

Dipartimento interateneo di fisica

Dottorato di ricerca, IX ciclo

Misura del rapporto
 $r_{\text{charm}} = \alpha_s^{\text{charm}} / \alpha_s^{\text{udsb}}$
nei decadimenti adronici della Z^0

Candidato
Gelao Gennaro

INTRODUZIONE

In questo lavoro di tesi ho misurato il rapporto tra la costante d'accoppiamento della forza forte α_s per i quark charm prodotti dai decadimenti della Z^0 , e quella della miscela dei rimanenti quark, up, down, strange e beauty.

La QCD, la teoria che descrive le interazioni forti, richiede per costruzione, ovvero come ipotesi di partenza, che l'accoppiamento sia indipendente dal sapore del quark. Risulta pertanto interessante controllare la indipendenza dell'accoppiamento dal sapore, essendo questo un punto basilare della QCD.

La misura è stata effettuata in base alla dipendenza da α_s delle distribuzioni delle seguenti variabili di forma : C-par, Thrust, Y_3^{Jade} , $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$. I dati che ho usato sono stati quelli raccolti nei decadimenti adronici delle Z^0 dall'esperimento ALEPH, eventi prodotti dalle interazioni e^+e^- accelerati dal LEP, il piú grande acceleratore del CERN.

Nonostante le difficoltà matematiche da affrontare nella teoria, i progressi fatti nell'estrarre previsioni dalla QCD hanno permesso una buona verifica di tale teoria, rendendo la QCD praticamente senza alternative per la descrizione della forza forte. Le difficoltà sono rimaste negli aspetti non perturbativi della teoria, come l'adronizzazione, ma per questo ultimo caso sono stati sviluppati diversi modelli che permettono di riprodurre gli effetti della adronizzazione in maniera alquanto soddisfacente.

Una discrepanza tra i dati e la teoria nell'indipendenza della costante d'accoppiamento potrebbe essere sia segnale di altre interazioni che potrebbero intervenire a modificare l'accoppiamento tra i quark e i gluoni, sia, se si accetta che la QCD sia corretta, potrebbe essere segnale di problemi per i modelli di adronizzazione.

In passato si sono misurati i rapporti della costante α_s per varie combinazioni di miscele di quark, ottenendo risultati compatibili con le previsioni della QCD perturbativa. Per il quark charm i risultati sin'ora prodotti sono riassunti nella tabella [.1], anche il mio risultato :

$$\begin{aligned} r_{\text{charm}}(M_{Z^0}) &\equiv \frac{\alpha_s^{\text{charm}}(M_{Z^0})}{\alpha_s^{\text{udsb}}(M_{Z^0})} = \\ &= 0.936 \pm 0.037_{\text{statistico}} \pm 0.065_{\text{sistematico}} = \\ &= 0.936 \pm 0.075_{\text{totale}} \end{aligned}$$

è compatibile, entro gli errori, con la previsione della QCD perturbativa. La misura è stata ottenuta assumendo che le costanti di accoppiamento per gli altri quark fossero

grandezza misurata	energia del centro di massa	valore	errore statistico	errore sistematico	fonte
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udsb}}$	M_{Z^0}	0.936 ± 0.037	± 0.065		questa tesi
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udsb}}$	M_{Z^0}	1.012 ± 0.104	± 0.140		[SLD 94]
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udsb}}$	M_{Z^0}	0.912 ± 0.067	± 0.061		[Opal 93]
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udscb}}$	$28 \dots 46.8\text{GeV}$	0.91 ± 0.38	± 0.15		[Tasso 89]
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udscb}}$	34.4GeV	1.00 ± 0.20	± 0.20		[Tasso 84]
$\alpha_S^{\text{uds}}/\alpha_S^{\text{cb}}$	M_{Z^0}	0.971 ± 0.009	± 0.021		[Aleph 95c]

Tabella [.1] : Risultati disponibili in letteratura circa α_S^{charm} e α_S^{cb} .

eguali tra di loro, assunzione suffragata dalle misure sugli altri sapori effettuate in passato da ALEPH e dagli altri esperimenti.

Ho ottenuto la misura dal confronto tra la teoria e i dati di ALEPH delle distribuzioni delle variabili di forma C-par, Thrust, Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$, analizzando e confrontando eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e eventi adronici. Per consentire il confronto ho corretto le previsioni teoriche, valide per i partoni, per gli effetti di diversi fenomeni, come la adronizzazione, l'interazione coll'apparato e la selezione del campione.

Il primo capitolo della tesi ha il compito di presentare il metodo di misura, spiegando di quali formule teoriche, di quali dati, di quali simulazioni si abbisogna per arrivare alla misura. I capitoli successivi mostrano come tali cose siano state ottenute, infine nel capitolo 7 viene presentata la misura. Quindi seguono le conclusioni, bibliografia, indice e ringraziamenti.

La struttura dettagliata dei capitoli è la seguente :

lista delle convenzioni, dei simboli usati e del lessico tecnico utilizzato in questa tesi,

capitolo 1 : esposizione del metodo usato per la misura,

capitolo 2 : introduzione teorica, descrizione delle variabili di forma, descrizione delle previsioni teoriche usate nel lavoro,

capitolo 3 : metodi di simulazione MonteCarlo per la generazione dei decadimenti delle Z^0 ,

capitolo 4 : descrizione dell'apparato sperimentale, simulazione MonteCarlo dell'interazione delle particelle coll'apparato,

capitolo 5 : ricostruzione degli eventi: la tracciatura, l'identificazione della particelle, la calorimetria e l'*Energy-Flow*,

capitolo 6 : selezione degli eventi adronici, selezione degli eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ attraverso la ricerca delle $D^{*\pm}$,

capitolo 7 : metodo usato per la misura, distribuzioni sperimentali delle variabili di forma, sia per gli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, che per gli eventi $Z^0 \rightarrow XD^{*\pm}$, distribuzioni teoriche e correzioni applicate, misura di r_{charm} dal confronto dei dati sperimentali colla teoria, stima degli errori sistematici, combinazione delle quattro misure in un'unica misura,

capitolo 8 : conclusione, e confronto con le misure precedenti,

appendice A : proprietà dei vettori e delle matrici di correzione

bibliografia,

indice,

ringraziamenti,

κολοφων : commenti e spiegazioni della veste grafica del testo.

LE CONVENZIONI SCIENTIFICHE, SIMBOLI E LESSICO TECNICO

In questo capitolo introduco i simboli e la nomenclatura usata in questa tesi. Sebbene la nomenclatura usata sia alquanto comune, il lettore è invitato a leggere questo capitolo data la presenza di alcuni simboli e espressioni particolari.

Per quanto riguarda la notazione scientifica, in generale ho usato le unità naturali,

$$\begin{aligned}\hbar &= 1 \\ c &= 1\end{aligned}$$

e quindi misuro l'impulso egualmente in GeV e in GeV/ c .

Ho usato la convenzione di sommatoria sugli indici ripetuti, sia latini che greci. Gli indici greci sono indici delle rappresentazioni del gruppo di Lorentz, quelli latini sono usati per le rappresentazioni dei gruppi di gauge. Gli indici relativi ai gruppi di gauge sono posti indifferentemente in alto o in basso senza alcun significato specifico.

La metrica usata è $(+, -, -, -)$, mentre la convenzione per le definizioni delle quadri-coordinate e dei quadri-impulsi è :

$$\begin{aligned}x^\mu &= (t, \vec{\mathbf{r}}) \\ p^\mu &= (E, \vec{\mathbf{p}})\end{aligned}$$

Tranne quando esplicitamente indicato, per α_s si intende la costante di accoppiamento calcolata alla scala di rinormalizzazione eguale alla massa della Z^0 .

I seguenti simboli individuano la costante di accoppiamento forte per i diversi sapori di quark,

α_s	costante di accoppiamento forte
α_s^{charm}	costante di accoppiamento forte per il charm
α_s^{beauty}	costante di accoppiamento forte per il beauty
α_s^{udsb}	costante di accoppiamento forte per up, down, strange e beauty

Si noti che nel testo uso la seguente identità $\alpha_s^{\text{beauty}} \equiv \alpha_s^{\text{udsb}}$.

La grandezza misurata in questo lavoro è il rapporto tra la costante di accoppiamento per il charm α_S^{charm} , e quella media dei quark rimanenti α_S^{udsb} , e viene individuato dal simbolo r_{charm} :

$$r_{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2) = \frac{\alpha_S^{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}{\alpha_S^{\text{udsb}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}$$

il simbolo μ_{QCD} individua il valore dell'energia della scala di rinormalizzazione della QCD. Si faccia attenzione a non confondere il simbolo r_{charm} con quello, alquanto simile, usato di solito per individuare $r_{c\bar{c}}/r_{q\bar{q}}$, e col simbolo $R(X_i)$ usato in questa tesi per identificare il rapporto delle distribuzioni, si veda paragrafo I.1 .

I valori delle costanti usate in questo lavoro sono riportati nella tabella [VII.5] a pagina 95, mentre qui di seguito viene spiegato il significato dei simboli.

In questo lavoro ho selezionato delle $D^{*\pm}$ (2010), tuttavia al posto di questo simbolo uso quasi sempre il piú semplice $D^{*\pm}$, a volte anche D^* , sottointendendo la carica della particella per non appesantire ulteriormente la simbologia, specialmente quando compare a base di un altro indice.

I seguenti simboli, della forma f_k^y , rappresentano le frazioni delle componenti degli eventi di sapore k all'interno dei campioni di eventi che hanno superato la selezione adronica ($y=QQ$, paragrafo VI.1) o la selezione degli eventi contenenti una $D^{*\pm}$ ($y=D^{*\pm}$, paragrafo VI.2) :

$f_{\text{charm}}^{D^{*\pm}}$	frazione di eventi charm nella selezione $Z^0 \longrightarrow XD^{*\pm}$
$f_{\text{beauty}}^{D^{*\pm}}$	frazione di eventi beauty nella selezione $Z^0 \longrightarrow XD^{*\pm}$
$f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}}$	frazione di eventi di fondo nella selezione $Z^0 \longrightarrow XD^{*\pm}$, si veda il paragrafo VII.2
$\tilde{f}_{\text{charm}}^{D^{*\pm}}$	frazione di eventi charm nella selezione $Z^0 \longrightarrow XD^{*\pm}$ escluso il fondo, equazione (I.5)
$\tilde{f}_{\text{beauty}}^{D^{*\pm}}$	frazione di eventi beauty nella selezione $Z^0 \longrightarrow XD^{*\pm}$ escluso il fondo, equazione (I.6)
$f_{\text{charm}}^{q\bar{q}}$	frazione di eventi charm nella selezione $Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$
$f_{\text{udsb}}^{q\bar{q}}$	frazione di eventi udsb nella selezione $Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$

mentre il simbolo

$$f_{\text{beauty}}^{\text{udsb}}$$

individua la frazione di eventi beauty nell' sottoinsieme degli eventi udsb del campione di eventi della selezione $Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$, si veda la definizione equazione (VII.8).

Col simbolo

\mathcal{F}

indico le distribuzioni sperimentali delle variabili di forma, mentre col simbolo

F

indico le distribuzioni teoriche. Con i simboli

$$\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}(X_i)$$

e

$$R^{\text{teorico}}(X_i)$$

indico rispettivamente i rapporti (rispettivamente sperimentali, equazione (I.3), teorici, e equazione (I.4)) tra le distribuzioni delle variabili di forma del campione arricchito di $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e quelle del campione di eventi adronici.

I seguenti simboli individuano i vettori e le matrici di trasformazione, (paragrafo I.1, a pagina 5 e seguenti, e paragrafo VII.3, a pagina 72):

- RIV_{jk}^{xy} matrice di correzione per gli effetti del rivelatore, per eventi del tipo $Z^0 \rightarrow y\bar{y}$ che superano la selezione x ,
- SEL_k^{xy} vettore di correzione per la selezione, per eventi del tipo $Z^0 \rightarrow y\bar{y}$ che superano la selezione x ,
- ADR_{ki}^y matrice di correzione per gli effetti dell'adronizzazione, per eventi del tipo $Z^0 \rightarrow y\bar{y}$,
- RSI_i^y vettore di correzione per la radiazione dello stato iniziale, per eventi del tipo $Z^0 \rightarrow y\bar{y}$.

Seguono i rimanenti simboli greci usati in questo lavoro :

Δm	differenza di massa tra il candidato $D^{*\pm}$ e il candidato D^0 , paragrafo VI.2
ϵ_{charm}	parametro di Peterson per la frammentazione del charm, paragrafo III.4
ϵ_{beauty}	parametro di Peterson per la frammentazione del beauty, paragrafo III.4
$?_{b\bar{b}}$	ampiezza parziale della Z^0 per il beauty
$?_{c\bar{c}}$	ampiezza parziale della Z^0 per il charm
$?_{q\bar{q}}$	ampiezza parziale adronica della Z^0
Λ_{QCD}	scala della QCD
μ_{QCD}	scala di rinormalizzazione della QCD
σ_{Born}	sezione d'urto di Born per il processo $e^-e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, paragrafo II.4
σ_{Z^0}	sezione d'urto per il processo $e^-e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, paragrafo II.4

Qui seguono i simboli in caratteri latini :

- ariadne programma per la generazione di eventi adronici
- $\text{Cov}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ covarianza di due variabili aleatorie \mathbf{x}, \mathbf{y}
- $\text{Corr}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ correlazione di due variabili aleatorie \mathbf{x}, \mathbf{y}
- C-par variabile di forma, si veda il paragrafo II.5
- c.d.m. centro di massa

ECal calorimetro elettromagnetico di ALEPH
 EVENT programma per il calcolo delle variabili di forma [Kunszt 89]
 galeph programma per la simulazione dell'apparato ALEPH.
 HCal calorimetro adronico di ALEPH
 ITC camera a fili di ALEPH
 jetset programma per la generazione di eventi adronici
 julia programma per la ricostruzione degli eventi di ALEPH, capitolo V
 LEP Large Electron Positron storage ring
 LHPD *Local Hadron Parton Duality*
 MUDET camere per muoni di ALEPH
 M_{Z^0} massa della Z^0
 $m_{D^{*0}}$ massa della D^0
 $m_{D^{*\pm}}$ massa della $D^{*\pm}$
 N_f numero dei sapori cinematicamente accessibili
 $N_C = 3$ numero dei colori (per $SU(3)$)
 RSI Radiazione dello Stato Iniziale
 Thrust variabile di forma, si veda il paragrafo II.5
 TPC camera a proiezione temporale di ALEPH
 Var(x) varianza della variabile aleatoria x
 uds eventi con decadimento Z^0 in up, down o strange
 udsb eventi con decadimento Z^0 in up, down, strange o beauty
 VDET rivelatore di vertice di ALEPH
 Y_3^{Jade} variabile di forma, si veda il paragrafo II.5
 $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$ variabile di forma, si veda il paragrafo II.5
 $X_E = 2E/E_{\text{c.d.m.}}$ energia ridotta di una particella

Qui di seguito riporto alcune formule legate al gruppo di Lie $SU(N)$, si veda [Helgason 69], [Sterman 95]. La QCD corrisponde al caso $N \equiv N_C = 3$.

Il gruppo di Lie $SU(N)$ ha come algebra di Lie $A_{N \perp 1}$, la cui dimensione è $N^2 - 1$. Indico gli $N^2 - 1$ i generatori con

$$t^a \quad \text{dove} \quad a = 1 \dots (N^2 - 1)$$

le costanti di struttura del gruppo con f^{abc}

$$[t^a, t^b] = i f^{abc} t^c$$

i generatori nella rappresentazione fondamentale (**3** per la QCD) N -dimensionale con

$$t_F^a \quad \text{dove} \quad a = 1 \dots (N^2 - 1)$$

i generatori nella rappresentazione aggiunta (**8** per la QCD) $N^2 - 1$ -dimensionale con

$$(t_A^a)_{bc} = -if^{abc} \quad \text{dove} \quad a, b, c = 1 \dots (N^2 - 1)$$

e richiedo la normalizzazione seguente per le rappresentazione fondamentale e aggiunta,

$$\text{Tr}(t_F^a t_F^b) = T_F \delta^{ab}$$

$$T_F = 1/2$$

$$\text{Tr}(t_A^a t_A^b) = T_A \delta^{ab}$$

$$T_A = N$$

L'operatore di Casimir, sulla rappresentazione fondamentale e quella aggiunta, con la somma sugli indici ripetuti, vale :

$$(t_F^a t_F^a)_{ij} = C_F \delta_{ij}$$

$$C_F = T_F \frac{N^2 - 1}{N} \quad \text{per la QCD è } 4/3$$

$$(t_A^a t_A^a)_{ru} = C_A \delta_{ru}$$

$$C_A = N \quad \text{per la QCD è } 3$$

Ho usato il termine “sapore” di un quark per indicare il “*quark flavour*”; ho usato l'espressione “sapore di un evento” per indicare il sapore del quark nel quale decade la Z^0 del dato evento. Quindi con eventi charm intendo gli eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, e con eventi beauty intendo quelli $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Il simbolo $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ indica tutti gli eventi adronici prodotti nel decadimento della Z^0 . Ho usato i simboli “uds”, “udsc”, “udsb” per indicare i campioni contenenti miscele di eventi prodotti del decadimento della Z^0 , miscele formate da tutti e soli eventi, rispettivamente, up-down-strange, up-down-strange-charm, up-down-strange-beauty. Similmente per eventi $D^{*\pm}$ intendo eventi $Z^0 \rightarrow XD^{*\pm}$.

In questa tesi ho usato due campioni di eventi, selezionati in base a due criteri di selezione.

- La prima è la **selezione adronica**, indicata anche come **selezione** $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, ed è la selezione degli eventi con decadimenti adronici delle Z^0 .
- La seconda è la **selezione** $D^{*\pm}$, indicata anche come **selezione** $Z^0 \rightarrow XD^{*\pm}$, ed è la selezione degli eventi contenenti almeno una $D^{*\pm}$ nello stato finale.

Ho usato le espressioni “osservabili” e “variabili di forma” come sinonimi, per individuare collettivamente le osservabili C-par, Thrust, Y_3^{Jade} , $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$, che verranno definite nel paragrafo II.5.

Nella tesi vengono calcolate le distribuzioni di dette variabili in diversi stadi della simulazione degli eventi tramite MonteCarlo. Per distinguere le informazioni presenti nelle diverse fasi delle simulazioni ho usato la seguente nomenclatura :

partoni : sono gli oggetti presenti nelle simulazioni dopo il decadimento della Z^0 , e prima dell'adronizzazione,

particelle : sono gli oggetti presenti nelle simulazioni dopo l'adronizzazione e prima dell'interazione col rivelatore,

tracce ricostruite : sono gli oggetti creati dalla ricostruzione fatta in base ai dati raccolti dall'apparato.

Tranne quando espressamente indicato, le purezze e le efficienze sono state normalizzate a 1 e non a 100.

L'origine del sistema di coordinate è il punto di intersezione dei fasci, l'asse positivo x punta verso il centro del LEP ma in orizzontale, l'asse positivo y è lungo la direzione del fascio di elettroni, mentre l'asse z è diretto verso l'alto in direzione ortogonale ai primi due. Viene usato anche un sistema di coordinate cilindrico z, ρ, ϕ , con la coordinata z definita come prima, e con ρ e ϕ definiti da $x = \rho \cos \phi$ e $y = \rho \sin \phi$.

Infine, negli istogrammi bidimensionali, si veda per esempio la figura [VII.14], l'area dei quadrati è proporzionale al segnale.

Per le convenzioni riguardanti le citazioni e la veste grafica di questa tesi, il lettore può trovare spiegazioni nel *κολοφων* dopo l'indice.

CAPITOLO I

IL METODO DI MISURA DI r_{charm}

In questo capitolo spiego il metodo usato per la misura del rapporto r_{charm} da un campione di eventi con $D^{*\pm}$ in base alle distribuzioni sperimentali delle variabili di forma C-par, Thrust, Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$.

È una guida necessaria per comprendere l'organizzazione della misura, infatti viene spiegato di quali formule teoriche, di quali campioni di dati, e di quali correzioni alle formule teoriche si abbisogna per la misura. I dettagli di questi aspetti del lavoro verranno presentati nei capitoli successivi ai quali rimando con delle note a piè pagina; nel presente capitolo invece vengono spiegati i legami tra le varie formule usate in questo lavoro.

Nella prima parte descrivo il metodo usato per ricavare r_{charm} , nella seconda parte fornisco maggiori dettagli circa la preparazione dei campioni sperimentali e le correzioni applicate alla teoria per renderla confrontabile con i dati.

I.1 IL METODO DI MISURA

Come prima cosa assumo che per il charm la costante di accoppiamento forte, α_s , abbia un valore α_s^{charm} non necessariamente eguale al valore che ha negli altri decadimenti della Z^0 . La QCD ci dice che questo valore deve essere lo stesso per tutti i quark, inoltre la QCD perturbativa predice per i partoni la seguente espressione* per le distribuzioni $F(x)$ delle variabili di forma ξ ,

$$\begin{aligned} F(x) &\equiv \frac{1}{\sigma_{\text{Born}}} \left. \frac{d\sigma}{d\xi} \right|_{\xi=x} = \\ &= \frac{\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{2\pi} A(x) + \left(\frac{\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{2\pi} \right)^2 \left(A(x) 2\pi\beta_0 \ln \frac{\mu_{\text{QCD}}^2}{M_{Z^0}^2} + B(x) \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \end{aligned} \quad (\text{I.1})$$

dove σ_{Born} è la sezione d'urto nell'approssimazione di Born[†], A e B sono funzioni la cui forma funzionale dipende da ξ , μ_{QCD} è la scala di rinormalizzazione (della scelta di tale

* : si veda il paragrafo II.6 .

† : si veda il paragrafo II.4 .

simbolo	frazione degli eventi	selezione del campione	osservazioni
$f_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$	$Z^0 \longrightarrow c\bar{c} \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	$Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	
$f_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}}$	$Z^0 \longrightarrow b\bar{b} \longrightarrow c\bar{c} \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	$Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	
$f_{\text{fondo}}^{\text{D}^{*\pm}}$	fondo	$Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	
$\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$	$Z^0 \longrightarrow c\bar{c} \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	$Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	escluso il fondo, equazione (I.5)
$\tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}}$	$Z^0 \longrightarrow b\bar{b} \longrightarrow c\bar{c} \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	$Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	escluso il fondo, equazione (I.6)
$f_{\text{charm}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$	$Z^0 \longrightarrow c\bar{c}$	$Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$	
$f_{\text{udsb}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$	udsb	$Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$	
$f_{\text{beauty}}^{\text{udsb}}$	$Z^0 \longrightarrow b\bar{b}$	$Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$	$q \neq \text{charm}$, equazione (VII.8)

Tabella [I.1] : Simboli tipo f_k^y usati per identificare le frazioni di un dato tipo k di evento all'interno di un campione di eventi che hanno superato una data selezione y . La selezione adronica, cioè degli eventi $Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$, è quella descritta nel paragrafo VI.1, mentre la selezione degli eventi $Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$ è quella descritta nel paragrafo VI.2. Per $\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$ e $\tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}}$ la frazione di eventi charm e beauty è calcolata sul campione privato di fondo. Il simbolo $f_{\text{beauty}}^{\text{udsb}}$ individua la frazione di eventi beauty negli eventi udsb dal campione di eventi adronici. Con uds indico la miscela di eventi $Z^0 \longrightarrow u\bar{u}$, $Z^0 \longrightarrow d\bar{d}$, $Z^0 \longrightarrow s\bar{s}$. Non tutti i parametri sono usati nella misura, per i valori di questi parametri si veda il paragrafo VI.1, il paragrafo VI.3, e la tabella [VII.5].

scala parlo in seguito), β_0 è il primo coefficiente dello sviluppo in serie nell'equazione di rinormalizzazione di α_s . Queste distribuzioni, data la loro dipendenza da α_s , possono essere usate per misurare il rapporto r_{charm} tra le costanti di accoppiamento del charm, α_s^{charm} , e quelle degli altri quark, α_s^{udsb} :

$$r_{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2) \equiv \frac{\alpha_s^{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}{\alpha_s^{\text{udsb}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}$$

In questo lavoro ho usato le distribuzioni delle variabili di forma C-par, Thrust, Y_3^{Jade} , $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$, descritte nel paragrafo II.5.

Se si potesse selezionare un campione puro di eventi $Z^0 \longrightarrow c\bar{c}$, si avrebbe che il rapporto tra le distribuzioni delle variabili di forma del charm e quelle per gli altri quark (al primo ordine in α_s^{charm} e trascurando una serie di correzioni) sarebbe proporzionale, al rapporto tra α_s^{charm} e α_s^{udsb} :

$$\frac{\mathcal{F}^{\text{charm}}(x)}{\mathcal{F}^{\text{udsb}}(x)} = \frac{F^{\text{charm}}(x, \alpha_s^{\text{charm}}, \mu_{\text{QCD}}^2)}{F^{\text{udsb}}(x, \alpha_s^{\text{udsb}}, \mu_{\text{QCD}}^2)} \propto \frac{\alpha_s^{\text{charm}}}{\alpha_s^{\text{udsb}}} + \mathcal{O}\left(\frac{\alpha_s^{\text{charm}^2}}{\alpha_s^{\text{udsb}}}\right) \quad (\text{I.2})$$

dove F e \mathcal{F} sono le distribuzioni della variabile di forma rispettivamente teorica e sperimentale. Gli indici messi alla base, “charm” e “udsb”, indicano il contenuto in quark del campione, rispettivamente campione degli eventi charm, e il campione di tutti gli eventi adronici non charm.

Dato che non è possibile selezionare gli eventi charm con una purezza assoluta, quello che ho ottenuto è una miscela arricchita di $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ con un po' di fondo, attraverso la selezione di eventi contenenti $D^{*\pm}$.

Avendo diviso in classi (*bin*), X_i , l'intervallo dei valori assunti dalla variabile di forma, ho misurato le distribuzioni $\mathcal{F}^{D^{*\pm}}$ di queste variabili sul campione arricchito e quelle $\mathcal{F}^{q\bar{q}}$ su un campione costituito da tutti gli eventi adronici.

Occorre poi tener conto che le previsioni teoriche, equazione (I.1), sono calcolate sui partoni, quindi affinché queste previsioni teoriche possano essere confrontate con i dati occorre applicare diverse correzioni che saranno spiegate successivamente nel resto del paragrafo, si veda l'equazione (I.7) e quanto detto a suo proposito.

Il numeratore del rapporto dell'equazione (I.2) va quindi sostituito, per la parte teorica con $F^{D^{*\pm}}$, che si può scomporre nel contributo dei vari sapori :

$$F^{D^{*\pm}}(X_i) = \sum_{\substack{\text{sapore=charm,} \\ \text{beauty,fondo}}} f_{\text{sapore}}^{D^{*\pm}} F^{D^{*\pm} \text{ sapore}}(X_i, \alpha_S^{\text{sapore}}, \mu_{\text{QCD}}^2)$$

dove, in generale, il simbolo f_k^y è la frazione della componente di sapore k nell'insieme con selezione y, si veda la tabella [I.1].

Il denominatore del rapporto dell'equazione (I.2) va sostituito, per quanto riguarda la distribuzione teorica, con $F^{q\bar{q}}$, che è la somma della componente $F^{q\bar{q} \text{ charm}}$ degli eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e della componente $F^{q\bar{q} \text{ udsb}}$ degli eventi rimanenti (up, down, charm, beauty).

Quindi l'equazione (I.2) diviene :

$$\frac{\mathcal{F}^{D^{*\pm}}(X_i)}{\mathcal{F}^{q\bar{q}}(X_i)} = \frac{F^{D^{*\pm}}(X_i)}{F^{q\bar{q}}(X_i)} = \frac{\sum_{\substack{\text{sapore=charm,} \\ \text{beauty,fondo}}} f_{\text{sapore}}^{D^{*\pm}} F^{D^{*\pm} \text{ sapore}}(X_i, \alpha_S^{\text{sapore}}, \mu_{\text{QCD}}^2)}{\sum_{\substack{\text{sapore=} \\ \text{charm, udsb}}} f_{\text{sapore}}^{q\bar{q}} F^{q\bar{q} \text{ sapore}}(X_i, \alpha_S^{\text{sapore}}, \mu_{\text{QCD}}^2)}$$

ora sottraendo la distribuzione $F^{D^{*\pm} \text{ fondo}}$ del fondo, valutabile via MonteCarlo, dal campione arricchito si ottengono le formule finali del rapporto delle distribuzioni sperimentali :

$$\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}(X_i) \equiv \left(\frac{1}{1 - f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}}} \right) \frac{\mathcal{F}^{D^{*\pm}} - f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}} \mathcal{F}^{D^{*\pm} \text{ fondo}}}{\mathcal{F}^{q\bar{q}}} \quad (\text{I.3})$$

e teoriche:

$$R^{\text{teorico}}(X_i) \equiv \frac{\sum_{\substack{\text{sapore=charm,} \\ \text{beauty}}} \tilde{f}_{\text{sapore}}^{D^{*\pm}} F^{D^{*\pm} \text{ sapore}}(X_i, \alpha_S^{\text{sapore}}, \mu_{\text{QCD}}^2)}{\sum_{\substack{\text{sapore=} \\ \text{charm, udsb}}} f_{\text{sapore}}^{q\bar{q}} F^{q\bar{q} \text{ sapore}}(X_i, \alpha_S^{\text{sapore}}, \mu_{\text{QCD}}^2)} \quad (\text{I.4})$$

$\tilde{f}_{\text{sapore}}^{\text{D}^{*\pm}}$ sono le frazioni di eventi charm e beauty dopo la sottrazione del fondo :

$$\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}} = \frac{f_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}}{1 - f_{\text{fondo}}^{\text{D}^{*\pm}}} \quad (\text{I.5})$$

$$\tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}} = \frac{f_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}}}{1 - f_{\text{fondo}}^{\text{D}^{*\pm}}} \quad (\text{I.6})$$

Se si riscrive l'equazione (I.4) nell'approssimazione del primo ordine in $\alpha_{\text{S}}^{\text{charm}}$ e $\alpha_{\text{S}}^{\text{udsb}}$, in base all'equazione (I.1), si ottiene[‡] una formula che mostra meglio la dipendenza da $\alpha_{\text{S}}^{\text{charm}}$, $\alpha_{\text{S}}^{\text{udsb}}$ e r_{charm} :

$$\begin{aligned} R^{\text{teorico}}(X_i) &\approx \frac{\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}} \alpha_{\text{S}}^{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2) + \tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}} \alpha_{\text{S}}^{\text{udsb}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}{f_{\text{charm}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \alpha_{\text{S}}^{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2) + f_{\text{udsb}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \alpha_{\text{S}}^{\text{udsb}}(\mu_{\text{QCD}}^2)} = \\ &= \frac{\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}} r_{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2) + \tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}}}{f_{\text{charm}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} r_{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2) + f_{\text{udsb}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}} \end{aligned}$$

Nella formula precedente, e nel resto del lavoro, ho assunto che le costanti di accoppiamento forte α_{S} per i quark up, down, strange, (che indico collettivamente con $\alpha_{\text{S}}^{\text{udsb}}$), beauty siano eguali tra loro, come indicano le misure effettuate in passato, [Aleph 95c], [Delphi 93], [L3 91], [Opal 93] e [Opal 95a].

L'equazione (I.3) esprime il rapporto da misurare sperimentalmente, infatti contiene solo distribuzioni sperimentali. L'equazione (I.4), è il rapporto da ricostruire attraverso la teoria e il MonteCarlo, scomposto nei contributi dei sapori presenti nel decadimento della Z^0 . Dal confronto del rapporto sperimentale dell'equazione (I.3) con le previsioni dell'equazione (I.4) ottenute dalla QCD perturbativa (corrette per diversi effetti) e contenente r_{charm} come parametro, si può ricavare una stima di r_{charm} in base al metodo[§] del minimo χ^2 .

Rispetto alla misura diretta di α_{S} dalle distribuzioni, la misura del rapporto r_{charm} dal rapporto delle distribuzioni presenta il vantaggio di ridurre gli errori sistematici, dato che questi tendono a compensarsi tra numeratore e denominatore.

Un ultimo passaggio è necessario dato che nell'equazione (I.4) sia $\alpha_{\text{S}}^{\text{udsb}}$ che $\alpha_{\text{S}}^{\text{charm}}$ dipendono da μ_{QCD}^2 , e questo non sarà necessariamente eguale a $M_{Z^0}^2$. Diversi lavori precedenti mostrano che, per ottenere una buona descrizione dei dati con le formule di second'ordine in α_{S} , occorre usare dei valori di μ_{QCD}^2 alquanto piú piccoli di $M_{Z^0}^2$, in questo caso $0.05 M_{Z^0}^2$. Perciò il confronto della teoria con i dati va fatto riportando $\alpha_{\text{S}}^{\text{udsb}}$ al valore scelto di μ_{QCD}^2 , ricavando $\alpha_{\text{S}}^{\text{charm}}$ dal fit per tale valore di μ_{QCD}^2 , e quindi riportando questo risultato a $\mu_{\text{QCD}}^2 = M_{Z^0}^2$. Avendo i valori di $\alpha_{\text{S}}^{\text{udsb}}(M_{Z^0}^2)$ e $\alpha_{\text{S}}^{\text{charm}}(M_{Z^0}^2)$, il rapporto di questi sarà il valore presentato per r_{charm} .

[‡] : trascuro alcune correzioni delle quali parlo in seguito in questo capitolo, queste correzioni in generale sono diverse tra classi di eventi di sapore diverso.

[§] : si veda il paragrafo VII.5 .

Per arrivare al risultato finale occorre seguire due distinti percorsi, quello per ricavare le distribuzioni sperimentali dagli eventi raccolti in ALEPH, e quello per produrre le distribuzioni teoriche da confrontare con i dati.

Distribuzioni sperimentali

A parte l'ovvia fase della raccolta dei dati [¶], coll'apparato ALEPH, e della ricostruzione degli eventi ^{||}, come prima cosa dai dati sperimentali ho isolato gli eventi adronici ^{**}, quelli cioè nei quali la Z^0 è decaduta in una coppia quark antiquark.

Le distribuzioni per il campione di eventi adronici, figura [VII.1], costituiscono il denominatore del rapporto $\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}(X_i)$ dell'equazione (I.3).

Dal campione degli eventi adronici ho selezionato ^{††} quegli eventi che presentano dei candidati $D^{*\pm}$, in base alla ricostruzione del canale di decadimento $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm$ seguito da $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, ottenendo così un campione di eventi arricchiti di $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. In seguito chiamo questa selezione "selezione $D^{*\pm}$ ". Ho considerato eventi di fondo quegli eventi che non avevano una $D^{*\pm}$ proveniente da $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ o da $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.

Per ottenere un campione di eventi con caratteristiche simili a quelle del fondo combinatoriale, ho considerato degli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ MonteCarlo ^{‡‡}.

Da ciascuna distribuzione ottenuta dal campione arricchito (dati reali) ho sottratto una frazione delle corrispondenti distribuzioni ottenute dagli eventi del fondo (MonteCarlo), secondo l'equazione (I.3).

Le distribuzioni così ottenute, figura [VII.2], costituiscono il numeratore del rapporto $\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}(X_i)$ dell'equazione (I.3).

Distribuzioni teoriche

Il modello teorico deve fornire delle previsioni per le diverse distribuzioni presenti in $R^{\text{teorico}}(X_i)$ dell'equazione (I.4).

Le distribuzioni teoriche ^{*} sono ottenute nell'ambito della QCD perturbativa, e si riferiscono alle variabili di forma calcolate sui partoni. Queste distribuzioni teoriche non possono essere confrontate direttamente con le previsioni sperimentali, per diversi motivi.

Il primo riguarda la normalizzazione della distribuzione dell'equazione (I.1) basata sulla sezione d'urto di Born σ_{Born} : occorre eseguire una normalizzazione più precisa usando una sezione d'urto σ_{Z^0} calcolata tenendo conto degli effetti della QCD,

[¶] : si veda il capitolo IV

^{||} : si veda il capitolo V

^{**} : si veda il paragrafo VI.1 .

^{††} : si veda il paragrafo VI.2 .

^{‡‡} : si veda il paragrafo VII.2, a pagina 64 .

^{*} : si veda il paragrafo II.6 .

della QED e delle masse dei quark[†]. Il secondo motivo che non rende possibile il confronto diretto con le previsioni teoriche è che le distribuzioni teoriche vengono dalla QCD perturbativa, e quindi valgono per i partoni e non per le particelle, dato che non si sanno includere gli effetti dell'adronizzazione, che è un fenomeno non perturbativo. L'ipotesi LHPD, *local hadron parton duality*, ci suggerisce che gli effetti dell'adronizzazione siano non essenziali se le variabili misurate sono scelte oculatamente.

Pertanto le distribuzioni da confrontare con i dati vengono direttamente prese dalle previsioni teoriche per i partoni, nelle quali la costante di accoppiamento per il charm è presente come parametro. Quindi, tramite simulazioni MonteCarlo, si possono ottenere le correzioni da applicare alle distribuzioni teoriche per riprodurre gli effetti delle diverse trasformazioni che intercorrono tra le distribuzioni dei partoni e le distribuzioni misurate.

Le correzioni, per ciascuna variabile di forma, sono state prodotte applicando matrici di trasformazioni e vettori peso[‡] alle distribuzioni teoriche.

Le prime correzioni applicate sono quelle necessarie per tener conto dell'effetto della massa non nulla dei quark[§], MAS_i , ottenendo delle distribuzioni corrette per i diversi sapori, che indico con $\tilde{F}^{\text{sapore}}$.

Quindi vengono applicate le correzioni per la radiazione dello stato iniziale[¶], RSI_i , espresse sotto forma di un vettore di pesi di correzione da applicare alla distribuzione teorica.

Dopo queste correzioni viene applicata la matrice di trasformazione per l'adronizzazione^{||}, ADR_{ki} , per trasformare le distribuzioni per i partoni in quelle per le particelle.

A questa distribuzione vengono applicati i vettori di correzione per le diverse selezioni, $SEL_k^{D^*}$, $SEL^q \bar{q}_k$. Come detto per le distribuzioni sperimentali, occorre infatti effettuare una selezione^{**} per isolare gli eventi adronici, e una selezione^{††} per isolare gli eventi contenenti $D^{*\pm}$. Le correzioni per riprodurre gli effetti della selezione vengono ricavate selezionando degli eventi MonteCarlo in base alle caratteristiche delle tracce ricostruite^{‡‡}. I vettori di correzione per le selezioni vengono ottenuti dal rapporto delle distribuzioni delle variabili di forma del campione selezionato con le stesse distribuzioni calcolate dal campione non selezionato. Le distribuzioni usate in questo rapporto non sono quelle calcolate dalle tracce ricostruite, ma quelle calcolate dalle particelle prodotte dopo l'adronizzazione. In questo modo la correzione

[†] : si veda il paragrafo II.4 .

[‡] : si veda l'appendice A .

[§] : si veda il paragrafo VII.4 .

[¶] : si veda il paragrafo VII.4 .

^{||} : si veda il paragrafo VII.4 .

^{**} : si veda il paragrafo VI.1 .

^{††} : si veda il paragrafo VI.2 .

^{‡‡} : si veda il paragrafo VII.4 .

per la selezione si può applicare subito dopo l'adronizzazione, col risultato di far propagare nella catena delle correzioni solo gli eventi che superano le selezioni, e quindi usando per la correzione successiva * delle matrici specifiche per le due classi di eventi, adronici o $D^{*\pm}$.

Infatti per simulare l'effetto sulle distribuzioni dell'interazione delle particelle col rivelatore e la successiva ricostruzione, vengono applicate delle matrici di correzione † specifiche per la selezioni degli eventi adronici $RIV_{jk}^{q\bar{q}}$, e per la selezione degli eventi $D^{*\pm}$, $RIV_{jk}^{D^{*\pm}}$.

Queste correzioni sono state ottenute separatamente per i diversi sapori, essendo possibile nel MonteCarlo conoscere il sapore dell'evento. Inoltre alcune di queste correzioni dipendono dalla selezione dei campioni. Le correzioni sono state applicate secondo il seguente schema :

$$F^{y\ s}(X_i) = \sum_{i,k} RIV_{jk}^{y\ s} SEL_k^{y\ s} ADR_{ki}^s RSI_i^s \tilde{F}^s(X_i) \quad (\text{I.7})$$

dove y simboleggia la selezione ($D^{*\pm}$ oppure adronica) e s simboleggia il sapore. Nella formula precedente ho sottointeso la dipendenza da α_s e da μ_{QCD} .

* : quella dell'interazione col rivelatore e della ricostruzione,

† : si veda paragrafo VII.4 .

CAPITOLO II

LA TEORIA

In questo capitolo descrivo gli aspetti fondamentali della QCD che è il modello teorico usato in questo lavoro per la previsione delle distribuzioni delle variabili di forma. Dopo una breve introduzione alla QCD, segue una descrizione dei decadimenti $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, quindi parlo delle variabili di forma e infine delle previsioni della QCD per le variabili di forma, queste ultime previsioni sono fondamentali per questa misura di r_{charm} . I modelli MonteCarlo della frammentazione verranno descritti nel capitolo III.

II.1 LA QCD

Nell'ambito del modello a quark di M. Gell-Mann e G. Zweig, [Gell-Mann 64] e [Zweig 64], per risolvere il problema della statistica dei quark, M. Y. Han e Y. Nambu, [Han 65], e Greenberg, [Greenberg 64], introdussero il colore come un ulteriore numero quantico dei quark. L'estensione del concetto del colore in una teoria di gauge, la QCD, si può ricondurre ai lavori di H. Fritzsche, M. Gell-Mann, e H. Leutwyler, [Fritzsche 73], Gross D. J. e F. Wilczek, [Gross 73a], e di S. Weinberg, [Weinberg 73]. Bisogna ricordare però T. M. Yang e R. L. Mills, [Yang 54], come i primi a interessarsi a modelli di gauge non abeliani nel lontano 1954.

Uno dei primi successi fu la scoperta della libertà asintotica della QCD per merito di H. D. Politzer, D. J. Gross e F. Wilczek, [Politzer 73] e [Gross 73b], mentre Coleman, [Coleman 73], dimostrò che in generale le teorie di campo non abeliane godono della libertà asintotica, a differenza delle altre teorie di campo conosciute che non hanno questa proprietà, [Zee 73].

Da quei primordi molto è stato sviluppato nella QCD, divenendo un terreno di intensa ricerca grazie alla ricchezza formale e alle difficoltà di risoluzione. Un resoconto sulla QCD si può trovare in [Sterman 95] e in [Muta 87].

Una descrizione matematicamente più approfondita delle caratteristiche della QCD può essere data descrivendo tale teoria in base alle proprietà dei fibrati con spazio di base dato dallo spazio di Minkowski e con gruppo di struttura $SU(3)$, una descrizione in questi termini si può trovare su [Bleeker 81] e [Choquet 82]. Il gruppo di Lie determina un

gruppo di automorfismi sulle fibre, cioè un gruppo di trasformazioni di gauge, e rispetto a queste trasformazioni le proprietà fisiche del campo devono rimanere invariate.

La lagrangiana della QCD deve essere quindi invariante rispetto al gruppo di Lie $SU(3)$. Per scriverne i termini cinetici occorrono delle derivate covarianti, cioè che commutino con le trasformazioni del gruppo di gauge, $U = e^{it^a f(x)}$, richiedendo la commutatività del seguente diagramma :

$$\begin{array}{ccc} \psi & \xrightarrow{U} & U\psi \\ D_\mu \downarrow & & \downarrow D_\mu \\ D_\mu \psi & \xrightarrow{U} & UD_\mu \psi = D_\mu U\psi \end{array}$$

Gli operatori che soddisfano tali condizioni differiscono dalle comuni derivate ∂_μ dello spazio di Minkowski per la presenza di un termine * aggiuntivo $-igt^a A_{a\mu}$ che definisce le componenti del potenziale di gauge $A_{a\mu}$ moltiplicate per gli elementi della base t^a della rappresentazione dell'algebra di Lie di $SU(3)$, la rappresentazione fondamentale † sulla quale opera D_μ ,

$$D_\mu \equiv I\partial_\mu - igt^a A_{a\mu} \quad (\text{II.1})$$

il simbolo I indica l'identità per gli indici di colore.

Sebbene, così definito, D_μ sia un operatore sulla rappresentazione fondamentale di $SU(3)$, similmente a quanto accade per i simboli di Christoffel in relatività generale, il potenziale di gauge A_a^μ ovvero $t^a A_{a\mu}$, che dà la connessione sul fibrato, non appartiene esattamente agli operatori della rappresentazione fondamentale, differendo da questi per il modo di trasformarsi sotto trasformazioni di gauge:

$$A_{a\mu} t^a \xrightarrow{U} U A_{a\mu} t^a U^{\perp 1} - \frac{i}{g} (\partial_\mu U) U^{\perp 1} \quad (\text{II.2})$$

Dalla definizione di derivata covariante, equazione (II.1), dopo un confronto colla QED, vediamo che l'operatore gt^a corrisponde all'operatore di carica $-eQ$ della QED. La costante di accoppiamento per la QCD si definisce in maniera analoga a quella della QED :

$$\alpha_s \equiv \frac{g^2}{4\pi}$$

Possiamo definire il campo di gauge $G_{a\mu\nu}$ tramite il commutatore delle derivate covarianti :

$$[D_\mu, D_\nu] = -igt_a G_{a\mu\nu}$$

* : qui considero il caso della rappresentazione fondamentale, per calcolare la derivata dei campi dei quark. Nella rappresentazione aggiunta, per le derivate dei *ghost*, la forma di D_μ è un po' diversa, al riguardo si veda [Muta 87].

† : nella lagrangiana che scriveremo D_μ agisce solo sui quark, che sono della rappresentazione fondamentale, sulle altre rappresentazioni la forma è un po' diversa.

e quindi questo ha una forma simile a quella del campo elettromagnetico, se non per la presenza del termine quadratico nel potenziale moltiplicato per le costanti[‡] di struttura f_{bca} del gruppo,

$$G_{a\mu\nu} = \partial_\mu A_{a\nu} - \partial_\nu A_{a\mu} + gf_{bca}A_{b\mu}A_{c\nu}$$

cosa che è propria delle teorie di gauge non abeliane.

