dei suoi meccanismi di decadimento risulta essere la sistematica dominante in questo settore (a causa della produzione di $\mathrm{K}^{\pm}$ da questo adrone mediante i decadimenti in $\phi(1020)$).

Una procedura analoga è stata elaborata per gli eventi provenienti da quark primario b. Essendo la frazione di eventi b selezionati molto bassa (1.2%), si sono considerati solamente i contributi maggiormente rilevanti, trascurando gli effetti derivanti dalle oscillazioni dei mesoni B^0. Analogamente a quanto fatto per il quark c si sono studiati i contributi all'errore derivanti dalle incertezze sulla modellizzazione della frammentazione del quark b in JETSET.

Una fonte di incertezza è data dalla molteplicità di decadimento degli adroni con quark b; si è utilizzata per questo studio la media dei valori misurati dalle collaborazioni DELPHI e OPAL valutata in [128]:

$$< N_{b\bar{b}} > \;=\; 5.73 \pm 0.35 \quad . \tag{5.61}$$

Una seconda sorgente di errore connessa alla precedente è data dall'incertezza sullo spettro degli adroni con quark b, traducibile nell'errore misurato sul valor medio di questo spettro. Il valore medio utilizzato [128]:

$$< x_b > \;=\; 0.702 \pm 0.008 \tag{5.62}$$

è il risultato delle più recenti misure di ALEPH [132], DELPHI [133] ed OPAL [134]. Lo spettro di produzione dei mesoni B viene studiato sperimentalmente a livello dei mesoni che decadono debolmente, correggendo l'effetto dei decadimenti degli stati eccitati mediante la simulazione. Come per il quark c questo errore si traduce in una incertezza sul parametro ϵ_b della funzione di Peterson utilizzata per descrivere la frammentazione del quark in JETSET. Inoltre è possibile in questa maniera tenere implicitamente conto dell'effetto della frammentazione sullo spettro dei $K^\pm$ prodotti.

Anche l'incertezza sulla vita media dei mesoni B, ancora notevole a differenza di quella per i mesoni D, può influenzare l'efficienza di selezione. È stato utilizzato il valore medio dato in [66, 128]:

$$\tau_B = 1.55 \pm 0.55\text{ps} \quad . \tag{5.63}$$

È stata utilizzata l'unica misura sperimentale esistente [79] della produzione inclusiva di mesoni $K^\pm$ in eventi b:

$$BR(B \to K^\pm X) = 88 \pm 19\% \tag{5.64}$$

per studiare l'effetto delle incertezze sulla produzione dei $K^\pm$ sulla selezione degli eventi, e le misure di produzione inclusiva di K^+ e K^- nella miscela $B^\pm - B^0$ al fine di determinare le incertezze indotte sulla identificazione della carica del quark [66]:

$$BR(B^\pm - B^0 \to K^+X) = 66 \pm 5\% \tag{5.65}$$
$$BR(B^\pm - B^0 \to K^-X) = 13 \pm 4\% \quad . \tag{5.66}$$

Gli errori indotti sulle efficienze ϵ_b e c_b da queste sorgenti sono elencati nella tabella 5.10. Come si può notare dalla tabella 5.15 il contributo alla sistematica totale derivante dal quark b è marginale, grazie all'elevata soppressione data dall'algoritmo di Brown e Frank.

Sistematica	$\delta\epsilon_b$	δc_b
Molteplicità di decadimento degli adroni b	0.00002	0.00284
$< x_b >$	0.00001	0.00032
Vite medie degli adroni b	0.00001	0.00047
$BR(B \to K^\pm X)$	0.00001	-
$BR(B^\pm - B^0 \to K^+/K^-X)$	-	0.00745

Tabella 5.10: Contributi all'errore sistematico sull'efficienza di selezione ϵ_b e di identificazione del segno del quark c_b degli eventi con quark b primario dovuti all'algoritmo di Brown e Frank ed alla produzione dei $K^\pm$.

Lo studio degli errori sistematici sulla selezione degli eventi originati da quark leggeri dovuti all'algoritmo di Brown e Frank si è ispirato a quello proposto in [61]. Possibili fonti di errore sono le sorgenti di particelle con grande parametro di impatto non provenienti da decadimenti di adroni con quark pesanti; effetti di questo tipo vengono dati dalla conversione dei fotoni in coppie e^-e^+ e dai decadimenti di Λ e K^0_S prima o all'interno del VD, che vengono solo parzialmente soppressi dall'algoritmo. Al fine di tenere conto di questi contributi si è variata la frazione di eventi con $\gamma \to e^-e^+$ del 30% e quella con vertici secondari neutri del 10%, valori corrispondenti alle incertezze sperimentali.

Un'altra sorgente di errore è data dalla possibilità che un gluone produca una coppia di quark $c\bar{c}$ o $b\bar{b}$ nella fase di QCD peturbativa; in questa maniera verrebbero prodotti adroni con quark c o b che ovviamente influenzerebbero la selezione. Per quanto riguarda la frazione $f(\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}})$ è stato utilizzato il valore misurato dalla collaborazione OPAL [55] facendo uso dell'identificazione di adroni con quark c in getti ricostruiti di gluoni:

$$f(\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}) = 2.38 \pm 0.48\% \tag{5.67}$$

mentre per quanto riguarda il quark b si è utilizzata la previsione teorica:

$$\frac{\mathrm{g} \to \mathrm{b\bar{b}}}{\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}} = \frac{m_c^2}{m_b^2} = 0.13 \pm 0.04 \tag{5.68}$$

come suggerito in [127]. È da sottolineare come il contributo alla sistematica dato da questi processi è notevolmente soppresso dalla richiesta della presenza di un $\mathrm{K}^{\pm}$ di alto momento: gli adroni con quark b o c prodotti infatti tendono ad avere in media momenti più bassi di quelli provenienti da quark primario, e di conseguenza anche i $\mathrm{K}^{\pm}$ da essi provenienti hanno momenti in media minori di quelli da quark primario.

La tabella 5.11 riassume i risultati ottenuti per questi errori. Anche queste sistematiche, come risulta dalla tabella 5.15 hanno un impatto marginale sull'errore complessivo.

Sistematica	$\delta\epsilon_d$	$\delta\epsilon_u$	$\delta\epsilon_s$
Conversione di fotoni	0.00002	0.00003	0.00008
$\mathrm{K^0_S}$	0.00002	0.00002	0.00010
Λ	0.00001	0.00001	0.00002
$\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}$	0.00006	0.00007	0.00023
$\mathrm{g} \to \mathrm{b\bar{b}}$	0.00002	0.00003	0.00009

Tabella 5.11: Contributi all'errore sistematico sull'efficienza di selezione degli eventi provenienti da sapori leggeri dovuti all'algoritmo di Brown e Frank.

La stima degli errori sulla produzione dei $\mathrm{K}^{\pm}$ selezionati nei sapori leggeri è stata effettuata studiando la sensibilità delle efficienze $\epsilon_{d,u,b}$ e $c_{d,u,c}$ alle incertezze sui parametri di JETSET. Il metodo utilizzato fa uso delle procedure sviluppate nell'ambito del lavoro di ottimizzazione dei parametri dei modelli di frammentazione [31], che possono venire estese per studiare la propagazione degli errori sui parametri del modello a delle osservabili come descritto in [135].

La procedura di ottimizzazione si basa sulla ricerca del punto $\vec{p}$ nello spazio dei parametri della simulazione che minimizza le differenze tra le misure sperimentali e le predizioni del modello. A tale scopo viene selezionata una serie di osservabili sperimentali ritenuta significativamente dipendente dai parametri allo studio in base a considerazioni fisiche. La dipendenza delle osservabili fisiche dai parametri del modello viene approssimata analiticamente con una funzione quadratica, calcolata per ogni intervallo di ogni distribuzione considerata:

$$\begin{aligned} f(\vec{p}_0 + \delta\vec{p},\ x) &= a_0^{(0)}(x) + \sum_{i=1}^{n} a_i^{(1)}(x)\delta p_i + \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=i}^{n} a_{ij}^{(2)}(x)\delta p_i \delta p_j \\ &\approx MC(\vec{p}_0 + \delta\vec{p},\ x) \quad . \end{aligned} \tag{5.69}$$

In questa espressione n indica il numero di parametri studiati, $MC(\vec{p}_0 + \delta\vec{p},\ x)$ la predizione del modello per l'intervallo dell'osservabile considerata corrispondente al valore dei parametri $\vec{p}_0 + \delta\vec{p}$, scelti casualmente in un intorno del valore centrale $\vec{p}_0$; tanto questo valore quanto le dimensioni dell'intorno vengono scelte sulla base di considerazioni fisiche, misure e precedenti determinazioni dei parametri stessi.

Il calcolo degli $m = 1 + n + n(n+1)/2$ coefficienti $a^{(0,1,2)}$ corrisponde alla ricerca della soluzione del sistema di equazioni lineari:

$$P \cdot \vec{a} = \overrightarrow{MC} \tag{5.70}$$

dove con $\overrightarrow{MC}$ si indicano le predizioni della simulazione, $\vec{a}$ il vettore dei parametri $a^{(k)}_{i(j)}(x)$ dell'espansione quadratica corrispondenti all'osservabile x per il k-simo insieme di parametri considerato ($k = 1, \ldots, l, l \geq m$) e P la matrice delle fluttuazioni dei parametri, la cui k-sima colonna è data da:

$$P_{k,1..m} \;=\; (1, \delta p_1^{(k)}, ..., \delta p_n^{(k)}, \delta p_1^{(k)2}, ..., \delta p_n^{(k)2}, \delta p_1^{(k)} \cdot \delta p_2^{(k)}, ..., \delta p_{n-1}^{(k)} \cdot \delta p_n^{(k)}) \quad . \tag{5.71}$$

La parametrizzazione viene determinata risolvendo il sistema (5.70) mediante il metodo di decomposizione del valore singolare [136]. È quindi possibile trovare il migliore insieme di parametri e gli errori corrispondenti da una normale procedura di *fit*, minimizzando la funzione di χ^2 ottenuta dalla parametrizzazione e dalle misure sperimentali delle osservabili secondo tecniche standard [137].

L'estensione di questa procedura alla propagazione degli errori sui parametri ad una osservabile qualsiasi è piuttosto semplice: la parametrizzazione quadratica viene calcolata per tutte le osservabili O_j a cui si vogliano propagare le incertezze su $\vec{p}$ esattamente alla stessa maniera che per le osservabili utilizzate per il *fit*. Una volta trovato l'insieme di valori ottimali di $\vec{p}$ ed i relativi errori, è possibile determinare le fluttuazioni di ciascuna osservabile O_j corrispondenti a questi errori; in linea di principio sarebbe sufficiente una propagazione analitica utilizzando l'espansione quadratica per le O_j e la matrice di covarianza dei parametri $\vec{p}$ come data dal *fit*. Tuttavia dato che questa stessa matrice è affetta da incertezze che possono essere non trascurabili (vista la complessità del problema) si preferisce usare il metodo di Montecarlo: vengono generati casualmente entro l'intervallo determinato per $\vec{p}$ insiemi di valori e vengono calcolati sia i valori delle O_j che il χ^2 utilizzato per il *fit* corrispondente all'insieme dei parametri. È così possibile determinare l'errore sulle O_j per una variazione $\delta\chi^2$ corrispondente al livello di confidenza desiderato per la stima.