Per campi dei quark si usa la rappresentazione fondamentale, così la lagrangiana che descrive il campo di gauge (i gluoni), il campo dei fermioni (i quark), e la loro interazione si scrive nella forma seguente :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi - \frac{1}{4}G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}$$

Gli oggetti che compaiono nella lagrangiana devono essere tutti oggetti che si trasformano secondo una precisa rappresentazione del gruppo di simmetria, e la stessa lagrangiana deve trasformarsi come un singoletto di colore, come è evidente dalla definizione della lagrangiana; perciò un oggetto come $m^2 A_a^\mu A_{a\mu}$ non può essere usato dato che non è un singoletto di colore. Questa proprietà algebrica spiega la mancanza del termine di massa per i gluoni.

Se si espande la lagrangiana precedente, sottointendendo solo gli indici spinoriali,

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_a(i\partial^\mu\gamma_\mu + gt_{a,b}^c A_c^\mu\gamma_\mu - m)\psi_b - \frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{a\mu\nu}$$

si riconoscono il termine cinetico dei quark $\bar{\psi}_a i\partial^\mu\gamma_\mu\psi_b$, il termine di massa dei quark $-\bar{\psi}_a m\psi_b$, il termine dell'interazione quark gluone $\bar{\psi}_a gt_{a,b}^c A_c^\mu\gamma_\mu\psi_b$, mentre il termine cinetico e di interazione gluone-gluone sono contenuti in $\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{a\mu\nu}$.

L'invarianza rispetto alle trasformazioni di gauge fornisce dei gradi di libertà per imporre dei vincoli sul potenziale di gauge $A_{a\mu}$; di solito si sfrutta questa possibilità per semplificare i conti. Questo richiede l'aggiunta di ulteriori termini alla lagrangiana, ma, dato che questi termini non entrano esplicitamente nel resto della esposizione, possiamo ometterli in questa sede.

II.2 LE DIVERGENZE

Le teorie di campo presentano il problema delle divergenze, che nel metodo perturbativo dello sviluppo in serie della costante di accoppiamento corrisponde alla presenza di divergenze in alcuni grafici di Feynman, generalmente in un insieme infinito di tali grafici. Inoltre l'interazione fa sí che i parametri fisicamente misurabili, come massa e costanti di accoppiamento, non siano quelli presenti nella lagrangiana, ma siano a questi legati.

[‡] : per le caratteristiche di $SU(3)$, si vedano "Le convenzioni scientifiche, simboli e lessico tecnici", a pagina viii.

Alcune di queste divergenze vengono eliminate dalla teoria della rinormalizzazione, che consiste di due fasi : la regolarizzazione e la normalizzazione propriamente detta.

Nei prossimi due paragrafi descrivo sommariamente sia la regolarizzazione che la rinormalizzazione nel caso delle serie perturbative, questo renderà chiaro la presenza e il significato di μ_{QCD} , l'energia della scala di rinormalizzazione, che si trova nelle previsioni teoriche delle distribuzioni delle variabili di forma.

II.2.A LA REGOLARIZZAZIONE

Lo scopo della regolarizzazione è di rendere finiti i grafici di Feynman divergenti grazie all'aggiunta di nuovi parametri. Questo produce un insieme di teorie nelle quali, tranne in quella fisica, tutti i termini delle serie sono finiti, e queste teorie debbono "convergere" a quella fisica (che è divergente) per opportuni valori dei parametri.

Per la QCD si è soliti usare la regolarizzazione dimensionale ('t Hooft e Veltmann, 1972) che presenta utili caratteristiche come la conservazione dell'invarianza di Lorentz e di quella di gauge. Consiste nello generalizzare la teoria in uno spazio-tempo D dimensionale per poi prendere, nella rinormalizzazione, il limite $D \rightarrow 4$.

Nel passaggio a D dimensioni, per garantire che la costante di accoppiamento rimanga adimensionale, occorre introdurre una nuova quantità, μ_{QCD} , [Muta 87], delle dimensioni di un'energia :

$$\begin{aligned} 4 &\longrightarrow D \\ g &\longrightarrow g\mu_{\text{QCD}}^{(4-D)/2} \end{aligned}$$

Tale μ_{QCD} rimane in molte delle previsioni della teoria, ma non è un parametro determinabile dalla teoria, né è corretto considerarlo un parametro della QCD, esso è un parametro della rinormalizzazione. Non è una caratteristica precipua della QCD ma compare anche in QED, si ricordi che anche α_{QED} dipende dalla scala di rinormalizzazione della QED, ma in QED la dipendenza è molto piccola a causa della piccolezza di α_{QED} . Inoltre, a differenza della QCD, nella QED questa dipendenza ha un piccolo effetto sulla precisione delle previsioni anche grazie alla disponibilità dei termini di ordine elevato nelle serie perturbative.

Le grandezze fisiche, ovviamente, non dipendono dal valore di μ_{QCD} , ma le somme parziali delle serie perturbative, in generale, sono dipendenti da μ_{QCD} : sorge allora il problema della scelta di questo parametro.

L'esperienza e l'intuito insegnano che, per avere una buona corrispondenza con i dati, è meglio usare μ_{QCD} dell'ordine dell'energia tipica del fenomeno, d'altra parte se così non si facesse le serie della QCD sarebbero malamente divergenti per la presenza di termini del tipo $\ln^m(Q^2/\mu_{\text{QCD}}^2)$, dove Q è un'energia tipica del processo. La teoria non può realmente fornire che un'indicazione vaga su μ_{QCD} , anche se sono stati tentati, senza accordo universale tra i ricercatori, alcuni metodi "oggettivi" che scelgono μ_{QCD} per produrre la massima convergenza apparente o per minimizzare la dipendenza da μ_{QCD} dell'ultimo termine calcolato (si veda [Muta 87]).

II.2.B LA RINORMALIZZAZIONE

La rinormalizzazione è il passo nel quale le parti divergenti dei termini regolarizzati della serie perturbativa vengono riassorbiti grazie alla modifica (rinormalizzazione) dei parametri e dei campi della lagrangiana. Quindi nel risultato di tale operazione si manda il parametro di regolarizzazione al valore che riproduce il sistema fisico, $D \rightarrow 4$ nel metodo di 't Hooft e Veltmann, per ottenere la previsione perturbativa rinormalizzata.

Nel riassorbire queste divergenze ci sono alcuni gradi di libertà, per esempio nello scegliere la parte finita da sottrarre insieme alla parte divergente dato che non è possibile isolare univocamente la parte divergente dalla parte finita. Questa arbitrarietà dà origine a diversi schemi di rinormalizzazione.

Pur essendo il risultato fisico non dipendente dallo schema di rinormalizzazione, si ha che le somme parziali delle serie perturbative dipendono dallo schema scelto, e questo introduce delle incertezze teoriche. Questo problema non è unico della QCD, ma è presente anche in QED, dove però ha solo un piccolo impatto. Nello schema di sottrazione $\overline{\text{MS}}$ si sottrae sia la parte divergente sia un termine aggiuntivo :

$$\frac{1}{\varepsilon} - \gamma + \ln 4\pi$$

dove $\varepsilon = \frac{4-D}{2}$ misura lo scarto della dimensione D dello spazio dalla dimensione dello spazio di Minkowski. Nella gran parte dei lavori si usa lo schema $\overline{\text{MS}}$ che fornisce formule più compatte per la sottrazione dei termini aggiuntivi.

Dalla indipendenza da μ_{QCD} delle quantità misurabili, si deriva la teoria del gruppo di rinormalizzazione, che fornisce l'espressione della dipendenza della costante di accoppiamento dalla scala di rinormalizzazione, sotto forma di sviluppo in serie :

$$\mu_{\text{QCD}}^2 \frac{d\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{d\mu_{\text{QCD}}^2} = -\beta_0\alpha_s^2 - \beta_1\alpha_s^3 - \beta_2\alpha_s^4 - \dots \quad (\text{II.3})$$

dove la derivata è fatta mantenendo costanti i parametri "nudi" della lagrangiana. Per i coefficienti dello sviluppo, nello schema $\overline{\text{MS}}$, si ha :

$$\begin{aligned} \beta_0 &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{11}{3}C_A - \frac{4}{3}T_F N_f \right) = \\ &= \frac{1}{4\pi} \left(11 - \frac{2}{3}N_f \right) = \frac{1}{4\pi} \frac{23}{3} \\ \beta_1 &= \left(\frac{1}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{34}{3}C_A^2 - 4C_F T_F N_f - \frac{20}{3}C_A T_F N_f \right) = \\ &= \left(\frac{1}{4\pi} \right)^2 \left(102 - \frac{38}{3}N_f \right) = \left(\frac{1}{4\pi} \right)^2 \frac{116}{3} \\ \beta_2 &= \left(\frac{1}{4\pi} \right)^3 \left(\frac{2857}{54}C_A^3 + 2C_F^2 T_F N_f - \frac{205}{9}C_A C_F T_F N_f - \frac{1415}{27}C_A^2 T_F N_f + \right. \\ &\quad \left. + \frac{44}{9}C_F T_F^2 N_f^2 + \frac{158}{27}C_A T_F^2 N_f^2 \right) = \end{aligned}$$

$$= \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{2857}{2} - \frac{5033}{18}N_f + \frac{325}{54}N_f^2\right) = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \frac{9769}{54}$$

(β_2 dipende dallo schema di rinormalizzazione[§]), e dove $C_A = 3$, $C_F = \frac{4}{3}$ e $T_F = \frac{1}{2}$ dipendono dalle rappresentazioni del gruppo di Lie $SU(3)$, mentre N_f è il numero di sapori cinematicamente accessibili.

La soluzione dell'equazione precedente, all'ordine principale,

$$\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(\mu_{\text{QCD}}^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)} = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(\mu_{\text{QCD}}^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}$$

mostra come α_s decresca all'aumentare dell'energia di rinormalizzazione. Il simbolo Λ_{QCD} è la costante di integrazione, colle dimensioni di un'energia, e fornisce un'energia caratteristica per la QCD per un dato schema di sottrazione.

Al second'ordine in α_s (terzo ordine in α_s nell'equazione (II.3)), si ottiene la formula seguente, [Aleph 92c], che mette in relazione il valore di α_s calcolato alla scala di rinormalizzazione μ_1^2 con quello calcolato a μ_2^2 :

$$\alpha_s(\mu_2^2) = \frac{\alpha_s(\mu_1^2)}{k} - \frac{\beta_1}{\beta_0} \left(\frac{\alpha_s(\mu_1^2)}{k}\right)^2 \ln k \quad (\text{II.4})$$

dove

$$k = 1 - \beta_0 \alpha_s(\mu_1^2) \ln(\mu_1^2/\mu_2^2)$$

La media delle diverse misure del valore di α_s , riferito a $\mu_{\text{QCD}} = M_{Z^0}$, è $\alpha_s = 0.118 \pm 0.003$, [PDG 96], che corrisponde a un valore di Λ_{QCD} , calcolato per 5 quark cinematicamente accessibili nello schema $\overline{\text{MS}}$, dato da $\Lambda_{\text{QCD}}^{(5)} = 209 \left\{ \begin{matrix} +39 \\ -33 \end{matrix} \right.$ MeV .

La decrescita di α_s all'aumentare dell'energia caratteristica dei processi, è alla base della libertà asintotica, ed è una conseguenza del segno di β_0 e quindi delle proprietà del gruppo $SU(3)$, oltre che del numero N_f di fermioni coinvolti. Ciò permette di usare i calcoli in approssimazione perturbativa per interazioni forti ad alta energia, diciamo per $E > \Lambda_{\text{QCD}}$, ma in pratica, potendo calcolare solo pochi termini della serie perturbativa, occorre $E \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ per poter avere una precisione sufficiente. L'analisi perturbativa non è possibile in processi a bassa energia, come l'adronizzazione, per i quali α_s è molto grande, e in questi casi si debbono usare simulazioni su reticolo o modelli MonteCarlo.

II.3 L'INDIPENDENZA DI α_s DAL SAPORE

La QCD si basa sulla invarianza di gauge e sul fatto che tutti i quark appartengano alla stessa rappresentazione di $SU(3)$, dello stesso campo di colore (e non di distinti

[§] : si noti che i 4π sono stati inclusi nei β_i , in letteratura esistono diverse convenzioni a riguardo, si veda [PDG 96] e [Muta 87], io seguo la notazione di [Kunszt 89]

campi), da ciò segue necessariamente che tutti i vertici quark-gluone hanno lo stesso accoppiamento g , altrimenti la lagrangiana non sarebbe piú gauge invariante. Infatti i vertici quark-gluone derivano dai termini $\bar{\psi}_f \not{D} \psi_f$ della lagrangiana, e la derivata covariante è determinata solo dal gruppo di simmetria e dalla rappresentazione sulla quale opera, rappresentazione che per tutti i quark è quella fondamentale.

D'altra parte per forzare una dipendenza dal sapore ci sono poche alternative. Si può supporre che i quark non appartengano tutti alla stessa rappresentazione, nel qual caso nell'equazione (II.1) cambierebbe la rappresentazione alla quale appartengono i t^a . Oppure, volendo cambiare per forza g , occorrerebbe immaginare che a qualche quark corrisponda un campo di gauge distinto da quello degli altri, e quindi un altro g , ma occorrerebbe supporre che questo nuovo campo abbia delle caratteristiche tali da renderlo compatibile con tutte le osservazioni precise e dettagliate raccolte sin'ora. Occorre anche ricordare che g entra, con lo stesso identico valore, anche nell'accoppiamento gluone-gluone, e per una teoria con piú campi di colore questo sarebbe un ulteriore problema.

Questo non implica che le ampiezze di Feynman delle varie interazioni e le relative distribuzioni sperimentali siano indipendenti dal sapore del quark nel vertice quark-gluone (qualora gli accoppiamenti degli altri vertici rimanessero immutati), infatti occorre considerare gli effetti delle masse dei quark. Quindi anche nella stessa QCD ci sono delle correzioni alle ampiezze dei grafici di Feynman, ma queste non riguardano strettamente l'accoppiamento quark-gluone. In generale in una previsione teorica intervengono diverse correzioni, che possono mascherare l'indipendenza di α_s , di queste va tenuto conto per non avere un risultato falsato.

Ma vi possono essere anche delle correzioni non considerate o non prevedibili, come quelle dovute alla presenza di nuove particelle. Queste potrebbero entrare nei dati sperimentali producendo una falsa dipendenza di α_s dal sapore, oppure potrebbero produrre un contributo alla distribuzioni delle variabili di forma tale da far mutare la forma di queste distribuzioni. Ovviamente questo effetto sarebbe molto interessante.

Quindi la misura di r_{charm} per la verifica dell'indipendenza di α_s , permette anche di controllare la presenza di contributi fisici imprevisti, e quindi è un test non solo della QCD ma anche del modello standard.

II.4 LA PRODUZIONE DEGLI EVENTI ADRONICI NEL DECADIMENTO DELLA Z^0

La reazione $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{adroni}$ può essere vista come costituita da quattro fasi, come riportato in figura [II.1].

Inizialmente, fase (a), la Z^0 decade in una coppia di $q\bar{q}$ altamente virtuale. Questa fase è descritta dalle interazioni elettrodeboli. La sezione d'urto parziale tramite l'annichilazione in Z^0 che decade nei quark di sapore $q\bar{q}$, per fasci non polarizzati e per

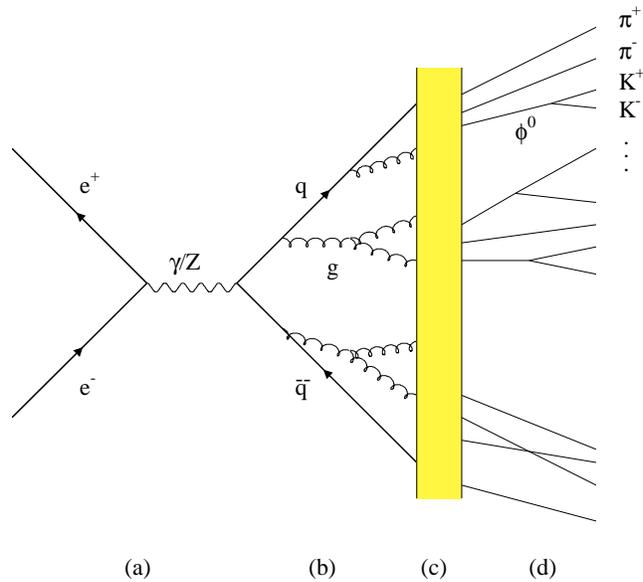


Figura [II.1] : Schema di un'interazione $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$: nella fase (a) si ha l'annichilazione di e^+e^- in Z^0 o in γ , nella fase (b) si hanno interazioni di colore descrivibili in maniera perturbativa, nella fase (c) si ha l'adronizzazione dei partoni data da interazioni di colore non descrivibili perturbativamente, e nella fase (d) si hanno i decadimenti delle particelle prodotte.

quark di massa nulla, nell'approssimazione di Born, è data dall'espressione seguente :

$$\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \frac{12\pi^2 \sum_{q \in \text{quark}} e_q^2}{M_{Z^0}^2} \quad (\text{II.5})$$

L'equazione (II.5) descrive il termine dominante dovuto all'annichilazione in Z^0 . Il termine di interferenza, tra la Z^0 e il fotone, è piccolo rispetto al primo, e cambia segno al picco della Z^0 . Si può trascurare quando i dati sono raccolti in maniera sufficientemente simmetrica intorno al picco della Z^0 , e ancor più se i dati fuori dal picco sono solo una piccola parte, come nella mia analisi. A maggior ragione si può trascurare il termine per l'annichilazione in fotone, dato che è soppresso per tre ordini di grandezza.

Nella fase (b) della figura [II.1] si ha l'irraggiamento di gluoni dai partoni primari e la seguente cascata partonica dovuta a processi del tipo $g \rightarrow q\bar{q}$, $g \rightarrow gg$ e $q \rightarrow qq$.

Questa fase può essere descritta usando la QCD perturbativa sino a quando le energie dei partoni sono molto più grandi di Λ_{QCD} , l'energia caratteristica della QCD. Nell'approssimazione di primo ordine in α_s , trascurando la massa dei quark, si ottiene la sezione d'urto per l'irraggiamento di un gluone per il processo $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$:

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}g}}{dx_1 dx_2} = \sigma_{\text{Born}} \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (\text{II.6})$$

σ_{Born} è la sezione d'urto di Born per $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, e le x_1, x_2, x_3 sono le energie ridotte

rispettivamente di q, \bar{q}, g :

$$x_i = 2E_i/E_{\text{c.d.m.}} \quad i = 1, 2, 3 \quad (\text{II.7})$$

$$x_1 + x_2 + x_3 = 2 \quad (\text{II.8})$$

da queste si definiscono le variabili y_{ij} “duali” delle x_k ,

$$y_{ij} = 1 - x_k \quad (\text{II.9})$$

nella precedente equazione e nel resto del paragrafo, gli indici sono definiti come segue :

$$(i, j, k) \text{ permutazione di } (1, 2, 3)$$

Dall'equazione (II.6) si può notare come la probabilità dell'irraggiamento di un gluone sia proporzionale a α_s .

Nella QCD perturbativa sono stati ottenuti gli elementi di matrice solo per i grafici di Feynman di ordine piú basso, per ottenere la descrizione di stati finali a piú alta molteplicità partonica viene usato l'approccio del *parton shower*, descritto nel paragrafo III.3.

Questa fase radiativa influenza in maniera determinante la distribuzione delle variabili di forma usate in questa misura. Inoltre le correzioni radiative QCD producono delle variazioni delle ampiezze parziali di decadimento delle Z^0 nei diversi quark e, cosa importante per la misura di r_{charm} , queste variazioni dipendono dal sapore del quark coinvolto.

Le larghezze parziali della Z^0 si possono scrivere come segue :

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow q_f \bar{q}_f) = \frac{G_F M_{Z^0}^3 N_C \delta_f^{\text{correzione}}}{24\pi\sqrt{2}} (v_f^2 + a_f^2) \quad (\text{II.10})$$

il fattore $\delta_f^{\text{correzione}}$ contiene le correzioni per gli effetti della QCD, della QED, e per le masse dei quark; in [Chetyrkin 95] sono stati raccolti queste correzioni e presentate nella forma di somma di piú termini:

$$\delta_f^{\text{correzione}} = \frac{1}{N_C (v_f^2 + a_f^2)} \sum_i^{1\dots 12} R_i$$

Di queste correzioni il termine piú importante è la correzione di non singoletto [¶] R_1 :

$$\frac{R_1}{N_C (v_f^2 + a_f^2)} = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.409 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 - 12.77 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 \quad (\text{II.11})$$

in [Chetyrkin 95] si può trovare una discussione completa delle correzioni sin'ora calcolate per le ampiezze di decadimento della Z^0 .

In questo lavoro uso queste correzioni per normalizzare le previsioni teoriche delle distribuzioni delle variabili di forma, dato che queste sono normalizzate alle ampiezze

[¶] : secondo la nomenclatura di [Chetyrkin 95].

parziali in approssimazione di Born. Dei termini correttivi disponibili in [Chetyrkin 95] uso quei termini R_i il cui contributo è almeno 10^{-3} (solo uno di questi è maggiore di 10^{-2}): la correzione R_1 di non singoletto sino α_s^3 , le correzioni R_5 R_7 di non singoletto per le masse dei beauty, la correzione R_9 di singoletto per il top, e la correzione R_{12} somma di una correzioni QED e una mista QCD-QED di ordine rispettivamente α_{QED} e $\alpha_{\text{QED}}\alpha_s$. Per i termini riguardanti il quark charm ho usato α_s^{charm} al posto di α_s , perciò nel $\overline{f}t$ usato per la misura di r_{charm} , α_s^{charm} viene fatto variare anche in questi termini.

Nella fase **(b)** intervengono anche effetti di interferenza tra i campi di colore dei vari partoni causati da fenomeni di coerenza. Questo si manifesta con una riduzione progressiva degli angoli di emissione dei partoni, facendo sí che il flusso di energia nello sciame rimanga collimato attorno alla direzione dei partoni iniziali. Questo spiega perché la maggior parte dei decadimenti adronici della Z^0 mostri una marcata struttura a due getti, mentre gli eventi a piú getti derivano dall'emissione a grande angolo di partoni energetici.

Come vedremo con il *parton shower* è possibile descrivere l'evoluzione dei partoni sino a valori di virtualità di qualche GeV, a questo punto la costante di accoppiamento α_s è cosí grande che la teoria perturbativa non è piú valida e occorre usare modelli fenomenologici per descrivere la trasformazione dei partoni con carica di colore non nulla, in particelle a carica di colore nulla.

Questa fase è detta adronizzazione e corrisponde alla fase **(c)** della figura [II.1], verrà meglio descritta nel paragrafo III.4. Gli adroni prodotti nell'adronizzazione emergono tendenzialmente collimati con le direzioni dei partoni dai quali derivano, formando cosí i getti osservati sperimentalmente.

Infine nella fase **(d)** della figura [II.1] le particelle instabili decadono in particelle stabili.

II.5 LE VARIABILI DI FORMA DEGLI EVENTI

Lo studio delle variabili di forma trae origine dalla prima osservazione di getti di particelle negli eventi osservati a PETRA, i tassi di produzione risultano piú piccoli per eventi con molti getti, in accordo con l'ordine in α_s dell'evento.

numero dei getti	reazione	ordine
2	$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}$	$\mathcal{O}(\alpha_s^0)$
3	$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}g$	$\mathcal{O}(\alpha_s^1)$
4	$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}gg$	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$
4	$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$
...

A tale periodo risalgono i primi algoritmi per fornire variabili utili per “contare” i getti degli eventi, ma nei conti ci si imbatte, in diverse divergenze : oltre alle divergenze ultraviolette nei grafici a loop, eliminabili dalla rinormalizzazione, compaiono divergenze infrarosse legate alla emissione di partoni di bassa energia o a piccolo angolo.

Per capire questo problema esaminiamo quello che succede nel processo $q \rightarrow qg$, descritto nell'equazione (II.6). In tale equazione, calcolata considerando i quark a massa nulla, si notano delle divergenze per $x_1 \rightarrow 1$ e $x_2 \rightarrow 1$ che si possono classificare in due tipi :

a basso impulso (*soft*) : quando $x_1 \rightarrow 1$, $x_2 \rightarrow 1$, $x_3 \rightarrow 0$, cioè quando due quark, vanno in direzione opposta, portando quasi tutta l'energia, mentre il gluone ha energia quasi nulla. Queste divergenze sono tipiche di processi di irraggiamento quando l'energia della particella irraggiata tende a zero.

collineari : quando $x_1 \rightarrow 1$ (o $x_2 \rightarrow 1$), ma l'energia normalizzata degli altri due partoni non tende a 1 (in caso contrario si ricadrebbe nelle divergenze a basso impulso). Cioè quando un quark, porta via l'energia massima e gli altri due partoni vanno in direzione opposta, con impulsi collineari ma non trascurabili. In generale questo corrisponde alle configurazioni dove una particella viene emessa con impulso non trascurabile e in maniera collineare alla sorgente.

Similmente al caso della bremsstrahlung della QED, le divergenze infrarosse sono legate alla indistinguibilità sperimentale di dette configurazioni da quelle senza emissione di gluone : un teorema di Kinoshita–Lee–Nauenberg ([Kinoshita 62],[Lee 64]) e uno di Poggio–Quinn–Sterman ([Poggio 76],[Sterman 76], [Sterman 78]) assicurano la scomparsa di tali divergenze quando si sommano tutti i diagrammi di Feynman corrispondenti a una configurazione degenerare secondo un opportuno criterio di risoluzione sperimentale.

Per esempio, in generale per un grafico di Feynman a n partoni, fissato y_{\min} , (si veda l'equazione (II.9)), si considerano a $n-1$ getti quelle configurazioni nelle quali uno dei partoni, i , ha bassa energia secondo il criterio $\forall k \neq i \ y_{ik} < y_{\min}$ (divergenze a basso impulso), delle configurazioni rimanenti si considerano ancora a $n-1$ getti anche quelle nelle quali uno dei partoni, i , è collineare a un'altro, j , in base al criterio $y_{ij} < y_{\min}$ (divergenze collineari). Lo schema si generalizza alle configurazioni con $k < n$ getti.

Si può trovare, in base ai teoremi citati, una classe di variabili che sono dette senza divergenze a basso impulso e senza divergenze collineari.

Il lavoro di [Sterman 77] ha studiato il problema del conteggio del numero di getti cercando osservabili che fossero ben definite a tutti gli ordini perturbativi, in modo da permettere un'affidabile previsione teorica. Per eliminare le divergenze infrarosse fu proposto un metodo per raggruppare i partoni o le particelle in getti, usando una risoluzione finita nella separazione angolare e nella misura dell'energia. Tuttavia ci si rese conto che contare i getti non era l'unica via per lo studio degli eventi, ma che ciò era possibile anche tramite variabili che descrivevano la forma globale degli eventi.

Nonostante l'adronizzazione, secondo ipotesi della dualità locale partoni–adroni (*Local Hadron Parton Duality*) di Sterman–Weinberg, il confronto tra le previsioni teoriche fatte sui partoni e le misure sperimentali fatte sulle particelle dovrebbe essere garantito ad alta energia dove le correzioni di adronizzazione vanno come l'inverso della energia caratteristica della processo; questa ipotesi, secondo alcuni autori, però non è

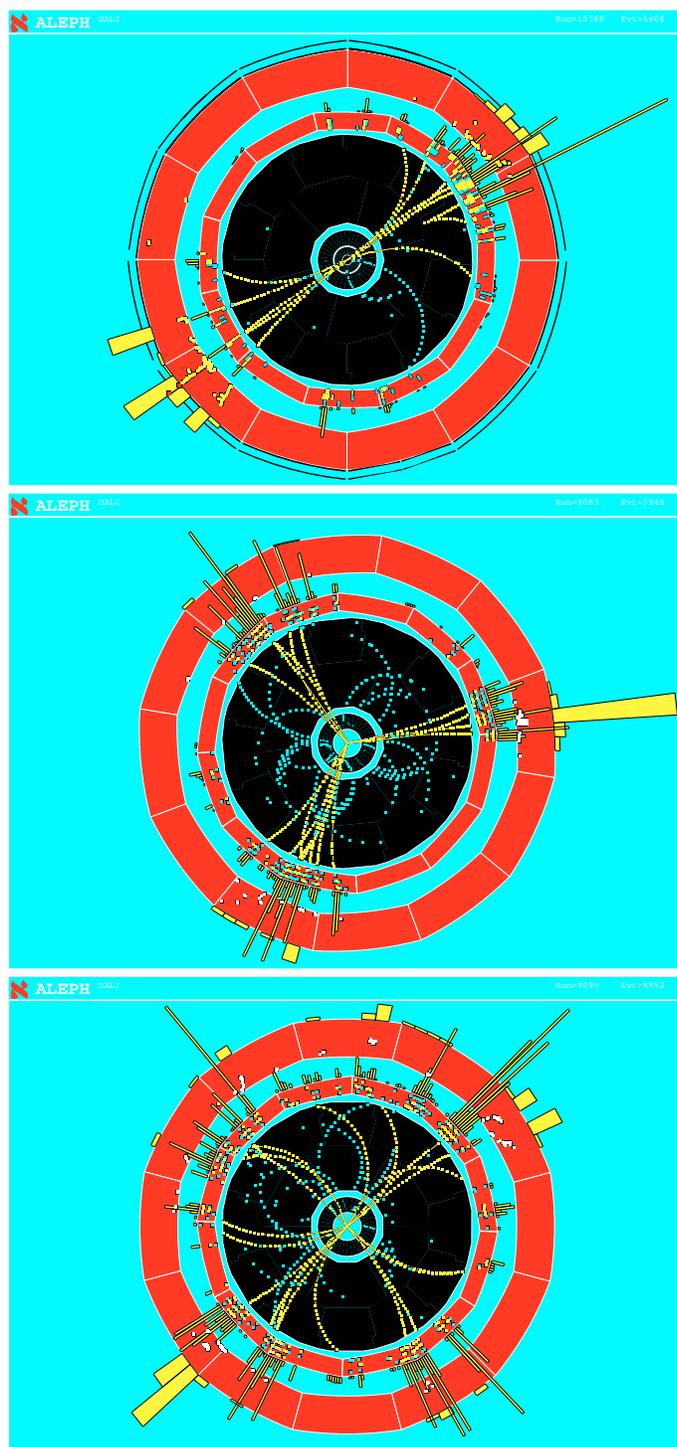


Figura [II.2] : Ricostruzione di tre eventi, rispettivamente a 2 getti, a 3 getti, e a 4 getti.

chiara in termini rigorosi, [Gottschalk 84], dato che non è ben definito che cosa si debba intendere per energia caratteristica.

Sono necessarie alcune caratteristiche perché una variabile di forma sia utilizzabile praticamente. Per le previsioni teoriche :

- deve essere ben definita da permettere i calcoli teorici senza ambiguità;
- deve essere stabile rispetto alle divergenze a basso impulso (*soft*) : sostituendo nell’evento una particella “a” con una coppia di particelle “b” “c”, conservando il quadrimpulso totale (come avverrebbe in un decadimento), quando l’energia della particella “b” o della “c” tende a zero, la variabile di forma deve tendere al valore di partenza;
- deve essere collineare-stabile : sostituendo nell’evento una particella “a” con una coppia collineare di particelle “b” “c”, conservando il quadrimpulso totale (come avverrebbe in un decadimento), quando l’impulso né di “b” né di “c” tende a zero, il valore della variabile di forma non deve mutare.

Mentre le seguenti caratteristiche sono auspicabili per il calcolo delle distribuzioni a partire dai dati o dalle simulazioni MonteCarlo :

- dalla definizione in termini fisici si deve ottenere un metodo numerico senza alcuna ambiguità, da poter applicare sia sui dati sperimentali che sulle distribuzioni di partoni prodotte nelle simulazioni MonteCarlo;
- deve essere stabile rispetto alle fluttuazioni dei parametri delle particelle, fluttuazioni prodotte per esempio a causa della risoluzione spaziale, e della risoluzione in energia degli apparati sperimentali;
- deve essere poco sensibile all’adronizzazione, cioè lo scarto tra il valore prima e dopo l’adronizzazione (secondo i vari modelli MonteCarlo) deve essere piccolo;
- deve essere poco sensibile alla perdita di informazioni intrinseca nella rivelazione delle particelle negli apparati sperimentali, a causa della non completa accettazione geometrica, a causa della non rivelabilità di alcune particelle come i neutrini, o anche per la non perfetta distinguibilità dei vari tipi di particelle;

In questo lavoro ho usato 4 variabili di forma diverse, C-par, Thrust, Y_3^{Jade} , $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$. Vediamo come sono definite le prime due di queste variabili.

C-par

Il C-par è dato dalla seguente espressione degli autovalori λ_i :

$$C = 3(\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_2 \lambda_3 + \lambda_3 \lambda_1)$$

del tensore M :

$$M^{ij} = \sum_a \frac{p_a^i p_a^j}{\|\vec{p}_a\|} \frac{1}{\sum_b \|\vec{p}_b\|}$$

Le p^i sono le 3 componenti spaziali dell'impulso \vec{p} , e gli indici "a" e "b" individuano le particelle a-esima e b-esima dell'evento. Questo tensore è calcolabile senza divergenze collineari e a basso impulso, a differenza del simile tensore $\sum_a p_a^i p_a^j$ che ha divergenze collineari. Per eventi a due getti, C-par è nullo, mentre per eventi a tre getti assume valori nell'intervallo $[0, \frac{3}{4}]$, e in generale assume valori nell'intervallo $[0, 1]$.

Thrust

Il Thrust è dato dal massimo, al variare della direzione di un versore $\hat{\mathbf{n}}_{thrust}$, della seguente funzione degli impulsi :

$$t = \max_{\hat{\mathbf{n}}_{thrust}} \frac{\sum_a \|\vec{p}_a \cdot \hat{\mathbf{n}}_{thrust}\|}{\sum_a \|\vec{p}_a\|}$$

Per due getti il Thrust è 1, per tre getti Thrust è compreso nell'intervallo $[\frac{2}{3}, 1]$, mentre in generale è compreso nell'intervallo $[\frac{1}{2}, 1]$.

Per la definizione di Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$ occorre ricordare la loro origine nei procedimenti per contare il numero di getti di un evento. La definizione si basa su una procedura iterativa per raggruppare le particelle in getti e su un criterio per l'arresto della procedura.

La procedura di raggruppamento, è la seguente :

1. si classificano tutte le particelle come pseudogetti,
2. per ogni coppia di pseudogetti i, j si calcola un'osservabile y_{ij} (si veda tabella [II.5]) funzione dei 4-impulsi p_i^μ, p_j^μ ,
3. si trova la coppia di pseudogetti ij per la quale il valore dell'osservabile è minimo, e al posto di questa coppia di pseudogetti si sostituisce un nuovo pseudogetto k avente 4-impulso calcolato secondo il metodo di ricombinazione della tabella [II.5],
4. se è soddisfatto un dato criterio di arresto si finisce, altrimenti si ritorna al punto 2.

Il criterio di arresto dipende dallo scopo che ci si prefigge : se si vogliono contare i getti, allora ci si ferma quando non vi sono più coppie di pseudogetti che hanno y_{ij} minore di una certa soglia; al contrario ci si può fermare quando il numero di pseudogetti diviene inferiore a un fissato numero, n , e quindi considerare come risultato Y_n il minore degli y_{ij} tra i pseudogetti rimasti. In questa analisi uso il secondo criterio e mi fermo quando ottengo tre getti, ottenendo quindi Y_3 . La distribuzione dei valori di Y_3 è anche nota come differenziale del tasso di produzione di eventi a due getti (*differential 2-jet rate*).

Per comprendere il significato fisico della Y_3 così ottenuta, basta considerare che, fissato un metodo di conteggio dei getti, gli eventi a due getti hanno valori vicini a zero, mentre eventi a molti getti hanno Y_3 grande.

Dei molti algoritmi usati nella fisica delle alte energie, [Bethke 92], differenti tra di loro per la definizione dell'osservabile Y_3 o per il metodo di ricombinazione, ho usato i seguenti, illustrati nella tabella [II.5] :

algoritmo	osservabile y_{ij}	ricombinazione	commenti
Jade-E0	$\frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{visibile}^2}$	$\begin{cases} E_k = E_i + E_j \\ \vec{p}_k = E_k (\vec{p}_i + \vec{p}_j) / \ \vec{p}_i + \vec{p}_j\ \end{cases}$	conserva E non conserva \vec{p}
Durham	$\frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{visibile}^2}$	$p_k^\mu = p_i^\mu + p_j^\mu$	conserva p^μ

Tabella [II.1] : Osservabili e metodi di ricombinazione usati negli algoritmi per raggruppare le particelle di un evento in getti. Gli indici latini i, j si riferiscono alle due particelle o getti da ricombinare, l'indice k individua il getto somma. Il simbolo $E_{visibile}$ si riferisce alla energia visibile dell'evento, mentre θ_{ij} è l'angolo tra le particelle i, j .

Jade-E0: Y_3^{Jade} ,

metodo messo a punto dalla collaborazione Jade, [Jade 86], nella versione di ricombinazione E0, riportato in tabella [II.5]. L'osservabile usata deriva dalla osservabile massa invariante $y_{ij} = (p_i + p_j)^2$ nell'approssimazione che le masse siano trascurabili :

$$(p_i + p_j)^2 = m_i^2 + m_j^2 + p_i^\mu p_{j\mu} \approx E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}) \quad (\text{II.12})$$

La distribuzione di questi valori è quasi tutta concentrata intorno a zero.

Durham-E: $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$,

metodo proposto da Dokshitzer nella conferenza di Durham del 1991, [Stirling 91], è una modifica del metodo di Jade. La versione usata è quella con la ricombinazione di tipo E. È detto anche metodo del k_\perp , dato che l'osservabile y_{ij} non è altro, a meno di un fattore, che l'impulso trasverso del pseudo-getto meno energetico rispetto a quello più energetico, nell'approssimazione che le masse siano trascurabili :

$$\min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij})$$

Questa definizione raggruppa preferibilmente getti vicini tra di loro, mentre il metodo di Jade raggruppa anche pseudo-getti separati da un grande angolo quando il prodotto $E_i E_j$ è piccolo^{||}. Di questa variabile ho usato la distribuzione del logaritmo, questo elimina la veloce crescita della distribuzione per $Y_3 \rightarrow 0$.

Entrambi i metodi sono privi di problemi legati a configurazioni collineari e a basso impulso, infatti l'osservabile y_{ij} si annulla sulle coppie di partoni collineari e sulle coppie quark gluone-a-basso-impulso, associando immediatamente queste coppie in un unico partone.

^{||} : in generale è importante che per questa variabile la serie perturbativa si possa fare l'esponenziazione, ma non uso questa caratteristica in questo lavoro.

L'uso di $E_{visibile}^2$ al denominatore serve a compensare la perdita dell'energia di particelle non rivelabili negli esperimenti, rendendo quindi piú piccola la variazione del valore di Y_3 a seguito dell'interazione delle particelle coll'apparato e a seguito della ricostruzione.

Circa il metodo di ricombinazione dei quadri-impulsi, si può notare che il metodo usato per Jade produce pseudo-particelle a massa nulla, mentre quello usato per Durham conserva i quadri-impulsi. Per l'algoritmo di Jade, la variazione del valore di Y_3 durante l'adronizzazione è particolarmente sensibile alla scelta del metodo di ricombinazione; il metodo scelto in questo lavoro è quello che presenta una minore variazione di Y_3 per l'adronizzazione, si veda [Bethke 92].

Per ridurre la rapida crescita delle distribuzioni del C-par e del Thrust nella regione a due getti, si pesano queste distribuzioni rispettivamente con C-par e con $1 - \text{Thrust}$.

Per tutte le misure delle distribuzioni delle variabili di forma per i dati, ho usato le pseudo-particelle di *Energy-Flow*, un algoritmo che integra in maniera ottimale sotto forma di pseudo-particelle, le informazioni provenienti dai sottorivelatori traccianti e le informazioni provenienti dai calorimetri, si veda il paragrafo V.3.

Per gli eventi simulati, nel caso della misura delle distribuzioni dai partoni, e nel caso della misura dalle particelle prima dell'interazione con l'apparato, ho usato tutte le informazioni disponibili nel MonteCarlo relativamente a tutte le particelle presenti nel dato stadio di simulazione; per la misura delle distribuzioni dopo l'interazione simulata coll'apparato, e la ricostruzione, ho usato le pseudo-particelle di *Energy-Flow* (si veda paragrafo V.3), basate sulle tracce ricostruite, esattamente come fatto per i dati reali.

II.6 LE PREVISIONI TEORICHE DELLE DISTRIBUZIONI

Per le distribuzioni dei valori delle variabili di forma descritte al paragrafo precedente esistono delle previsioni teoriche basate sulla approssimazione in α_s^2 , valide per le variabili calcolate sui partoni, in base a conti di QCD perturbativa.

Le sezioni d'urto differenziali calcolate nell'approssimazione di second'ordine in α_s , trascurando le masse dei quark, possono essere scritte nella formula seguente, comune alle diverse variabili di forma ξ ,

$$\begin{aligned} F(x) &\equiv \frac{1}{\sigma_{\text{Born}}} \left. \frac{d\sigma}{d\xi} \right|_{\xi=x} = \\ &= \frac{\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{2\pi} A(x) + \left(\frac{\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{2\pi} \right)^2 \left(A(x) 2\pi \beta_0 \ln \frac{\mu_{\text{QCD}}^2}{M_{Z^0}^2} + B(x) \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

la scala di rinormalizzazione usata in questo lavoro è $\mu_{\text{QCD}}^2 = 0.05 M_{Z^0}^2$, e x è il valore della variabile di forma. Nella funzione scritta, la dipendenza dalla variabile di forma ξ è contenuta solamente nella forma funzionale di A e B .

Come detto nel paragrafo precedente, le distribuzioni del C-par e del Thrust vengono pesate rispettivamente con C-par e con $1 - \text{Thrust}$, tuttavia la struttura del lato destro rimane immutata riassorbendo i pesi nelle funzioni A e B .

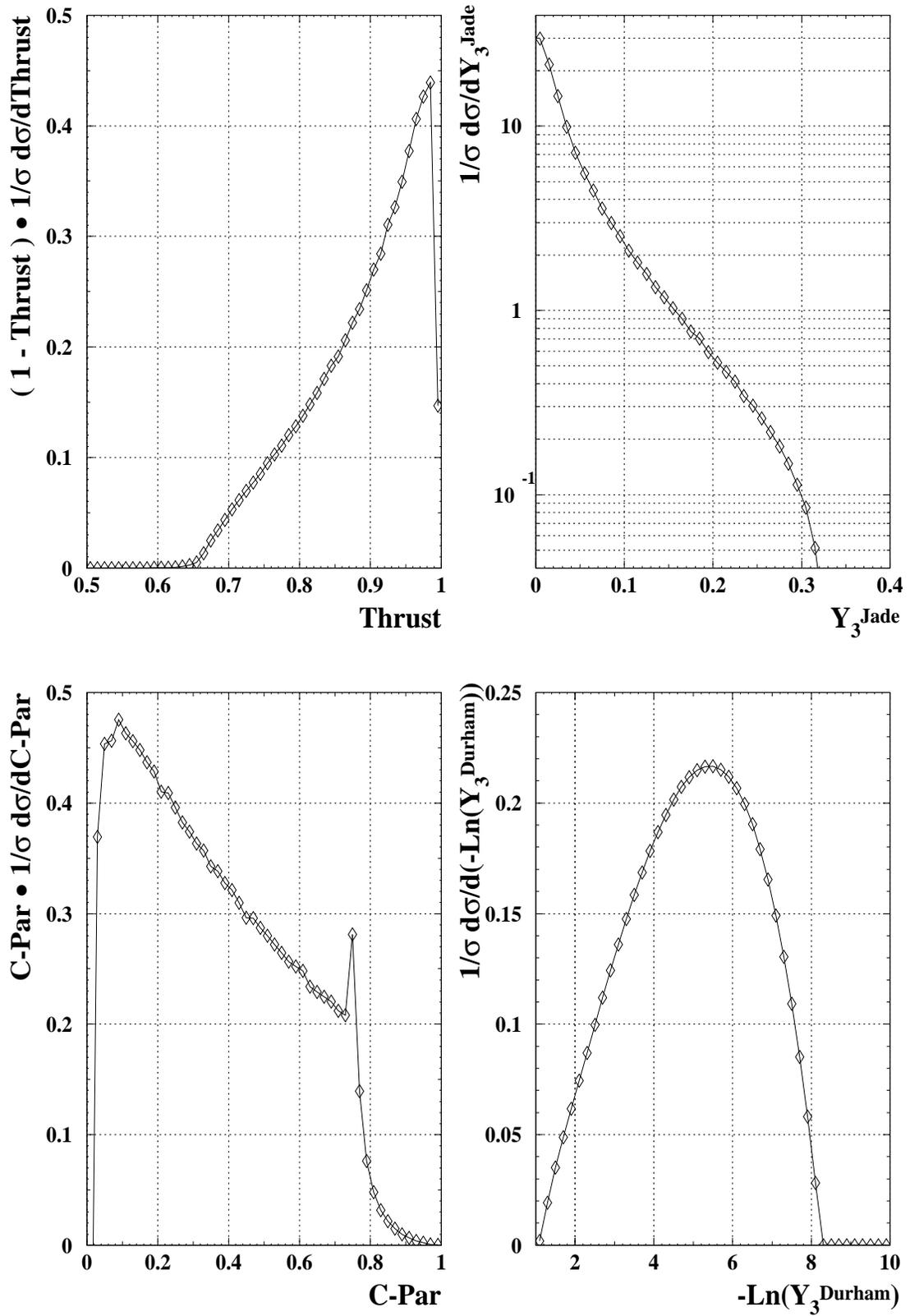


Figura [II.3] : Previsioni teoriche delle distribuzioni delle variabili di forma valide per i partoni, per $\alpha_s=0.118$ e $\mu_{\text{QCD}}=0.05M_{Z^0}^2$. Si noti la scala logaritmica per la distribuzione dei valori di Y_3^{Jade} .