Il vantaggio di questa procedura sul metodo adottato in [51] è duplice: da un canto permette di tenere conto delle correlazioni esistenti tra i parametri tramite la parametrizzazione delle osservabili, dall'altro vincola le variazioni dei parametri stessi a valori corrispondenti a predizioni "realistiche" mediante la richiesta che i valori determinati minimizzino il χ^2 costruito a partire dalle misure sperimentali delle osservabili dipendenti dai parametri del modello.

Due sono gli elementi centrali di questa procedura: la scelta dei parametri da studiare e quella delle osservabili di riferimento da utilizzare come vincolo nel *fit*. La prima scelta condiziona ovviamente anche la seconda. È evidente che la scelta dei parametri dipende dalle osservabili il cui errore deve essere determinato, in questo caso le efficienze di selezione di eventi con $\mathrm{K}^{\pm}$ con le caratteristiche desiderate e le efficienze di identificazione della carica del quark per eventi da quark leggeri. Il fatto che il numero l di punti necessari a determinate i coefficienti delle parametrizzazioni quadratiche cresca poi come $1 + n + n(n+1)/2$ implica anche un limite pratico dato dal tempo di calcolo necessario alla soluzione del problema.

Allo scopo si definisce la sensibilità $S_i(O_j)$ di una osservabile O_j ad un parametro p_i come:

$$S_i(O_j) = \left.\frac{\delta O_j}{O_j}\right|_{p_i} \Big/ \frac{\delta p_i}{p_i} \approx \left.\frac{\partial \ln O_j}{\partial \ln |p_i|}\right|_{p_i} \quad . \tag{5.72}$$

Lo studio effettuato in [31] dimostra come la produzione dei $\mathrm{K}^\pm$ sia fortemente sensibile solamente ad un numero limitato di parametri generali di frammentazione e produzione di particelle che sono stati considerati, in particolare γ_s, Λ_{QCD} e $P(^1S_0)$: la tabella 5.12 riporta la sensibilità ad ogni parametro calcolata per la produzione di $\mathrm{K}^\pm$.

								u/d quarks		s quarks	
parametro	a	b	σ_q	Λ_{QCD}	Q_0	γ_s	$\frac{P(qq)}{P(q)}$	$P(^1S_0)$	$P(^3S_1)$	$P(^1S_0)$	$P(^3S_1)$
Sensibilità dei $\mathrm{K}^\pm$	10	21	15	41	13	57	4	2	6	25	6

Tabella 5.12: Sensibilità media ($\times 100$) della produzione di $\mathrm{K}^\pm$ ai principali parametri di JETSET [31].

Del resto i parametri non sono indipendenti l'uno dall'altro; si è pertanto scelto di studiare l'errore dovuto a 10 degli 11 parametri in tabella, fissando solamente il valore del parametro b della funzione simmetrica di Lund che risulta fortemente correlato con a (si preferisce pertanto bloccarne uno e lasciare che l'incertezza si rifletta completamente sull'altro).

L'insieme di osservabili sperimentali utilizzate come vincolo nel *fit* è quello corrispondente al miglior risultato ottenuto in [31]; per quanto riguarda le variabili di evento si tratta della molteplicità carica, il *thrust*, il maggiore, il minore, la rapidità ed i momenti trasversi p_t^{in} e p_t^{out} ed il tasso differenziale di eventi a 2 e 3 getti secondo l'algoritmo di Durham $D_{2,3}$ (per una definizione esatta di tutte le osservabili si veda [31]). Sono stati inoltre utilizzati gli spettri misurati di particelle riportati nella tabella 5.13.

Sono stati così generati 71 insiemi di 250000 eventi ciascuno corrispondenti ad altrettante combinazioni casuali dei parametri; la scelta della statistica generata per ciascun punto corrisponde alla necessità di avere un errore statistico complessivo piccolo in rapporto all'incertezza sperimentale sulla determinazione delle osservabili. La simulazione completa è stata utilizzata per calcolare le correzioni dovute agli effetti del rivelatore, principalmente quelli di rivelazione dei $\mathrm{K}^\pm$.

Le incertezze determinate con questo metodo sulle $\epsilon_{d,u,s}$ e $c_{d,u,s}$ sono riportate nella tabella 5.14.

Gli errori sistematici così calcolati sono stati quindi propagati alla misura dell'asimmetria (5.43).

La tabella 5.15 riporta il sommario completo di tutti i contributi. Il valore globale calcolato è 0.0052.

ρ°	DELPHI [138]
ω	L3 [139]
f_0, f_2	DELPHI [138]
K^0	ALEPH [140], OPAL [141]
$K^\pm$	ALEPH [142], DELPHI [143], OPAL [144]
K^{*0}	OPAL [144]
$K^{*\pm}$	ALEPH [145], DELPHI [138], OPAL [146]
Φ	OPAL [144]
Λ^0	ALEPH [140], DELPHI [147]
p	ALEPH [142], DELPHI [143]
$\Sigma^\pm(1385)$	DELPHI [147], OPAL [146]

Tabella 5.13: Spettri sperimentali utilizzati per il calcolo dell'errore sistematico dovuto all'incertezza sui parametri di JETSET.

Coefficiente	errore
ϵ_d	0.00031
ϵ_u	0.00066
ϵ_s	0.00055
c_d	0.01222
c_u	0.00598
c_s	0.00224

Tabella 5.14: Contributi all'errore sistematico sull'efficienza di selezione degli eventi e sull'identificazione della carica del quark provenienti da sapori leggeri dovuti all'incertezza sui parametri di JETSET.

5.7 Conclusioni

È stata effettuata una nuova misura dell'asimmetria avanti-indietro del quark s utilizzando 1355000 eventi adronici raccolti dall'esperimento DELPHI nel 1994. Il risultato della nuova misura:

$$A_s^0 \;=\; 0.089 \pm 0.021\,(\text{stat.}) \pm 0.005\,(\text{sist.}) \tag{5.73}$$

corrispondente a:

$$\sin^2 \theta_{W\,lept}^{\;eff} \;=\; 0.234 \pm 0.004\,(\text{stat.}) \pm 0.001\,(\text{sist.}) \tag{5.74}$$

è, entro una deviazione standard, in accordo con le predizioni del Modello Standard $A_s^0(MS) = 0.1009$. È anche in accordo con il valore medio misurato per l'asimmetria avanti-indietro del quark b : $A_b^0 = 0.979 \pm 0.0023$ e con il valor medio di $\sin^2 \theta_{W\,lept}^{\;eff} = 0.23165 \pm 0.00024$ [10]. Risulta essere pure in accordo con la misura precedente effettuata dalla collaborazione DELPHI [51]: $A_s^{FB} = 0.135 \pm 0.035\,(\text{stat.}) \pm 0.013\,(\text{sist.})$ corrispondente a: $\sin^2 \theta_{W\,lept}^{\;eff} = 0.227 \pm 0.006\,(\text{stat.}) \pm 0.002\,(\text{sist.})$.

Si sottolinea tuttavia che la misura effettuata in questo lavoro presenta notevoli elementi di novità rispetto alla misura precedente, tanto dal punto di vista di una

Sistematica	δA_s^0 ($\times 10^{-4}$)
Fit dell'asimmetria sperimentale	18.8
Statistica della simulazione	7.1
Risoluzione in momento	8.0
Risoluzione nei parametri di impatto	33.0
A_c^0 e A_b^0	21.5
$f(\mathrm{D}^{\pm})$	1.3
$f(\mathrm{D_s})$	2.6
$f(c_{bar})$	2.6
Molteplicità di decadimento degli adroni c	2.5
$< x_c >$	0.8
$\mathrm{BR}(\mathrm{D} \to \mathrm{K_S^0X})$	2.3
Vite medie dei mesoni D	0.1
$\mathrm{BR}(\mathrm{D^0} \to \mathrm{K^-X})$	5.8
$\mathrm{BR}(\mathrm{D^0} \to \mathrm{K^+X})$	3.0
$\mathrm{BR}(\mathrm{D^+} \to \mathrm{K^-X})$	1.5
$\mathrm{BR}(\mathrm{D^+} \to \mathrm{K^+X})$	4.1
$\mathrm{BR}(\mathrm{D_s} \to \mathrm{K^-X})$	2.2
$\mathrm{BR}(\mathrm{D_s} \to \mathrm{K^+X})$	18.3
Molteplicità di decadimento degli adroni b	1.7
$< x_b >$	$< 10^{-5}$
Vite medie degli adroni b	0.1
$\mathrm{BR}(\mathrm{B} \to \mathrm{K^{\pm}X})$	0.6
$\mathrm{BR}(\mathrm{B^{\pm}} - \mathrm{B^0} \to \mathrm{K^+/K^-X})$	0.6
Conversione di fotoni	0.2
$\mathrm{K_S^0}(u, d, s)$	0.2
$\Lambda(u, d, s)$	$< 10^{-5}$
$\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}$	0.4
$\mathrm{g} \to \mathrm{b\bar{b}}$	0.1
ϵ_d	5.9
ϵ_u	9.6
ϵ_s	4.5
c_d	9.1
c_u	2.8
c_s	6.8
Errore sistematico totale	52.2

Tabella 5.15: Contributi all'errore sistematico sull'asimmetria di polo del quark s.

accresciuta purezza del campione considerato in quark s quanto dal punto di vista metodologico generale.

Il fattore limitante sulla precisione raggiunta è dato ancora dall'incertezza statistica dovuta al campione sperimentale; sembra pertanto interessante la possibilità di estendere l'applicazione di questo metodo alla statistica completa raccolta da DELPHI con il Barrel RICH pienamente operativo (circa il doppio di quella utilizzata).

L'uso della regione in avanti (sfruttando le potenzialità del Forward RICH) risulta sicuramente interessante in questa prospettiva; l'applicazione del metodo qui presentato in questa regione risulta però vincolata dalla possibilità di estendere l'utilizzo della antiselezione degli eventi $Z \to b\bar{b}$ per eventi con asse dell'evento a piccoli angoli polari.

Bibliografia

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, "*Elementary particle theory*", Almquist and Wiksell, Stockholm (1968).

[2] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214;
G. Zweig, CERN-TH 401, 412 (1964) (non pubblicato).

[3] J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Phys. Rev. **185** (1969) 1975;
R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[4] "*Z physics at LEP1*", ed. G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi, CERN 89-90, Vol. 1 (1989).

[5] A. Sirlin, Phys. Rev. **D22** (1980) 971.