Le funzioni A e B, per il calcolo delle distribuzioni teoriche, per C-par e Thrust sono state prese da [Kunszt 89], mentre per Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$, sono state calcolate usando il programma EVENT di Z. Kunszt e Paolo Nason, usato e descritto in [Kunszt 89]. I valori calcolati sono le medie sulle classi nei quali l'intervallo dei valori è stato suddiviso. A loro volta i conti e il programma di [Kunszt 89] sono basati sui conti analitici di [Ellis 81] che sono stati positivamente confermati da successive lavori sia con tecniche numeriche sia con tecniche analitiche. Questi conti contengono i contributi degli eventi a due e tre getti con le correzioni a un *loop* e i contributi degli eventi a quattro getti necessari per cancellare le divergenze delle distribuzioni a tre getti.

Nella figura [II.3] sono state riportate le distribuzioni calcolate per i partoni. Per il C-par si nota una discontinuità per $C\text{-par} = 3/4$, mentre per il Thrust c'è una discontinuità della derivata a $\text{Thrust} = 2/3$, in entrambi i casi sul bordo dell'intervallo dei valori per gli eventi a 3 getti. Queste discontinuità però non sono visibili nelle distribuzioni sperimentali a causa dell'adronizzazione e della risoluzione sperimentale.

Limitazione fondamentale di queste previsioni è che non sono affidabili quando ci si avvicina alla regione dei valori degli eventi a due getti. Per tali regioni esistono formule più precise, quelle con una risommazione di parte dei termini di ordine più elevato, che però non uso in questa analisi, dato che simile precisione apporterebbe solo un miglioramento trascurabile a questa analisi. Questo problema si aggrava quando si considera che l'adronizzazione, l'interazione col rivelatore e la successiva ricostruzione fanno variare il valore della variabile di forma, portando gli eventi a due getti **, nella regione degli eventi a tre getti. È utile ricordare questa limitazione per la scelta dell'intervallo da usare nel confronto dei dati colla teoria per ricavare r_{charm} .

** : fissato un criterio di discriminazione tra gli eventi a due getti e gli altri.

CAPITOLO III

SIMULAZIONI MONTECARLO

Nell'analisi sono state usate delle simulazioni MonteCarlo per ricavare le trasformazioni da applicare alle previsioni teoriche al fine di renderle confrontabili con i dati.

Queste trasformazioni sono collegate ai diversi fenomeni che separano le previsioni teoriche valide per i partoni dalle misure : la radiazione dello stato iniziale, la adronizzazione dei partoni in particelle, l'interazione delle particelle coll'apparato, la ricostruzione, e infine la selezione degli eventi.

Per la stima di queste correzioni mi sono avvalso dei programmi di simulazione degli eventi adronici, quali `jetset` e di quelli per la simulazione del rivelatore, `galeph` (paragrafo IV.11).

In questo capitolo spiego le caratteristiche di `jetset`. Questo programma permette di studiare l'effetto della radiazione dello stato iniziale e dell'adronizzazione sulle distribuzioni delle variabili di forma e di ricavare le corrispondenti correzioni.

III.1 LA SIMULAZIONE DI EVENTI ADRONICI AL LEP

Le interazioni $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{adroni}$ sono state simulate con `jetset` con i parametri ottimizzati dalla collaborazione ALEPH. Questo programma, sviluppato dal gruppo di Lund, è uno dei diversi programmi di simulazione attualmente disponibili, ed è uno dei pochi costantemente studiati e aggiornati. Questo è merito dei buoni risultati di questo programma nel riprodurre i dati grazie all'uso del modello a stringa, ma anche grazie a un numero non piccolo di parametri aggiustabili.

III.2 LA RADIAZIONE DELLO STATO INIZIALE

Per la radiazione dello stato iniziale `jetset` usa una formula al primo ordine per descrivere l'emissione dei fotoni. Indico con x_γ la frazione del quadrato dell'energia nel centro massa $E_{c.d.m.}$ portata via dal fotone, quindi dopo l'emissione del fotone il quadrato dell'energia

nel centro di massa dell'elettrone e del positrone è $s' \equiv (1 - x_\gamma)s$. La sezione d'urto di questo processo è :

$$\frac{d\sigma}{dx_\gamma} = \frac{\alpha_{\text{QED}}}{\pi} \left(\ln \frac{s}{m_{e^-}^2} - 1 \right) \frac{1 + x_\gamma^2}{x_\gamma} \sigma_0(s') \quad (\text{III.1})$$

dove $\sigma_0(s')$ è la sezione d'urto in assenza di radiazione dello stato iniziale quando il quadrato dell'energia del centro di massa è s' .

La formula al primo ordine diverge sia per $x_\gamma \rightarrow 1$ che per $x_\gamma \rightarrow 0$. La divergenza per $x_\gamma \rightarrow 0$ è la solita divergenza infrarossa, dovuta al fatto che l'energia del fotone tende a zero, in maniera tale che, in condizioni reali di misura, la configurazione con l'emissione del fotone non sia distinguibile da quella senza emissione. Nel MonteCarlo si emettono fotoni solo per $x_\gamma \geq 0.01$, l'effetto dei rimanenti fotoni viene riassorbito nella sezione d'urto.

La divergenza per $x_\gamma \rightarrow 1$, cioè quando l'energia al centro di massa della coppia elettrone positrone tende a zero, è legata alla divergenza della sezione d'urto tra elettrone e positrone. V'è un taglio anche in questo caso, $x_\gamma \leq 0.99$, ma i rari eventi in questa regione non vengono classificati come eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ dato che gli eventi sono caratterizzati da un singolo fotone altamente energetico.

Nel MonteCarlo è stata prodotta anche la radiazione di fotoni da parte dei partoni, ma questa ha solo un effetto molto piccolo, dato che i partoni irradiano molto più facilmente i gluoni, data la notevole differenza tra le costanti di accoppiamento. L'effetto di questi fotoni è noto essere trascurabile sulle distribuzioni in esame, [Aleph 92b].

Per gli eventi usati per la stima delle correzioni di adronizzazione e di selezione, nella simulazione degli eventi, la radiazione dello stato iniziale è stata prodotta con il programma *dymu2*. Questo considera gli elettroni e positroni come oggetti compositi, in base a loro funzioni di struttura; nell'interazione per la produzione della Z^0 l'elettrone e il positrone interagiscono portando con se solo parte dell'energia disponibile, la parte rimanente viene rilasciata sotto forma di fotoni e coppie di leptoni. Nel generatore per semplicità viene considerata solo l'emissione di un fotone per ognuno dei leptoni interagenti.

III.3 IL PARTON SHOWER

Il *parton shower* descrive l'evoluzione di un sistema di quark e gluoni in base alle equazioni di Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP). La descrizione è effettuata in termini probabilistici, anziché in termini di ampiezze quantistiche, dato che l'approssimazione che prende in considerazione i logaritmi dominanti, *LLA*, nel gauge assiale non presenta i termini di interferenza, e quindi, in questa approssimazione, ha senso la descrizione probabilistica.

Per descrivere questa evoluzione *jetset* usa come parametro la virtualità Q^2 , cioè il quadrato del quadri-impulso dei partoni $Q^2 \equiv p^\mu p_\mu$. Questa scelta non è unica e altri programmi usano altre definizioni per Q^2 . Per i quark prodotti direttamente dal decadimento delle Z^0 , Q^2 può arrivare sino a un massimo pari a M_{Z^0} . Nel *parton shower* i quark

e i gluoni irradiano e si trasformano in altri quark e gluoni, secondo i processi $g \rightarrow q\bar{q}$, $g \rightarrow gg$ e $q \rightarrow qg$, riducendo ad ogni passo questo eccesso di virtualità.

Quando si considera la trasformazione di un partone in due altri partoni, $a \rightarrow bc$, si introduce un secondo parametro, z , che esprime come l'energia si ripartisca tra i partoni b e c ,

$$\begin{aligned} E_b &= zE_a \\ E_c &= (1-z)E_a \end{aligned}$$

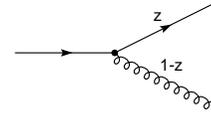
Nel MonteCarlo queste energie sono state calcolate nel centro di massa della Z^0 . Un'alternativa, usata in altri modelli, è quella di calcolare l'energia nel sistema di riposo del partone dal quale il partone a è stato originato.

Se si definisce $t = \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}})$ e si considera un partone che subisca una trasformazione $a \rightarrow bc$ durante il *parton shower* allora la probabilità che ciò avvenga per una variazione della virtualità $dt = dQ^2/Q^2$ è data dall'equazione DGLAP nella forma :

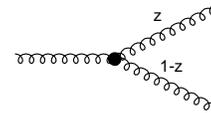
$$d\mathcal{P}_{a \rightarrow bc} = dt \int \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{b,c} P_{a \rightarrow bc}(z) dz \quad (\text{III.2})$$

dove la somma è su tutti gli stati finali. Le funzioni $P_{a \rightarrow bc}(z)$ sono i nuclei di transizione di Altarelli-Parisi :

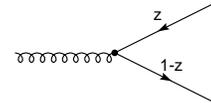
$$P_{q \rightarrow qg}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}$$



$$P_{g \rightarrow gg}(z) = N_C \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)}$$



$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = T_F N_f (z^2 + (1-z)^2)$$



La formula per la probabilità di non emissione partendo dal valore di virtualità corrispondente a t_2 e arrivando a t_1 , è la seguente :

$$\mathcal{P}_{\text{non emissione}}(t_2, t_1) = \exp \left(- \int_{t_1}^{t_2} \sum_{b,c} \frac{d\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}}{dt} dt \right)$$

Questa formula, che si ricava dall'equazione (III.2), permette di costruire la simulazione MonteCarlo dell'evoluzione dell'insieme di partoni.

Nel primo passo dell'evoluzione, viene imposta una correzione che riporta le distribuzioni dei valori delle variabili cinematiche a tre getti a quelle calcolate con gli elementi di matrice all'ordine $\mathcal{O}(\alpha_s)$. Nei passi successivi occorre considerare gli effetti di coerenza tra i campi di colore dei partoni, in particolare in una catena di trasformazioni $a \rightarrow bc$ gli angoli tra i partoni figli vanno a ridursi ad ogni passo. Questo è un effetto simile all'effetto Landau-Pomeranchuk che si manifesta in QED, ed è causato dall'interferenza distruttiva dell'irraggiamento a grandi angoli a causa della vicinanza delle sorgenti. Inoltre per tener conto degli effetti di polarizzazione, la trasformazione $g \rightarrow gg$ viene effettuata preferenzialmente con i gluoni figli nello stesso piano di produzione del gluone padre, mentre la trasformazione $g \rightarrow q\bar{q}$ viene effettuata con i quark preferenzialmente in un piano ortogonale al piano di produzione del gluone.

Il *parton shower* viene terminato quando Q^2 raggiunge un valore paragonabile a quello delle tipiche masse adroniche, che corrisponde a situazioni non perturbative tipiche dei processi di adronizzazione. Quando questa situazione è raggiunta, il partone viene forzato alla sua massa invariante, in particolare i gluoni vengono riportati a massa nulla. Per essere precisi si ferma il *parton shower* per un dato partone quando questo ha una massa minore della somma delle masse efficaci dei suoi piú leggeri possibili prodotti. Per masse efficaci dei quark, m_q^* , e dei gluoni, m_g^* si intendono i valori :

$$m_g^* = \frac{1}{2}Q_0$$

$$m_q^* = \sqrt{m_q^2 + \frac{1}{4}Q_0^2}$$

dove il valore di Q_0 usato per la simulazione è $Q_0 = 1.74$ GeV, e le m_q sono le masse "running" dei quark. Quindi le masse minime per continuare il *parton shower* sono $m_{min\ g} = 2m_g^*$ per i gluoni e $m_{min\ q} = m_q^* + m_g^*$ per i quark.

Durante l'evoluzione, l'energia caratteristica del processo, la virtualità Q^2 , diminuisce costantemente, perciò occorre usare una costante di accoppiamento forte che vari di conseguenza. In *jetset* viene usata $\alpha_s(p_\perp^2) \approx \alpha_s(z(1-z)Q^2)$ che viene preferita, in base a motivazioni teoriche, sia alla dipendenza $\alpha_s(Q^2)$, sia all'uso di α_s costante.

III.4 L'ADRONIZZAZIONE

L'adronizzazione descrive l'interazione tra i partoni quando la distanza tra questi diviene grande e l'interazione è cosí intensa che il sistema non è piú descrivibile da modelli perturbativi della QCD. Durante questa fase dai partoni si formano dei getti di adroni. In queste condizioni *jetset* considera concentrata lungo una stringa l'energia del campo di colore creato dai diversi partoni, [Anderson 83]. Questo modello viene chiamato modello a stringa o di Lund, e si ispira all'effetto Meissner della superconduttività.

Inizialmente la stringa collega i quark e i gluoni mentre questi si allontanano tra di loro. I casi piú comuni sono quelli delle configurazioni $q\bar{q}$ e $q\bar{q}g$, in questi casi la stringa collega i due quark, passando per l'eventuale gluone. È stato mostrato che il modello a

stringa risulta stabile rispetto a gluoni a basso impulso (*soft*) e collineari, nel senso che questi effetti alterano in maniera continua la frammentazione.

Dato che l'interazione tra quark a grandi distanze si può considerare come dovuta a un potenziale lineare, secondo quanto si ricava dallo studio degli stati legati $q\bar{q}$:

$$U(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\|\vec{x}_1 - \vec{x}_2\|} + \kappa \|\vec{x}_1 - \vec{x}_2\|$$

a grandi distanze, $\|\vec{x}_1 - \vec{x}_2\| \gg \sqrt{\alpha_s/\kappa}$, l'energia della stringa risulta proporzionale alla distanza tra i quark $E \approx \kappa \|\vec{x}_1 - \vec{x}_2\|$ e si ha che la stringa è omogenea nella sua lunghezza. Il parametro κ , cioè la “costante elastica” della stringa, ha un valore di $\kappa \approx 0.2 \text{ GeV}^2$. Man mano che i quark si allontanano, la stringa incomincia a frammentarsi, agli estremi dei frammenti si materializza una coppia di quark, che si allontanano tra di loro con una piccola componente trasversa. Nello spazio intermedio tra le due stringhe si assume che il campo sia nullo, essendo schermato dalla coppia $q\bar{q}$ prodotta.

In caso di quark pesanti, in particolare per il charm e il beauty, l'energia associata alla loro massa richiede che il processo coinvolga non un punto della stringa ma un segmento esteso di questa, questo segmento fornisce l'energia necessaria e si trasforma nella coppia di quark. Questo effetto può essere descritto come un effetto di *tunnelling* quantistico che introduce una dipendenza della probabilità di creazione delle coppie dalla loro massa, m_q , e dal loro impulso trasverso alla stringa, p_\perp :

$$\exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_\perp^2}{\kappa}\right)$$

Nel MonteCarlo la dipendenza dalla massa viene riprodotta mediante una serie di tassi di produzione che hanno valori 1, 1, 0.3, 0, e 0 rispettivamente per i quark up, down, strange, charm, e beauty. Nella formula il coefficiente κ che compare nel fattore $\exp[-(\pi p_\perp^2)/\kappa]$ è una costante* che non dipende dalla $E_{\text{c.d.m.}}$, e questo fa sí che ad alte energie gli adroni prodotti rimangono alquanto allineati lungo la stringa di origine, mantenendo la struttura a getti dei partoni, in accordo con l'ipotesi LHPD.

Si può mostrare come i punti di frammentazione della stringa siano causalmente scorrelati, questo permette di simulare la frammentazione come piú si preferisce, partendo dal quark e incominciando a “tagliare” la stringa in mesoni sino ad arrivare all'antiquark, oppure nella direzione opposta. Questo costituisce la cosiddetta simmetria destra-sinistra della frammentazione.

Per descrivere la ripartizione dell'energia della stringa $q\bar{q}$ nel mesone $q\bar{q}'$ e nella stringa $q'\bar{q}$ si può considerare come parametro, per ciascuna stringa o mesone, la somma dell'energia e dell'impulso longitudinale alla direzione di frammentazione, $E + p_\parallel$. Rispetto ad altre scelte, questo parametro ha il vantaggio di essere un autovettore delle trasformazioni di Lorentz lungo la direzione di frammentazione, e quindi i rapporti di questo parametro sono un invariante per tali trasformazioni.

* : nei generatori MonteCarlo nella formula $\exp[-(\pi p_\perp^2)/\kappa]$ si preferisce usare al posto di κ una costante ottimizzata dal confronto con i dati.

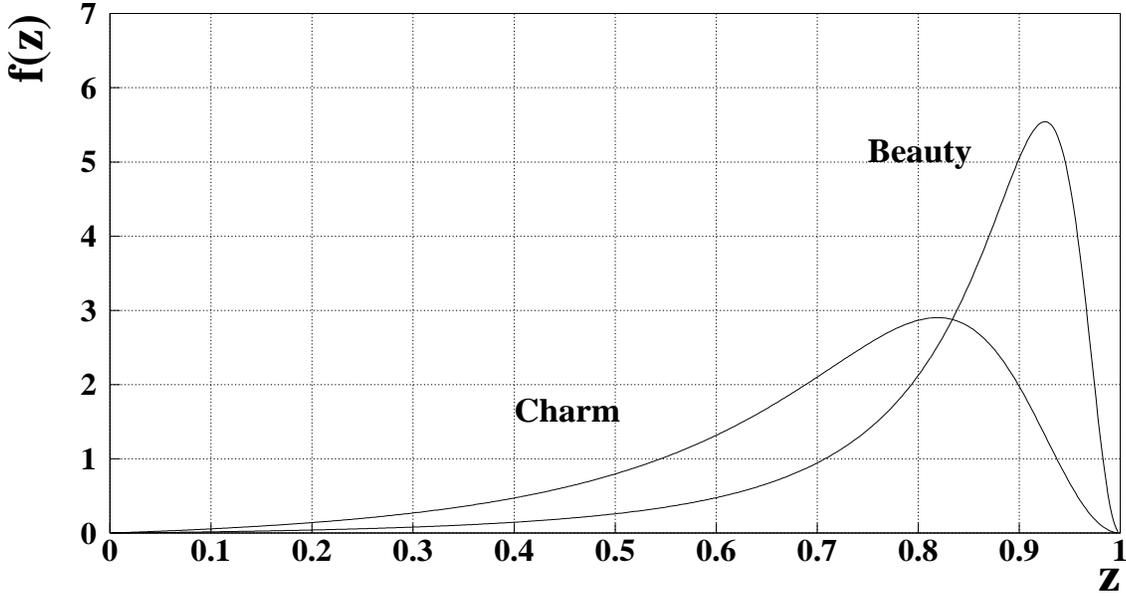


Figura [III.1] : Funzione di frammentazione di Peterson, per il charm e il beauty.

Chiamato z la frazione di $E + p_{\parallel}$ che il mesone $q\bar{q}'$ porta via dalla stringa madre $q\bar{q}$, la funzione di distribuzione f dei valori di z è determinata dalla richiesta che la frammentazione prodotta abbia la simmetria destra-sinistra. Una versione semplificata di questa funzione viene usata da `jetset` :

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(-b \frac{m_q^2 + p_{\perp}^2}{z}\right)$$

dove m_q è la massa del quark q , mentre a e b sono parametri usati nel MonteCarlo e valgono $a = 0.5$ e $b = 0.97 \text{ GeV}^{\perp 2}$, solo quest'ultimo un po' più alto del valore $b = 0.9$ proposto dal gruppo di Lund.

Questa funzione produce una frammentazione più “dura” per i quark pesanti, charm e beauty, in realtà più “dura” di quanto si osservi sperimentalmente, avendo un valore medio molto vicino a 1, $1 - \langle z \rangle \approx 2 \text{ GeV} / (m_q^2 + p_{\perp}^2)$, mentre in base a considerazioni cinematiche, considerando il quark pesante solo un poco perturbato data la sua grande massa, si ottiene un valore medio sempre vicino a uno, ma più piccolo, $1 - \langle z \rangle \approx 1 \text{ GeV} / m_q$.

Sono stati proposte diverse formule alternative, la più usata è quella di Peterson,

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

che con un sol parametro, ϵ_q , descrive molto bene le distribuzioni degli impulsi misurati.

Il parametro ϵ_q è detto parametro di Peterson, il suo valore dipende dal sapore del quark q presente nella stringa che frammenta, e vale approssimativamente $\epsilon_q \approx m_h^2 / m_q^2$, con $m_h \approx 0.3 \text{ GeV}$. Con questa scelta il valore medio della z è dato da $1 - \langle z \rangle \approx \sqrt{\epsilon_q} \approx m_h / m_q$, in accordo con quanto detto prima.

Nel MonteCarlo per i quark pesanti è usata questa funzione di frammentazione. Il valore ϵ_q usato per il charm è 0.040, mentre per il beauty è 0.0060, in base all'ottimizzazione dei parametri MonteCarlo sui dati reali, in particolare in base alle misure dell'impulso medio dei mesoni D e B. Tali funzioni sono riportate nella figura [III.1].

Il metodo esposto porta alla frammentazione della stringa in soli mesoni, per avere la produzione dei barioni occorre aggiungere la produzione di ulteriori coppie quark-antiquark (producendo quindi coppie di "diquark") durante la frammentazione della stringa, oppure occorre aggiungere la produzione di coppie con un meccanismo detto "pop-corn", [Sjöstrand 89].

Per quanto riguarda la produzione di stati eccitati, nel MonteCarlo si usa una serie di parametri ottimizzati per riprodurre le misure sperimentali. Lo schema adottato è il seguente : dei charm prodotti nei decadimenti $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, la probabilità di formare una D_s^\pm , un barione, un charmonio sono rispettivamente 0.12 , 0.08 e 0.01 . Dei charm rimasti, 3/4 formano D^* e 1/4 formano D^0 . I quark provenienti da gluoni via $g \rightarrow c\bar{c}$, producono 0.02 di tutti i mesoni D. Le stesse probabilità valgono per i corrispondenti processi dei mesoni B.

CAPITOLO IV

L'APPARATO

In questo capitolo descrivo le caratteristiche dei vari sottorivelatori che compongono ALEPH, da quelli di tracciatura a quelli di calorimetria.

La selezione gli eventi $D^{*\pm}$, usata per ricavare le distribuzioni delle variabili di forma per gli eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, è basata sulla misura delle masse invarianti dei candidati, sfruttando la ricostruzione delle tracce (e la conseguente misura degli impulsi) ottenuta in base ai dati raccolti dai sottorivelatori di tracciatura di ALEPH.

La misura delle variabili di forma si è basata sugli oggetti di *Energy-Flow*, un algoritmo che integra le informazioni dei rivelatori di tracciatura con quelle dei calorimetri per produrre una stima organica del flusso di energia nell'evento.

Per prima cosa descrivo le caratteristiche della macchina che produce questi eventi, il LEP, poi passo a descrivere i sottorivelatori che compongono ALEPH e che forniscono tutte le informazioni necessarie alla tracciatura e all'*Energy-Flow*. In questa descrizione mi limito alla situazione degli anni che vanno dal 1991 al 1995, cioè agli anni nei quali sono stati raccolti gli eventi usati in questo lavoro.

Nel paragrafo IV.11 descrivo la simulazione dell'apparato, uno degli anelli fondamentali per avere un MonteCarlo ben affidabile. Questa simulazione entra sia nella simulazione generale degli eventi, sia nello studio degli effetti sulle distribuzioni delle variabili di forma dell'interazione delle particelle con l'apparato.

IV.1 IL LEP

Il LEP (Large Electron Positron collider) [Myers 91] è l'anello di accelerazione e accumulazione del C.E.R.N. sul quale è installato il rivelatore ALEPH.

Il LEP, per venire incontro alle esigenze degli esperimenti, ha avuto più fasi nella sua vita, segnate sia da variazioni dell'energia di lavoro, che da modifiche apportate per migliorare costantemente le sue caratteristiche; si può dire che sia una macchina in continua evoluzione.

Nella prima fase di lavoro il LEP ha accelerato, accumulato e fatto collidere elettroni e positroni a diversi valori di energia nel centro di massa distribuiti sul picco di produzione

della Z^0 , producendo bosoni Z^0 , con una luminosità sino a $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Nel 1995 il LEP ha funzionato ad energie al centro di massa tra i 130 GeV e i 136 GeV, mentre dal 1996 ha funzionato a energie nel centro di massa superiori alla soglia di produzione di mesoni W^+ .

L'accelerazione delle particelle inizia nell'acceleratore lineare LINAC, costituito da due stadi: il primo porta gli elettroni a 200 MeV, i positroni sono quindi ottenuti facendo collidere tali elettroni su un bersaglio, il secondo stadio accelera sia i positroni così ottenuti che gli elettroni sino a 600 MeV. Quindi le particelle arrivano in un piccolo acceleratore circolare EPA (Electron Positron Accelerator) dove si prepara l'iniezione nel PS (Proto Synchrotron), dove i pacchetti vengono accumulati e ne vengono ridotte le dimensioni geometriche. Il PS porta le particelle da 600 MeV a una energia di 3.5 GeV, dal PS le particelle passano al SPS (Super Proton Synchrotron) dove raggiungono 20 GeV, di qui infine arrivano al LEP dove vengono ulteriormente accumulate per essere poi accelerate all'energia finale e quindi vengono mandate in collisione.

L'anello del LEP, con una circonferenza di 26.66 km, comprende otto aree sperimentali in quattro delle quali trovano posto quattro grandi rivelatori: ALEPH, DELPHI, L3, e OPAL. I fasci di e^+ e di e^- sono costituiti da uno o più treni* costituiti da uno o più pacchetti (*bunches*) di e^+ e di e^- circolanti in versi opposti. All'intersezione questi pacchetti hanno larghezze tipiche di 18 mm (longitudinale) per $250 \mu\text{m}$ (orizzontale) per $12 \mu\text{m}$ (verticale).

IV.2 L'APPARATO ALEPH

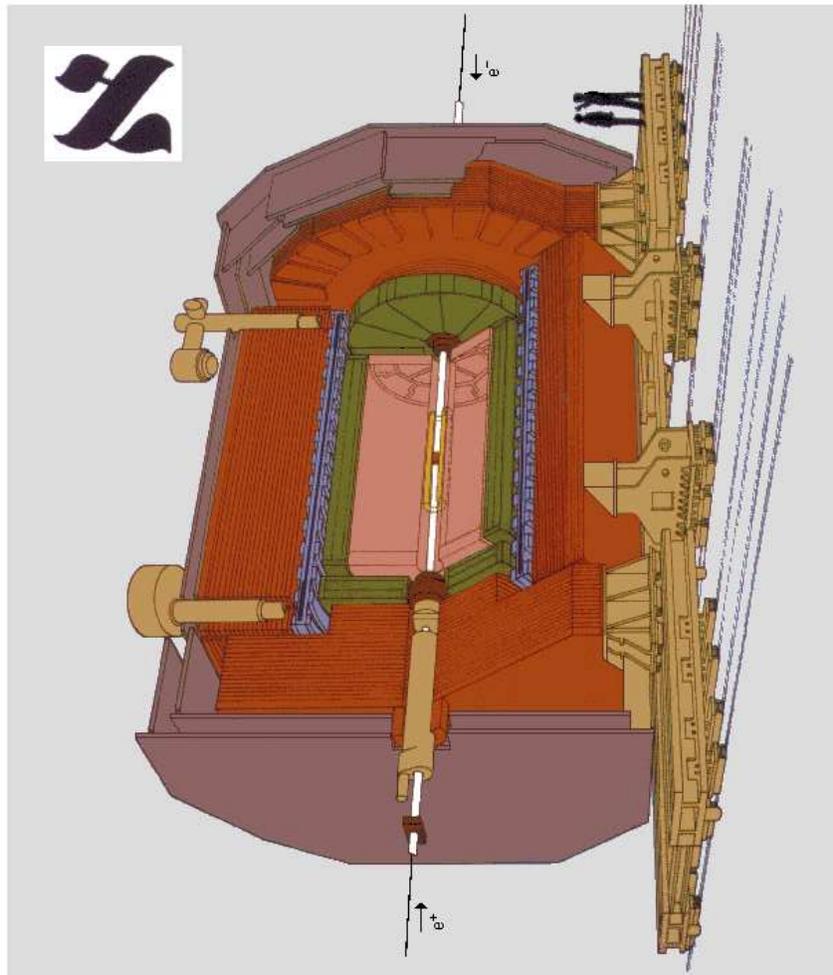
L'apparato di rivelazione di ALEPH, figura [IV.1] e figura [IV.2], è stato progettato per studiare in dettaglio le interazioni elettrodeboli e consentire una verifica del Modello Standard attraverso lo studio, con alta statistica, della risonanza Z^0 nell'interazione e^+e^- a $E_{\text{c.d.m.}} \approx M_{Z^0}$, e poi, nella seconda fase, lo studio della produzione di $W^- W^+$ a $E_{\text{c.d.m.}} \gtrsim 2M_W$.

I tipici eventi adronici a 91 GeV sono complessi per l'alto numero di particelle prodotte (in media circa 20 cariche e altrettante neutre), pertanto si è sviluppato un rivelatore capace di osservare le particelle prodotte su tutto l'angolo solido e al contempo dotato di una buona risoluzione angolare e in impulso. La struttura dell'apparato è costituita da più strati di rivelatori, organizzati secondo un cilindro (il *barrel*), che avvolge il tubo a vuoto del LEP e il punto di interazione, e da due *tappi* (*end-cap*) che chiudono il cilindro.

La parte interna del rivelatore è dedicata alla tracciatura delle particelle cariche e quindi alla misura della loro energia e della loro carica grazie alla curvatura prodotta dal campo magnetico creato da una bobina superconduttrice cilindrica. Nella parte interna vi sono il rivelatore di vertice (VDet), la camera tracciante interna (ITC) e la camera a proiezione temporale (TPC).

* : Nel 1993 si sono usati sino a 8 treni di un pacchetto ciascuno

- Vertex Detector
- Inner Tracking Chamber
- Time Projection Chamber
- Electromagnetic Calorimeter
- Superconducting Magnet Coil
- Hadron Calorimeter
- Muon Chambers
- Luminosity Monitors



The ALEPH Detector

Figura [IV.1] : Spaccato di ALEPH.

La parte esterna è dedicata alla calorimetria e alla identificazione dei muoni; essa comprende il calorimetro elettromagnetico (ECal), quello adronico (HCal) e, all'esterno del tutto, le camere per i muoni (MuDet).

L'origine del sistema di coordinate è il punto di intersezione dei fasci, l'asse positivo x punta verso il centro del LEP ma in orizzontale, l'asse positivo x è lungo la direzione del fascio di elettroni, mentre l'asse y è diretto verso l'alto in direzione ortogonale ai primi due. Viene usato anche un sistema di coordinate cilindrico z, ρ, ϕ , con la coordinata z definita come prima, e con ρ e ϕ definiti da $x = \rho \cos \phi$ e $y = \rho \sin \phi$.

Nel seguito di questo capitolo descrivo le componenti di ALEPH importanti per questo lavoro, una descrizione dettagliata può essere trovata nelle pubblicazioni [Aleph 90], [Aleph 95a].

IV.3 IL MAGNETE

Il magnete consiste in un avvolgimento superconduttore contenuto in un criostato di raggio interno di 2.48 m e esterno di 2.92 m e con una lunghezza di 7 m . L'avvolgimento è costituito da rame e niobio-titanio superconduttore immerso in una matrice di alluminio, ed è contenuto in un criostato a una temperatura di 4.2 °K . All'esterno del magnete, il circuito magnetico è chiuso da una grande massa di ferro che costituisce anche il materiale passivo del calorimetro adronico, mentre all'interno vi sono rivelatori che ricostruiscono le tracce delle traiettorie.

Nella zona interna, il campo magnetico, prodotto con una corrente di 5 kA, è di 1.5 T diretto parallelamente ai fasci. Grazie alla curvatura delle traiettorie delle particelle prodotta da tale campo si può ricavare la componente dell'impulso ortogonale al fascio, a tal scopo è necessario che le disomogeneità del campo magnetico siano ben contenute per ridurre gli errori di tale misura. Dopo il montaggio definitivo, i valori misurati delle disomogeneità sono risultati molto buoni e corrispondono a valori di distorsione delle traiettorie di meno di 0.2 mm .

IV.4 IL RIVELATORE DI VERTICE, VDET

Nella parte più interna, ma all'esterno del tubo a vuoto, è presente il rivelatore di vertice il VDet (Vertex - Detector), figura [IV.3], un rivelatore al silicio che consente di localizzare le tracce cariche con un'elevata risoluzione spaziale, in grado di permettere una precisa ricostruzione dei vertici secondari di ciascun evento.

Il rivelatore installato dal 1991, [Aleph 97], sino all'estate 1995 era costituito da 96 rivelatori al silicio a microstrip a doppia faccia quadrati con 5.12 cm di lato disposti su due strati cilindrici concentrici, quello interno con raggio medio di 6.3 cm e quello esterno di 10.8 cm . La copertura angolare in ϕ è completa, mentre in θ è limitata a $|\cos \theta| < 0.85$ per lo strato interno e a $|\cos \theta| < 0.69$ per lo strato esterno.

La lettura dei segnali veniva fatta sulle due facce a passi di 100 μm , permettendo di

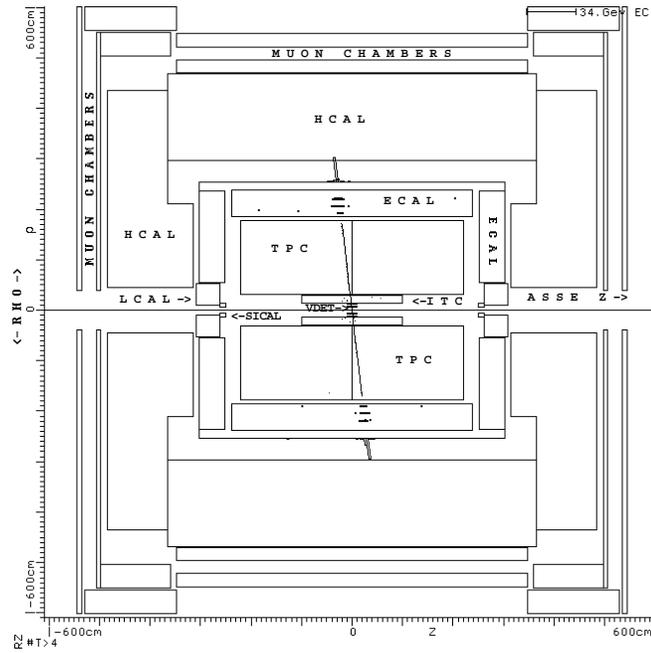
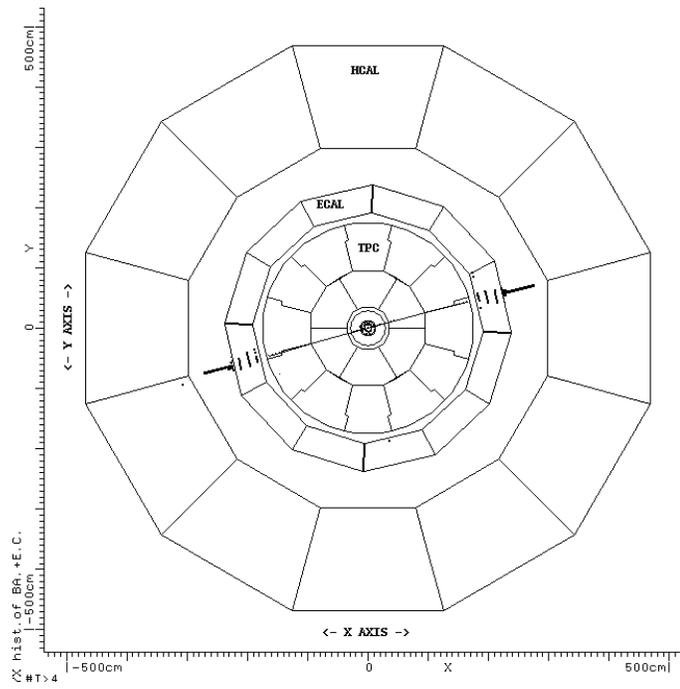


Figura [IV.2] : Sezione di ALEPH nel piano $y-z$ e nel piano $z-\rho$, per un evento $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

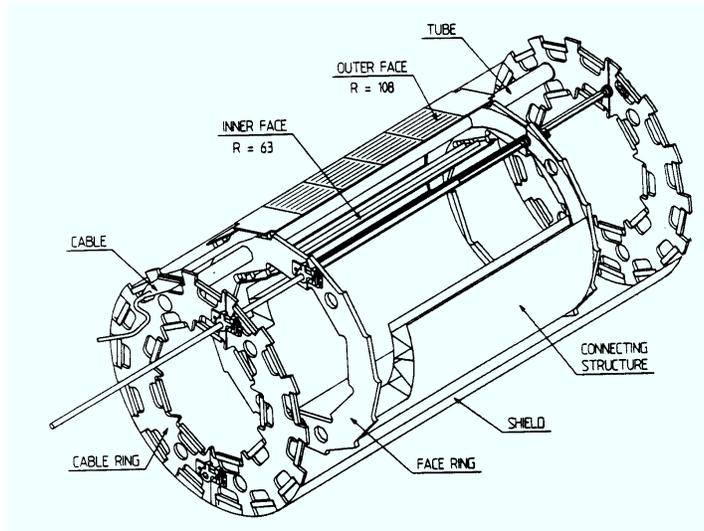


Figura [IV.3] : Schema meccanico del primo VDet, di nota una delle facce esterne sul lato superiore, le componenti del sostegno.

ottenere informazioni sia sulla coordinata z che su quella ϕ delle tracce. La risoluzione spaziale delle singole coordinate fornite da VDet è di $12 \mu\text{m}$ in ρ - ϕ , e di $12 \mu\text{m}$ in z .

IV.5 LA CAMERA TRACCIANTE INTERNA, ITC

La camera tracciante interna (*Inner Tracking Chamber*), figura [IV.4], è una camera a deriva cilindrica multifili, composta da otto strati concentrici di fili paralleli alla direzione del fascio. La ITC è riempita di una miscela di gas composta da Ar (80%) e da CO_2 (20%) a pressione atmosferica.

La ITC è posizionata nella parte centrale del rivelatore, posta coassialmente all'esterno del tubo a vuoto e del VDet, ha raggio interno di 0.128 m e esterno di 0.288 m . La zona sensibile si estende da $\rho = 0.16 \text{ m}$ a $\rho = 0.26 \text{ m}$ e da $z = -1 \text{ m}$ a $z = +1 \text{ m}$.

Le informazioni fornite dalla ITC circa le tracce delle particelle cariche che la attraversano, vengono usate sia per generare il trigger di primo livello che per la successiva ricostruzione delle tracce.

La ITC ha una risoluzione sulle singole coordinate di $100 \mu\text{m}$ in ρ - ϕ e di 3 cm in z . La copertura angolare in ϕ è completa, mentre in θ è limitata a $|\cos \theta| < 0.97$.

IV.6 LA CAMERA A PROIEZIONE TEMPORALE, TPC

La camera a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*), figura [IV.5], è l'elemento fondamentale per la ricostruzione delle tracce e quindi la determinazione dell'impulso; essa

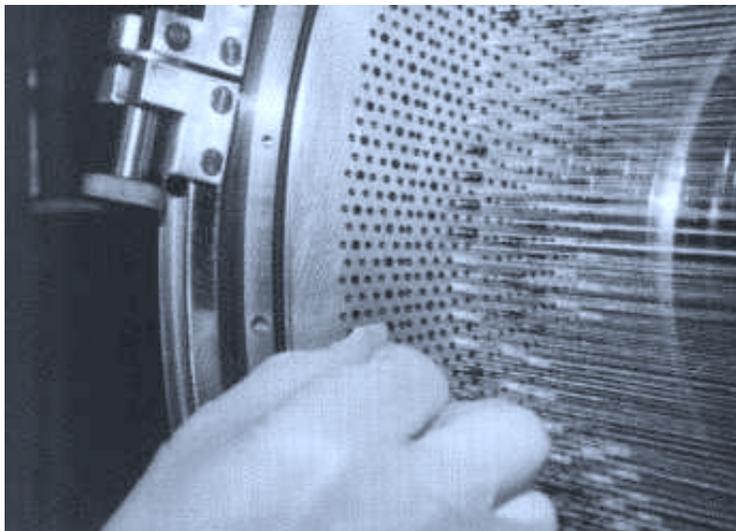


Figura [IV.4] : Dettaglio della ITC durante la costruzione. Si vedono i conduttori e la relativa piastra di fissaggio a una delle estremità.

fornisce inoltre la misura della ionizzazione per unità di lunghezza percorsa prodotta dalle particelle cariche.

È una camera cilindrica disposta coassialmente alla ITC, riempita di una miscela di gas composta da Ar (91%) e CH₄ (9%), tenuta a pressione atmosferica, ha un raggio interno di 0.31 m , e uno esterno di 1.8 m , e una lunghezza di 4.7 m , mentre la regione sensibile si estende da $\rho = 0.4$ m a $\rho = 1.706$ m .

Il cilindro è diviso in due camere da una membrana tenuta ad alto potenziale (-26 kV) mentre i “tappi” sono tenuti a potenziale zero, in tal modo si crea un campo elettrico omogeneo diretto verso la membrana di 11 kV/m parallelo al campo magnetico. Per garantire una maggior omogeneità del campo elettrico, sia la superficie cilindrica interna che quella esterna sono corredate da elettrodi mantenuti a potenziali decrescenti a partire dalla membrana centrale fino alle estremità.

Gli elettroni prodotti dalla ionizzazione del gas da parte di particelle cariche, derivano[†] sotto l'azione dei campi elettrico e magnetico verso i “tappi” dove vengono raccolti da camere piane proporzionali a fili.

Inoltre, in queste camere v'è una serie di piccole placche disposte in 21 corone concentriche, su un piano parallelo e vicino a quello dei fili. Su queste placche viene indotto un segnale elettrico prodotto dall'arrivo degli elettroni sui fili sensibili . Dal segnale delle placche si ottengono informazioni sia sulla coordinata z della traccia (in base ai tempi di arrivo degli stessi elettroni), sia sulle coordinate $\rho-\phi$ in base al punto di impatto degli elettroni sul piano $\rho-\phi$ dei “tappi”. Lungo le tracce di particelle che escono dalla TPC,

[†] : In realtà si tratta di un moto di deriva e diffusione lungo la direzione z , e di una diffusione nelle direzioni ortogonali.

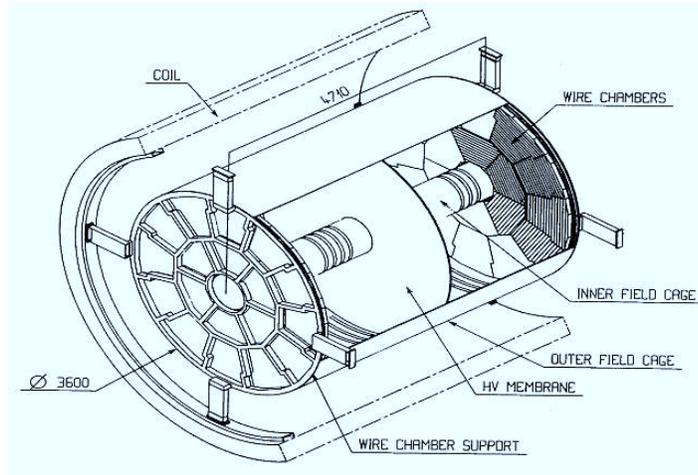


Figura [IV.5] : La TPC e il magnete, spaccato. Sono mostrati il criostato dell'avvolgimento superconduttore (*coil*), le camere a fili per la rivelazione (*wire chambers*), la struttura di sostegno delle camere a fili (*wire chamber support*), e gli elettrodi per produrre il campo elettrico (*inner field gauge* e *outer field gauge*).

avendola attraversata completamente in senso radiale, è possibile misurare sino a 21 punti, tanti quante sono le serie concentriche di placche sulle camere dei tappi.

La copertura angolare è completa in ϕ , la risoluzione spaziale tipica \ddagger nel piano ρ - ϕ è di $173 \mu\text{m}$, mentre la risoluzione tipica in z è $740 \mu\text{m}$ per tracce entro 0.2 radianti dalla perpendicolare al fascio. Una così alta risoluzione su un così grande volume richiede una calibrazione continua, basata sulla analisi di tracce prodotte da un sistema laser e quelle prodotte dai raggi cosmici.

Si misura anche la carica raccolta sui fili sensibili di queste camere, in modo da ottenere la misura della ionizzazione per unità di lunghezza prodotta dalla particelle.

La misura della ionizzazione per unità di lunghezza prodotta dalle particelle, $\frac{dE}{dx}$, viene ottenuta dalla media delle misure effettuate sui vari fili associati alla traccia, scartando l'8% dei segnali più piccoli (per evitare possibili misure sotto la soglia di sensibilità dell'ADC) e il 40% di quelli più grandi (per evitare le fluttuazioni della coda della distribuzione di Landau). La risoluzione nella misura del $\frac{dE}{dx}$ è di circa il 5%, potendo contare, nei casi favorevoli, su 338 misure indipendenti e su condizioni di funzionamento ben stabilizzate, (si veda la figura [IV.6]). Questa risoluzione permette una buona discriminazione tra le particelle, tranne che per alcune regioni dove i $\frac{dE}{dx}$ sono molto simili. In particolare, la separazione tra elettroni e pioni è maggiore di 2 volte lo scarto quadratico delle misure per energie minori di 20 GeV , mentre la separazione tra pioni e kaoni è almeno 1.5 scarti quadratici per energie tra 2 e 20 GeV . Naturalmente al riconoscimento

\ddagger : La risoluzione cambia a seconda della distanza della traccia dalle camere a fili e dell'orientazione spaziale della traccia.