[6] CDF Coll., "*Measurement of the Top Quark Mass at CDF*",
contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA-08-018**;
D0 Coll., "*Measurement of the top mass from events with two isolated leptons produced in $p\bar{p}$ collisions at D0*",
contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA-05-027**;
D0 Coll., "*Measurement of the top mass from events with single isolated leptons produced in $p\bar{p}$ collisions at D0*",
contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA-05-028**.

[7] "*Reports of the working group on precision calculations for the Z resonance*", ed. D. Bardin, W. Hollik, G. Passarino, CERN 95-03 (1995).

[8] A. Djouadi, J.H. Kühn, P.M. Zerwas, Z. Phys. **C46** (1990) 411.

[9] D. Bardin et al., Z. Phys. **C44** (1989) 493;
D. Bardin et al., Comp. Phys. Comm. **59** (1990) 303;
D. Bardin et al., Nucl. Phys. **B351** (1991) 1;
D. Bardin et al., Phys. Lett. **B255** (1991) 290;
D. Bardin et al., CERN-TH 6443/92 (1992).

[10] "*A Combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*",
LEPEWWG/96-02, ALEPH 96-107 PHYSIC 96-98, DELPHI 96-121 PHYS 631, L3 Note 1975, OPAL Technical Note TN 399, SLD Physics Note 52 (1996).

[11] O.M. Fedorenko, T. Riemann, Acta Phys. Polon. **B18** (1987) 761;
D. Bardin, M.S. Bilenky, O. M. Fedorenko, T. Riemann,
Dubna Preprint JINR-E2-88-324 (1988);
D. Bardin et al., CERN-TH 5411/89 (1989).

[12] A. Djouadi, B. Lampe, P.M. Zerwas, Z. Phys. **C67** (1995) 123.

[13] G. Altarelli, B. Lampe, Nucl. Phys. **B391** (1993) 3.

[14] D. Schaile, Fortschr. Phys. **42** (1994) 429.

[15] "*Z physics at LEP1*", ed. G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi, CERN 89-90, Vol. 3 (1989).

[16] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[17] G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 1;
Nucl. Phys. **B310** (1988) 461;
Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465.

[18] G. Gustafson, Phys. Lett. **B175** (1986) 453;
G. Gustafson, U. Petterson, Nucl. Phys. **B306** (1988) 746;
L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

[19] R. K Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1226;
Nucl. Phys. **B178** (1981) 421.

[20] Z. Kunszt, Phys. Lett. **B99** (1981) 429;
Phys. Lett. **B107** (1981) 123.

[21] A. Ali, Phys. Lett. **B110** (1982) 67.

[22] K. Fabricius, G. Kramer, G. Schierholz, I. Schmitt, Phys. Lett. **B97** (1980) 431;
Z. Phys. **C11** (1982) 315.

[23] F. Gutbrod, G. Kramer, G. Schierholz, Z. Phys. **C21** (1984) 235.

[24] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[25] Y.I. Azimov, Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan, Phys. Lett. **B165** (1985) 147.

[26] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rev. **97** (1983) 31.

[27] X. Artru, Phys. Rev. **97** (1983) 147.

[28] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[29] M.G. Bowler, Z. Phys. **C11** (1981) 169.

[30] D.A. Morris, Nucl. Phys. **B313** (1989) 634.

[31] P. Abreu et al., DELPHI Coll., CERN-PPE/96-120 (1996), submitted to Z. Phys. C.

[32] B. Andersson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Physica Scripta **32** (1985) 574.

[33] S. Wolfram, in "*Rencontre de Moriond, 15th, Les Arcs, France, Mars 9-21 1980, Proceedings*", ed. J. Tran Thanh Van, Editions Frontieres (1980) Vol. 1, 549; G.C. Fox, S. Wolfram, Nucl. Phys. **B168** (1980) 285.

[34] D. Amati, G. Veneziano, Phys. Lett. **383** (1979) 87.

[35] "*DELSIM User Manual*", DELPHI 87-96/PROG 99 (1989); "*DELSIM Reference Manual*", DELPHI 87-98/PROG 100 (1989).

[36] R.K. Bock, H. Grote, D. Notz, M. Regler, "*Data Analysis Techniques for HEP Experiments*", Cambridge University Press (1990).

[37] P. Mazzanti, R. Odorico, Univ. Bologna Preprint DFUB 92-13 (1992) e referenze ivi citate.

[38] R.O. Duda, P.E. Hart, "*Pattern Classification and Scene Analysis*", John Wiley & Sons (1973).

[39] A. De Angelis, in "*Multiparticle Dynamics 1994: Proceedings*", ed. A. Giovannini, S. Lupia, R. Ugoccioni, World Scientific (1995) 359.

[40] B. Denby, FERMILAB-PUB-92-215-E (1992).

[41] C. Bortolotto, A. De Angelis, N. De Groot, J. Seixas, Int. J. Mod. Phys. **C3** (1992) 733.

[42] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Phys. Lett. **B295** (1992) 383.

[43] D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Phys. Lett. **B313** (1993) 549.

[44] O. Adriani et al., L3 Coll., Phys. Lett. **B307** (1993) 237.

[45] C. Bortolotto et. al, UDINE-91-04-AA, Aug 1991. Presented at Workshop on Neural Networks: From Biology to High Energy Physics, Elba, Italy, Jun 5-14, 1991.

[46] A. De Angelis, G. Cosmo, F. Cossutti, Int. J. Mod. Phys. C, Vol. 6, No 4, (1995) 585.

[47] ALEPH Coll., "*A measurement of R_{uds}*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA10-017**.