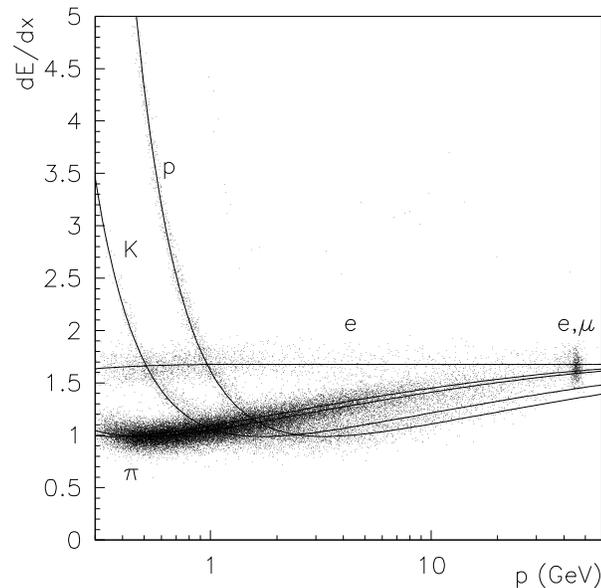


Figura [IV.6] : *Splutter plot* delle misure di $\frac{dE}{dx}$ per diverse particelle

delle particelle concorrono anche le informazioni provenienti dagli altri rivelatori come ad esempio i calorimetri.

IV.7 IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO, ECAL

Il calorimetro elettromagnetico (*Electromagnetic Calorimeter*), figura [IV.7], è dedicato alla misura dell'energia degli elettroni e dei fotoni, e al loro riconoscimento in base alle caratteristiche dei depositi di energia. È costituito da una parte cilindrica, *barrel*, e da due "tappi", *end-cap*. Il cilindro è disposto coassialmente alla TPC, è lungo 4.8 m e ha raggio interno di 1.85 m ed esterno di 2.25 m , mentre i "tappi" sono spessi 0.56 m ed hanno raggio interno di 0.54 m ed esterno di 2.35 m . Sia il cilindro che i "tappi" sono segmentati in 12 moduli tutti identici tra di loro. Per semplicità nella descrizione farò riferimento alla parte cilindrica, potendosi ripetere gli stessi ragionamenti anche per i "tappi" con poche modifiche.

I moduli del cilindro sono calorimetri a campionamento composti da 45 strati, formati da fogli di piombo alternati a camere a fili proporzionali, per uno spessore totale di $22 L_{\text{rad}}$. Le camere sono riempite con una miscela di Xe (80%), CO₂ (20%) a pressione atmosferica.

Il segnale viene raccolto da placche di rame organizzate secondo torri proiettive[§] che puntano verso il punto di interazione; queste torri hanno un'ampiezza media di circa

[§] : le placche sono allineate come le sezioni ortogonali all'asse di piramidi quadrata che hanno vertice nel centro di interazione.

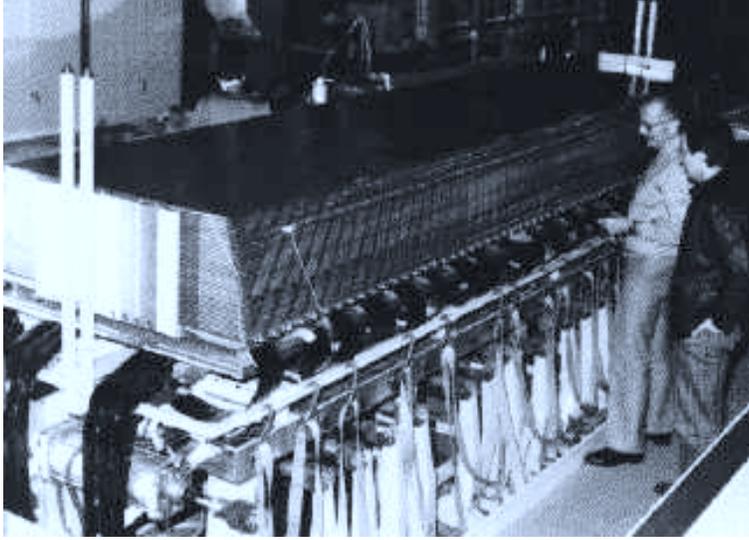


Figura [IV.7] : Uno dei moduli del *barrel* di ECal durante la costruzione.

$1.62 \cdot 10^{-4}$ sr, per un totale di 49152 torri nel cilindro e di 25576 nei “tappi”. Le dimensioni trasverse delle torri sono paragonabili al diametro degli sciame elettromagnetici, in modo da poter ricostruire con buona precisione il punto di ingresso delle particelle nell’ECal. Il segnale degli strati per ogni torre, viene sommato in tre blocchi corrispondenti di profondità crescenti : da 0 a $4 L_{\text{rad}}$, da 4 a $13 L_{\text{rad}}$, da 13 a $22 L_{\text{rad}}$. La copertura angolare è quasi completa in ϕ , mentre in $\cos \theta$ è limitata all’intervallo $[-0.979, 0.979]$.

La risoluzione in energia è :

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx 0.009 \oplus \frac{0.18 \text{ GeV}^{1/2}}{\sqrt{E}}$$

IV.8 IL CALORIMETRO ADRONICO, HCal

Il calorimetro adronico (*Hadronic Calorimeter*), figura [IV.9] e figura [IV.8], è adibito alla misura dell’energia delle particelle che interagiscono con la materia creando sciame adronici. Insieme all’ECal, costituisce un calorimetro ermetico in modo che dall’intero apparato si possa avere una misura quanto piú completa possibile dell’energia totale rilasciata nell’evento sotto forma di adroni carichi e neutri, fotoni e leptoni carichi.

L’HCal, come l’ ECal, è una struttura composta da tre sottostrutture di funzionalità simili. È composto da una struttura cilindrica, *barrel*, e due “tappi”, *end-cap*. Il cilindro è disposto coassialmente ed esternamente al magnete, è lungo 7.24 m , ha raggio interno di 3 m ed esterno di 4.68 m , mentre i “tappi” hanno uno spessore di 1.67 m ed hanno raggio interno di 0.45 m ed esterno di 4.35 m . La copertura angolare in ϕ è completa, mentre in $|\cos \theta|$ è limitata a circa 0.99 . Il cilindro è diviso in dodici moduli mentre i “tappi” solo in sei.

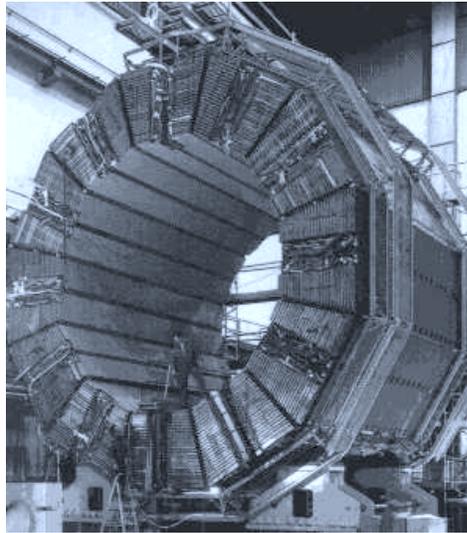


Figura [IV.8] : La parte cilindrica di HCal durante le fasi terminali del montaggio.

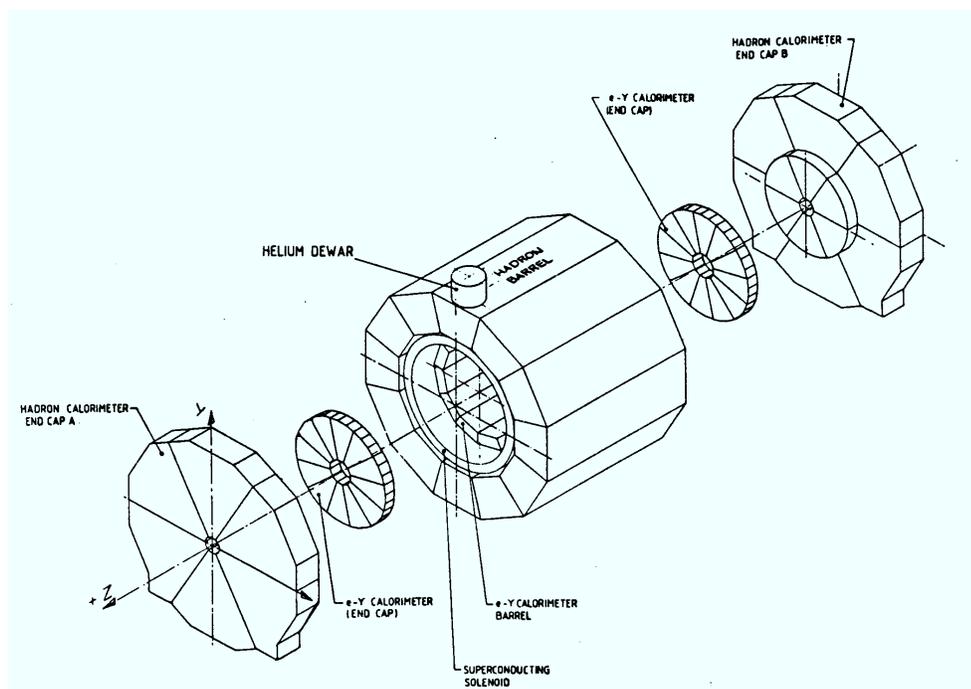


Figura [IV.9] : Disegno “esploso” di ALEPH, sono visibili HCal, parte di ECal, parte della bobina superconduttrice e il relativo dewar per l’elio.

Per semplicità nella descrizione farò riferimento alla parte cilindrica, potendosi ripetere gli stessi ragionamenti anche per i “tappi” con poche modifiche.

I moduli del cilindro sono calorimetri a campionamento costituiti da 22 lastre di ferro spesse 5 cm piú un’ultima di spessore doppio, per un totale di 120 cm di ferro equivalenti a 7.2 lunghezze di interazione; davanti a ogni lastra è inserito un piano attivo composto di tubi operanti con una miscela di Ar (20%), CO₂ (50%), C₄H₁₀ (30%), in regime di *streamer* limitato.

Il segnale viene raccolto da placche di rame accoppiate capacitivamente ai tubi, queste sono organizzate in 4608 torri proiettive aventi un’ampiezza media di circa $2.6 \cdot 10^{-3}$ sr .

Vi sono poi delle strisce di alluminio, disposte parallelamente ai fili dei tubi, che forniscono un segnale digitale individuante la proiezione delle tracce sul piano $x-y$, utilissimo per il riconoscimento dei muoni.

L’energia è data dalla somma della carica indotta sulle placche, riscalata per un coefficiente di taratura ottenuto durante le prove di calibrazione iniziali e corretto in base a un sistema continuo di calibrazione basato su sorgenti radioattive. La risoluzione in energia è :

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{0.85 \text{ GeV}^{1/2}}{\sqrt{E}}$$

IV.9 LE CAMERE PER MUONI, MUDET

Il rivelatore di muoni, (MUon Detector), sfrutta la capacità del calorimetro adronico di assorbire pressoché perfettamente tutte le particelle prodotte con la sola esclusione dei muoni.

Esso è costituito da due doppi strati di camere che avvolgono l’HCal seguendone la geometria e le segmentazioni, per quanto possibile. Si è badato a garantire una certa sovrapposizione tra i due strati in modo da ridurre le zone cieche.

Le camere sono tubi a *streamer* limitato, identiche nel funzionamento a quelle dell’HCal, esse, comunque, non sono utilizzate per misure di energia ma solo per misure di posizione.

La lettura della posizione di attraversamento dei muoni nelle camere viene effettuata mediante delle strisce conduttrici accoppiate capacitivamente ai tubi, disposte, su un lato parallelamente ai tubi, sull’altro ortogonalmente. Le strisce parallele ai tubi sono larghe 4 mm e hanno un passo di 10 mm , le altre hanno una larghezza di 10 mm e un passo di 12 mm . Le strisce dei due strati sono state sfasate di mezzo passo in modo da migliorare la risoluzione totale. Si ottengono così informazioni sui punti di uscita dei muoni.

Per l’identificazione dei muoni è comunque essenziale l’informazione del calorimetro adronico : questo, infatti, essendo un calorimetro tracciante, permette di seguire il muone per tutto lo spessore del calorimetro.

IV.10 IL TRIGGER

Il trigger ha lo scopo di selezionare gli eventi da acquisire ed impedire che eventi non interessanti vengano registrati caricando inutilmente, o addirittura saturando, il sistema di acquisizione dati. La velocità di produzione degli eventi e la loro complessità induce all'uso di un trigger strutturato in tre livelli in cascata. L'efficienza del trigger per i decadimenti adronici della Z^0 è maggiore di 0.99 , la frequenza del terzo livello risulta circa 1 Hz . Il trigger è flessibile a sufficienza da adattarsi a rigettare quegli eventi di fondo che non erano prevedibili completamente in fase di progetto e che spesso hanno caratteristiche molto variabili nel tempo.

IV.11 LA SIMULAZIONE DELL'APPARATO : GALEPH

La simulazione dell'apparato per il MonteCarlo è basata sul programma `galeph`. Questo è stato sviluppato in ALEPH ed è basato su un programma, messo a punto dal C.E.R.N., chiamato `geant`, nella cui banca dati è stata descritta la geometria e le caratteristiche di risposta dei sottorivelatori che compongono ALEPH. La simulazione degli sciami adronici e elettromagnetici viene affidata a programmi specifici, `gheisha` e `egs`, che sfruttano le parametrizzazioni sperimentali ottenute dalle misure su fascio di particelle eseguite per la calibrazione iniziale.

Nella simulazione si tiene conto anche della presenza dei materiali non attivi, in modo da riprodurre correttamente le interazioni che si possono manifestare con la creazione di coppie o deviazione delle particelle dalla loro traiettoria (*multiple scattering*).

La figura [IV.10] mostra un confronto tra dati e MonteCarlo per il rapporto tra l'impulso (ricavato dalla tracciatura) e l'energia (ricavata dalla calorimetria) per le tracce dei decadimenti del tipo $Z^0 \rightarrow \tau^-\tau^+$. La figura [IV.11] permette il confronto per le caratteristiche di tracciatura usate nella ricostruzione dei K_S^0 , delle Λ^0 e delle $\bar{\Lambda}^0$. Come si vede dalle figure, la simulazione dell'apparato è molto buona : sia le distribuzioni derivanti dalle caratteristiche della tracciatura che quelle derivanti dalla calorimetria sono in accordo con i dati sperimentali.

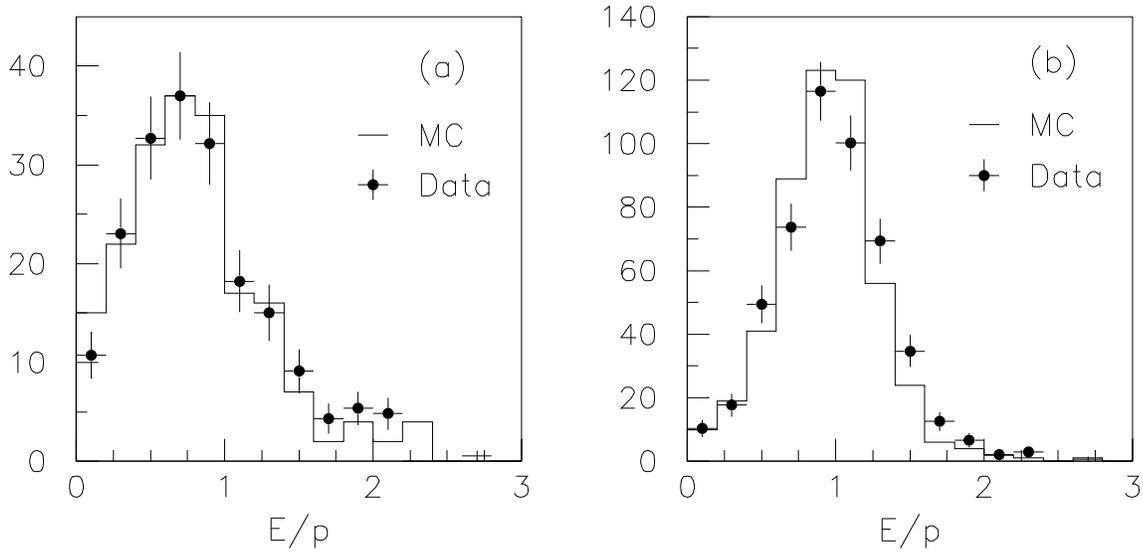


Figura [IV.10] : Confronto, tra i dati e il MonteCarlo, del rapporto tra l'energia misurata nel calorimetro adronico e l'impulso fornito dalla TPC in decadimenti con singola traccia carica del τ . La figura (a) riguarda tracce con impulso tra 2 e 5 GeV , mentre la figura (b) è per le tracce tra 5 e 30 GeV.

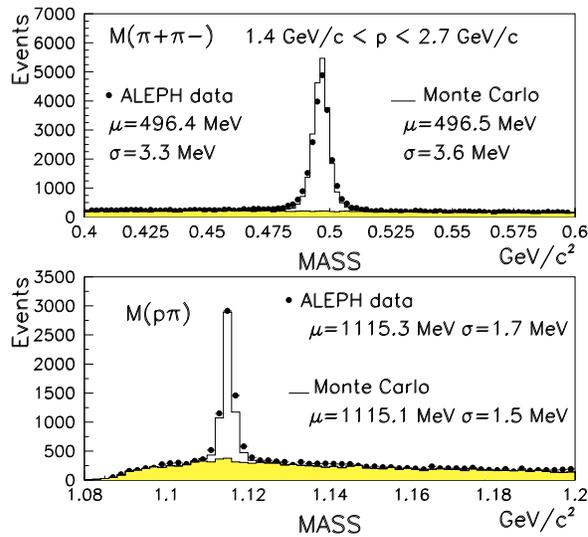


Figura [IV.11] : Confronto tra dati e MonteCarlo della ricostruzione delle masse invarianti dei candidati $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p \pi$ e $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$.

CAPITOLO V

LA RICOSTRUZIONE DEGLI EVENTI

La ricostruzione di un evento è composta da diverse fasi : la ricostruzione delle tracce delle particelle cariche, l'individuazione degli sciami elettromagnetici e di quelli adronici, l'associazione degli sciami a particelle cariche e l'assegnazione degli sciami rimanenti a candidate particelle neutre, l'individuazione dei muoni, e la ricostruzione delle V^0 ^{*}. Queste operazioni vengono eseguite da un programma standard nella collaborazione ALEPH, chiamato *julia*.

Un esempio delle capacità di ricostruzione si ha nella figura [V.1], dove viene mostrato l'apparato secondo una proiezione a un piano ortogonale al fascio. Sono individuate le tracce dei kaoni e dei muoni ricostruite dalla TPC, si notano i depositi di energia in ECal (in giallo) e in HCal (in blu). Le tracce bianche in HCal sono le traiettorie dei muoni e di un kaone, entrambi i muoni lasciano una traccia (gli asterischi) nelle camere del MuDet che si estendono dal cilindro sino al “tappo” del rivelatore. Nella stessa figura, sulla destra sono riportate le tracce estrapolate verso il vertice primario, si nota come le tracce del decadimento della B_s formino un vertice ben distinto da quello di interazione primario, individuato con la sigla IP.

Nei prossimi paragrafi descrivo le varie fasi della ricostruzione di un evento con particolare riguardo alle caratteristiche usate in questo lavoro, cioè la tracciatura e il metodo dell' *Energy-Flow*.

V.1 LA RICOSTRUZIONE DELLE TRACCE CARICHE

La ricostruzione della tracce ha come scopo quello di ottenere informazioni sulla carica, sull'impulso e sulla forma delle traiettorie, con particolare attenzione alle tracce che provengono dal vertice primario di interazione. Per ottenere ciò, hanno importanza fondamentale la presenza del campo magnetico omogeneo, nonché la buona qualità e quantità di punti forniti dalla TPC. Il VDet consente di migliorare notevolmente la misura delle caratteristiche geometriche delle tracce che rientrano nella sua accettazione geometrica. La

^{*} : per V^0 intendo alcune particelle neutre che decadono in coppie di particelle cariche, K_s^0 , Λ^0 , e $\bar{\Lambda}^0$.

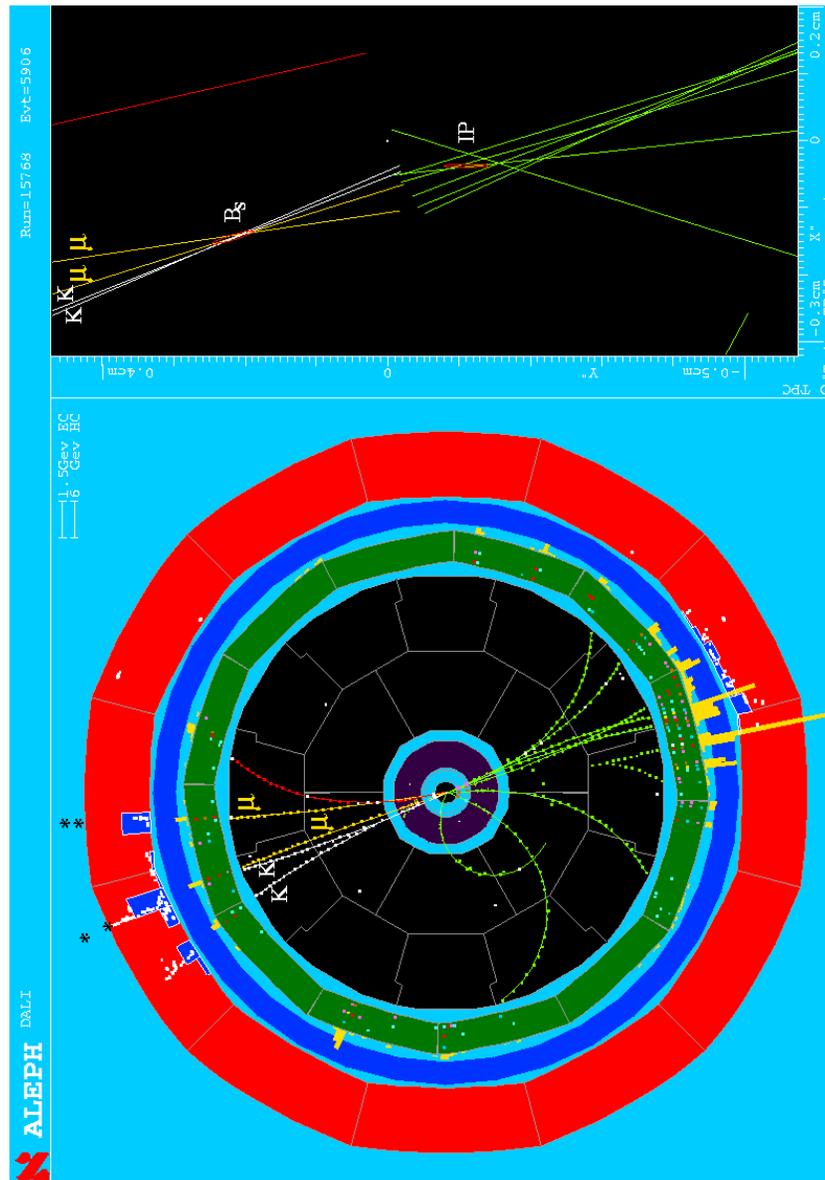


Figura [V.1] : Ricostruzione di un evento $B_s \rightarrow \psi(2S)\phi$ seguito dal decadimento $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ e da $\phi \rightarrow K^+K^-$. A sinistra, visione con effetto *fish-eye* lungo l'asse zeta della sola parte cilindrica, (*barrel*), del rivelatore. Dall'esterno verso l'interno si notano : HCal (in rosso), il magnete (in blu), ECal (in verde), TPC (in nero), ITC (in viola), VDet (in bianco).

ITC è utile nei casi restanti di tracce con basso angolo rispetto ai fasci, e comunque aiuta a risolvere le ambiguità dell'associazione tra le tracce e i segnali di VDet.

Per la ricostruzione delle tracce, si parte dai dati dell'elemento di ALEPH che fornisce i dati meno ambigui : la TPC. Solo dopo aver ben individuato le caratteristiche geometriche delle tracce della TPC si passa ad analizzare i dati forniti dalla ITC, poi quelli del VDet. Man mano che vengono selezionati, si associano alle tracce i segnali registrati lungo l'estrapolazione della traccia.

Il primo passo consiste nel calcolare i parametri di un'elica che passa per tre punti misurati dalla TPC e cercando di trovare degli altri punti sull'estrapolazione dell'elica. Se tale ricerca è positiva, si continua a cercare altri punti da associare alla traccia, altrimenti si rigetta la terna di punti, e si considera la terna successiva.

Ogni volta che si aggiunge un nuovo punto, si ricalcolano i parametri dell'elica per mezzo di un filtro ricorsivo Kalman. Questo è sostanzialmente uno stimatore ai minimi quadrati dei parametri (in questo caso i parametri dell'elica) di un sistema dinamico lineare (il moto della particella nel campo magnetico) soggetto a forze esterne di tipo stocastico (le deviazioni in seguito a interazioni particella-apparato) del quale si hanno misure soggette a rumore (gli errori di misura dei punti delle traccia).

Il filtro Kalman raffina le sue stime dei parametri del sistema ad ogni passo, tenendo conto di possibili variazioni degli stessi lungo la traiettoria. Pertanto partendo dalla TPC per arrivare a VDet, il filtro alla fine fornisce la stima dei parametri delle traiettorie per la parte più vicina al VDet, risentendo molto poco delle possibili deviazioni della particella nelle altre zone della traiettoria, come invece accadrebbe per un *fit* globale.

Il risultato è un'alta efficienza di ricostruzione : un'alta frazione (0.986) delle tracce degli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ con almeno 4 punti registrati nella TPC vengono ricostruite con successo; mentre delle tracce isolate che rientrano nella accettazione geometrica del VDet, per ogni singolo strato del VDet un'alta frazione (0.94) viene associata a un punto misurato.

La risoluzione in impulso trasverso $^\dagger p_T$, è stata misurata usando eventi $^\ddagger Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dal confronto della misura di p_T per le due tracce ricostruite dei due muoni. Ricostruendo le tracce con la sola [Aleph 95a, pag 488] TPC si ottiene :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = p_T \cdot 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ GeV}^{-1}$$

mentre con l'inclusione della ITC si passa a :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = p_T \cdot 0.8 \cdot 10^{-13} \text{ GeV}^{-1}$$

aggiungendo anche il VDet si passa a :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = p_T \cdot 0.6 \cdot 10^{-13} \text{ GeV}^{-1}$$

† : per impulso trasverso intendo la componente dell'impulso nel piano $\rho-\phi$.

‡ : avendo eliminato gli eventi con fotoni di bremsstrahlung

V.2 L'IDENTIFICAZIONE DELLE PARTICELLE

Dopo la ricostruzione delle tracce si può procedere alla identificazione delle particelle che hanno prodotto dette tracce. Per tal scopo vengono usate la misura dell'impulso della traccia, la misura del potere ionizzante, la calorimetria. Ecco lo schema di base del metodo di identificazione delle particelle :

- gli elettroni vengono identificati in base a tre parametri : il potere ionizzante misurato tramite la TPC, la larghezza trasversale e la posizione media longitudinale del deposito calorimetrico in ECal. L'efficienza di selezione è 0.655 ± 0.005 , mentre la probabilità di identificare un adrone come elettrone è solo $(0.95 \pm 0.03) 10^{-3}$.
- i muoni sono identificati in base all'energia depositata nel calorimetro adronico intorno alla traccia estrapolata dai sottorivelatori traccianti. Queste tracce sono caratterizzate da depositi di energia ben allineati, caratteristica ben visibile nel segnale indotto sulle strisce che forniscono il segnale “digitale” del calorimetro. La conferma viene quindi dalla presenza di segnale sulle camere di MuDet in corrispondenza della estrapolazione della traccia vista in HCal. L'efficienza è 0.86 con una contaminazione di 0.008 dovuta a pioni degli sciami adronici che escono da HCal.
- i fotoni e i π^0 sono identificati dai depositi in ECal non associati a tracce cariche della TPC. L'algoritmo *Energy-Flow*, descritto in seguito, si occupa di scomporre i depositi di ECal in contributi di varia origine. Per identificare i π^0 si associano le coppie di fotoni, la cui somma dei quadrimomenti (ricostruiti in base all'energia e alla direzione) ha massa invariante prossima alla massa dei π^0 . L'efficienza di selezione è pari a 0.50 per π^0 di 10 GeV e decresce man mano che l'energia si allontana da questo valore, divenendo circa 0.15 intorno a 30 GeV.
- le V^0 sono ricostruite in base a un *fit* tridimensionale sulle coppie di tracce di carica opposta tali che almeno una traccia non venga dal vertice principale. I casi più importanti sono costituiti dai decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ e $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Per i K_S^0 , l'efficienza e la purezza sono tipicamente 0.50 e 0.80, mentre per le Λ^0 sono 0.42 e 0.50 .

V.3 L'ALGORITMO DI CLASSIFICAZIONE DELL'ENERGY-FLOW

L'*Energy-Flow* è una serie di algoritmi per integrare tra di loro in maniera ottimale i sistemi di tracciatura e di calorimetria, aumentando la risoluzione energetica effettiva dell'apparato. Il risultato finale è un raggruppamento delle tracce con i corrispondenti depositi calorimetrici, sotto forma di “oggetti *Energy-Flow*”, definiti dal loro quadrimpulso e classificati come elettroni, muoni, fotoni, adroni carichi e neutri. Effettuato il riconoscimento della particella, si procede all'assegnazione della massa a riposo alla traccia, e all'applicazione di pesi di calibrazione dipendenti dal tipo di particella per la calorimetria.

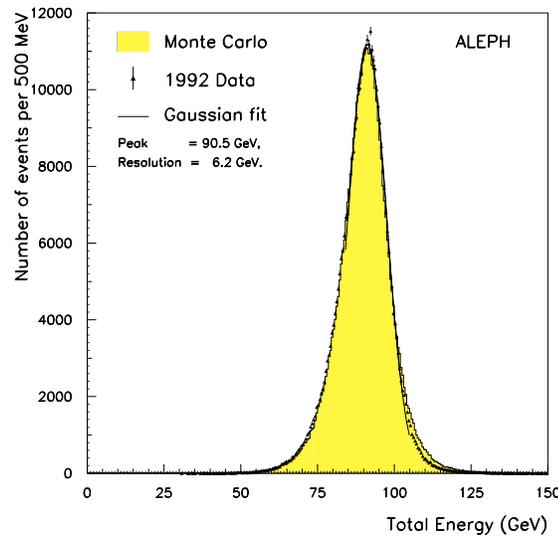


Figura [V.2] : Confronto tra i dati e il MonteCarlo dell'energia totale calcolata con l'*Energy-Flow*.

Il metodo consiste di due fasi, una prima di pulizia delle informazioni, necessario per rigettare le rare false tracce dovute a malfunzionamenti o a rumore, e una seconda fase di classificazione e integrazione degli oggetti.

Per la fase di pulizia, si procede come segue :

- Delle tracce ottenute dai sottorivelatori traccianti, una volta raccordate in un'unica traccia, si eliminano le tracce che distano dal punto nominale di interazione per più di 20 cm nella coordinata z , e per più di 2 cm dal fascio in direzione radiale. Inoltre si chiede che via siano almeno 4 punti misurati dalla TPC, ma per energie maggiori di 15 GeV si chiedono almeno 8 punti nella TPC e almeno un punto nella ITC. Questo provvede a eliminare tracce mal ricostruite, le tracce dovute al fondo degli elettroni fuori fascio, quelle dovute all'interazione tra il fascio e il gas, e quelle originate dalle V^0 .
- Delle tracce rigettate al punto precedente, vengono classificate come oggetti V^0 , quelle che formano una V^0 la cui traccia ricostruita dista dal punto nominale di interazione per meno di 20 cm lungo il fascio, e per meno di 2 cm dal fascio in direzione radiale.
- Vengono eliminati i depositi calorimetrici che compaiono sistematicamente nello stesso punto per molti eventi consecutivi, causati da malfunzionamenti occasionali di alcuni canali dell'elettronica. Un test condotto su acquisizioni fatte in istanti casuali, ma in assenza di interazione dei fasci, mostra che tale metodo di pulizia elimina nel 98% di queste acquisizioni tutto il segnale di fondo, lasciando un fondo medio di 15 MeV.

Dopo la pulitura delle tracce dei sottorivelatori traccianti, si passa ad esaminare i depositi calorimetrici. Per ognuno di questi depositi si procede applicando in ordine le seguenti operazioni :

- Ad ogni deposito calorimetrico si associano le tracce delle particelle cariche provenienti dal vertice primario dell'interazione o quelle delle V^0 , se queste risultano compatibili in base alla loro traiettoria con la posizione del deposito. La loro energia viene calcolata come se fossero pioni carichi. Questi oggetti comunque superano per le successive selezioni.
- Tra le tracce dei sottorivelatori traccianti associate al deposito calorimetrico si cercano quelle che superano la selezione degli elettroni, paragrafo V.2. Queste tracce e depositi energetici vengono quindi definitivamente considerate elettroni. Qualora l'energia del deposito in ECal sia eccessiva rispetto all'impulso, la differenza tra il valore atteso in base all'impulso misurato dai sottorivelatori traccianti e il valore misurato, viene considerato prodotto da un fotone di bremsstrahlung.
- Vengono definitivamente identificate come muoni le tracce identificate come tali usando il metodo del paragrafo V.2. Vengono associati ai muoni i depositi calorimetrici lungo la traccia del muone, per una quantità in energia non eccedente a quella che ci si aspetta.
- Vengono definitivamente combinati in un π^0 i fotoni identificati come prodotti da decadimenti di π^0 usando il metodo del paragrafo V.2.
- I depositi calorimetrici che non sono ancora stati associati ad alcuna particella, si assume provengano da adroni carichi o neutri. I depositi di adroni carichi sono stati associati alle tracce nel primo passo, e vengono definitivamente classificati come pioni carichi. I depositi rimanenti, non associati a tracce di particelle cariche vengono definitivamente identificati come depositi di adroni neutri.

La risoluzione che si ottiene al fine della classificazione di *Energy-Flow* è :

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{(0.59 \pm 0.03) \text{ GeV}^{1/2}}{\sqrt{E}} + \frac{(0.6 \pm 0.3) \text{ GeV}}{E}$$

di un fattore 2 migliore di quella che si otterrebbe sfruttando solo i calorimetri. Sull'energia totale degli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, la risoluzione ottenuta con l'*Energy-Flow* è di 6.2 GeV , come riportato nella figura [V.2].

CAPITOLO VI

LA SELEZIONE DEGLI EVENTI

Questo capitolo è dedicato alla descrizione dei metodi usati per la selezione di un campione di eventi adronici e uno arricchito di eventi charm. Tali campioni saranno usati per ottenere le distribuzioni dei valori delle variabili di forma.

Gli eventi vengono selezionati in due passi : nel primo passo, seleziono gli eventi adronici $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, nel secondo passo, dagli eventi adronici, seleziono gli eventi $D^{*\pm}$ per ottenere un campione arricchito di eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$.

VI.1 LA SELEZIONE DEGLI EVENTI ADRONICI

Gli eventi adronici usati per questo lavoro sono quelli registrati da ALEPH durante il funzionamento del LEP alla $E_{c.d.m} \approx M_{Z^0}$.

Come vedremo in seguito, per la selezione delle $D^{*\pm}$, occorre far ricorso alle caratteristiche di tracciatura per la misura delle masse invarianti dei candidati $D^{*\pm}$, a tal fine ho usato i dati dal 1991 in poi, cioè dalla installazione del primo VDet. Inoltre, per la misura delle variabili di forma sono importanti sia i sottorivelatori di tracciatura che quelli di calorimetria. Ne consegue che ho usato quegli eventi registrati durante periodi di perfetto funzionamento dei principali sottorivelatori di tracciatura e calorimetria : VDet, ITC, TPC, ECal, HCal.

Gli eventi adronici sono stati selezionati con una procedura standard in ALEPH, tale procedura prevede innanzitutto di individuare le tracce delle particelle cariche che sono state ricostruite in maniera sufficientemente precisa, cioè tali da soddisfare le seguenti richieste :

- il coseno dell'angolo tra la traccia e l'asse z deve essere minore o eguale a 0.95 ,
- la TPC deve aver fornito almeno quattro punti della traccia
- il punto di minima distanza della traccia dall'asse z deve avere coordinata z in valore assoluto minore di 10 cm e distare dall'asse z meno di 2 cm .
- l'impulso della traccia deve essere maggiore di 0.2 GeV .

Quindi vengono considerati come eventi adronici quelli per i quali siano verificate le seguenti richieste :

- almeno 5 tracce cariche sono state ben ricostruite secondo il criterio testé detto,
- la somma degli impulsi delle tracce cariche deve essere maggiore del 10% dell'energia disponibile al centro di massa.

Questa selezione ha un'efficienza molto prossima a uno,

$$\eta_{\text{udsc}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} = 0.974 \pm 0.003 \quad (\text{VI.1})$$

indipendente dal sapore dell'evento tranne che per gli eventi $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ per i quali è, [Aleph 94]:

$$\eta_{\text{beauty}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} = 0.980 \pm 0.003 \quad (\text{VI.2})$$

La contaminazione principale proviene da parte di eventi $Z^0 \rightarrow \tau^\perp \tau^+$ ed è di 0.007 ± 0.001 . Dato che gli eventi $Z^0 \rightarrow \tau^\perp \tau^+$ si concentrano nella regione a due getti delle distribuzioni dei valori delle variabili di forma, regione che non uso per la misura di r_{charm} , e dato che sono solo una piccola frazione del totale, posso trascurare la contaminazione degli eventi $Z^0 \rightarrow \tau^\perp \tau^+$. Posso pertanto scrivere le frazioni dei vari sapori presenti nella selezione adronica :

$$\begin{aligned} f_{\text{charm}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} &= \frac{\eta_{\text{udsc}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \cdot ?_{c\bar{c}}}{\eta_{\text{udsc}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \cdot (?_{u\bar{u}} + ?_{d\bar{d}} + ?_{s\bar{s}} + ?_{c\bar{c}}) + \eta_{\text{beauty}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \cdot ?_{b\bar{b}}} = \\ &= \frac{\eta_{\text{udsc}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \cdot ?_{c\bar{c}} / ?_{q\bar{q}}}{\eta_{\text{udsc}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \cdot (1 - ?_{b\bar{b}} / ?_{q\bar{q}}) + \eta_{\text{beauty}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \cdot ?_{b\bar{b}} / ?_{q\bar{q}}} = \\ &= 0.1713 \pm 0.0056 \end{aligned} \quad (\text{VI.3})$$

$$f_{\text{udsb}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} = 1 - f_{\text{charm}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} = 0.8283 \pm 0.0056 \quad (\text{VI.4})$$

L'errore di queste due grandezze deriva quasi interamente dall'errore sul valore di $?_{c\bar{c}}$.

Per la misura delle distribuzioni degli eventi adronici ho usato solo parte di questi eventi presi da quelli del 1992 e 1995, per la precisione 910320 eventi. Questo campione è sufficiente per ottenere delle distribuzioni con un errore statistico del tutto trascurabile al confronto di quello delle distribuzioni degli eventi della selezione $D^{*\pm}$.

VI.2 LA SELEZIONE DEL CAMPIONE DEGLI EVENTI $D^{*\pm}$

Per la selezione degli eventi $D^{*\pm}$ ho usato tutti gli eventi Z^0 (4144752) raccolti dal 1991 al 1995, ai quali ho applicato la selezione adronica descritta al paragrafo VI.1.

La produzione delle $D^{*\pm}$ negli eventi adronici deriva per circa la metà da eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, e per l'altra metà da eventi $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Infatti quasi tutti i mesoni con beauty decadono

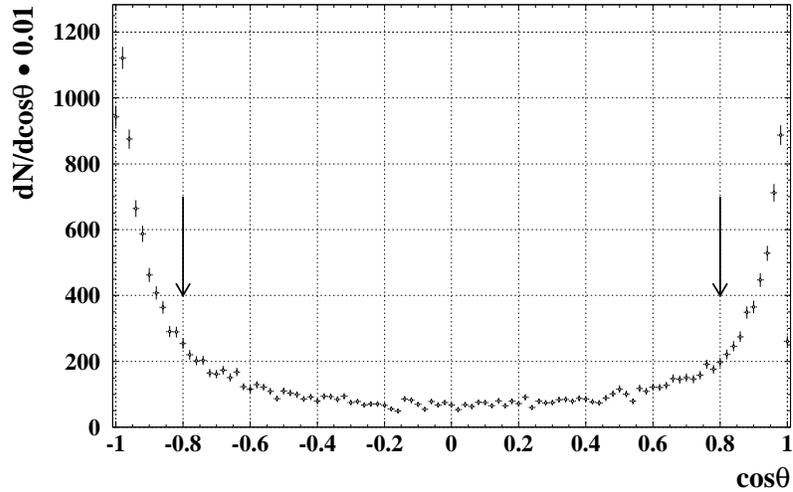
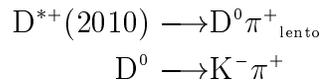


Figura [VI.1] : Distribuzione sperimentale dei valori di $\cos\theta_{KD}$ di alcuni dei candidati che superano una selezione sulla massa del candidato D^0 . Le due frecce indicano i valori di taglio per la selezione.

in un mesone con charm, quindi non esiste la possibilità di selezionare un campione che non sia una miscela di eventi charm e beauty. L'unica cosa che si può sfruttare per ridurre la frazione di eventi beauty, è la minore energia dei mesoni charm che provengono direttamente dal decadimento dei mesoni beauty rispetto ai mesoni charm che provengono dal decadimento della Z^0 .

La selezione delle D^{*+} si basa sulla catena di decadimenti* :



per questi decadimenti, in base a [PDG 96], si ha :

$$\begin{aligned} \frac{?(D^{*+}(2010) \longrightarrow D^0 \pi^+_{\text{lento}})}{?(D^{*+}(2010))} &= 0.683 \pm 0.014 \\ \frac{?(D^0 \longrightarrow K^- \pi^+)}{?(D^0)} &= 0.0383 \pm 0.0012 \end{aligned}$$

La caratteristica fondamentale del decadimento della D^{*+} è la bassa energia liberata nel processo, dato che la differenza di massa tra D^{*+} e D^0 è maggiore di appena 6 MeV della massa del π^+ . Questo fa sí che lo spazio delle fasi disponibile per il decadimento sia molto ristretto, e che quindi nella ricostruzione di questo decadimento si ha una soppressione del fondo combinatoriale.

* : va da sé che vanno considerati anche i processi con le relative antiparticelle. Questi verranno sempre sottointesi d'ora in poi.

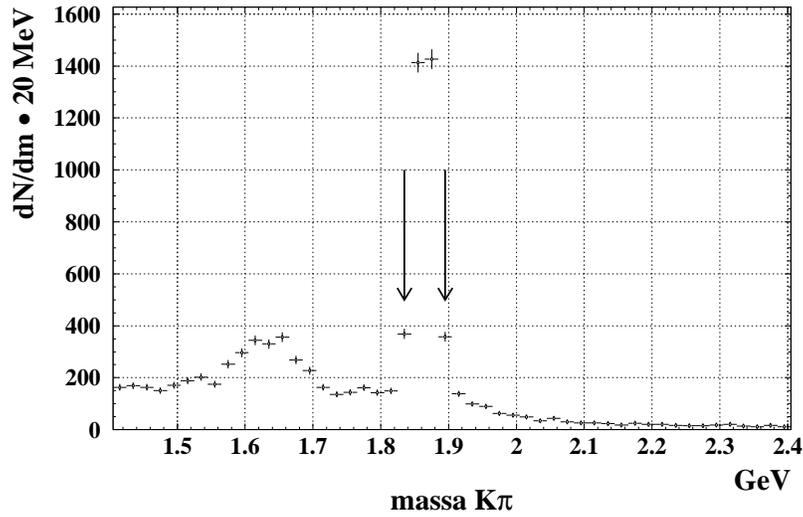


Figura [VI.2] : Distribuzione sperimentale dei valori delle masse delle coppie $K^+ \pi^-$ e $K^- \pi^+$ per i candidati che hanno superato tutti gli altri tagli per la selezione $D^{*\pm}$. Le frecce indicano i valori di taglio per la selezione.

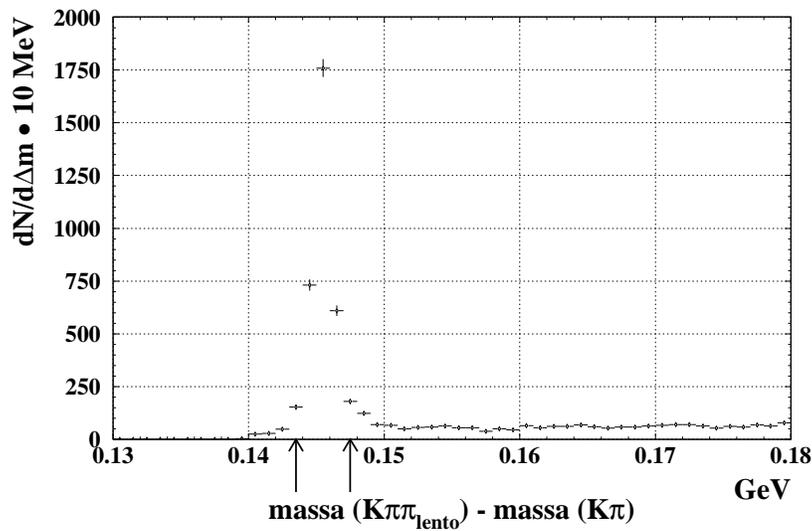


Figura [VI.3] : Distribuzione sperimentale dei valori di Δm , cioè della differenza tra la massa del candidato $D^{*\pm}$ e quella del relativo candidato D^0 che hanno superato tutti gli altri tagli per la selezione $D^{*\pm}$. Le frecce indicano i valori di taglio per la selezione.

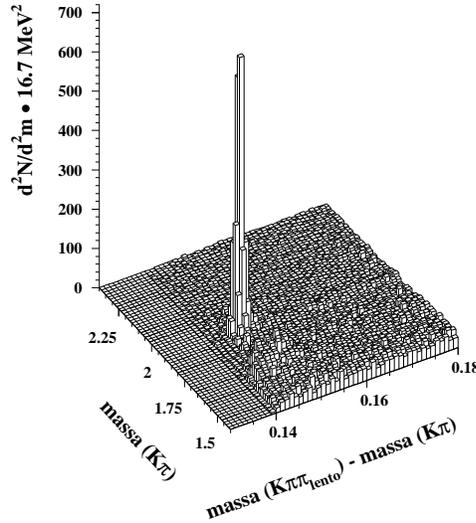


Figura [VI.4] : Distribuzione bidimensionale sperimentale della massa del candidato D^0 verso la differenza tra la massa del candidato $D^{*\pm}$ e quella del relativo candidato D^0 , quando questi hanno superato tutti gli altri tagli per la selezione $D^{*\pm}$.

Il π^+ ha un impulso di 39 MeV nel sistema a riposo della D^{*+} , mentre, tenendo conto che la D^{*+} deriva dal decadimento di una Z^0 , nel sistema di laboratorio il π^+ deve avere un'energia minore di 4.2 GeV, da ciò il simbolo π^+_{lento} . Quindi se non ci fosse la soppressione del fondo si rimarrebbe sommersi nell'abbondante numero di π^+ di bassa energia presenti nei decadimenti della Z^0 .

Il decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ presenta un grosso fondo, e non è un decadimento molto probabile[†] tra i decadimenti della D^0 . Fortunatamente l'alta probabilità del canale scelto per la D^{*+} e il suo basso fondo permettono alla fine di ottenere dei buoni risultati.

Non ho considerato altri decadimenti della D^0 poiché, come vedremo più tardi, tale sforzo non è giustificato dato che il risultato finale di questo lavoro è limitato dall'errore sistematico e non da quello statistico.

Il primo passo è quindi la selezione delle D^0 dal campione degli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ selezionato in base ai tagli descritti nel paragrafo VI.1. In questi eventi ho considerato tutte le coppie di tracce di segno opposto, per fissare le idee x^+ e x^- , assegnando le masse secondo di identificazione, $x^- = K^-$ e $x^+ = \pi^+$. Ho così ottenuto dei candidati D^0 ai quali ho assegnato come quadri-impulso la somma dei quadri-impulsi dei kaoni e dei pioni. Di questi candidati ho selezionato le coppie che soddisfano le condizioni seguenti :

- l'angolo θ_{KD} tra il kaone e il candidato D^0 , calcolato nel sistema di riposo della D^0 , deve essere tale che $|\cos \theta_{KD}| \leq 0.8$. Questo taglio riduce il fondo combinatoriale che si accumula a $|\cos \theta_{KD}| \approx 1$, mentre il segnale è distribuito uniformemente.

[†] : uso la parola "probabile" per indicare il *branching ratio*, intendendo la probabilità statistica del canale rispetto tutti i modi di decadimento.

- la massa del candidato D^0 deve essere compresa tra 1.835 e 1.895 GeV , figura [VI.2] .

Nella ricostruzione delle D^0 , non è stato fatto nessun tentativo di distinguere i kaoni dai pioni in base alla ionizzazione per unità di lunghezza misurata dalla TPC. Infatti ciò non avrebbe portato alcun utile miglioramento, perché il fondo è già sufficientemente ridotto e perché la selezione avrebbe ridotto l'efficienza di selezione.

A questo punto si passa a identificare il D^{*+} . Ho associato alla D^0 a un altro pione π^+_{lento} scelto tra le particelle di carica positiva e impulso nell'intervallo [0.55, 4.2] GeV , ottenendo un candidato D^{*+} al quale ho assegnato come quadri-impulso la somma dei quadri-impulsi della D^0 e di π^+_{lento} . Quindi ho applicato i seguenti criteri di selezione :

- il candidato D^{*+} , deve avere energia ridotta $X_E \equiv 2E_{D^{*+}}/E_{\text{c.d.m.}}$, maggiore o eguale a 0.5 . Questo taglio riduce la frazione di $D^{*\pm}$ provenienti da eventi $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ determinando un arricchimento in eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$.
- la differenza tra la massa del candidato D^{*+} e quella del relativo candidato D^0 , indicata con il simbolo Δm , deve essere compresa nell'intervallo [143.5, 147.5] MeV .

Nella figura figura [VI.1], figura [VI.2], figura [VI.3] e figura [VI.4] sono mostrate le distribuzioni delle variabili sulle quali sono state applicati i tagli.

Con questa selezione ho isolato 3303 eventi per i quali ho misurato le distribuzioni dei valori delle variabili di forma. La purezza e la composizione in sapore del campione sono state ottenute in base a una simulazione MonteCarlo descritta nel paragrafo VII.4

VI.3 CARATTERISTICHE DEL CAMPIONE

Per le misure della purezza e della composizione in sapore degli eventi selezionati, ho usato $1.5 \cdot 10^7$ eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ MonteCarlo prodotti con `jetset`. L'interazione delle particelle di questi eventi coll'apparato è stata fatta con `galeph`, dopo di che gli eventi sono stati ricostruiti con `julia`.

In base al MonteCarlo, nel campione selezionato la frazione $f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}}$ degli eventi non contenenti una $D^{*\pm}$ proveniente da $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ o $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ risulta 0.0327 . Per tener conto di possibili effetti sistematici legati alla simulazione, dato il modesto effetto di questa grandezza sul risultato finale, ho attribuito a tale grandezza un errore molto grande, pari allo stesso valore misurato :

$$f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}} = 0.0327 \pm 0.0327 \quad (\text{VI.5})$$

Tra gli eventi selezionati contenenti realmente una $D^{*\pm}$, la frazione di eventi provenienti da un decadimento $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ è :

$$\tilde{f}_{\text{charm}}^{D^{*\pm}} = 0.79 \pm 0.03 . \quad (\text{VI.6})$$

mentre la frazione degli eventi provenienti da processi $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ è ovviamente data da :

$$\tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}} = 1 - \tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}} = 0.21 \pm 0.03 . \quad (\text{VI.7})$$

L'errore di questa misura è dovuto all'errore su alcuni parametri usati nel MonteCarlo; uno di questi parametri è il rapporto tra la probabilità che un quark beauty produca una $\text{D}^{*\pm}$ e la corrispondente quantità per il quark charm, $\frac{P_{b \rightarrow \text{D}^{*\pm}}}{P_{c \rightarrow \text{D}^{*\pm}}} = 0.87 \left\{ \begin{smallmatrix} +0.15 \\ \pm 0.13 \end{smallmatrix} \right.$ secondo [Aleph 94], gli altri parametri sono quelli usati per la funzione di frammentazione di Peterson per il charm $\epsilon_{\text{charm}} = 0.040 \left\{ \begin{smallmatrix} +0.013 \\ \pm 0.010 \end{smallmatrix} \right.$ e il beauty $\epsilon_{\text{beauty}} = 0.0060 \left\{ \begin{smallmatrix} +0.0024 \\ \pm 0.0019 \end{smallmatrix} \right.$, si veda il paragrafo VII.6, a pagina 101.

In parte degli eventi, la $\text{D}^{*\pm}$ viene prodotta da un charm che deriva da un gluone, cioè tramite il processo $g \rightarrow c\bar{c}$, la frazione di questi eventi nel campione selezionato è piccola. Questi eventi sono stati considerati come parte del segnale quando derivano da processi del tipo $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ oppure $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, negli altri casi sono stati considerati come eventi di fondo. Nel lavoro [Opal 95c] è stato trovato che il numero medio di processi $g \rightarrow c\bar{c}$ negli eventi adronici è $\langle n_{g \rightarrow c\bar{c}} \rangle = (2.27 \pm 0.50) 10^{\pm 2}$ e quindi la frazione di eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ nei quali si ha tale processo è $\langle n_{g \rightarrow c\bar{c}} \rangle / ?_{c\bar{c}} = 0.132 \pm 0.029$. La produzione dei quark beauty dai gluoni è ancora più piccola dato che $\langle n_{g \rightarrow b\bar{b}} \rangle / \langle n_{g \rightarrow c\bar{c}} \rangle = 0.132 \pm 0.047$, secondo modelli MonteCarlo, si veda [Opal 95b], e questo processo è un'altra fonte di eventi con $\text{D}^{*\pm}$.

Dato che le $\text{D}^{*\pm}$ che vengono da questo processo hanno energia minore di quelle provenienti dal decadimento della Z^0 , il taglio sull'energia del $\text{D}^{*\pm}$ riduce grandemente la frazione degli eventi $g \rightarrow c\bar{c}$, sino a circa il $(0.9 \pm 0.4) 10^{\pm 3}$.

CAPITOLO VII

LA MISURA DI r_{charm}

In questo capitolo descrivo come ho ottenuto la misura di r_{charm} dal confronto delle previsioni teoriche con le misure sperimentali del rapporto delle distribuzioni delle variabili di forma per gli eventi charm e quelle per gli eventi adronici.

Nel prossimo paragrafo descrivo il metodo usato per la misura. Nel successivo paragrafo descrivo come ho ottenuto le distribuzioni sperimentali, descrivo le previsioni teoriche e il metodo di correzione per rendere confrontabili le distribuzioni teoriche con quelle sperimentali.

Quindi discuto la scelta degli intervalli di valori da usare per il confronto tra i dati e la teoria. Essendo le distribuzioni del modello teorico espresse in funzione del parametro r_{charm} , dal confronto con i dati, nel paragrafo VII.5, ricavo, in base al principio del minimo χ^2 , la stima di r_{charm} da ciascuna delle quattro variabili di forma usate.

Successivamente discuto gli errori sistematici, e, avendo presentato un semplice modello statistico per la stima della matrice di correlazione degli errori, combino le quattro distinte misure di r_{charm} in un unico risultato, tenendo conto delle correlazioni tra gli errori.

Si rimanda ai capitoli precedenti per i dettagli circa la selezione degli eventi e le tecniche MonteCarlo usate.

VII.1 IL METODO DI MISURA

Come ho detto nel capitolo II, le distribuzioni di valori delle variabili di forma degli eventi dipendono da α_s , equazione (II.13). Questa dipendenza può essere sfruttata sia per la misura di α_s , sia, come in questo lavoro, per la misura di $r_{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2) \equiv \frac{\alpha_s^{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}{\alpha_s^{\text{uds b}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}$.

Per ottenere questo risultato ho calcolato il rapporto $\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}$ delle distribuzioni dei valori di alcune variabili di forma tra due campione di eventi: un campione arricchito di eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e un campione di eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

La previsione teorica di questo rapporto, R^{teorico} , dipende da r_{charm} . Dal confronto di $\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}$ con R^{teorico} ho ricavato la misura di r_{charm} .

In questo lavoro ho usato le seguenti variabili di forma Thrust, C-par, Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$. I criteri di scelta e le definizioni di tali variabili sono stati ampiamente descritti nel paragrafo II.5.

Per non appesantire il simbolismo e l'esposizione, d'ora in poi sottointendo la dipendenza dalla variabile di forma : tutto quanto detto per le diverse misure sperimentali delle distribuzioni, per le previsioni teoriche delle distribuzioni e per le diverse correzioni si intende effettuato separatamente per tutte e quattro le variabili di forma.

VII.2 LE DISTRIBUZIONI SPERIMENTALI

Dai dati di ALEPH ho selezionato un campione di eventi adronici e da questi poi ho ricavato un campione di eventi selezionati per la presenza di un $D^{*\pm}$, e quindi arricchiti di eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$. Da questi eventi ho ottenuto le distribuzioni delle variabili di forma degli eventi adronici, figura [VII.1], e degli eventi $D^{*\pm}$, figura [VII.2], suddividendo l'intervallo dei possibili valori della variabile di forma in classi di valori X_i di ampiezza 0.01, 0.02, 0.01 e 0.2 rispettivamente per Thrust, C-par, Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$. Per poter confrontare le distribuzioni sperimentali del Thrust e del C-par con le previsioni teoriche, nella misura delle distribuzioni di queste variabili ho pesato ogni evento rispettivamente con $1 - \text{Thrust}$ e con C-par.

Come ho detto nel capitolo VI, questo campione risulta costituito per circa il 97% da eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ contenenti una $D^{*\pm}$, mentre il restante 3% è costituito da un fondo di eventi senza $D^{*\pm}$ e da eventi con $D^{*\pm}$ che non derivano da processi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.

Per rendere piú semplice il confronto con le distribuzioni teoriche, ho sottratto dalle distribuzioni sperimentali il contributo derivante dagli eventi di fondo. Per ottenere un campione di eventi con caratteristiche simili a quelle del fondo combinatoriale, ho considerato degli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ MonteCarlo*. Da questi eventi ho selezionato degli eventi con candidati $D^{*\pm}$, in base agli stessi criteri usati per gli eventi reali e applicati alle tracce ricostruite secondo la simulazione. Da questi ultimi eventi ho estratto quegli eventi, che secondo la "verità" MonteCarlo, erano privi della $D^{*\pm}$, e anche quegli eventi, che pur avendo una $D^{*\pm}$ secondo la "verità" MonteCarlo, non erano eventi del tipo $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ o $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Gli eventi così ottenuti hanno formato il campione di eventi di fondo.

Per avere un'idea dell'affidabilità del MonteCarlo a descrivere gli eventi di fondo ho selezionato degli eventi da una "banda laterale", cioè ho usato gli stessi criteri di selezione degli eventi $D^{*\pm}$, paragrafo VI.2, eccetto che in questo caso ho richiesto $\Delta m \in [149, 180]\text{GeV}$. Nella figura [VII.4] riporto le due distribuzioni per un confronto.

Prima di effettuare la sottrazione del fondo, ho normalizzato le distribuzioni sperimentali degli eventi adronici, quelle sperimentali degli eventi della selezione $D^{*\pm}$, e quelli MonteCarlo del fondo, ottenendo rispettivamente, $\mathcal{F}^{q\bar{q}}$, $\mathcal{F}^{D^{*\pm}}$ e $\mathcal{F}^{D^{*\pm} \text{ fondo}}$.

* : oltre all'interazione elettrone positrone e al decadimento della Z^0 simulati con `jetset`, capitolo III, sono state simulate l'interazioni col rivelatore con `galeph`, paragrafo IV.11, e quindi sono stati ricostruiti con `julia`, capitolo V.

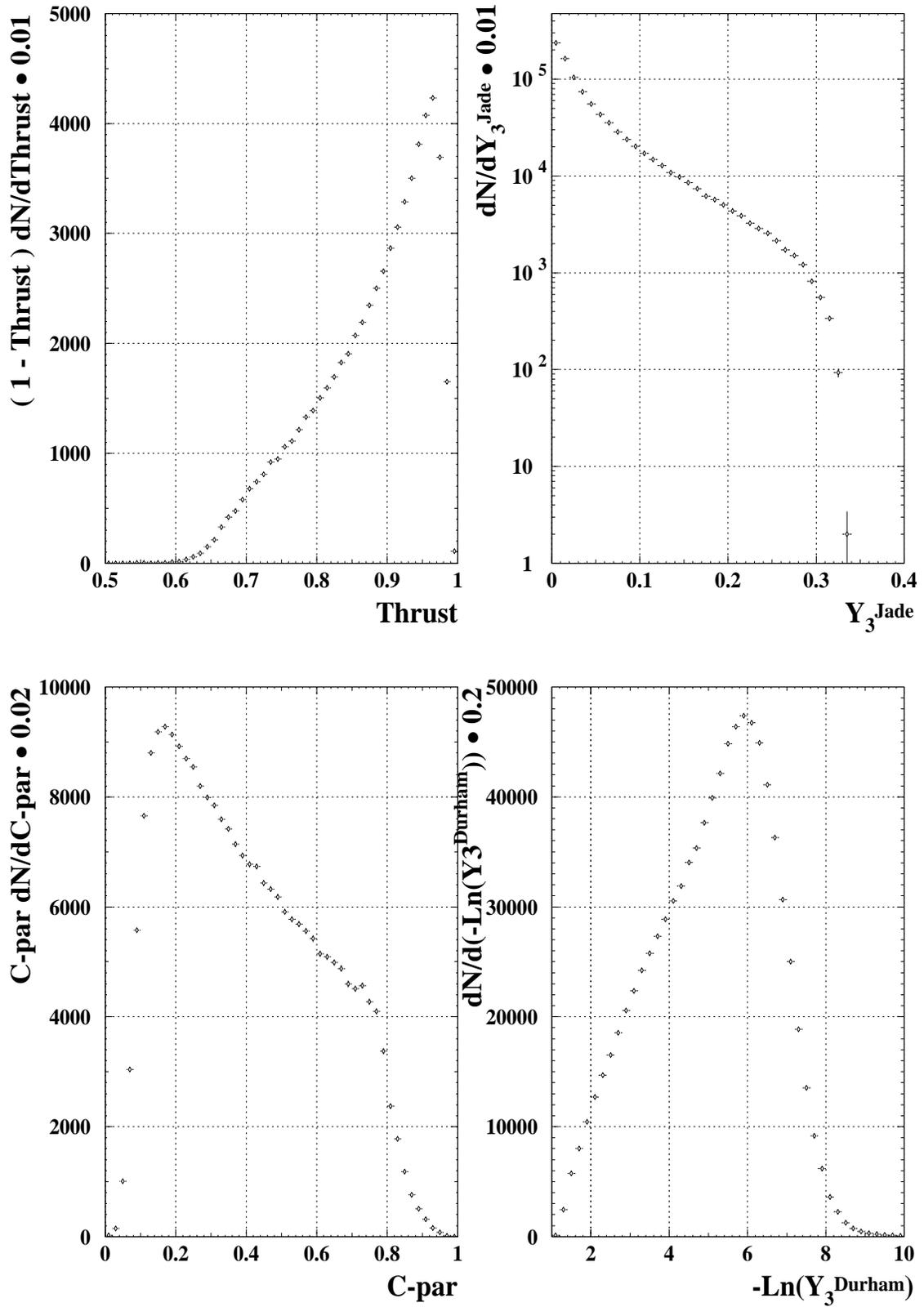


Figura [VII.1] : Distribuzioni sperimentali dei valori delle variabili di forma per gli eventi della selezione adronica. Si noti le ascisse in scala logaritmica per la distribuzione Y_3^{Jade} .

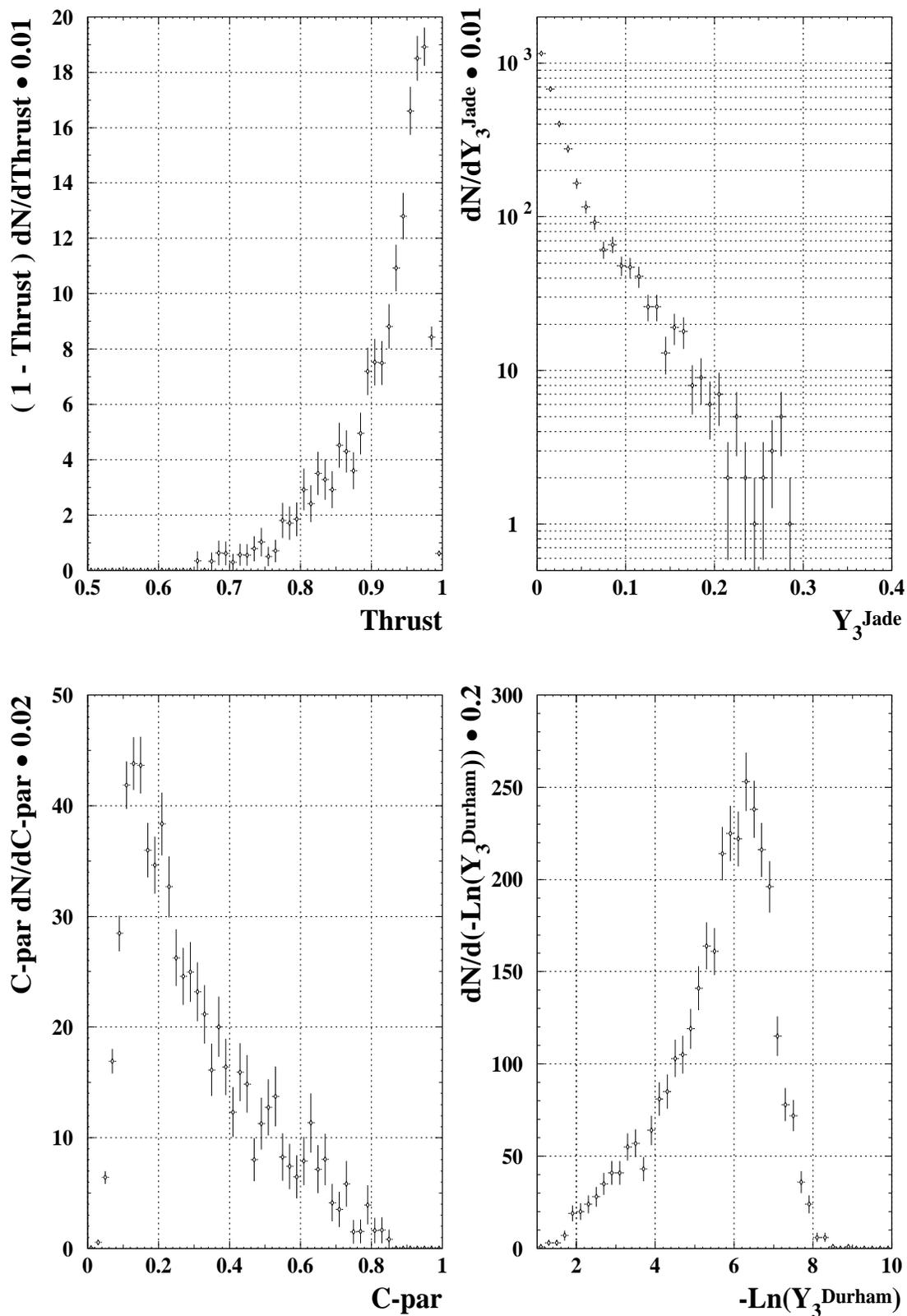


Figura [VII.2] : Distribuzioni sperimentali dei valori delle variabili di forma per gli eventi della selezione $D^{*\pm}$. Si noti le ascisse in scala logaritmica per la distribuzione Y_3^{Jade} .

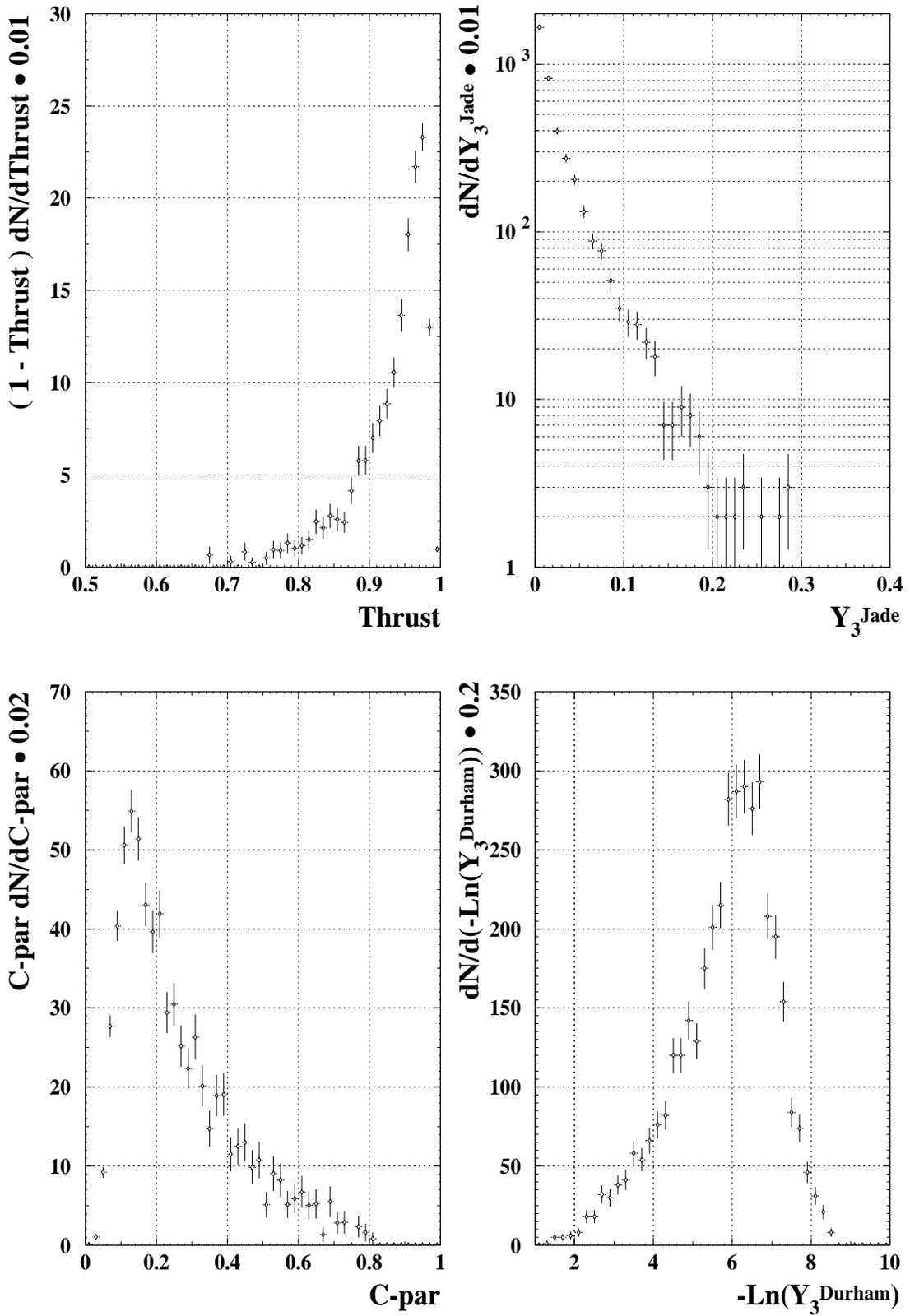


Figura [VII.3] : Distribuzioni dei valori delle variabili di forma per gli eventi di fondo simulati via MonteCarlo. Si noti le ascisse in scala logaritmica per la distribuzione Y_3^{Jade} .

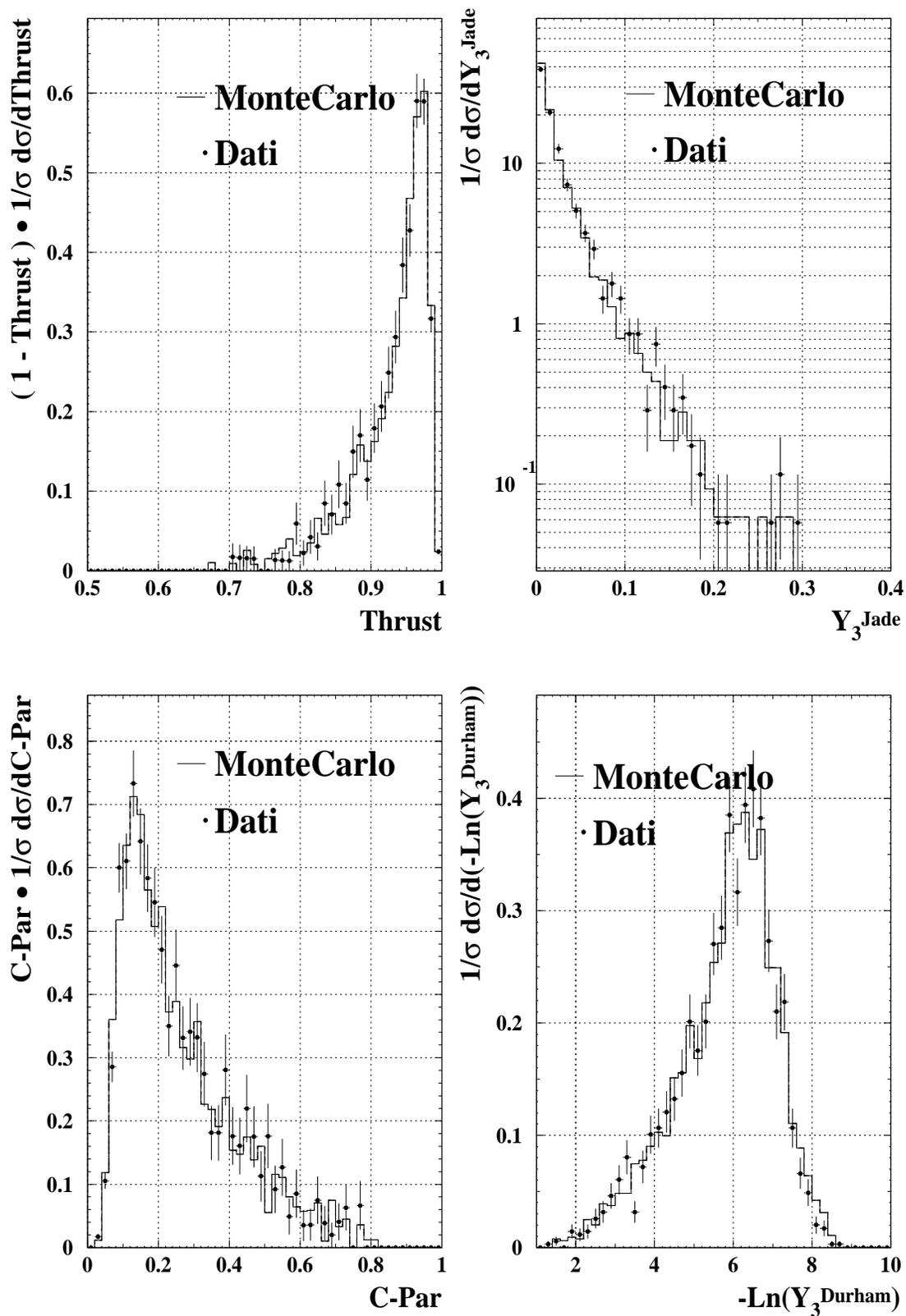


Figura [VII.4] : Distribuzioni dei valori delle variabili di forma per eventi reali e MonteCarlo per la banda laterale selezionata con gli stessi tagli della selezione $D^{*\pm}$ eccetto $\Delta m \in [149, 180]$ MeV. Le distribuzioni sono state normalizzate allo stesso numero di eventi per consentirne il confronto. Si noti le ascisse in scala logaritmica per la distribuzione Y_3^{Jade} .

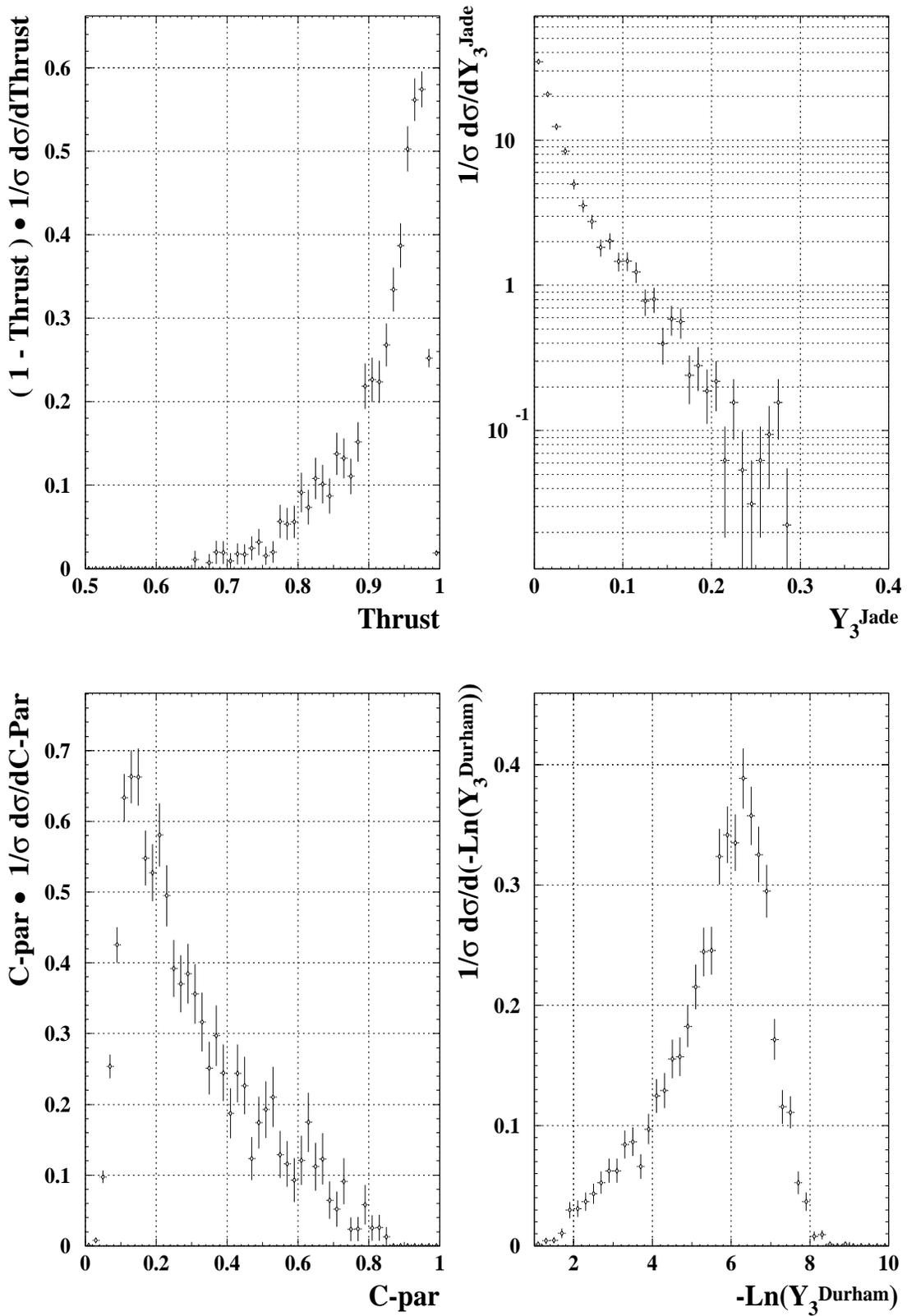


Figura [VII.5] : Distribuzioni sperimentali dei valori delle variabili di forma per gli eventi della selezione $D^{*\pm}$, dopo la sottrazione degli eventi di fondo, e dopo la normalizzazione. Si noti le ascisse in scala logaritmica per la distribuzione Y_3^{Jade} .

Ho sottratto il fondo dalle distribuzioni degli eventi della selezione $D^{*\pm}$ secondo la formula

$$\frac{1}{1 - f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}}} \left(\mathcal{F}^{D^{*\pm}}(X_i) - f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}} \mathcal{F}^{D^{*\pm} \text{ fondo}}(X_i) \right) \quad (\text{VII.1})$$

dove $f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}} = 0.0327 \pm 0.0327$ come calcolato nel paragrafo VI.3. Le distribuzioni ottenute sono state riportate nella figura [VII.5].

Dal rapporto di queste distribuzioni con le distribuzioni $\mathcal{F}^{q\bar{q}}$ per gli eventi adronici, ho ottenuto il seguente rapporto :

$$\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}(X_i) = \frac{\frac{1}{1 - f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}}} \left(\mathcal{F}^{D^{*\pm}}(X_i) - f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}} \mathcal{F}^{D^{*\pm} \text{ fondo}}(X_i) \right)}{\mathcal{F}^{\text{QQ}}(X_i)} \quad (\text{VII.2})$$

Questo rapporto è riportato nella figura figura [VII.19].

VII.3 LE DISTRIBUZIONI TEORICHE

Come visto nel paragrafo II.6, le distribuzioni dei valori delle variabili di forma, calcolate nell'ambito della QCD perturbativa per i partoni, nell'approssimazione di second'ordine e trascurando le masse dei quark, possono essere scritte nel seguente modo:

$$F(X_i, \alpha_s, \mu_{\text{QCD}}^2) = \frac{\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{2\pi} A(X_i) + \left(\frac{\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{2\pi} \right)^2 \left(A(X_i) 2\pi \beta_0 \ln \frac{\mu_{\text{QCD}}^2}{M_{Z^0}^2} + B(X_i) \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \quad (\text{VII.3})$$

dove la dipendenza dalla variabile ξ è contenuta solamente nella forma funzionale di A e B . La funzione si intende mediata su degli intervalli di valori X_i aventi ampiezza 0.01, 0.02, 0.01 e 0.2 rispettivamente per Thrust, C-par, Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$. Le distribuzioni del Thrust e del C-par sono state pesate rispettivamente con $1 - \text{Thrust}$ e con C-par, questi pesi sono stati riassorbiti nella definizione delle funzioni A e B .

Per poter ottenere la misura di $r_{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2) \equiv \frac{\alpha_s^{\text{charm}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}{\alpha_s^{\text{uds b}}(\mu_{\text{QCD}}^2)}$ dal confronto delle distribuzioni ottenute da eventi di differenti sapori, ho assunto che la costante di accoppiamento α_s per il charm, α_s^{charm} , sia diversa da quelle per gli altri sapori, $\alpha_s^{\text{uds b}}$, che considero eguali tra loro, come indicano precedenti misure, [Aleph 95c], [Delphi 93], [L3 91], [Opal 93] e [Opal 95a]. .

Ho moltiplicato tali distribuzioni per $\sigma_{\text{Born}}/\sigma_{Z^0}$ per tener conto della differenza tra le sezioni d'urto di Born, σ_{Born} , con le quali erano normalizzate, e le sezioni d'urto calcolata con le correzioni per gli effetti della QCD della QED e delle masse dei quark, σ_{Z^0} , equazione

simbolo	frazione degli eventi	selezione del campione	osservazioni
$f_{\text{fondo}}^{\text{D}^{*\pm}}$	fondo	$Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	
$\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$	$Z^0 \longrightarrow c\bar{c} \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	$Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	escluso il fondo, equazione (I.5)
$\tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}}$	$Z^0 \longrightarrow b\bar{b} \longrightarrow c\bar{c} \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	$Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$	escluso il fondo, equazione (I.6)
$f_{\text{charm}}^{q\bar{q}}$	$Z^0 \longrightarrow c\bar{c}$	$Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$	
$f_{\text{udsb}}^{q\bar{q}}$	udsb	$Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$	
$f_{\text{beauty}}^{\text{udsb}}$	$Z^0 \longrightarrow b\bar{b}$	$Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$	$q \neq \text{charm}$, equazione (VII.8)

Tabella [VII.1] : Simboli tipo f_k^y usati per identificare le frazioni di un dato tipo k di evento all'interno di un campione di eventi che hanno superato una data selezione y . La selezione adronica, cioè degli eventi $Z^0 \longrightarrow q\bar{q}$, è quella descritta nel paragrafo VI.1, mentre la selezione degli eventi $Z^0 \longrightarrow \text{XD}^{*\pm}$ è quella descritta nel paragrafo VI.2. Per $\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$ e $\tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}}$ la frazione di eventi charm e beauty è calcolata sul campione privato di fondo. Il simbolo $f_{\text{beauty}}^{\text{udsb}}$ individua la frazione di eventi beauty negli eventi udsb dal campione di eventi adronici. Con uds indico la miscela di eventi $Z^0 \longrightarrow u\bar{u}$, $Z^0 \longrightarrow d\bar{d}$, $Z^0 \longrightarrow s\bar{s}$. I valori di questi parametri sono stati ottenuti nel paragrafo VI.1, e nel paragrafo VI.3, e sono riportati nella tabella [VII.5]. I valori sono riportati nella tabella [VII.5].

(II.10). Le distribuzioni teoriche delle prossime formule si intendono normalizzate rispetto a σ_{Z^0} .

Occorre tener conto che le previsioni teoriche sono calcolate per i partoni, pertanto per confrontarle con le distribuzioni sperimentali misurate dalle tracce ricostruite occorre applicare delle correzioni o alle distribuzioni teoriche o a quelle sperimentali.

In questo lavoro ho scelto di applicare tutte le correzioni descritte nel seguito alle previsioni teoriche anziché deconvolverne gli effetti dalle distribuzioni sperimentali. In questo modo le correzioni possono essere applicate attraverso dei vettori peso e delle matrici di trasformazione, appendice A, evitando di ricorrere a tecniche di deconvoluzione.

Ho preso in considerazione diverse correzioni per riprodurre l'effetto sulle distribuzioni delle variabili di forma dovuto ai vari fenomeni fisici che separano le previsioni per i partoni dalle distribuzioni sperimentali calcolate dalle tracce ricostruite. Le correzioni usate sono le seguenti :

- MAS_{*i*} vettore di correzione per le masse dei quark
- RSI_{*i*} vettore di correzione per la radiazione dello stato iniziale
- ADR_{*ij*} matrice di correzione per l'adronizzazione
- SEL_{*i*} vettore di correzione per le selezioni degli eventi
- RIV_{*ij*} matrice di correzione per gli effetti del rivelatore e della ricostruzione

Ho ottenuto queste correzioni mediante simulazioni MonteCarlo, separatamente per gli

eventi di diverso sapore. Inoltre, come vedremo, le correzioni SEL_i e RIV_i dipendono anche dal metodo di selezione dei campioni.

Ho usato le correzioni per le masse dei quark dato che le previsioni teoriche disponibili valgono nell'approssimazione di massa nulla dei quark. Con queste correzioni, mostrate in seguito, paragrafo VII.4, ho quindi ottenuto \tilde{F}^{charm} , $\tilde{F}^{\text{beauty}}$, \tilde{F}^{uds} .

A queste funzioni ho applicato tutte le altre correzioni secondo le seguenti espressioni, dove ho sottinteso la dipendenza da μ_{QCD}^2 :

$$F^{\text{D}^{*\pm} \text{charm}}(X_j, \alpha_S^{\text{charm}}) = \sum_{i,k} RIV_{jk}^{\text{D}^{*\pm} \text{charm}} SEL_k^{\text{D}^{*\pm} \text{charm}} ADR_{ki}^{\text{charm}} RSI_i^{\text{charm}} \tilde{F}^{\text{charm}}(X_i, \alpha_S^{\text{charm}}) \quad (\text{VII.4})$$

$$F^{\text{D}^{*\pm} \text{beauty}}(X_j, \alpha_S^{\text{uds}}) = \sum_{i,k} RIV_{jk}^{\text{D}^{*\pm} \text{beauty}} SEL_k^{\text{D}^{*\pm} \text{beauty}} ADR_{ki}^{\text{beauty}} RSI_i^{\text{beauty}} \tilde{F}^{\text{beauty}}(X_i, \alpha_S^{\text{uds}}) \quad (\text{VII.5})$$

$$F^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{charm}}(X_j, \alpha_S^{\text{charm}}) = \sum_{i,k} RIV_{jk}^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{charm}} SEL_k^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{charm}} ADR_{ki}^{\text{charm}} RSI_i^{\text{charm}} \tilde{F}^{\text{charm}}(X_i, \alpha_S^{\text{charm}}) \quad (\text{VII.6})$$

$$F^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{uds}}(X_j, \alpha_S^{\text{uds}}) = \sum_{i,k} RIV_{jk}^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{uds}} SEL_k^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{uds}} ADR_{ki}^{\text{uds}} RSI_i^{\text{uds}} \cdot \left((1 - f_{\text{beauty}}^{\text{uds}}) \tilde{F}^{\text{uds}}(X_i, \alpha_S^{\text{uds}}) + f_{\text{beauty}}^{\text{uds}} \tilde{F}^{\text{beauty}}(X_i, \alpha_S^{\text{uds}}) \right) \quad (\text{VII.7})$$

$f_{\text{beauty}}^{\text{uds}}$ è la frazione di eventi beauty negli eventi udsb adronici,

$$f_{\text{beauty}}^{\text{uds}} = \frac{f_{\text{beauty}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}}{f_{\text{uds}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}} \quad (\text{VII.8})$$

mentre nei simboli RIV e SEL gli indici in alto indicano che la matrice si riferisce a eventi di un dato sapore (charm, beauty, udsb) che hanno superato una data selezione $D^{*\pm}$ o qq (adronica). Nei simboli ADR e RSI l'indice in alto indica il sapore degli eventi per i quali la matrice va usata: charm, beauty, udsb.

Le distribuzioni teoriche così corrette permettono di ottenere una previsione teorica del rapporto tra le distribuzioni degli eventi della selezione $D^{*\pm}$ e quelle degli eventi adronici:

$$R^{\text{teorico}}(X_i) \equiv \frac{\sum_{\text{sapore}=\text{charm, beauty}} \tilde{f}_{\text{sapore}}^{\text{D}^{*\pm}} F^{\text{D}^{*\pm} \text{sapore}}(X_i, \alpha_S^{\text{sapore}}, \mu_{\text{QCD}}^2)}{\sum_{\text{sapore}=\text{charm, udsb}} f_{\text{sapore}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} F^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{sapore}}(X_i, \alpha_S^{\text{sapore}}, \mu_{\text{QCD}}^2)} \quad (\text{VII.9})$$

dove i coefficienti f_k^y sono stati calcolati nel capitolo VI e spiegati nella tabella [VII.1]. I loro valori sono riportati nella tabella [VII.5] che raccoglie tutti i parametri usati nella misura.

Va qui notato che ogni volta che vengono applicate, le matrici miscelano tra di loro le classi delle distribuzioni, simulando propriamente lo spostamento degli eventi da una

classe di valori all'altra durante l'evoluzione dell'evento. Questa caratteristica ha una conseguenza importante : quando si studiano gli effetti delle diverse correzioni non è possibile individuare un intervallo di classi che finiranno nell'intervallo[†] usato per la misura di r_{charm} , dato che la presenza di due matrici di correzione rimescola alquanto le classi.

Dal punto di vista pratico, le cose sono meno problematiche, dato che le matrici usate hanno una forma sostanzialmente diagonale, essendo gli effetti di diffusione limitati al rimescolamento di poche classi vicine, come mostrato nella figura [VII.8], nella figura [VII.9], nella figura [VII.13] e nella figura [VII.14]. Ciò garantisce che l'intervallo di valori della distribuzione teorica che entra nell'intervallo usato per la misura di r_{charm} , è solo leggermente più grande di questo intervallo. Quindi nell'esaminare l'effetto delle correzioni, in prima approssimazione, ci si può riferire agli intervalli riportati nella tabella [VII.4].