[48] K. Abe et al., SLD Coll., SLAC-PUB-7172 (1996) to appear in Phys. Lett. **B**.

[49] OPAL Coll., "*A comparison of b and uds quark jets to gluon jets*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA02-013**.

[50] OPAL Coll., "*Test of QCD analytic predictions for the mean multiplicity difference between gluon and quark jets*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA02-014**.

[51] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Z. Phys. **C67** (1995) 1.

[52] OPAL Coll., "*Measurement of the Branching Fractions of the* Z^0 *into Light Quarks and their Forward-Backward Asymmetries*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA07-020**.

[53] SLD Coll., "*Strange Particle Production and s-quark Asymmetry*", SLAC-PUB-7281 (1996), contributo a DPF, Minneapolis, August 1996.

[54] R. Akers et al., OPAL Coll., Z. Phys. **C60** (1993) 397.

[55] R. Akers et al., OPAL Coll., Phys. Lett. **B353** (1995) 595.

[56] M.H. Seymour, LUTP 94-7 (1994).

[57] DELPHI Coll., "*Summary of* R_c *measurements in DELPHI,*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA01-060**.

[58] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Z. Phys. **C66** (1995) 341;
D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Phys. Lett. **B352** (1995) 479;
G. Alexander et al., OPAL Coll., CERN-PPE/96-101, (1996), submitted to Z. Phys. C.

[59] D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Z. Phys. **C62** (1994) 179;
ALEPH Coll., "*Measurement of the b forward-backward asymmetries and of the* $\bar{\chi}$ *mixing parameter using high-*p_t *leptons*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA10-002**, CERN-PPE/96-072;
ALEPH Coll.., "*Measurement of the semileptonic b branching ratios from inclusive leptons in Z decays*", contributo a EPS-HEP-95 Brussels, **eps0404**.

[60] ALEPH Coll., "*Measurement of the partial decay width of the Z into* $c\bar{c}$ *quarks* ", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA10-016**.

[61] P.Abreu et al., DELPHI Coll., Z. Phys. **C66** (1995) 323.

[62] P.Abreu et al., DELPHI Coll., Z. Phys **C65** (1995) 569;
P.Abreu et al., DELPHI Coll., Z. Phys **C66** (1995) 341;
DELPHI Coll., "*Measurement of the Forward-Backward Asymmetries of* $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\overline{b}$ *and* $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow c\overline{c}$ ", contributo a EPS-HEP-95 Brussels, **eps0571**.

[63] O. Adriani et al., L3 Coll., Phys. Lett. **B292** (1992) 454;
M. Acciarri et al., L3 Coll., Phys. Lett. **B335** (1994) 542;
L3 Coll., "*Measurement of* R_{b} *and* $BR(\mathrm{b} \rightarrow \ell X)$ *from b-quark semileptonic decays*", L3 Note 1449, July 16 1993;
L3 Coll., "*L3 Results on* $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{b\bar{b}}}$, $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{c\bar{c}}}$ *and* χ *for the Glasgow Conference*", L3 Note 1624;

L3 Coll., "*L3 Results on* $R_{\rm b}$ *and* BR$(\rm b \to \ell)$ *for the Glasgow Conference*", L3 Note 1625.

[64] OPAL Coll., R. Akers et al., Phys. Lett. **C60** (1993) 199;
OPAL Coll., R. Akers et al., "*Updated Measurement of the Heavy Quark Forward-Backward Asymmetries and Average B Mixing Using Leptons in Multihadronic Events*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA05-007**.

[65] K. Mönig, "*Combination of LEP/SLD Heavy Flavour Results*", presentazione a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, DELPHI 96-138 PHYS 638.

[66] R.M. Barnett et al., Phys. Rev. **D54** (1996) 1.

[67] ALEPH Coll., "*Measurement of Rb using a Lifetime-Mass Tag*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA10-014**;
ALEPH Coll., "*A Measurement of Rb using Mutually Exclusive Tags*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA10-015**.

[68] DELPHI Coll., P.Abreu et al., Z. Phys. **C70** (1996) 531.
DELPHI Coll., "*Measurement of the partial decay width* $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ *with the DELPHI detector at LEP* ", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA10-061**.

[69] L3 Coll., "*Measurement of the Z Branching Fraction into Bottom Quarks Using Lifetime Tags*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA05-049**.

[70] OPAL Coll., Z. Phys. **C65** (1995) 17-30;
"*An Update of the Measurement of* $\Gamma_{\rm b\bar{b}}/\Gamma_{\rm had}$ *using a Double Tagging Method*", contributo a EPS-HEP-95 Brussels, **eps0278**.

[71] SLD Coll., "*Measurement of* R_b *at SLD*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA10-023**.

[72] D. Brown, M. Frank, "*Tagging B Hadrons Using Track Impact Parameters*", ALEPH 92-135 (1992).

[73] P. Kesten et al., HRS Coll., Phys. Lett. **161B** (1985) 412.

[74] M. Sakuda et al., DELCO Coll., Phys. Lett. **152B** (1985) 399.

[75] B.A. Schummet et al., Mark II Coll., Phys. Rev. **D46** (1992) 453;
B.A. Schumm, Y.L¿ Dokshitzer, V.A. Khoze, D.S. Kodke, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3025.

[76] K. Abe et al., SLD Coll., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 3145.

[77] R. Akers et al., OPAL Coll., Z. Phys. **C61** (1994) 209.

[78] R. Akers et al., OPAL Coll., Phys. Lett. **B352** (1995) 176.