A questo va aggiunto che sebbene il MonteCarlo campioni di meno le code delle distribuzioni usate per le correzioni, gli errori statistici connessi alla correzione delle code sono trascurabili se si considera che le code hanno scarso effetto sulle distribuzioni negli intervalli usati per la misura di r_{charm} .

VII.4 LE CORREZIONI

La correzione per la massa dei quark

Le distribuzioni teoriche sono state calcolate assumendo che la massa dei quark fosse nulla, ma gli effetti della massa non sono trascurabili. Una massa non nulla dei quark riduce lo spazio delle fasi accessibile nella produzione dei getti, riducendo il tasso di produzione di eventi e distorcendo le distribuzioni dei valori delle variabili di forma. Quindi l'equazione (VII.3) va modificata per tener conto delle correzioni di massa. Queste correzioni risultano proporzionali al quadrato del rapporto tra la massa del quark e l'energia al centro di massa, $m^2/E_{c.d.m}^2$.

L'effetto della massa sulla produzione viene considerato nelle correzioni alle sezioni d'urto parziali di Born tramite il fattore di correzione $\sigma_{\text{Born}}/\sigma_{Z^0}$, dove σ_{Z^0} è definito dal prodotto della σ_{Born} , equazione (II.5), per il fattore $\delta^{\text{correzione}}$ definito nell'equazione (II.10).

Le correzioni alla forma delle distribuzioni sono state ottenute come vettore di pesi da un programma sviluppato da [Ballestrero 92]; queste correzioni sono state calcolate per i cosiddetti quark pesanti, charm e beauty, mentre per i quark rimanenti ho considerato trascurabili tali correzioni.

Le previsioni di [Ballestrero 92] sono basate sui grafici di Feynman ad albero (*tree*) sino ad α_s^2 , e sono privi dei grafici con anelli (*loop*). Problemi numerici incontrati nell'uso di tale programma nell'approssimazione di secondo ordine ad albero,

[†] : si veda tabella [VII.4]

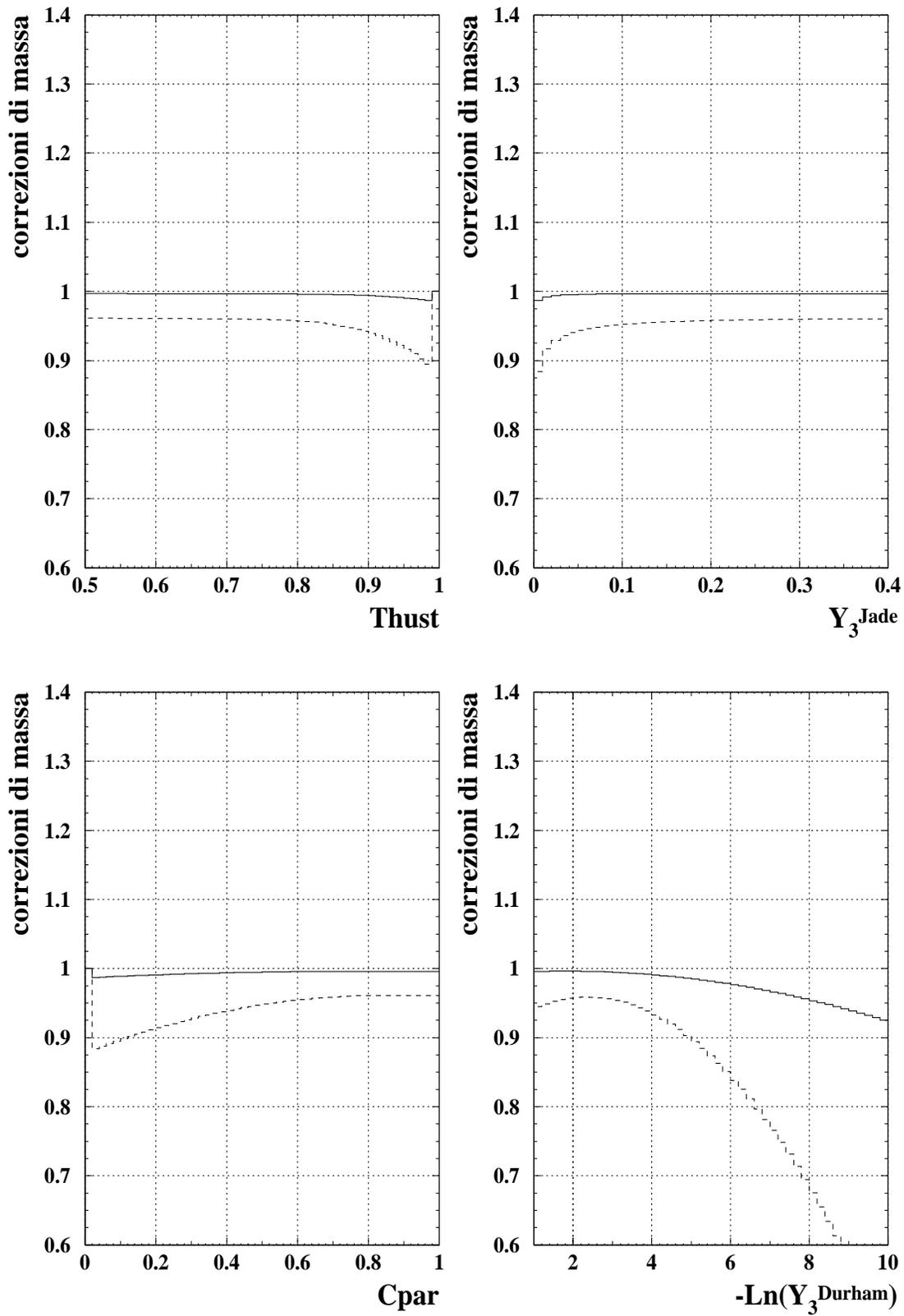


Figura [VII.6]: Correzioni per la massa per charm (linea continua), MAS_i^{charm} , e per la massa del beauty (linea tratteggiata), MAS_i^{beauty} .

problemi riportati in [Aleph 95c], e la piccolezza delle correzioni per il charm, mi hanno indotto ad usare solo l'approssimazione del primo ordine in α_s .

Quindi ho calcolato le correzioni, figura [VII.6], usando per la massa (*running $\overline{\text{MS}}$*), del charm e del beauty rispettivamente i valori di 1.3 GeV, e 4.3 GeV, ottenendo i vettori $\text{MAS}_i^{\text{charm}}$ $\text{MAS}_i^{\text{beauty}}$. I valori dei pesi del vettore di correzione per gli eventi uds, $\text{MAS}_i^{\text{uds}}$, sono stati posti tutti eguali a 1.

Avendo usato la correzione del primo ordine in α_s , l'ho applicata solo alla funzione A della formula (VII.3) delle previsioni teoriche, ottenendo la seguente espressione :

$$\begin{aligned} \tilde{F}^{\text{sapore}}(X_i, \alpha_s, \mu_{\text{QCD}}^2) &= \frac{1}{\sigma_{Z^0}} \frac{\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{2\pi} \text{MAS}_i^{\text{sapore}} A(X_i) + \\ &+ \frac{1}{\sigma_{Z^0}} \left(\frac{\alpha_s(\mu_{\text{QCD}}^2)}{2\pi} \right)^2 \left(\text{MAS}_i^{\text{sapore}} A(X_i) 2\pi\beta_0 \ln \frac{\mu_{\text{QCD}}^2}{M_{Z^0}^2} + B(X_i) \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \end{aligned} \quad (\text{VII.10})$$

Come si vedrà nel paragrafo VII.6, a pagina 100, la scelta di usare solo le formule al primo ordine è giustificata ampiamente dalla piccolezza dell'impatto di questa correzione sulla misura r_{charm} , e in particolare dal piccolo \ddagger errore sistematico ottenuto dal confronto con la misura di r_{charm} senza correzioni di massa.

La correzione per la radiazione dello stato iniziale

L'effetto sulle distribuzioni dovuto alla radiazione di fotoni nello stato iniziale viene riprodotto da un vettore di pesi di correzione da applicare alla previsione teorica. Ho ottenuto il relativo vettore di correzioni separatamente per gli eventi charm $\text{RSI}_i^{\text{charm}}$ (figura [VII.7]), beauty $\text{RSI}_i^{\text{beauty}}$, e la miscela udsb $\text{RSI}_i^{\text{udsb}}$, dal rapporto delle distribuzioni ottenute dai partoni di eventi generati con e senza la radiazione dello stato iniziale. Le correzioni sono molto piccole, l'effetto, se c'è, è nascosto dalle fluttuazioni statistiche. Non ho ritenuto opportuno aumentare la statistica Monte-Carlo, dato che tali fluttuazioni comunque sono trascurabili rispetto alle fluttuazioni statistiche del vettore dei pesi per la selezione delle $D^{*\pm}$, quantomeno nelle regioni prossime a quelle usate per la misura di r_{charm} , si veda tabella [VII.4] a pagina 94.

La correzione per l'adronizzazione

Dato che l'adronizzazione è un processo non perturbativo, i suoi effetti sulle distribuzioni delle variabili di forma non possono essere inclusi nelle previsioni teoriche, basate sulla QCD perturbativa.

Pertanto uso una matrice di trasformazione per trasformare le distribuzioni teoriche dei valori delle variabili di forma calcolate dai partoni, nelle distribuzioni calcolate \S dalle particelle.

\ddagger : piccolo rispetto alla valore finale dell'errore su r_{charm} , si veda il paragrafo VII.6, a pagina 100.

\S : Per il calcolo di tale matrice, seguendo il metodo esposto nell'appendice A, ho usato un istogramma bidimensionale riempito con i valori delle variabili di forma calcolati subito prima e subito dopo l'adronizzazione, e quindi ho normalizzato secondo l'equazione (A.2)

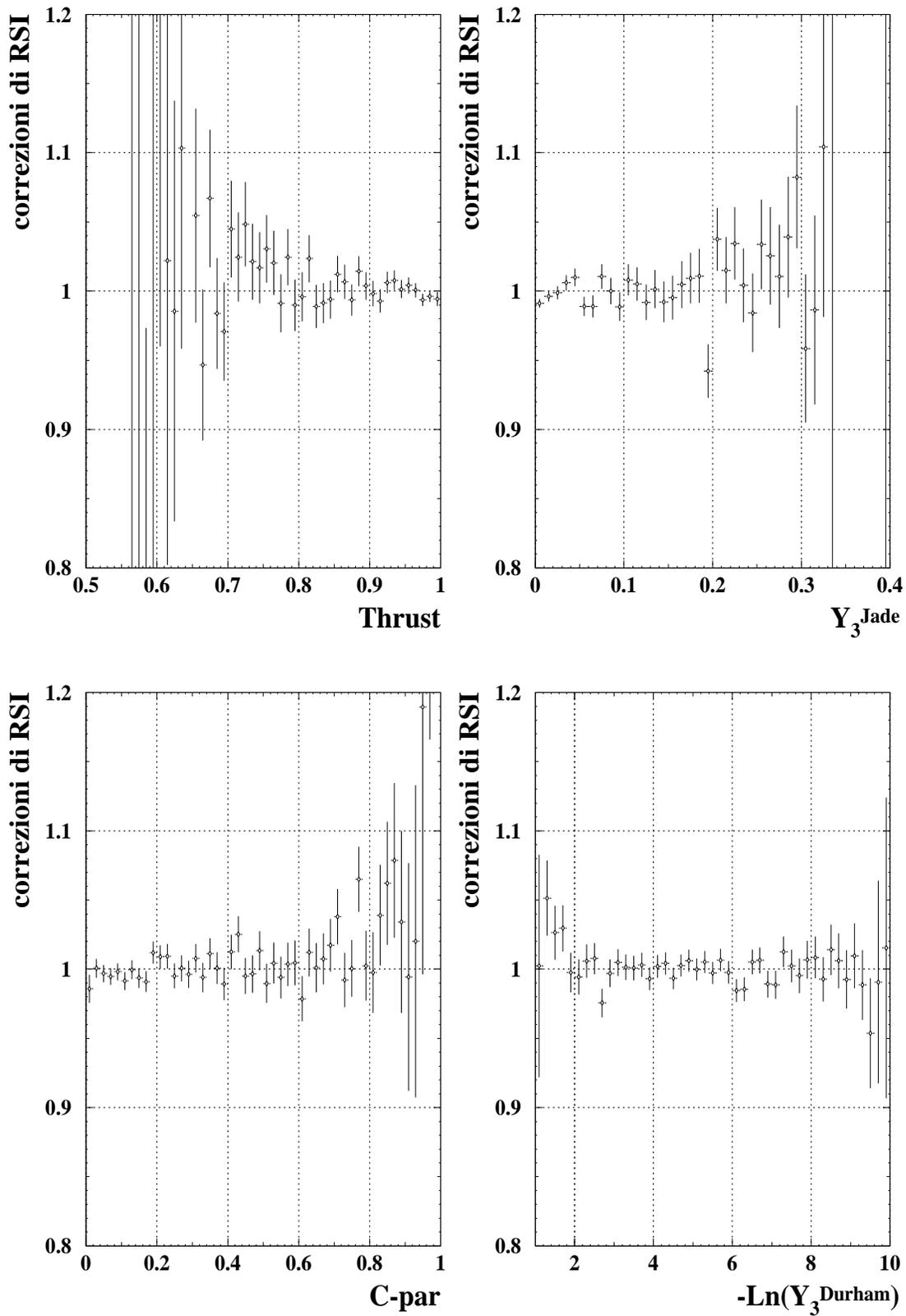


Figura [VII.7] : Correzioni per la radiazione dello stato iniziale (RSI) per gli eventi charm, $\text{RSI}_i^{\text{charm}}$. Le correzioni per gli altri sapori sono simili.

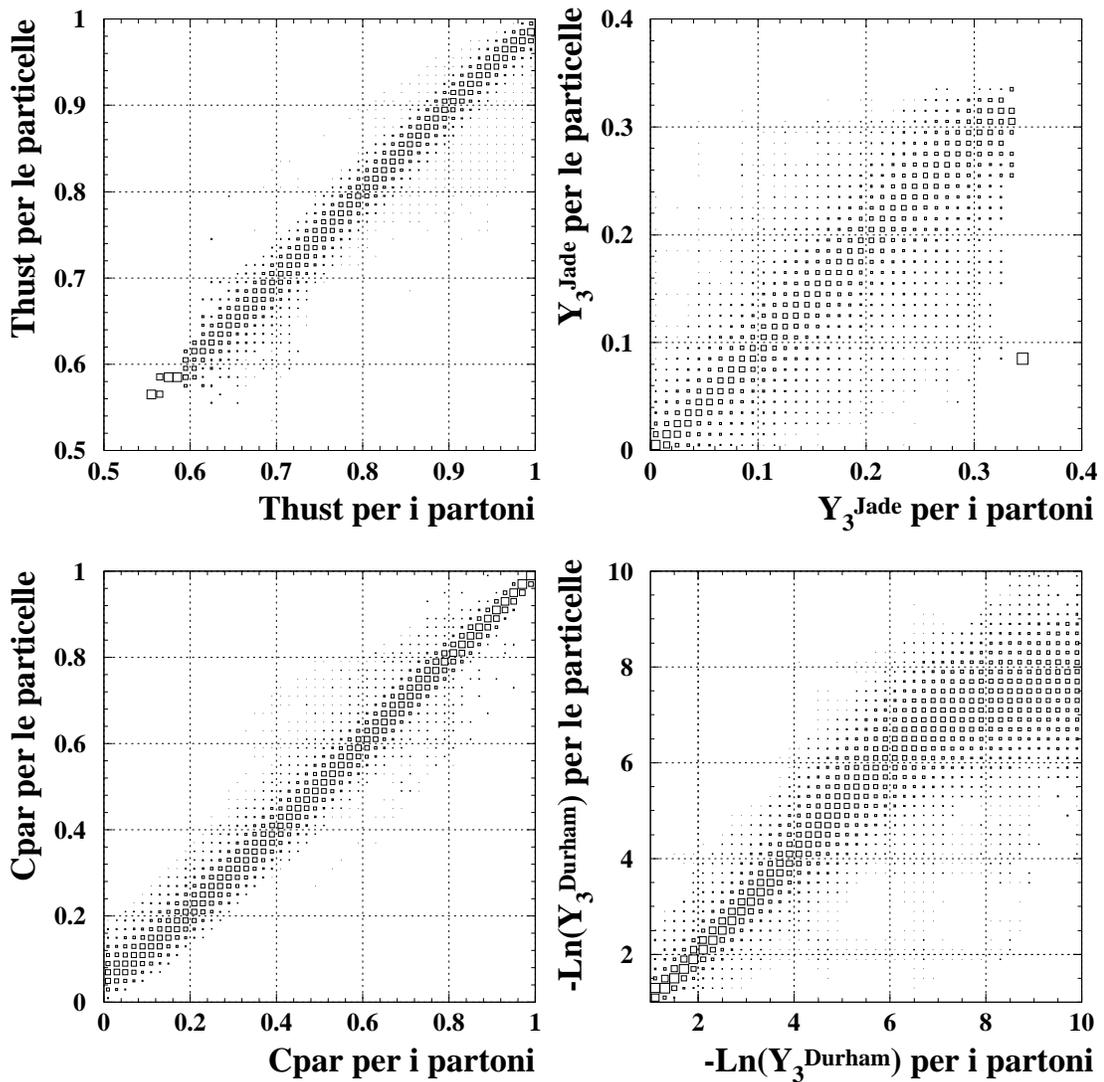


Figura [VII.8] : Matrice di trasformazione per l'adronizzazione degli eventi charm secondo jetset, $\text{ADR}_{k_i}^{\text{charm}}$. In ascisse il valore delle variabili di forma per i partoni, in ordinate il valore per le particelle, l'area dei quadratini è proporzionale valore della matrice.

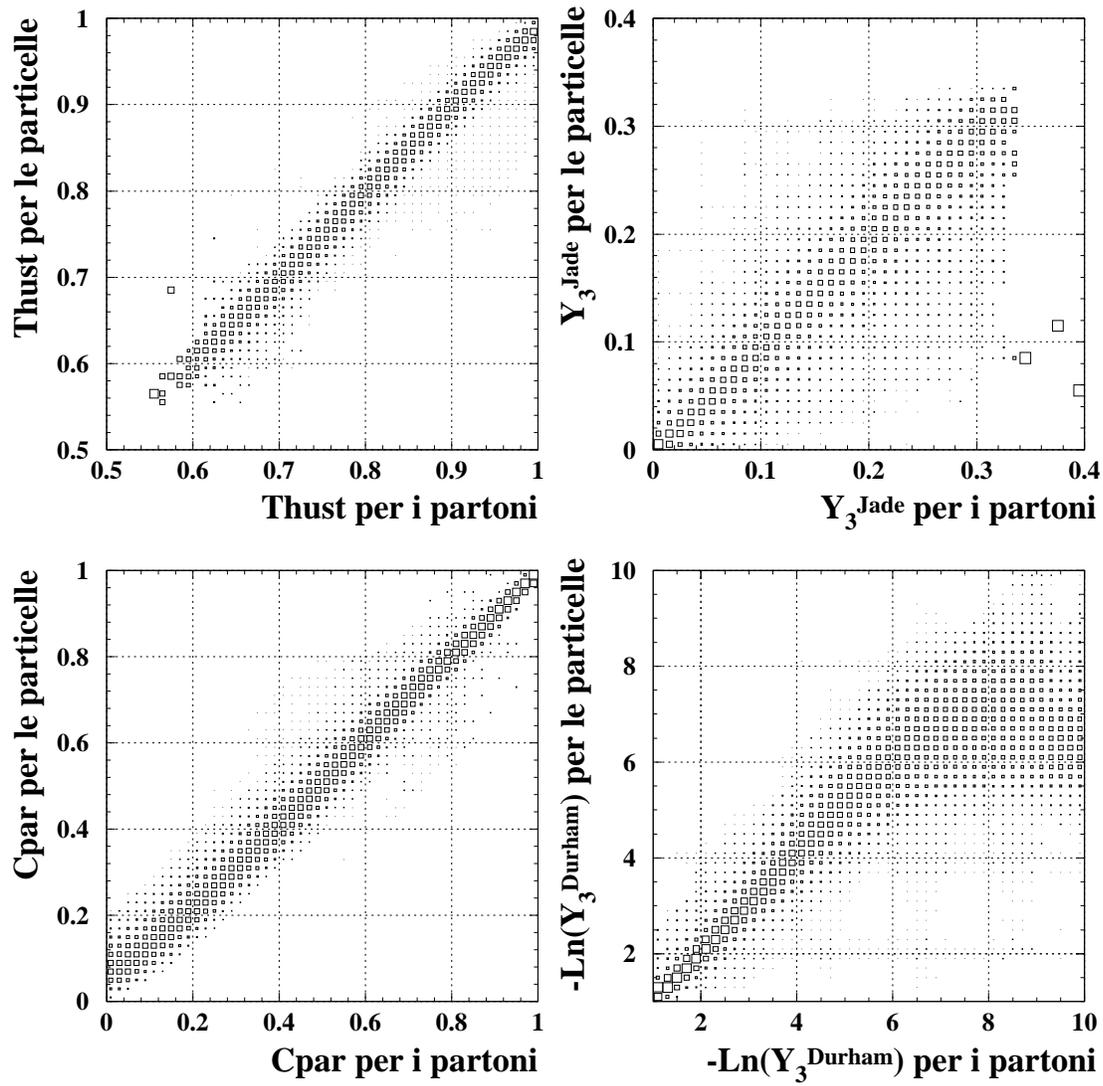


Figura [VII.9] : Matrice di trasformazione per l'adronizzazione degli eventi beauty secondo jetset.
 ADR_{ki}^{beauty} .

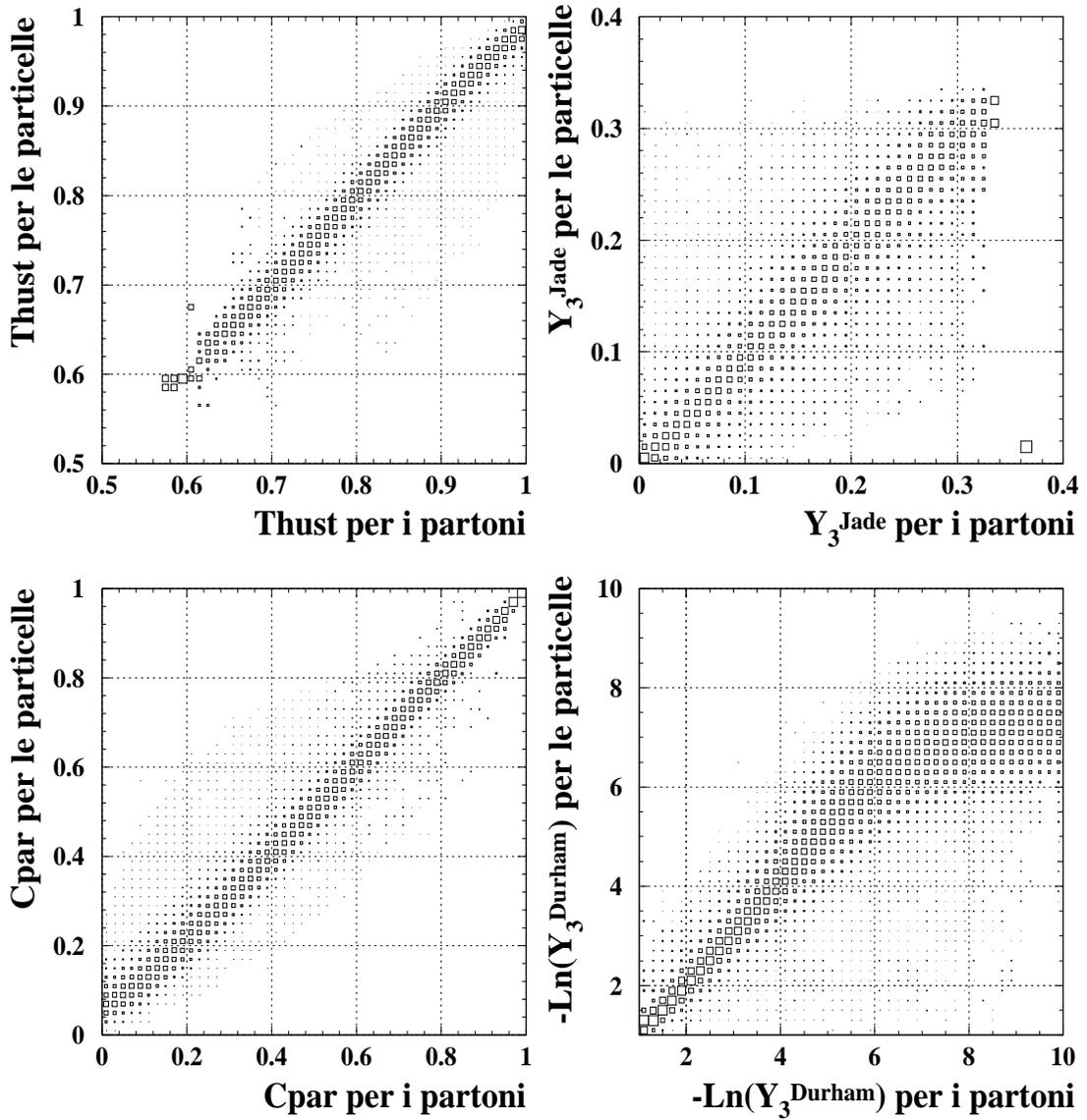


Figura [VII.10] : Matrice di trasformazione per l'adronizzazione degli eventi $uds\bar{b}$, $\text{ADR}_{ki}^{\text{udsb}}$.

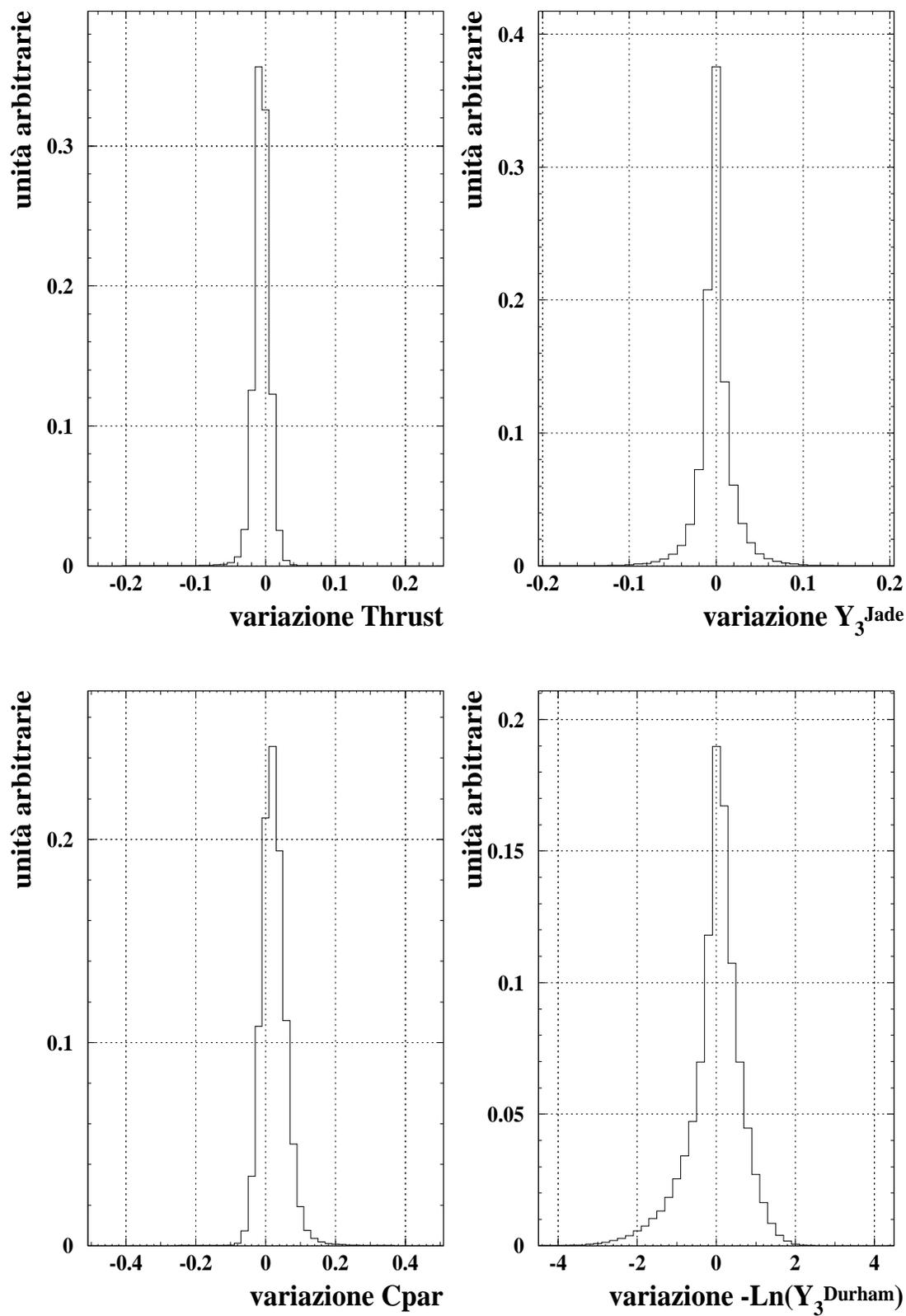


Figura [VII.11] : Distribuzione delle variazioni dei valori delle variabili di forma in seguito all'adronizzazione per gli eventi charm.

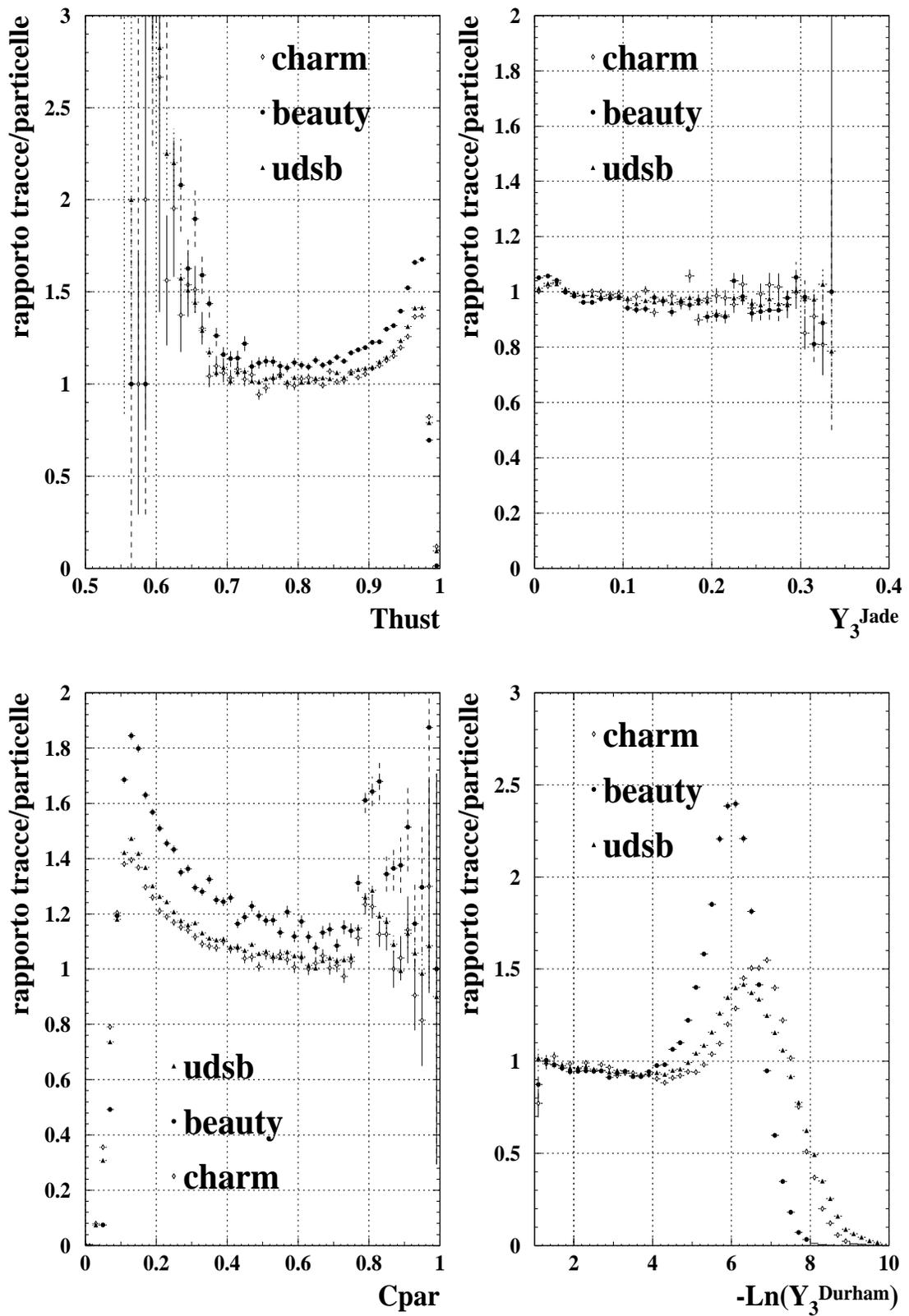


Figura [VII.12] : Rapporto delle distribuzioni dei valori della variabili di forma prima e dopo la simulazione dell'adronizzazione, per gli eventi charm, beauty e udsb secondo jetset.

variabile	sapore		
	charm	beauty	udsb
Thrust	0.013	0.011	0.012
C-par	0.037	0.038	0.040
Y_3^{Jade}	0.022	0.020	0.021
$-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$	0.68	0.99	0.75

Tabella [VII.2] : Valori quadratici medi delle variazioni delle variabili di forma in seguito all'adronizzazione, in base alla simulazione di `jetset`. I dati si riferiscono al campione di eventi adronici generati con `jetset`, e sono suddivisi per le varie componenti di sapore, secondo la verità MonteCarlo.

Per calcolare questa matrice ho prodotto un campione di $15 \cdot 10^6$ eventi usando `jetset` con i parametri ottimizzati in base ai dati di ALEPH.

Ho riportato le matrici ottenute per gli eventi charm $\text{ADR}_{ki}^{\text{charm}}$, beauty $\text{ADR}_{ki}^{\text{beauty}}$ e udsb $\text{ADR}_{ki}^{\text{udsb}}$ rispettivamente nella figura [VII.8], figura [VII.9] e figura [VII.10]. La larghezza della striscia diagonale delle matrici ottenute dà un'idea della variazione dei valori a seguito dell'adronizzazione. Si nota che gli eventi con $-\ln(Y_3^{\text{Durham}}) > 7$ allo stadio di partoni, hanno valori di $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$ per lo stadio di particella intorno a 7 per gli eventi beauty, figura [VII.9], mentre per gli eventi charm si arriva sino a 8, figura [VII.8]. Questi valori di saturazione, sono in corrispondenza di $\ln(m_q/M_{Z^0})^2$, e legati quindi alle masse dei quark e dei mesoni coinvolti.

Nella figura [VII.11] sono riportati i grafici delle variazioni dei valori delle variabili di forma per l'adronizzazione per gli eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, i grafici per gli altri eventi sono simili. La larghezza delle distribuzioni di queste figure è correlata alla larghezza media della striscia diagonale delle matrici di adronizzazione. In questa figura, e nei grafici delle matrici, si nota che il C-par presenta una sistematica variazione positiva, in particolare per piccoli valori di C-par.

I valori quadratici medi delle variazioni (calcolati su tutto l'intervallo dei valori delle variabili) ovvero i momenti di second'ordine dei grafici nella figura [VII.11], sono riportati nella tabella [VII.2]. Questi valori sono una stima dell'impatto degli effetti di diffusione degli eventi tra le classi delle distribuzioni, in seguito all'adronizzazione. Tuttavia per $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$ le variazioni in tabella, calcolate su tutti gli eventi, sovrastimano le variazioni per gli eventi che entrano nell'intervallo per la misura di r_{charm} ; infatti le code delle distribuzioni delle variazioni sono popolate principalmente da eventi con $-\ln(Y_3^{\text{Durham}}) \in [6, 8]$, eventi che sono lontani dall'intervallo usato per la misura di r_{charm} .

Il valore della variazione quadratica media del Thrust è in accordo con la previsione fatta in [Kunszt 89] circa una variazioni del Thrust

dell'ordine di $m_h/Q \approx 0.02 \dots 0.04$, dove $m_h \approx 1 \text{ GeV}$ è l'energia caratteristica dell'adronizzazione, e $Q = 45 \text{ GeV}$ è l'energia caratteristica del processo. In realtà, nell'articolo citato, nella formula precedente, al posto dell'energia caratteristica Q , si usa l'energia al centro di massa del processo, con questa scelta la previsione diviene $m_h/E_{\text{c.d.m.}} = 0.01$ in perfetto accordo con quanto ricavato dal MonteCarlo.

Per avere un'idea dell'impatto dell'adronizzazione nella figura [VII.12] mostro il rapporto delle distribuzioni MonteCarlo tra prima e dopo la simulazione dell'adronizzazione. Questo rapporto è sensibile, oltre che all'adronizzazione, alla distribuzione delle osservabili prima dell'adronizzazione. Tuttavia è utile per avere una stima della correzione e per mostrare come gli effetti di diffusione e di deriva dei valori delle variabili diventino grossi nelle zone dove le distribuzioni hanno variazioni di pendenza.

La correzione per il rivelatore e la ricostruzione

Gli effetti prodotti dall'interazione delle particelle coll'apparato e dalla ricostruzione vanno individuati nella perdita delle informazioni cinematiche dei neutrini, nella perdita di informazioni causate dalla risoluzione spaziale e in energia, e nella perdita di informazioni relative a particelle che escono dall'angolo di accettazione geometrica dell'apparato.

Per ottenere la matrice [¶] di trasformazione per l'interazione col rivelatore e la ricostruzione degli eventi ho usato eventi MonteCarlo completamente simulati, cioè eventi generati da `jetset`, capitolo III, elaborati da `galeph` per l'interazione coll'apparato, paragrafo IV.11, e quindi ricostruiti con `julia`, capitolo V.

Ho ottenuto 4 matrici distinte :

- per gli eventi charm che superano la selezione degli eventi adronici, $RIV_{jk}^{V_{q\bar{q}} \text{ charm}}$, figura [VII.13]
- per la miscela degli eventi udsb che superano la selezione degli eventi adronici, $RIV_{jk}^{q\bar{q} \text{ udsb}}$,
- per gli eventi charm che superano la selezione delle $D^{*\pm}$, $RIV_{jk}^{D^{*\pm} \text{ charm}}$, figura [VII.14]
- per gli eventi beauty che superano la selezione delle $D^{*\pm}$, $RIV_{jk}^{D^{*\pm} \text{ beauty}}$.

I grafici delle matrici hanno tutti un aspetto molto simile, inclusi i grafici delle matrici non riportate nelle figure. I valori massimi per tutti si concentrano lungo la diagonale, senza particolari deviazioni.

Dalla matrici si nota un allargamento simile a quello presente nelle matrici di adronizzazione, però questa volta non ci sono le variazioni di C-par, né gli effetti di saturazione di $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$, effetti che si notano nelle matrici di adronizzazione.

[¶] : Si veda per i dettagli del metodo l'appendice A.

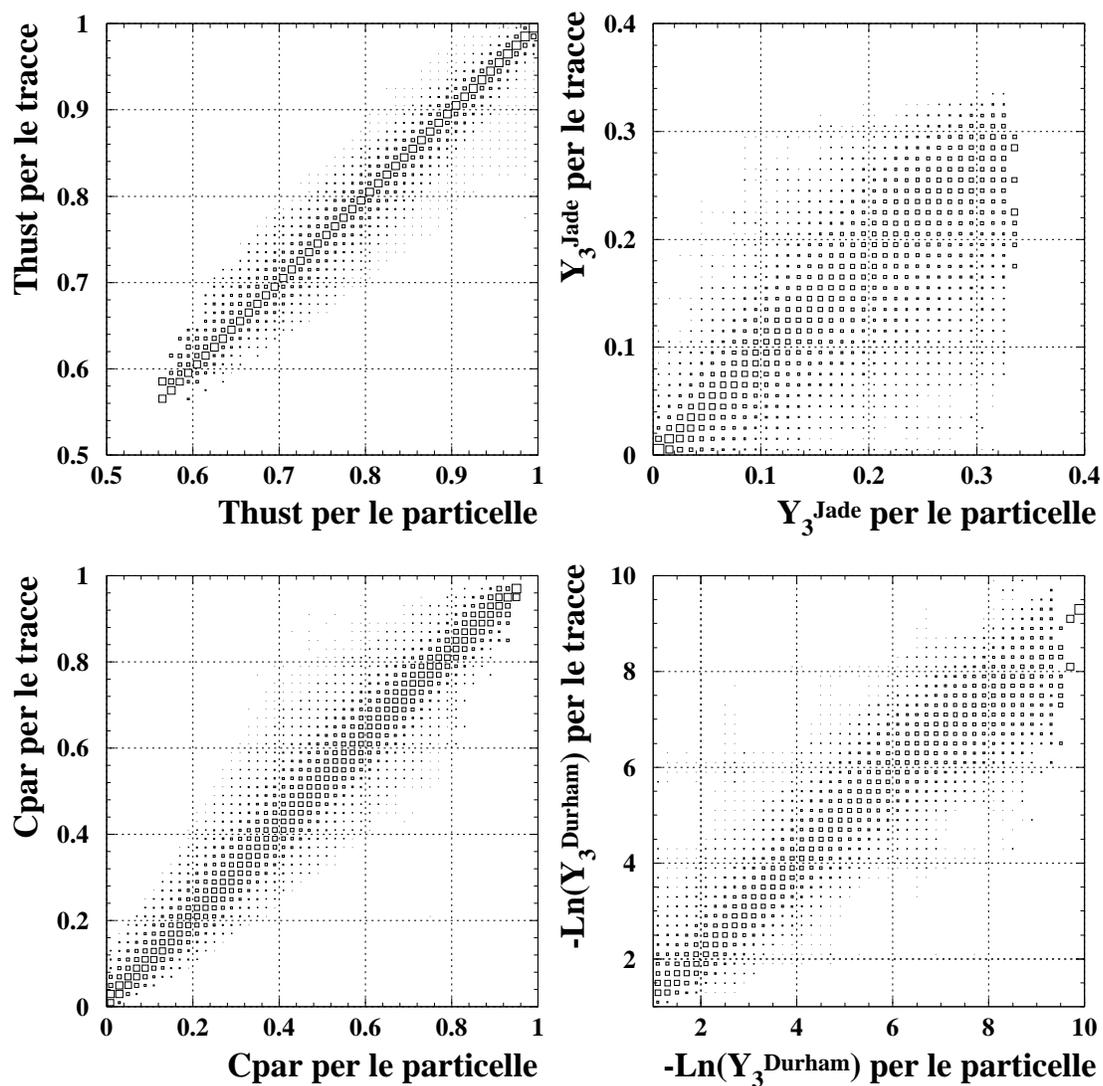


Figura [VII.13] : Matrice di trasformazione per l'interazione col rivelatore e la ricostruzione degli eventi charm che superano la selezione degli eventi adronici, $RIV_{jk}^{q\bar{q} \text{ charm}}$. L'area dei quadratini è proporzionale al valore della matrice.

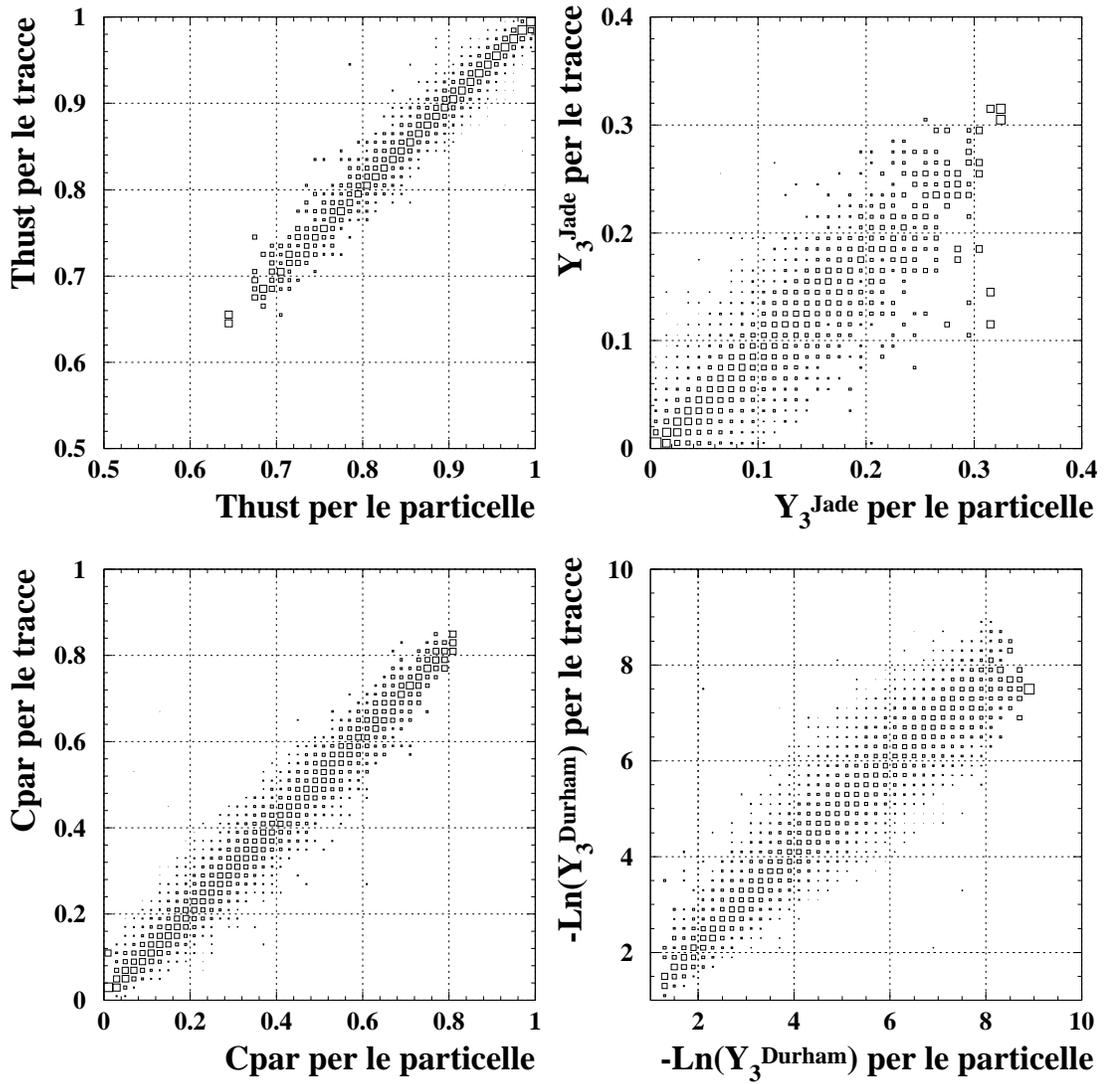


Figura [VII.14] : Matrice di trasformazione per l'interazione col rivelatore e la ricostruzione degli eventi charm che superano la selezione $D^{*\pm}$, $\text{RIV}_{jk}^{D^{*\pm} \text{charm}}$.