[79] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Phys. Lett. **B347** (1995) 447.

[80] P. Pagès, "*Etude de la production inclusive de mesons ϕ^0 et mesure du rapport d'embranchement du boson* Z^0 *en paires du quarks etranges aupres de l'experience DELPHI au LEP*", Tesi di dottorato presentata all'Universitè Louis Pasteur, Strasbourg (1996).

[81] U. Lundin, Uppsala University TSL/ISV-95-0118, (1995).

[82] J. Letts, P. Mättig, CERN-OPEN-96-012, DFUB 18/96, (1996) submitted to Z. Phys. **C** .

[83] P. Aarnio et al (DELPHI Coll.), Nucl. Instr. and Meth. **A303**, (1991) 233.

[84] V. Bocci et al., Nucl. Instr. and Meth. **A362** (1995) 361.
V. Bocci et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995) 837.

[85] Ph. Charpentier et al., "*The DELPHI Fastbus Data Acquisition System*", Proc. Int. Conf. on Computing in High Energy Physics 1991 (CHEP91, Tsukuba, Japan), Y. Watase and F. Abe eds., Universal Academy Press, Tokio 1991, p. 643; (DELPHI 91-92/DAS 112);
M. Jonker et al., "*Architecture and Performance of the DELPHI Data Acquisition and Control System*", Proc. Int. Conf. on Computing in High Energy Physics 1991 (CHEP91, Tsukuba, Japan), Y. Watase and F. Abe eds., Universal Academy Press, Tokio 1991, p. 619 (DELPHI 91-93/DAS 113);
M. Jonker et al., "*DELPHI Experiment Control System*", Proc. Artificial Intelligence and Expert Systems in High Energy and Nuclear Physics (L'Agelonde, France), D. Perret-Gallix ed., World Scientific 1992, p. 543; (DELPHI 92-98/DAS 127);
C. Gaspar, "*DELPHI Experiment Control Integration*", Proc. Artificial Intelligence and Expert Systems in High Energy and Nuclear Physics (L'Agelonde, France), D. Perret-Gallix ed., World Scientific 1992, p. 553; (DELPHI 92-99/DAS 128).

[86] "*DELANA User's Guide*", DELPHI 89-44/PROG 137 (1989).

[87] P. Abreu et al (DELPHI Coll.), Nucl. Instr. and Meth. **A378**, (1996) 57.

[88] V. Chabaud et al., Nucl. Instr. and Meth. **A292** (1990) 75;
Z. H. Dijkstra et al., Nucl. Instr. and Meth. **A289** (1990) 400.

[89] N. Bingefors et al, Nucl. Instr. and Meth. **A328** (1993) 447.

[90] V. Chabaud et al, Nucl. Instr. and Meth. **A368** (1996) 314.

[91] F. Hartjes et al, Nucl. Instr. and Meth. **A256** (1987) 55.

[92] C. Brand et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-36** (1989) 122;
C. Brand et al, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 567.

[93] A. Amery et al., Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 502.

[94] P.A. Cherenkov, Phys. Rev. **52** (1937) 378.

[95] I. Frank, Tamm, Dokl. Akad. Nauk SSSR **14** (1937) 107.

[96] E.G. Anassontzis et al., Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 351.

[97] J. Seguinot, T. Ypsilantis, Nucl. Instr. and Meth. **142** (1977) 377.

[98] M. Berggren et al., Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984) 477;
A. Cattai et al., Nucl. Instr. and Meth. **A235** (1985) 310;
V. Gracco et. al., Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 572;
F.L. Navarria et al., Nucl. Instr. and Meth. **A257** (1987) 499;
H.G. Fischer, Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 218;
A. Algeri et al., "*Performance of the HPC Calorimeter in DELPHI*", CERN-PPE/95-04 (1995).

[99] P. Checchia et al., Nucl. Instr. and Meth. **A248** (1986) 317;
G. Barrichello et al., Nucl. Instr. and Meth. **A254** (1987) 111;
P. Checchia et al., Nucl. Instr. and Meth. **A275** (1989) 49.

[100] M. Ellila, Acta Polytechnica Scandinavica, Appl. Phys. Ser. **159** (1988);
N. A. Filatova, Nucl. Instr. and Meth. **A243** (1986) 91;
G. D. Alekseev et al., Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 652.

[101] G.R. Wilkinson, P. Collins, "*MUCFIX - Refining the Muon Chamber Information on the DST*", DELPHI 93-13/PHYS 262 (1993);
H. De Boeck, G.R. Wilkinson, "*MUFLAG: A framework for Muon Identification*", DELPHI 93-14/PHYS 263 (1993);
F. Stichelbaut, G.R. Wilkinson, "*Performance of muon identification in DELPHI for the 93 and 94 data*", DELPHI 95-140/PHYS 565 (1995).

[102] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Phys. Lett. **B240** (1990) 271.

[103] A. De Angelis, "*Light Quark Hadrons in Hadronic Z Decays*", CERN-PPE/95-135, to be published in the Proceedings of the EPS-HEP Conference, Brussels 1995.

[104] G. Borisov, "*Lifetime Tag of events* $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ *with the DELPHI detector. AABTAG program*", DELPHI 94-125 PROG 208 (1994).

[105] W. Bartel et al., JADE Coll., Z. Phys. **C33** (1986) 23;
S. Bethke, Habilitation thesis, LBL 50-208 (1987).

[106] S. Brandt, C. Peyrou, R. Sosnowski, A. Wroblewski, Phys. Lett. **1**2 (1964) 57;
E. Fahri, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1587.