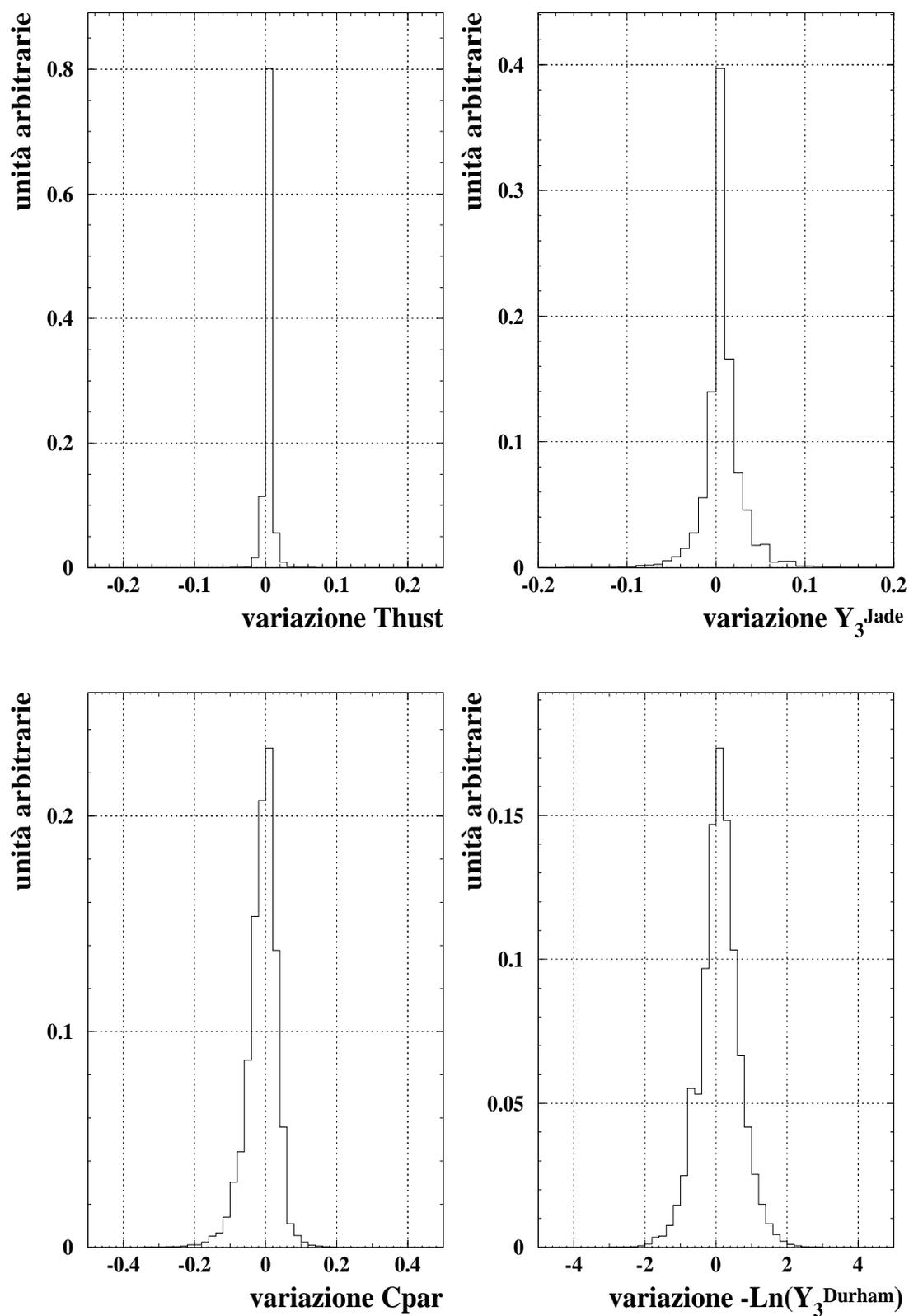


Figura [VII.15] : Distribuzione delle variazioni dei valori delle variabili di forma in seguito all'interazione col rivelatore e alla ricostruzione, per gli eventi charm del campione della selezione adronica.

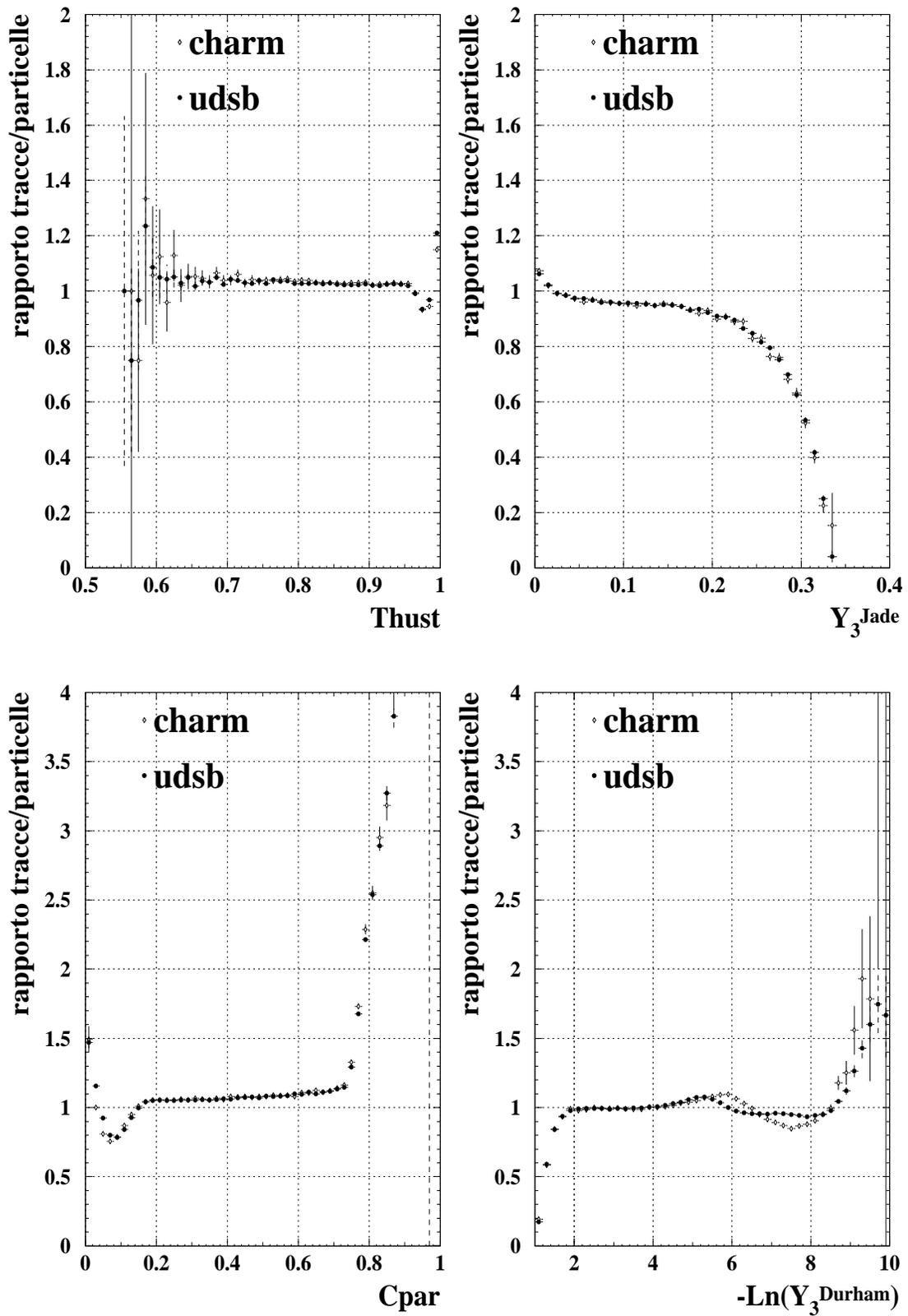


Figura [VII.16] : Rapporto delle distribuzioni dei valori delle variabili di forma prima e dopo la simulazione dell'apparato e la ricostruzione, per gli eventi charm, e udsb che superano la selezione adronica.

variabile	selezione	adronica		D*±	
	sapore	charm	udsb	charm	beauty
Thrust		0.006	0.006	0.005	0.006
C-par		0.043	0.043	0.035	0.035
Y_3^{Jade}		0.022	0.023	0.017	0.020
$-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$		0.58	0.59	0.55	0.56

Tabella [VII.3] : Valori quadratici medi delle variazioni delle variabili di forma in seguito all'interazione coll'apparato e alla ricostruzione. I dati si riferiscono agli eventi simulati con `galeph`, e provengono da un campione che ha superato la selezione adronica e da campione che ha superato la selezione D*±. I campioni della selezione adronica e di quella D*± sono stati a loro volta suddivisi in gruppi in base al sapore secondo la verità MonteCarlo.

Faccio notare che, data la normalizzazione lungo le colonne, non è possibile vedere i valori di accumulo degli eventi.

Le larghezze delle matrici si possono apprezzare anche dalla figura [VII.15] dove ho riportato le distribuzioni delle variazioni dei valori delle variabili di forma dovute all'interazione col rivelatore e alla ricostruzione per gli eventi charm che hanno superato la selezione adronica; le distribuzioni per gli eventi di altro sapore, per le diverse selezioni, hanno un aspetto simile a quello di figura [VII.15]. I valori quadratici medi delle variazioni sono riportati nella tabella [VII.3] a pagina 88. L'effetto della diffusione degli eventi tra le classi delle distribuzioni, è anche qui presente, ma per il Thrust e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$ è più piccolo che nel caso dell'adronizzazione. Qui, però, il valore quadratico medio delle variazioni, cioè la larghezza della banda della matrice di correzione, è generalmente indipendente dal valore della variabile di forma.

Per avere un'idea dell'effetto della correzione sulle distribuzioni, nella figura [VII.16] mostro il rapporto delle distribuzioni tra prima e dopo la simulazione dell'apparato. Come nel caso della figura [VII.12], questo rapporto dipende sia dalla trasformazione sia dalla distribuzione iniziale MonteCarlo. Gli effetti sono molto meno intensi di quelli osservati nel caso dell'adronizzazione.

Le correzioni per la selezione adronica e della D*±

La correzione per la selezione ha lo scopo di riprodurre sulle distribuzioni teoriche gli effetti della selezione dei due campioni di eventi usati in questa analisi, il campione degli eventi adronici e quello degli eventi D*±.

Le distribuzioni usate per questi rapporti sono state calcolate in base alle informazioni della "verità MonteCarlo" per le particelle dopo l'adronizzazione prima dell'interazione coll'apparato. In questo modo queste correzioni vanno applicate subito dopo le correzioni per l'adronizzazione prima di quelle per l'interazione

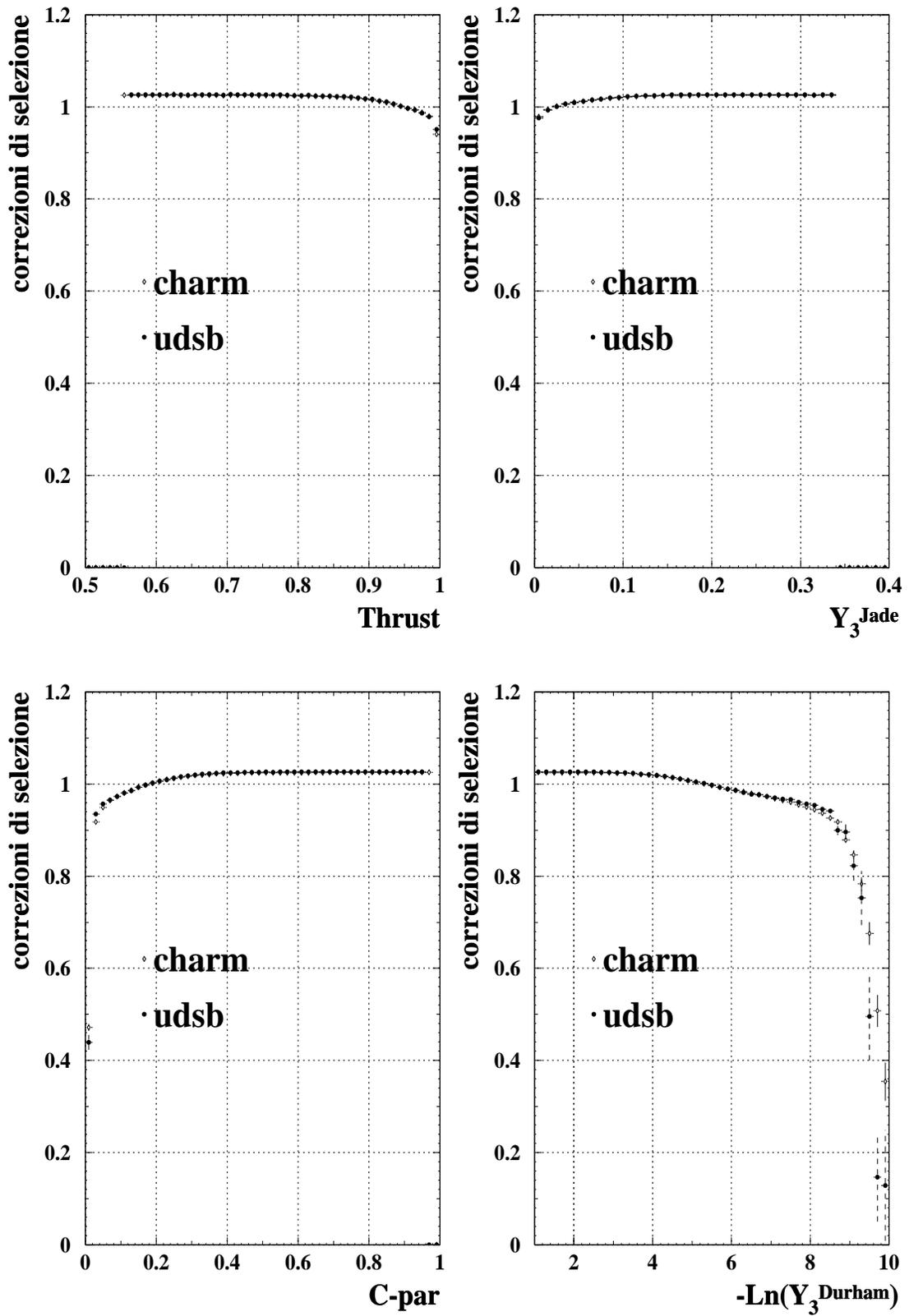


Figura [VII.17] : Correzione per la selezione degli eventi adronici, per gli eventi del tipo charm, $\text{SEL}_k^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{ charm}}$, e per quelli della miscela udsb, $\text{SEL}_k^{\text{q}\bar{\text{q}} \text{ udsb}}$.

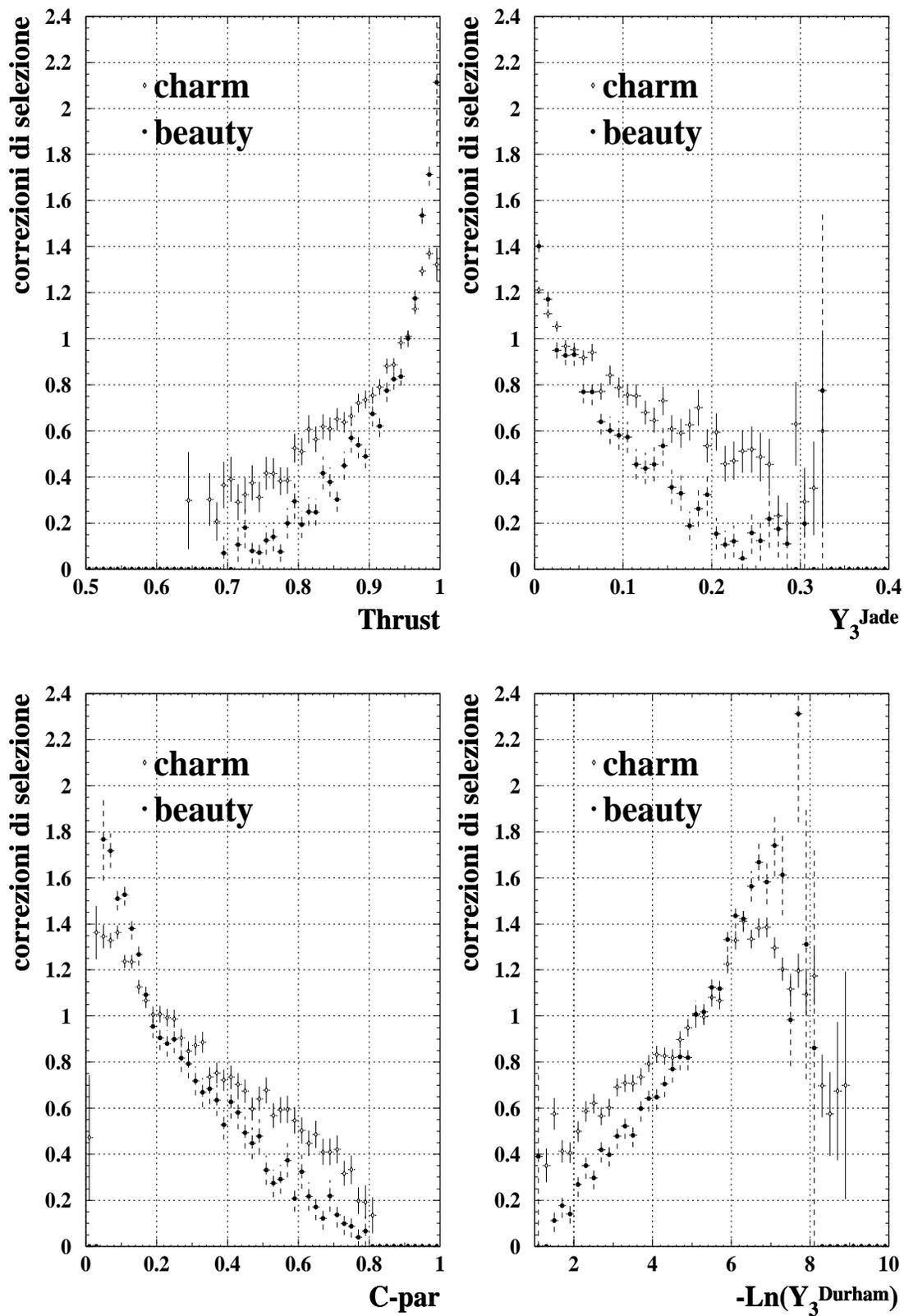


Figura [VII.18] : Correzione per la selezione degli eventi con $D^{*\pm}$, per eventi charm, $\text{SEL}_k^{D^{*\pm} \text{charm}}$, e beauty, $\text{SEL}_k^{D^{*\pm} \text{beauty}}$.

coll'apparato, ottenendo il vantaggio di far propagare nella catena delle correzioni solo le particelle che la percorrono tutta, usando quindi per lo stadio successivo solo le correzioni specifiche per gli eventi selezionati.

Per il calcolo delle correzioni per la selezione degli eventi adronici ho usato un campione $\mathcal{MC}^{q\bar{q}}$ di piú di $1.5 \cdot 10^7$ eventi MonteCarlo per i quali la generazione del decadimento $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ è stato fatta tramite `jetset`, l'interazione con il rivelatore è stata simulata con `galeph`, e la ricostruzione è stata fatta con `julia`. Da questo campione $\mathcal{MC}^{q\bar{q}}$ di eventi adronici, ho selezionato un campione $\mathcal{MC}_{\text{selezionato}}^{q\bar{q}}$ di eventi che superano la selezione adronica applicata alle tracce ricostruite. Ho ottenuto le correzioni per la selezione adronica dal rapporto delle distribuzioni delle variabili di forma calcolate sul campione degli $\mathcal{MC}_{\text{selezionato}}^{q\bar{q}}$ con quelle del campione $\mathcal{MC}^{q\bar{q}}$, usando solo gli eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ per il vettore $\text{SEL}_k^{q\bar{q} \text{ charm}}$ e i rimanenti per il vettore $\text{SEL}_k^{q\bar{q} \text{ udsb}}$.

Nella figura [VII.17] mostro le correzioni per la selezione degli eventi adronici sia degli eventi charm che della miscela degli eventi udsb. Questa figura mostra come l'impatto di questa correzione sia piccolo, l'effetto consiste in una perdita di efficienza per gli eventi a due getti.

Questa perdita di efficienza è in parte causata dalla perdita delle particelle dei getti che finiscono nel tubo a vuoto senza essere rivelate. Questo effetto è piú importante per eventi a due getti ben collimati, dato che in questi casi, quando un getto finisce nel tubo a vuoto, si perde una frazione maggiore di particelle che per eventi a getti piú larghi.

Una seconda causa di tale perdita di efficienza nella ragione a due getti è da ricercare nella necessità che i tagli rigettino gli eventi $Z^0 \rightarrow \tau^\pm \tau^\pm$, che hanno le tipiche caratteristiche degli eventi a due getti.

Per il calcolo delle correzioni per la selezione degli eventi $D^{*\pm}$ ho usato il campione $\mathcal{MC}^{q\bar{q}}$ e in piú ulteriori 60000 eventi simulati ad hoc per questa analisi; questi ultimi contengono una $D^{*\pm}$, una metà in eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, l'altra in eventi $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.

Da questi eventi ho estratto un campione $\mathcal{MC}^{D^{*\pm}}$ di eventi contenenti una $D^{*\pm}$ secondo la "verita MonteCarlo". Dal campione $\mathcal{MC}^{D^{*\pm}}$, in base alle informazioni ottenute dalla ricostruzione delle tracce simulate, ho selezionato un campione $\mathcal{MC}_{\text{selezionato}}^{D^{*\pm}}$ di 34600 eventi usando gli stessi tagli della selezione $D^{*\pm}$ usati per gli eventi reali. Ho cosí ottenuto il vettore di correzione dal rapporto tra le distribuzioni del campione $\mathcal{MC}_{\text{selezionato}}^{D^{*\pm}}$ e quelle del campione $\mathcal{MC}^{D^{*\pm}}$, usando solo gli eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ per il vettore $\text{SEL}_k^{D^{*\pm} \text{ charm}}$ e solo gli eventi $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ per il vettore $\text{SEL}_k^{D^{*\pm} \text{ beauty}}$.

La figura [VII.18] mostra la correzione per la selezione, si nota come sia grande la correzione da applicare alla teoria, a causa della bassa efficienza di selezione fuori dalla regione a due getti. Studiando separatamente l'effetto dei vari tagli, ho appurato come questo effetto sia quasi tutto determinato dal taglio sull'energia ridotta, X_E , dei candidati $D^{*\pm}$. Infatti la richiesta di un alto valore di X_E favorisce

la selezione di eventi nei quali l'energia è concentrata in due getti e non dispersa in tre getti a spese dell'energia della $D^{*\pm}$.

VII.5 LA STIMA DI r_{charm} AI MINIMI QUADRATI

Nella misura di r_{charm} ho sfruttato la dipendenza di $R^{\text{teorico}}(X_i)$, equazione (VII.9), da α_s^{udsb} e α_s^{charm} , dato che in $R^{\text{teorico}}(X_i)$ queste grandezze compaiono come parametri nella previsione teorica, equazione (VII.3), e nella correzione QCD alla sezione d'urto, paragrafo II.4.

Ho minimizzato il χ^2 calcolato tra le distribuzioni sperimentali, ($\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}$ nell'equazione (VII.2)), e quelle previste dal modello teorico, (R^{teorico} nell'equazione (VII.3)):

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}(X_i) - R^{\text{teorico}}(X_i, \alpha_s^{\text{charm}}, \alpha_s^{\text{udsb}}, \mu_{\text{QCD}}^2))^2}{\sigma_{\text{sperimentale}}^2(X_i) + \sigma_{\text{teorico}}^2(X_i)} \quad (\text{VII.11})$$

$\sigma_{\text{sperimentale}}(X_i)$ e $\sigma_{\text{teorico}}(X_i)$ sono gli errori sperimentali e teorici.

Circa la scelta di μ_{QCD} , in letteratura sono stati suggeriti diversi modi, sui quali però non v'è un generale accordo. Ho preferito scegliere^{||}, come valore di riferimento, un valore basso, $\mu_{\text{QCD}}^2 = 0.05 M_{Z^0}^2$, in accordo con altre misure riportate in letteratura per le distribuzioni delle variabili di forma calcolate al secondo ordine.

Occorre notare che nell'equazione (VII.11), α_s^{udsb} è il valore di α_s del [PDG 96] misurato a $\mu_{\text{QCD}}^2 = M_{Z^0}^2$ e riportato a $0.05 M_{Z^0}^2$, mentre α_s^{charm} viene determinato dal minimo χ^2 ed è riferito a $0.05 M_{Z^0}^2$. Ottenuto $\alpha_s^{\text{charm}}(0.05 M_{Z^0}^2)$, lo trasformo in $\alpha_s^{\text{charm}}(M_{Z^0}^2)$ e dal rapporto di questo con $\alpha_s(M_{Z^0}^2)$, ricavo $r_{\text{charm}}(M_{Z^0}^2)$.

Tutte le trasformazioni di α_s^{udsb} e α_s^{charm} per il cambiamento di μ_{QCD}^2 sono state calcolate in base all'equazione (II.4).

Nella scelta degli intervalli di valori sui quali fare il confronto tra i rapporti delle distribuzioni misurate con i rapporti previsti teoricamente, occorre considerare diverse limitazioni.

Per quanto riguarda i rapporti delle distribuzioni sperimentali, la limitazione deriva dall'approssimazione gaussiana degli errori necessaria per il calcolo degli errori usati nell'equazione (VII.11), approssimazione che non è più applicabile quando l'errore su $\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}$ diventa grande rispetto a $\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}$. Pertanto ho escluso gli intervalli ove l'errore fosse maggiore di $0.5 \mathcal{R}^{\text{sperimentale}}$. Questo esclude le code delle distribuzioni, cosa utile anche perché le correzioni usate nelle previsioni teoriche sono affette da errori statistici più abbondanti proprio nelle code delle distribuzioni.

Per le previsioni teoriche occorre essere dentro la regione di valori tipici degli eventi a tre getti e lontano dalle regioni dominate dagli eventi a due getti, in modo da poter rimanere all'interno della regione dove le previsioni teoriche sono affidabili. Occorre stare

^{||} : Si veda la discussione del relativo sistematico, paragrafo VII.6, a pagina 100.

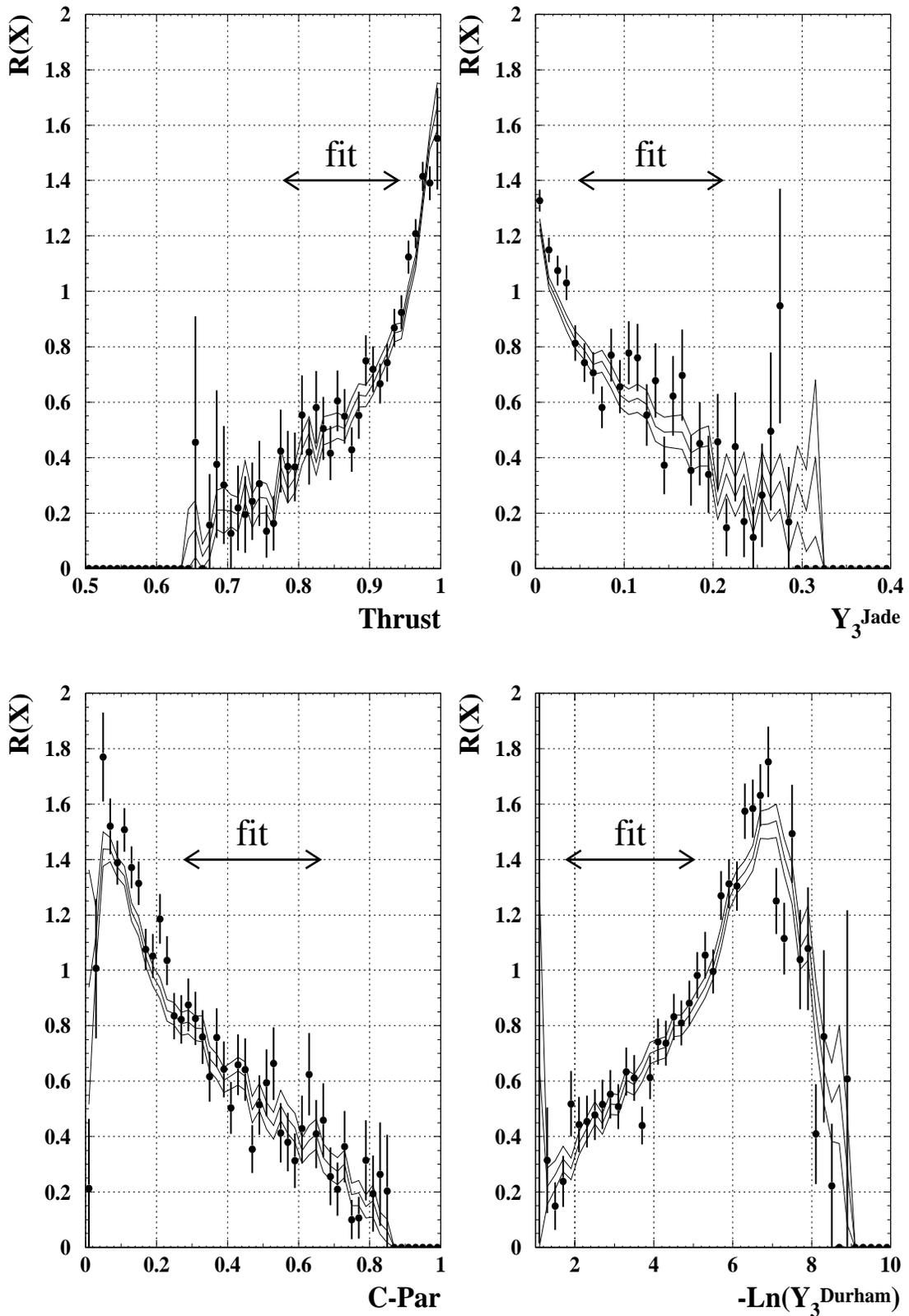


Figura [VII.19] : Risultati del *fit* per la misura di r_{charm} . I punti con le barre di errore sono i dati sperimentali, $\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}(X_i)$ equazione (VII.2), con i relativi errori; le curve sono le previsioni teoriche $\mathcal{R}^{\text{teorico}}(X_i)$ dell'equazione (VII.9) : la curva centrale è il risultato del *fit*, mentre le due curve vicine danno l'ampiezza dell'errore intrinseco della previsione teorica (e non l'errore per il *fit*).

	C-par	Thrust	Y_3^{Jade}	$-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$
intervallo di <i>fit</i>	[0.28,0.66]	[0.78,0.94]	[0.05,0.21]	[1.8,5.0]
valore centrale di r_{charm}	0.923	0.937	0.919	0.953
errore totale	± 0.082	± 0.082	± 0.097	± 0.069
errore statistico	± 0.041	± 0.038	± 0.046	± 0.042
errore sistematico	± 0.071	± 0.073	± 0.085	± 0.054

Tabella [VII.4] : Tabella riassuntiva delle quattro misure di r_{charm} .

attenti anche agli eventi a due getti che possono, in seguito alla adronizzazione, migrare nella regione di valori per eventi a tre getti.

Per valutare la bontà della scelta degli intervalli dei valori usati per il *fit* rispetto alla migrazione degli eventi a due getti, ho ricalcolato r_{charm} dopo aver alterato artificialmente sino a dieci volte di piú i valori delle previsioni equazione (VII.3) per gli intervalli di Thrust $\in [0.98, 1.00]$ e C-par $\in [0, 0.02]$, ottenendo delle variazioni di r_{charm} contenute entro 0.003 . La piccolezza di tali variazioni hanno quindi confermato la bontà della scelta degli intervalli usati.

Un altro elemento importante per la scelta degli intervalli è stata la richiesta che le correzioni applicate fossero non troppo grandi negli intervalli scelti. Come si può ricavare dal confronto dei grafici delle correzioni, le correzioni piú importanti sono quella per l'adronizzazione, figura [VII.12] e, in particolar modo, quella per la selezione delle $D^{*\pm}$, figura [VII.18] .

Dato che la correzione per la selezione delle $D^{*\pm}$ ha un maggiore impatto nella regione di valori corrispondente a eventi a molti getti, ho richiesto che il peso di correzione per la selezione delle $D^{*\pm}$ differisse da uno per meno di 0.65 . La correzione per l'adronizzazione invece ha un maggiore impatto sulla regione di valori prossima a quella degli eventi a due getti, per tale correzione ho chiesto che fosse minore di 1.4 , si veda la figura [VII.12].

Nel caso della misura di α_s questi problemi sono fondamentali, ma nel presente caso della misura di r_{charm} , ritrovandomi a usare il rapporto di distribuzioni anziché le stesse distribuzioni, posso contare su una compensazione di questi effetti tra numeratore e denominatore del rapporto dell'equazione (VII.9), almeno sino a quando non mi avvicino troppo alle regioni a due getti. I valori degli intervalli scelti sono riportati nella tabella [VII.4] a pagina 94, insieme con i valori di r_{charm} ottenuti minimizzando il χ^2 dell'equazione (VII.11), per le diverse variabili di forma. Il confronto tra il rapporto sperimentale delle distribuzioni, $\mathcal{R}^{\text{sperimentale}}$, e la previsione teorica, R^{teorico} , ottenuta dal *fit* è stato riportato nella figura [VII.19]. Si nota come tale R^{teorico} riproduca bene la misura sperimentale anche fuori dalla regione del *fit*.

parametro	valore	fonte
$\alpha_S(Z^0)$	0.118 ± 0.003	[PDG 96]
M_{Z^0}	91.1863 ± 0.0020 GeV	[LEP 96]
μ_{QCD}^2	$0.05 M_{Z^0}^2 \cdots M_{Z^0}^2$	paragrafo VII.6, a pagina 100
$\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$	0.79 ± 0.03	equazione (VI.6) a pagina 60
$\tilde{f}_{\text{beauty}}^{\text{D}^{*\pm}}$	$1 - \tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$	equazione (VI.6) a pagina 60
$f_{\text{fondo}}^{\text{D}^{*\pm}}$	0.0327 ± 0.0327	equazione (VI.5) a pagina 60
$?_{c\bar{c}} / ?_{q\bar{q}}$	0.1715 ± 0.0056	[LEP 96]
$?_{b\bar{b}} / ?_{q\bar{q}}$	0.2179 ± 0.0012	[LEP 96]
m_{charm}	1.3 ± 0.3 GeV	[PDG 96]
m_{beauty}	4.3 ± 0.2 GeV	[PDG 96]
ϵ_{charm}	$0.040 \begin{cases} +0.013 \\ \perp 0.010 \end{cases}$	paragrafo VII.6, a pagina 102
ϵ_{beauty}	$0.0060 \begin{cases} +0.0024 \\ \perp 0.0019 \end{cases}$	paragrafo VII.6, a pagina 102

Tabella [VII.5] : Le costanti usate nel calcolo di r_{charm} e loro incertezze. Si veda il paragrafo VI.1 per le formule usate per il calcolo di $f_{\text{charm}}^{q\bar{q}}$, e $f_{\text{uds b}}^{q\bar{q}}$.

VII.6 GLI ERRORI SISTEMATICI

Dato che l'equazione (VII.9) è il rapporto di due distribuzioni, il valore di r_{charm} ottenuto è relativamente poco dipendente da diversi dei parametri usati, e pertanto diversi dei sistematici risultano piccoli o trascurabili.

Tutti gli errori sistematici sono stati calcolati con tre cifre decimali; nei casi nei quali questo avrebbe prodotto un errore sistematico apparentemente nullo, ho conservativamente riportato il valore in eccesso 0.001 .

Il lavoro è consistito, nella gran parte dei casi, nel ripetere l'analisi dopo aver cambiato alcuni parametri secondo gli intervalli riportati nella tabella [VII.5] e presi dai lavori citati nella stessa tabella. Gli errori sono riportati in tabella [VII.6].

L'errore sulla sezione d'urto

Le correzioni QCD e QED alla sezione d'urto sono state usate per correggere la normalizzazione delle distribuzioni teoriche che erano normalizzate alla sezione di Born, paragrafo VII.4, a pagina 73. Avendo incluso termini sino a 10^{-3} , i termini rimanenti danno un contributo del tutto trascurabile. Inoltre poiché i termini che dipendono dal sapore, danno un contributo piccolo, e le incertezze derivanti dalla scelta dei valori delle masse sono trascurabili, il relativo errore non è stato ulteriormente considerato.

Fonte dell'errore	C-par	Thrust	Y_3^{Jade}	$-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$
statistico	0.041	0.038	0.046	0.042
intervallo di <i>fit</i>	0.004	0.013	0.006	0.011
metodo di selezione $D^{*\pm}$	0.067	0.070	0.082	0.042
$\tilde{f}_{\text{charm}}^{D^{*\pm}}$, purezza Charm	0.001	0.002	0.009	0.007
$f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}}$, fondo $D^{*\pm}$	0.007	0.005	0.003	0.007
pesi medi	0.001	0.001		
ϵ_{charm}	0.001	0.001	0.001	0.002
ϵ_{beauty}	0.001	0.001	0.002	0.001
α_S	0.001	0.001	0.002	0.001
? $c\bar{c}$	0.001	0.001	0.001	0.001
? $b\bar{b}$	0.001	0.001	0.001	0.001
simulazione del rivelatore	0.001	0.001	0.004	0.004
correzioni di massa	0.002	0.002	0.001	0.013
μ_{QCD}	0.015	0.013	0.018	0.001
adronizzazione	0.016	0.007	0.002	0.028

Tabella [VII.6] : Scomposizione degli errori nelle varie componenti.

La dipendenza dalla scelta dell'intervallo di *fit*

Ho stimato il sistematico per la scelta dell'intervallo di fit dalle variazioni della misura di r_{charm} prodotte dallo spostamento dell'intervallo di valori usati. Ho spostato gli intervalli prima di una classe a destra e poi di una a sinistra, agendo contemporaneamente su entrambi gli estremi dell'intervallo. Come errori sistematici ho usato le variazioni piú grandi di r_{charm} tra lo spostamento a destra e quello a sinistra.

La dipendenza dai pesi per le distribuzioni pesate

Ho ottenuto il sistematico per la scelta dei pesi medi da applicare alle distribuzioni pesate, (quelle di C-par e del Thrust), ripetendo i conti con i pesi medi sostituiti con i pesi calcolati al centro delle classi (si veda l'appendice A). Il sistematico cosí ottenuto è trascurabile.

La dipendenza dalla correzione per la selezione delle $D^{*\pm}$

Poiché la correzione, $SEL_i^{D^{*\pm}}$, per la selezione delle $D^{*\pm}$ ha un effetto molto forte, infatti tipicamente produce una correzione del 30%, è fondamentale stimare l'affidabilità del MonteCarlo per dette correzioni.

Negli anni i parametri di *jetset* usati in ALEPH sono stati continuamente aggiornati per descrivere sempre meglio i dati, e questo vale in particolar modo per la simulazione degli eventi con D^* , grazie alle diverse misure prodotte da ALEPH a riguardo dei D^* .

Un'analisi di questo sistematico ottenuta facendo variare i parametri della selezione non è opportuna, dato che la scarsità del campione di eventi con $D^{*\pm}$ farebbe sí che gli errori statistici coprano i sistematici. Ho preferito allora procedere confrontando il MonteCarlo con i dati.

Per far ciò ho ricalcolato i vettori delle correzioni per la selezione, non con gli eventi che hanno passato tutti i tagli della $D^{*\pm}$, ma con quelli che hanno passato tutti i tagli eccetto quello su Δm , che è stato sostituito dalla richiesta $\Delta m \in [151, 180]$ MeV . In altre parole, nel grafico della figura [VI.3], ho preso gli eventi da una banda laterale lontana dal picco delle $D^{*\pm}$.

I vettori cosí ottenuti sono simili ai vettori usati per le correzioni della selezione, in quanto il taglio su Δm contribuisce poco ** al cambiamento di forma delle distribuzioni delle osservabili. Rimane però una certa differenza tra le distribuzioni del picco e quelle della banda laterale, come si ricava dalla figura [VII.20] che mostra il rapporto delle distribuzioni normalizzate tra il picco delle $D^{*\pm}$ e la banda laterale. Dalla figura si osserva anche che il MonteCarlo riproduce bene tale rapporto.

Quindi per determinare l'affidabilità del MonteCarlo, usando i dati della banda laterale, ho calcolato i vettori $SEL_i^{\text{dati, banda laterale}}$ dai dati e $SEL_i^{MC, banda laterale}$ dal MonteCarlo, in base ai rapporti delle distribuzioni prima e dopo i tagli. La

** : La correzione di selezione è quasi del tutto determinata dal taglio sull'energia della $D^{*\pm}$, si veda il paragrafo VI.2.

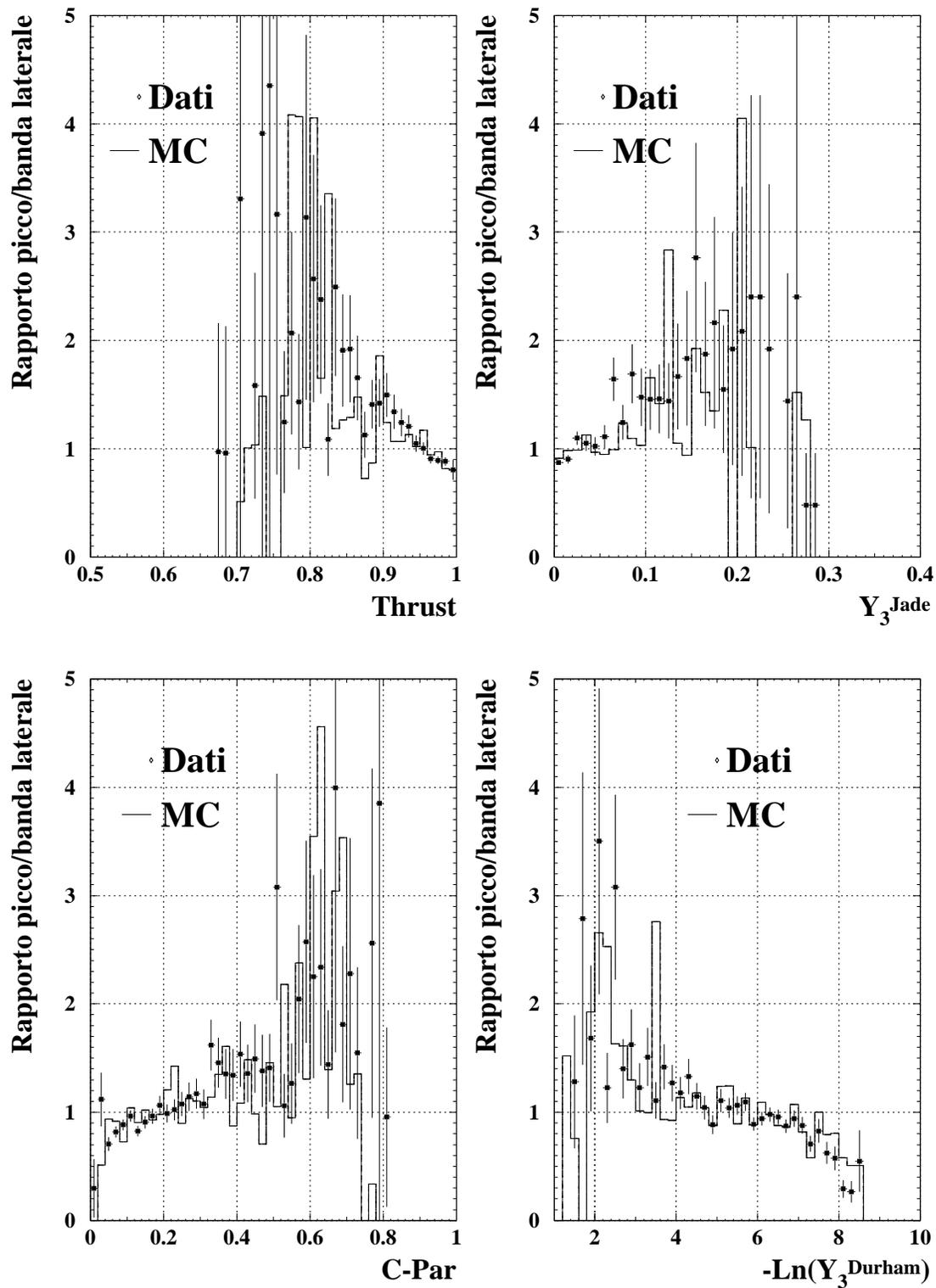


Figura [VII.20] : Rapporto delle distribuzioni normalizzate dei valori delle variabili di forma, degli eventi della selezione $D^{*\pm}$ e quelli della banda laterale. È riportato il rapporto sia per i dati che per il MonteCarlo.

differenza di queste coppie di vettori è risultata compatibile con zero entro gli errori, e questo è confortante riguardo l'affidabilità del MonteCarlo. Tali differenze sono state aggiunte per ricavare dei nuovi vettori di correzione :

$$\overline{\text{SEL}}_i^{\text{D}^{*\pm}} = \text{SEL}_i^{\text{D}^{*\pm}} + (\text{SEL}_i^{\text{dati, banda laterale}} - \text{SEL}_i^{\text{MC, banda laterale}}) \quad (\text{VII.12})$$

usati per ricalcolare r_{charm} . Dato l'impatto della correzione di selezione, è naturale che questo sia stato l'errore sistematico piú grande.