[107] G. Borisov, C. Mariotti, Nucl. Instr. and Meth. **A372** (1996) 181.

[108] T. Ypsilantis, Physica Scripta **23** (1981) 371.

[109] T. Ypsilantis, J. Seguinot, Nucl. Instr. and Meth. **A343** (1994) 30.

[110] D. Bloch, M. Dracos, S. Tzamarias, Nucl. Instr. and Meth. **A371** (1995) 236.

[111] P. Baillon, Nucl. Instr. and Meth. **A238** (1985) 341.

[112] M. Dracos, "*A particle identification method for Ring Imaging Cherenkov Detectors*", CRN 95-21 (1995).

[113] M. Battaglia, P.M. Kluit, "*Particle Identification using the RICH detectors based on the RIBMEAN package*", DELPHI 96-133 RICH 90 (1996).

[114] E. Schyns, "*NEWTAG - $\pi, \mathrm{K}, \mathrm{p}$ Tagging for DELPHI RICHes*", DELPHI 96-103 RICH 89 (1996).

[115] DELPHI Coll., "*Measurement of the strange quark forward- backward asymmetry at the Z^0 peak using fast charged kaons*",
contributo a EPS-HEP-95 Brussels, DELPHI 95-151 PHYS 573.

[116] W. Adam et al., Nucl. Instr. and Meth. **A338** (1994) 284.

[117] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Nucl. Phys. **B444** (1995) 3.

[118] D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Z. Phys. **C66** (1995) 355.

[119] R.Akers et al., OPAL Coll., Z. Phys. **C63** (1994) 181.

[120] DELPHI Coll., "*Production of $\pi^{\pm}, \mathrm{K}^{\pm}$ and p in hadronic Z decays, uds- and b-quark events*", contributo a ICHEP96, Warsaw, 25-31 July 1996, **PA01-037**.

[121] E. Schyns, "*Particle Identification with the DELPHI Barrel Ring Imaging Cherenkov Counter - Measurement of $\pi^{\pm}$, $\mathrm{K}^{\pm}$ and $\mathrm{p}^{\pm}$ production in $Z \to q\bar{q}$, $Z \to b\bar{b}$, $Z \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$*", Tesi di dottorato in preparazione, Bergische Universität, Wuppertal.

[122] M. Elsing, "*Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für Charm- und Bottom-Quarks bei Energien nahe der Z-Resonanz*", Tesi di dottorato presentata alla Bergische Universität, Wuppertal (1996).

[123] H. Fesefeldt, "*The Simulation of Hadron Showers*", RWTH Aachen Report PITHA 85/02 (1985).

[124] P.V. Ramana Murthy et al., Nucl. Phys. **B92** (1975) 269.

[125] R.M. Barnett et al., Phys. Rev. **D50** (1994) 1.

[126] The LEP Coll.s ALEPH, DELPHI, LE, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, CERN-PPE 95-172 (1995).

[127] "*Presentation of LEP Electroweak Heavy Flavour Results for Summer 1996 Conferences*",
LEPHF/96-01, ALEPH 96-099, DELPHI 96-67 PHYS 627,
L3 Note 1969, OPAL Technical Note TN 391 (1996).

[128] The LEP Experiments: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 101.

[129] G. Alexander et al., OPAL Coll., CERN PPE/96-051 (1996),
submitted to Zeit. Phys.;
D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Z. Phys. **C69** (1996) 585.

[130] M. Artuso et al., CLEO Coll., "*Measurement of the branching fraction for $PsDp \to \phi\pi^+$*", CLNS 95/1387, CLEO 95-23 (1995).

[131] D. Coffman et al., MARK III Coll., Phys. Lett. **B263** (1991) 135.

[132] D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Phys. Lett. **B357** (1995) 699;
D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Z. Phys. **C62** (1994) 179.

[133] P. Abreu et al., DELPHI Coll., CERN-PPE/95-08 (1995).

[134] G. Alexander et al., OPAL Coll., Phys. Lett. **B364** (1995) 93;
R. Akers et al., OPAL Coll., Z. Phys. **C60** (1993) 199.

[135] U. Flagmeyer, "*Eine genaue Bestimmung der Ladungsseparation: Systematische Untersuchung des Einflusses von Fragmentationseffekten und ihre Beschreibung durch Monte Carlo Modelle*", Tesi di laurea presentata alla Bergische Universität, Wuppertal (1995).

[136] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, "*Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*", Cambridge University Press (1989);
NAG library MK16, NAG Ltd., Oxford, GB.

[137] F. James, M. Goossens, "*MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*", Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup D506 (1992).

[138] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Z. Phys. **C65** (1995) 587.

[139] Y.J. Pei, L3 Coll., "*Studies of meson production in Z decays*", CERN Seminar, September 6 1994 (non pubblicato).

[140] D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Z. Phys. **C64** (1994) 361.

[141] R. Akers et al., OPAL Coll., Z. Phys. **C67** (1995) 389.

[142] D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Z. Phys. **C66** (1995) 355.

[143] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Nucl. Phys. **B444** (1995) 3.

[144] R. Akers et al., OPAL Coll., Z. Phys. **C63** (1994) 181.

[145] D. Buskulic et al., ALEPH Coll., Z. Phys. **C69** (1996) 379;
Holger Hepp, Diplomarbeit, HD-IHEP 93-04, Heidelberg (1993).

[146] R. Akers et al., OPAL Coll., Z. Phys. **C68** (1995) 1.

[147] P. Abreu et al., DELPHI Coll., Z. Phys. **C67** (1995) 543.