La dipendenza dai parametri α_s $\Gamma_{c\bar{c}}$ $\Gamma_{b\bar{b}}$ $f_{\text{fondo}}^{\text{D}^{*\pm}}$ $\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$

Per alcuni di questi parametri ho ricavato le incertezze in questo lavoro, per gli altri ho preso le incertezze dalle pubblicazioni citate nella tabella [VII.5] a pagina 95. I relativi sistematici sono stati ottenuti variando in piú e in meno tali parametri per una quantità pari al loro errore e quindi ripetendo la misura di r_{charm} ; ho preso come errore sistematico lo scarto piú grande tra quello prodotto dalla variazione positiva e quella negativa del parametro.

Per α_s^{udsb} ho usato il valore e le incertezze di α_s pubblicati da [PDG 96]. Esso compare nelle previsioni teoriche delle distribuzioni di forma, equazione (II.13), sia esplicitamente nello sviluppo in serie, sia implicitamente nel fattore $\sigma_{\text{Born}}/\sigma_{Z^0}$.

I valori $?_{c\bar{c}}$ e $?_{b\bar{b}}$ vengono usati per la determinazione di $f_{\text{charm}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$, equazione (VI.3), e di $f_{\text{udsb}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$, equazione (VI.4). Nel calcolo di $f_{\text{charm}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$ e di $f_{\text{udsb}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$, rispetto all'errore dovuto a $?_{c\bar{c}}$ e $?_{b\bar{b}}$, quello dovuto a $\eta_{\text{beauty}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$ e a $\eta_{\text{udsc}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$ è trascurabile e pertanto non l'ho preso in considerazione. I valori e gli errori di $?_{c\bar{c}}$ e $?_{b\bar{b}}$ sono stati presi da [PDG 96] e da [LEP 96].

Il valore del parametro $f_{\text{fondo}}^{\text{D}^{*\pm}}$, paragrafo VI.3, determina la quantità di fondo da sottrarre dalle distribuzioni delle variabili di forma nel campione della selezione $\text{D}^{*\pm}$ nella equazione (VII.2). Il valore del parametro $\tilde{f}_{\text{charm}}^{\text{D}^{*\pm}}$, paragrafo VI.3, fissa la frazione di charm nel campione degli eventi della selezione $\text{D}^{*\pm}$ dopo la sottrazione del fondo, e determina la frazione della distribuzione teorica associata agli eventi charm nell'equazione (VII.9).

La dipendenza dalla simulazione del rivelatore

Per la stima del sistematico della simulazione del rivelatore, tenendo conto della affidabilità del MonteCarlo, (si veda il paragrafo IV.11), ho ritenuto conservativo prendere come sistematico un decimo dell'effetto della correzione per il rivelatore sulla misura di r_{charm} .

Un'altra procedura possibile consiste nell'usare, nel calcolo delle distribuzioni dei valori delle variabili di forma, solo parte delle informazioni raccolte, quelle provenienti dai sottorivelatori traccianti o quelle provenienti dai soli calorimetri. Tuttavia con tale procedura si ottiene un valore di sistematico che non dipende solo dall'effetto in esame. Infatti la perdita di informazioni, implicita in tale metodo, fa sí che il valore del sistematico ottenuto inglobi anche fluttuazioni statistiche che potrebbero,

a seconda dei casi, far sovrastimare o sottostimare il sistematico reale. Mentre, in base alla qualità della simulazione MonteCarlo, si può dire che la scelta effettuata, ha prodotto, prudenzialmente, una sovrastima dell'errore sistematico.

La dipendenza da μ_{QCD}

Come ho detto al paragrafo VII.5, a pagina 92, in questo lavoro ho scelto $\mu_{\text{QCD}}^2 = 0.05 M_{Z^0}^2$ come valore di riferimento usato nella misura di r_{charm} , ho poi ricalcolato r_{charm} ponendo $\mu_{\text{QCD}}^2 = M_{Z^0}^2$. Ho considerato la differenza tra i valori di r_{charm} così ottenuti come valore del sistematico associato alla scelta di μ_{QCD} .

La scelta di questi valori è stata determinata dalle seguenti ragioni ^{††}:

- In passato, si è osservato che le formule teoriche del second'ordine (quelle per le distribuzioni dei valori delle variabili di forma, equazione (VII.3) a pagina 70), approssimano meglio i dati quando si usano valori di μ_{QCD} minori di M_{Z^0} , dell'ordine di $\mu_{\text{QCD}}^2 = 0.05 M_{Z^0}^2$.
- Un'energia caratteristica del processo è M_{Z^0} . Infatti dato che la produzione degli eventi a tre getti (che costituiscono la maggior parte degli eventi che popolano la regione usata nel *fit*) avviene nelle prime fasi del *parton shower*, quando i quark hanno grande virtualità $p^\mu p_\mu \approx \mathcal{O}(M_{Z^0}^2)$, la massa caratteristica del processo è M_{Z^0} .

Il sistematico per le correzioni di massa

Per correggere la forma delle distribuzioni per gli effetti delle masse dei quark, ho usato delle correzioni del primo ordine in α_s , paragrafo VII.4, a pagina 73. Dato che le correzioni di massa di ordine α_s^2 sono note solo in maniera incompleta, ho considerato come errore sistematico la differenza tra i valori di r_{charm} calcolati con e senza le correzioni di massa. I sistematici ottenuti sono molto piccoli, con l'eccezione di quello di $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$. È ragionevole supporre che tale differenza sia maggiore dell'effetto dell'inclusione delle correzioni degli ordini superiori, come si può desumere ripetendo il calcolo di r_{charm} includendo le correzioni di massa parziali di ordine α_s^2 , [Moretti 94].

La dipendenza dal modello di frammentazione

Per ricavare la correzione di adronizzazione ho prodotto delle matrici usando i valori delle variabili di forma prima e dopo l'adronizzazione, paragrafo VII.4, a pagina 75. Ho applicato queste matrici alle previsioni teoriche considerando che queste previsioni potessero essere messe in corrispondenza con le distribuzioni MonteCarlo prima dell'adronizzazione. Nel MonteCarlo usato, *jetset*, si ferma il *Parton Shower* per passare all'adronizzazione quando il valore della virtualità dei partoni raggiunge il valore di soglia determinato da $Q_0 = 1.74 \text{ GeV}$, come descritto nel paragrafo III.3. Il problema di questo metodo è che non è possibile associare con certezza la previsione teorica a un dato valore della virtualità del MonteCarlo.

^{††} : si vedano [Muta 87], [Kunszt 89], [Hebbeker 92].

Allora ho prodotto un MonteCarlo con $Q_0 = 7.2$ GeV, (a questa energia si hanno in media lo stesso numero di partoni che per i processi tenuti in conto per il calcolo delle distribuzioni teoriche in α_s^2), anziché il valore standard di 1.74 GeV.

Il rapporto delle distribuzioni delle variabili di forma per i partoni tra il MonteCarlo con $Q_0 = 7.2$ GeV e quello a 1.74 GeV ha fornito, per ogni variabile di forma e per ogni sapore, un vettore di pesi che ho inserito nella catena di correzioni, paragrafo VII.3, subito prima della correzione per l'adronizzazione dopo le correzioni per la radiazione dello stato iniziale, in modo da simulare l'evoluzione delle distribuzioni da 7.2 GeV a 1.74 GeV. Avendo ricalcolato r_{charm} con tale correzione, lo scarto del nuovo r_{charm} da quello di riferimento ha costituito una prima stima del sistematico per l'adronizzazione.

Ho voluto produrre delle matrici di adronizzazione con un altro MonteCarlo in modo da avere una seconda stima di questo errore sistematico. Dei tre modelli piú usati in letteratura, *ariadne*, *herwig*, e *jetset* coll'opzione "matrix elements", ho usato *ariadne*, dato che i parametri usati in *ariadne* dalla collaborazione ALEPH sono stati ben ottimizzati per riprodurre gli eventi D^* . Il MonteCarlo *ariadne*, [Lönnblad 92], simula il *parton shower* in base al metodo dei dipoli di colore, [Gustafson 88], e produce la frammentazione in base al metodo a stringa di Lund. Dopo l'ottimizzazione dei parametri, le differenze tra i parametri della frammentazione di *ariadne* e di quella di *jetset* compensano le differenze tra i due metodi nell'eseguire *parton shower*. Questo consente di ottenere delle nuove matrici di adronizzazione differenti da quelle ottenute con *jetset*, con tali matrici ho ricalcolato r_{charm} .

Ho quindi preso come sistematico lo scarto piú grande tra i due modelli (quello con l'adronizzazione a 7.2 GeV, e quello con la matrice di adronizzazione ottenuta da *ariadne*) e il modello di base (*jetset* con $Q_0 = 1.74$ GeV). Per tutte le variabili lo scarto piú grande è stato quello tra il modello di base e quello di *ariadne*. I valori degli scarti per *ariadne* sono quindi riportati nella tabella [VII.6], mentre quelli per *jetset* con soglia di adronizzazione a 7.2 GeV sono stati 0.012, 0.006 0.001, 0.002 rispettivamente per C-par, Thrust, Y_3^{Jade} , $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$.

La dipendenza da ϵ_{charm} , ϵ_{beauty}

I parametri di Peterson ϵ_{charm} e ϵ_{beauty} sono parametri del MonteCarlo usati per determinare la frammentazione rispettivamente del charm e del beauty, paragrafo III.4, variazioni di questi parametri quindi influenzano la matrice di adronizzazione, paragrafo VII.4. Un'osservabile sensibile al valore di ϵ_{charm} è il valore medio dell'energia ridotta $\langle X_E \rangle \equiv \langle 2E_{D^{*\pm}}/E_{\text{c.d.m.}} \rangle$ dei mesoni $D^{*\pm}$. Nell'articolo [Aleph 94] è riportata la seguente $\ddagger\ddagger$ misura $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$:

$$\langle X_E^{D^{*\pm}} \rangle = 0.495 \pm 0.011 \pm 0.007$$

$\ddagger\ddagger$: nelle misure su X_E il primo errore è lo statistico, il secondo il sistematico.

Con lo stesso MonteCarlo usato per il calcolo della matrice di adronizzazione, ho generato piú campioni di eventi contenenti $D^{*\pm}$ usando diversi valori di ϵ_{charm} sino a individuare l'intervallo di valori di ϵ_{charm} corrispondente alla misura citata di $\langle X_E^{D^{*\pm}} \rangle$. Tale intervallo è risultato :

$$\epsilon_{\text{charm}} = 0.040 \left\{ \begin{array}{l} +0.013 \\ \perp 0.010 \end{array} \right.$$

Similmente, dalla misura riportata da [Aleph 95d],

$$\langle X_E^{\text{beauty}} \rangle = 0.715 \pm 0.007 \pm 0.013$$

ho ricavato come intervallo dei valori di ϵ_{beauty} :

$$\epsilon_{\text{beauty}} = 0.0060 \left\{ \begin{array}{l} +0.0024 \\ \perp 0.0019 \end{array} \right.$$

Pertanto le matrici di correzione per la adronizzazione sono state ricalcolate da **jetset** usando i valori estremi di ϵ_{charm} e ϵ_{beauty} , ottenendo errori sistematici molto piccoli, riportati in tabella [VII.6].

VII.7 LA VALUTAZIONE DELLA MATRICE DI COVARIANZA

La stima * della matrice di covarianza degli errori nella misura di r_{charm} parte dal seguente modello delle misure \hat{r}_i di r_{charm} :

$$\hat{r}_i = r_{\text{charm}} + z_i + \sum_k \eta_{ik} \quad (\text{VII.13})$$

$$\eta_{ik} = \theta_{ik} e_k \quad (\text{VII.14})$$

dove z_i è l'errore statistico (inteso come variabile aleatoria) e η_{ik} è il k-esimo errore sistematico per la misura \hat{r}_i fatta usando la i-esima variabile di forma. Questi ultimi si possono scrivere come il prodotto di costanti θ_{ik} per le delle variabili aleatorie e_k . Dato che il *fit* dipende in maniera deterministica da alcuni parametri, in questo modello assumo che la dipendenza dai parametri ai quali sono legati gli errori sistematici sia deterministica, attraverso dei coefficienti θ_{ik} che dipendono dal parametro k-esimo e dalla misura i-esima. Le e_k sono variabile aleatorie che esprimono lo scarto tra il parametro k-esimo, p_k , usato e il suo valore di riferimento, p_j^0 .

Gli errori sistematici, sono stati considerati (tranne un'unica eccezione) completamente correlati, come si deriva facilmente dal modello statistico usato. Infatti dall'equazione (VII.13) e dall'equazione (VII.14), calcolando la covarianza del sistematico j-esimo tra due misure $\hat{r}_i \hat{r}_k$ si ottiene :

$$\text{Cov}(\eta_{ij}, \eta_{kj}) = \text{Cov}(\theta_{ij} e_j, \theta_{kj} e_j) =$$

* : si noti che in questo paragrafo non uso la convenzione di sommatoria implicita sugli indici ripetuti.

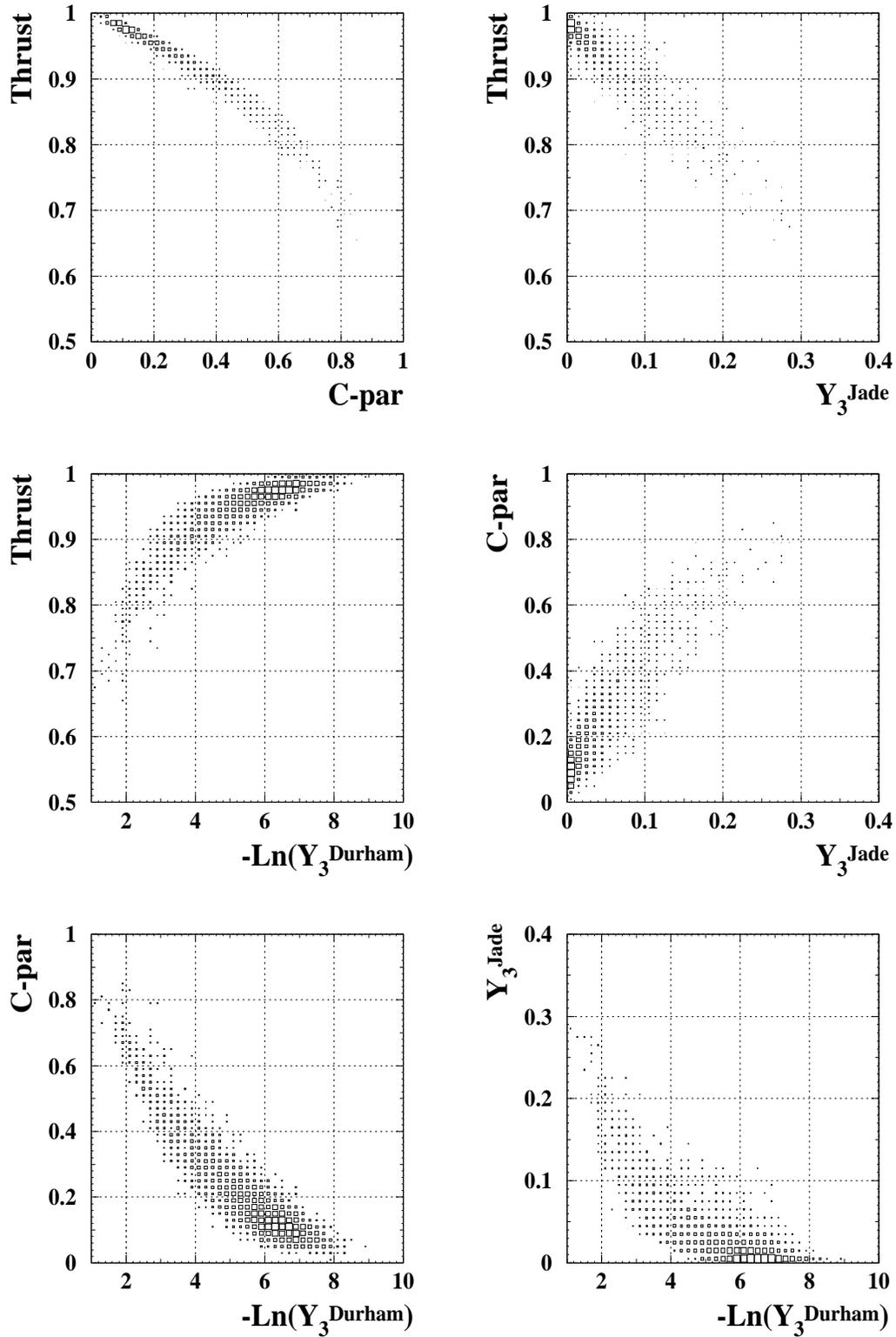


Figura [VII.21] : Correlazione dei valori delle variabili di forma sugli eventi $D^{*\pm}$. L'area dei quadratini è proporzionale al numero di eventi.

$$\begin{aligned}
&= \theta_{ij}\theta_{kj}\text{Cov}(e_j, e_j) = \\
&= \theta_{ij}\theta_{kj}\text{Var}(e_j)
\end{aligned}$$

il che implica che il coefficiente di correlazione sia 1 :

$$\text{Corr}(\eta_{ij}, \eta_{kj}) = \frac{\text{Cov}(\eta_{ij}, \eta_{kj})}{\sqrt{\text{Var}(\eta_{ij})\text{Var}(\eta_{kj})}} = 1$$

Le formule precedenti indicano che, considerando la misura di r_{charm} dalla i -esima variabile di forma, la componente $\text{Cov}(\eta_{ij}, \eta_{kj})$ dovuta allo j -esimo sistematico di ciascun elemento della matrice di covarianza si può ottenere come prodotto delle variazioni $\Delta(\hat{r}_i, j, e_j)$ della misura \hat{r}_i di r_{charm} quando lo j -esimo parametro p_j varia della quantità e_j dal valore di riferimento p_j^0 cioè :

$$\Delta(r_i, j, e_j) = \hat{r}_i \Big|_{p_j=p_j^0+e_j} - \hat{r}_i \Big|_{p_j=p_j^0}$$

$$\begin{aligned}
\text{Cov}(\eta_{ij}, \eta_{kj}) &= r_{ij}r_{kj}\text{Var}(e_j) = \\
&= r_{ij}\text{Var}^{1/2}(e_j)r_{kj}\text{Var}^{1/2}(e_j) \approx \\
&\approx \Delta(r_i, j, e_j)\Delta(r_k, j, e_j)
\end{aligned} \tag{VII.15}$$

Per ottenere la matrice di covarianza occorrono i segni relativi delle variazioni dovute ai diversi sistematici, e questi sono sempre concordi tranne che in 4 casi : il segno per ϵ_{beauty} nella misura di Y_3^{Jade} è invertito rispetto quello delle altre misure, similmente per il segno della simulazione del rivelatore per C-par, quello di μ_{QCD} per $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$ e quello della adronizzazione per Y_3^{Jade} .

Nei casi nei quali gli errori sono minori di 10^{-3} , gli errori sono stati arrotondati a 10^{-3} , e il segno relativo degli errori è stato ottenuto ricavando il risultato con più decimali. Questa procedura non influisce sul risultato dato la piccolezza di questi errori.

Solo un sistematico non è stato considerato completamente correlato, quello circa la scelta dell'intervallo di *fit*. Questo sistematico infatti non è descrivibile come si è fatto per gli altri sistematici nell'equazione (VII.14), dato che il suo valore è principalmente determinato dalle fluttuazioni statistiche tra una classe e l'altra degli istogrammi, mentre la variazioni tra una classe e l'altra dovute alla forma delle distribuzioni sono molto più piccole. Quindi questo sistematico è stato considerato completamente scorrelato tra le diverse misure.

Per quanto riguarda la componente della matrice di covarianza legata agli errori statistici, questa è dovuta principalmente alla scarsità degli eventi selezionati, essendo gli errori dovuti alla matrice di adronizzazione e di rivelatore trascurabili.

Per ottenere la covarianza degli errori statistici ho usato il metodo del *bootstrap* [Shao 95], a tal fine ho generato delle nuove distribuzioni di osservabili partendo dalle distribuzioni osservate, tramite la seguente procedura.

C-par	Thrust	Y_3^{Jade}	$-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$
C-par	1	0.86	0.75
Thrust	0.86	1	0.65
Y_3^{Jade}	0.71	0.69	1
$-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$	0.75	0.65	1

Tabella [VII.7] : Correlazioni degli errori statistici delle diverse misure.

Usando gli eventi contenenti $D^{*\pm}$ in precedenza selezionati, per ogni coppia (A, B) di osservabili, ho costruito, una matrice i cui elementi $G_{ij}^{A,B}$ sono il numero di eventi per i quali i valori delle variabili (A, B) cada nella cella (X_i, X_j) . Queste matrici sono riportate nella figura [VII.21].

Ho quindi generato delle nuove matrici, $?_{ij}^{A,B}$, i cui elementi erano ottenuti da generatori pseudocasuali poissoniani aventi media eguale a $G_{ij}^{A,B}$; proiettando queste matrici lungo le colonne o le righe ho ottenuto coppie di distribuzioni di osservabili di forma (A, B) che ho usato per ottenere delle misure simulate di r_{charm} . Questa procedura crea nuovi campioni con le stesse caratteristiche del campione iniziale se non per le fluttuazioni che competono ad ogni classe di valori del piano A, B .

Questa procedura conserva la correlazione tra i valori di r_{charm} misurati tramite le variabili A, B , perciò la covarianza tra queste misure di r_{charm} si ottiene ripetendo tutta la procedura un numero alto di volte, 200 in questo caso, e calcolando la covarianza dell'insieme di coppie di valori di r_{charm} . La matrice di correlazione che si ottiene è riportata nella tabella [VII.7], che conferma quanto ci si poteva aspettare osservando la figura [VII.21], cioè che le misure fatte con differenti variabili di forma sono molto correlate.

VII.8 LA MISURA COMBINATA

Per combinare le misure di r_{charm} ho usato la media ponderata \hat{R} con pesi P_i inversamente proporzionali al quadrato dell'errore totale $1/\sigma_i^2$ (somma quadratica dell'errore sistematico e dello statistico) di ciascuna misura \hat{r}_i :

$$\hat{R} = \sum_i \hat{r}_i P_i$$

dove i pesi sono :

$$P_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \bigg/ \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}$$

ovvero 0.242, 0.240, 0.174, 0.344, rispettivamente per C-par, Thrust, Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$.

Ho valutato l'errore $\sigma_{\hat{R}}$ di tale media \hat{R} in base alla matrice di covarianza degli errori C_{ij} e ai pesi P_i :

$$\sigma_{\hat{R}} = \sum_{ij} P_i C_{ij} P_j$$

dove la matrice di covarianza C_{ij} è la somma delle matrici di covarianza degli errori calcolati in base al modello dell'equazione (VII.13), equazione (VII.14) ed equazione (VII.15) :

$$C_{ij} = \sum_k \text{Cov}(z_{ik}, z_{jk}) + \sum_m \text{Cov}(\eta_{im}, \eta_{jm})$$

Si potrebbe calcolare la media usando dei pesi che rendano minimo l'errore sulla media, ma ho preferito non procedere così dato che il risultato di tale metodo può essere patologico, infatti può produrre pesi negativi fornendo una media sul bordo o fuori dall'intervallo dei valori misurati.

Il risultato combinato è quindi :

$$r_{\text{charm}} \equiv \frac{\alpha_S^{\text{charm}}(M_{Z^0}^2)}{\alpha_S^{\text{udsb}}(M_{Z^0}^2)} = 0.936 \pm 0.037 \pm 0.065$$

il primo errore è quello statistico e il secondo quello sistematico. Combinando gli errori insieme si ha :

$$r_{\text{charm}} \equiv \frac{\alpha_S^{\text{charm}}(M_{Z^0}^2)}{\alpha_S^{\text{udsb}}(M_{Z^0}^2)} = 0.936 \pm 0.075$$

La scomposizione degli errori nelle varie componenti è fornita dalla prossima tabella [VII.8].

VII.9 DISCUSSIONE

Come si deduce dalla tabella [VII.8], le fonti principali degli errori sono gli errori statistici e, in misura fondamentale, quelli sistematici legati alle correzioni per le selezioni.

Gli altri errori sistematici sono stati stimati in maniera conservativa, e comunque hanno avuto solo un piccolo impatto sull'errore totale.

Il grande valore del sistematico per la correzione della selezione delle $D^{*\pm}$, è legato al grande impatto della selezione sulle distribuzioni. Questo deriva dal taglio sull'energia totale delle $D^{*\pm}$, che favorisce eventi (a due getti) dove la $D^{*\pm}$ prende quasi tutta l'energia del quark charm, e sfavorisce gli eventi (a tre o più getti) dove parte dell'energia finisce in un getto senza $D^{*\pm}$. Ma questo taglio risulta essenziale per avere un'alta frazione di eventi charm nel campione $D^{*\pm}$, 0.79 , in modo da mantenere la più alta sensibilità della

statistico	0.033
intervallo di <i>fit</i>	0.005
metodo di selezione $D^{*\pm}$	0.062
$\tilde{f}_{\text{charm}}^{D^{*\pm}}$, purezza Charm	0.005
$f_{\text{fondo}}^{D^{*\pm}}$, fondo $D^{*\pm}$	0.006
pesi medi	0.001
ϵ_{charm}	0.001
ϵ_{beauty}	0.001
α_s	0.001
? $c\bar{c}$	0.001
? $b\bar{b}$	0.001
simulazione del rivelatore	0.002
correzioni di massa	0.006
μ_{QCD}	0.010
adronizzazione	0.015

Tabella [VII.8] : Scomposizione degli errori nelle varie componenti, per misura combinata di r_{charm} .

misura ad α_s^{charm} . Un valore di taglio piú basso per l'energia delle $D^{*\pm}$ potrebbe migliorare la situazione per il sistematico ma ridurre la sensibilità della misura diluendo gli eventi charm del campione tra gli eventi beauty.

L'errore statistico, anche se è la seconda sorgente di errore non ha effetto determinante. Quindi non sarebbe giustificata l'inclusione di altri canali per la ricostruzione della $D^{*\pm}$.

CAPITOLO VIII

CONCLUSIONE

Nella presente analisi ho misurato r_{charm} in base al confronto tra le previsioni teoriche della QCD perturbativa e i dati misurati da ALEPH del rapporto delle distribuzioni delle variabili di forma C-par, Thrust, Y_3^{Jade} e $-\ln(Y_3^{\text{Durham}})$, rapporto calcolato tra un campione arricchito di eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ e un campione di eventi adronici. Ho ottenuto

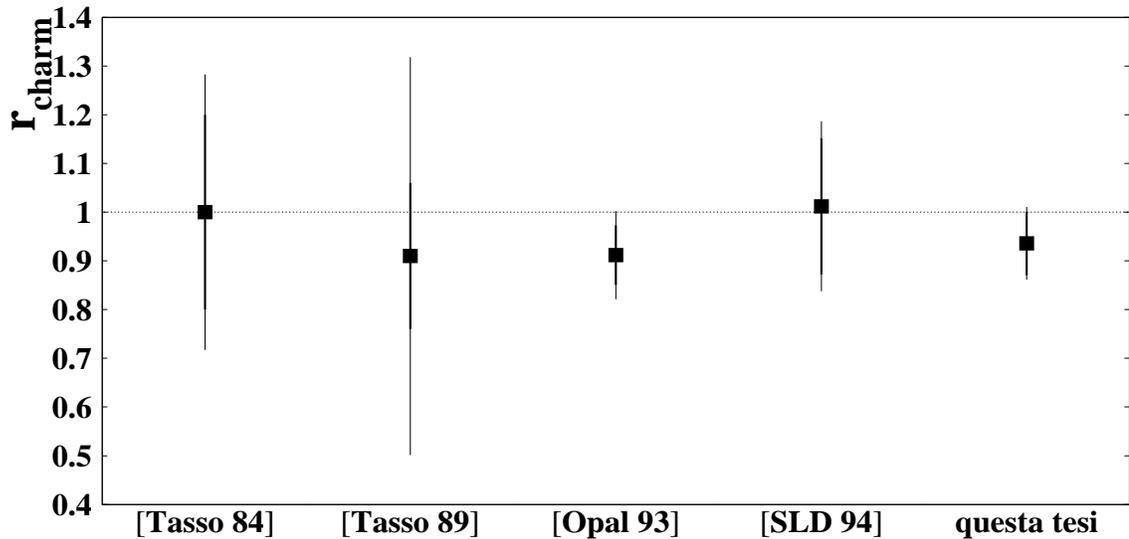


Figura [VIII.1] : Confronto grafico delle misure di r_{charm} , la linea marcata individua l'errore sistematico, mentre l'errore totale è riportato colla linea sottile. La linea tratteggiata orizzontale è la previsione QCD. Si noti che le misure di Tasso si riferiscono a energie diverse da quelle delle altre misure.

il campione arricchito di eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ selezionando eventi con $D^{*\pm}$. Ho corretto le previsioni teoriche per diversi effetti, di queste correzioni le più importanti sono state la correzione per l'adronizzazione, per la interazione col rivelatore e ricostruzione delle tracce, e per la selezione degli eventi $D^{*\pm}$ e adronici.

Nel confronto colla teoria ho assunto che le costanti di accoppiamento forte per i quark up, down, strange, beauty, fossero eguali tra di loro, come suggeriscono le misure precedenti.

grandezza misurata	energia del centro di massa	valore	errore statistico	errore sistematico	fonte
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udsb}}$	M_{Z^0}	0.936 ± 0.037	± 0.065		questa tesi
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udsb}}$	M_{Z^0}	1.012 ± 0.104	± 0.140		[SLD 94]
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udsb}}$	M_{Z^0}	0.912 ± 0.067	± 0.061		[Opal 93]
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udscb}}$	$28 \dots 46.8\text{GeV}$	0.91 ± 0.38	± 0.15		[Tasso 89]
$\alpha_S^{\text{charm}}/\alpha_S^{\text{udscb}}$	34.4GeV	1.00 ± 0.20	± 0.20		[Tasso 84]
$\alpha_S^{\text{uds}}/\alpha_S^{\text{cb}}$	M_{Z^0}	0.971 ± 0.009	± 0.021		[Aleph 95c]

Tabella [VIII.1] : Risultati disponibili in letteratura circa α_S^{charm} e α_S^{cb} .

Nella tabella [VIII.1] e nella figura [VIII.1] ho riportato il risultato finale di questo lavoro insieme alle misure precedenti.

Come si vede il mio risultato è in buon accordo con le altre misure e con l'indipendenza di α_S dal sapore, prevista dalla QCD.

APPENDICE A

PROPRIETA' DEI VETTORI E DELLE MATRICI DI CORREZIONE

In questo paragrafo espongo i metodi usati per trasformare distribuzioni delle variabili di forma previste teoricamente dalla QCD per i partoni, in distribuzioni comparabili direttamente con quelle sperimentali, da usare nella misura di r_{charm} .

Queste trasformazioni, ovvero correzioni, sono state applicate in due forme, come vettori di pesi e come matrice di trasformazione.

I vettori dei pesi sono stati ottenuti o direttamente da previsioni teoriche, come nel caso delle correzioni di massa, oppure tramite metodi MonteCarlo. In questo secondo caso, fissata una correzione e una variabile di forma, ho prodotto due istogrammi A e B tramite generatori MonteCarlo, differenti tra di loro perché riempiti in fasi diverse dallo stesso MonteCarlo, per esempio prima e dopo la selezione, oppure differenti perché prodotti con MonteCarlo diversi o con opzioni diverse, come nel caso della correzione per l'effetto della radiazione iniziale. Per permettere il confronto, gli istogrammi A e B sono normalizzati riscalandoli in modo che la somma dei contenuti delle classi sia la stessa, ottenendo gli istogrammi \hat{A} e \hat{B} . Il vettore peso V_i quindi è dato dal rapporto tra i contenuti \hat{A}_i , \hat{B}_i dei due istogrammi :

$$V_i = \frac{\hat{B}_i}{\hat{A}_i} = \frac{B_i / \sum_i B_i}{A_i / \sum_i A_i} \quad (\text{A.1})$$

Le matrici di trasformazione M_{ij} sono state ottenute da MonteCarlo. Fissata una correzione e una variabile di forma, con un generatore MonteCarlo ho riempito un istogramma bidimensionale H_{ij} contenente nella cella di riga i e colonna j il numero di eventi per i quali la variabile di forma aveva valori compresi nella classe j e i rispettivamente prima e dopo di una data trasformazione, per esempio l'adronizzazione. Da questo istogramma ho ottenuto la matrice di correzione, dopo una semplice normalizzazione :

$$M_{ik} = \frac{H_{ik}}{\sum_j H_{jk}} \quad (\text{A.2})$$

Questa matrice m_{ik} mappa esattamente la distribuzione degli eventi prima della trasformazione

$$A_k = \sum_i H_{ik} \quad (\text{A.3})$$

in quella dopo la trasformazione

$$B_i = \sum_k H_{ik} \quad (\text{A.4})$$

secondo la seguente catena di eguaglianze :

$$B_i = \sum_k H_{ik} = \sum_k M_{ik} \sum_j H_{jk} = \sum_k M_{ik} A_k$$

qui la prima eguaglianza è l'equazione (A.4), la seconda eguaglianza deriva dall'equazione (A.2) e la terza dall'equazione (A.3).

Inoltre questa trasformazione conserva la normalizzazione della somma dei contenuti degli istogrammi, su qualsiasi distribuzione venga applicata. Infatti quando si trasforma una qualsiasi distribuzione C mediante la matrice M nella distribuzione D :

$$D_i = \sum_k M_{ik} C_k$$

la somma dei contenuti delle distribuzioni C e D è la stessa :

$$\begin{aligned} \sum_i D_i &= \sum_{ik} M_{ik} C_k = \\ &= \sum_{ik} \frac{H_{ik}}{\sum_j H_{jk}} C_k = \\ &= \sum_k \left(\sum_i \frac{H_{ik}}{\sum_j H_{jk}} \right) C_k = \\ &= \sum_k C_k \end{aligned}$$

Una caratteristica importante delle matrici così definite è la loro indipendenza dalla distribuzione iniziale A_k dato che questa dipendenza viene eliminata nella definizione equazione (A.2). Questo è più evidente se si riscrive questa equazione tenendo conto della equazione (A.3) nella seguente forma :

$$M_{ik} = \frac{H_{ik}}{A_k} \quad (\text{A.5})$$

Alcune delle distribuzioni usate, C-par e Thrust, sono distribuzioni pesate; per queste distribuzioni ho ricavato i vettori di correzione dal rapporto delle distribuzioni pesate prima e dopo una data trasformazione. Nel caso di correzione fatte usando una matrice, per poter usare le matrici occorre ricondursi al caso delle distribuzioni di eventi non

pesati. Quindi le distribuzioni pesate vengono divise, classe per classe, per il peso medio delle classi in modo da ottenere le distribuzioni non pesate, a queste distribuzioni vengono applicate le matrici di trasformazione, e quindi le distribuzioni ottenute vengono rimoltiplicate per il peso medio della classe.

Ho quindi determinato quattro vettori di pesi due per la distribuzione del Thrust, e due per la distribuzione del C-par, dal rapporto tra le distribuzioni sperimentali pesate e quelle non pesate. Di ogniuna di queste coppie, un vettore è stato calcolato dalle distribuzioni del campione degli eventi reali che hanno superato la selezione adronica, l'altro vettore è stato calcolato dalle distribuzioni del campione della selezione $D^{*\pm}$. Ovviamente il primo vettore pesi è stato usato per le distribuzioni teoriche del campione di eventi adronici, il secondo vettore per le distribuzioni teoriche del campione $D^{*\pm}$. Per le classi prive di eventi, ho usato il peso calcolato al centro della classe.

In generale i pesi medi calcolati dagli eventi reali sono molto vicini, entro l'1.5%, al valore dei pesi calcolati al centro della classe, figura [A.1]. Questo non vale per le classi dove la variazione del peso all'interno della classe è paragonabile al peso calcolato al centro della classe, e cioè le tre classi più prossime ai valori Thrust = 1 e C-par = 0. A posteriori ho osservato che questa differenza ha un effetto del tutto trascurabile sul risultato finale, grazie al fatto che nel *fit* di r_{charm} ho usato un intervallo di valori sufficientemente lontani da Thrust = 1 e C-par = 0.

Per quanto riguarda la scelta di usare matrici di trasferimento invece di vettori peso, ho preferito usare, dove possibile, le matrici dato che queste riproducono, entro l'affidabilità del modello MonteCarlo, i processi di deriva e diffusione degli eventi tra le classi degli istogrammi.

Per le code delle distribuzioni, per quelle classi per le quali il MonteCarlo non ha fornito eventi, nell'equazione (A.1) e nell'equazione (A.2), compaiono espressioni del tipo 0/0. In questi casi ho usato come peso 0 : la scelta non è così delicata, dato che si tratta di correzioni da applicare alle code delle distribuzioni. Come eccezione, per i pesi usati per l'applicazione delle matrici di trasformazione alle variabili pesate, per le classi ove mancavano eventi ho usato il valore del peso calcolato al centro della classe.

Il contributo è del tutto trascurabile al risultato finale o perché le classi interessate non entrano negli intervalli usati per il *fit* di r_{charm} , o perché queste classi (potendo influenzare le classi vicine per effetto degli elementi non diagonali delle matrici) darebbero un effetto molto piccolo a causa del piccolo numero di eventi che cadono in queste classi.

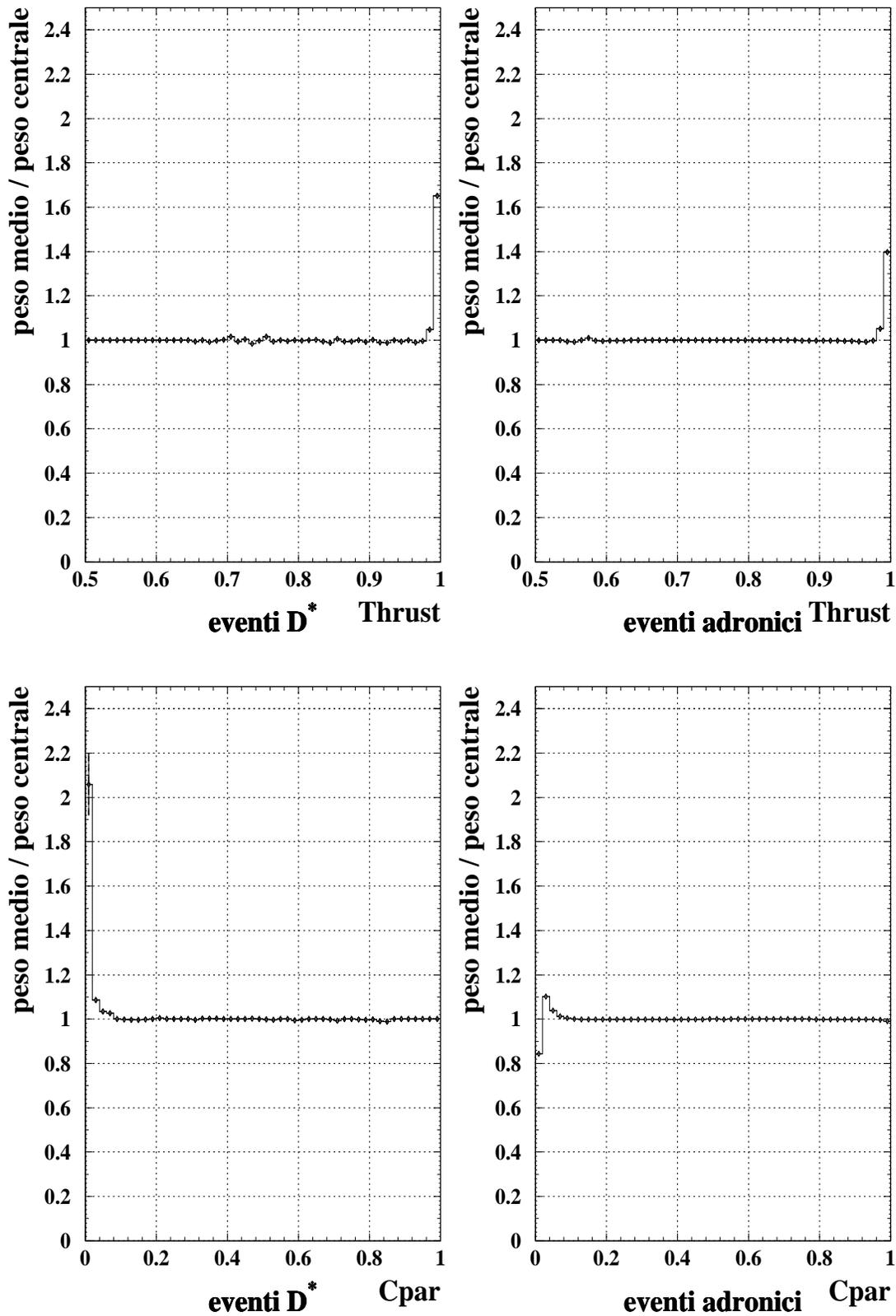


Figura [A.1] : Pesi medi per le distribuzioni di C-par e Thrust divisi per il valore dei pesi al centro delle classi. I due grafici di destra riguardano il campione della selezione adronica, quelli di sinistra riguardano il campione della selezione $D^{*\pm}$. La linea continua è una guida per l'occhio.

BIBLIOGRAFIA

[] Il formato della bibliografia è :

[Sigla] autore o redattore :
titolo.
riferimento bibliografico o codice del preprint
editore, luogo, data.

- [Aleph 90] Collaborazione ALEPH :
ALEPH : a detector for electron–positron annihilations at LEP.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, volume 294
(1990) pagine 121–178.
Elsevier, Amsterdam, Paesi Bassi, 1990.
- [Aleph 92b] Collaborazione ALEPH :
Properties of hadronic Z^0 decays and test of QCD generators.
Zeitschrift für Physik C, particles and fields, volume 55 (1992) pagine
209–234,
Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1992.
- [Aleph 92c] Collaborazione ALEPH :
Measurement of α_s in hadronic Z^0 decays using all-order resumed predic-
tions.
Physics Letters B, volume 284 (1992) pagine 163–176,
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1992.
- [Aleph 94] Collaborazione ALEPH :
Production of charmed meson in Z^0 decays.
Zeitschrift für Physik C, particles and fields, volume 62 (1994) pagine
1–14,
Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1994.

- [Aleph 95a] Collaborazione ALEPH :
Performance of the ALEPH detector at LEP.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, sezione A, volume 360 (1995) pagine 481–506.
Elsevier, Amsterdam, Paesi Bassi, 1995.
- [Aleph 95b] Collaborazione ALEPH, redattore Chris Bowdery :
ALEPH handbook, vol I,
ALEPH, C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, 1995.
- [Aleph 95c] Collaborazione ALEPH :
Test of the flavour independence of α_s .
Physics letters B, volume 355 (1995) pagine 381–393,
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1995.
- [Aleph 95d] Collaborazione ALEPH :
Measurement of the effective b quark fragmentation function at Z resonance.
Physics letters B, volume 357 (1995) pagine 699–714,
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1995.
- [Aleph 97] Collaborazione ALEPH, redattore Chris Bowdery :
ALEPH handbook, vol II,
ALEPH, C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, 1997.
- [Altarelli 89] Redatori : Guido Altarelli, R. Kleiss e C. Versegnessi :
Z⁰ physics at LEP 1.
CERN Yellow Book 89–08 volume 1,
C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, 1989.
- [Anderson 83] Bo Anderson, Gösta Gustafson, G. Ingelman, Torbjörn Sjöstrand :
Parton fragmentation and string dynamics.
Physic reports, numero 97 (1983) pagine 31–145,
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1983.
- [Ballestrero 92] Alessandro Ballestrero, Ezio Maina e Stefano Moretti :
Heavy quark production at e⁺e⁻ colliders in three and four-jet events.
Physics letters B, volume 294 (1992) pagine 425–430,
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1992.
- [Bethke 92] Siegfried Bethke, Z. Kunszt, D.E. Soper e W.J. Stirling :
New jet cluster algorithms : next-to-leading order QCD and hadronization corrections.
Nuclear Physics B, volume 370 (1992) pagine 310–334,
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1992.

- [Bleecker 81] David Bleecker :
Gauge theories and variational principles.
Addison–Wesley publishing company, Reading, Massachusetts, Stati
Uniti d’America, 1981.
- [Chetyrkin 95] K. G. Chetyrkin, J. H. Kühn e A. Kwiatkowski :
QCD correction to the e^+e^- cross sections and the Z^0 boson decay rate :
concepts and results.
CERN Yellow Book 95–03 anche *Preprint* TTP 96-06, MPI-PhT 96–19,
LBL–36678.
- [Choquet 82] Yvonne Choquet-Bruhat, Cecile DeWitte-Morette, e Margaret Dillard-
Bleck :
Analysis, manifold and physics.
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1982.
- [Coleman 73] Sidney Coleman e Erick Weinberg :
Radiative corrections at the origin of spontaneous symmetry breaking.
Physical Review D, volume 7 numero 6 (1973) pagine 1888–1910,
The American Physical Society, Stati Uniti d’America, 1973.
- [Dead Kennedys 82] Dead Kennedys :
Plastic surgery disasters.
Alternative Records, San Francisco (1982), Stati Uniti d’America.
- [Delphi 93] Collaborazione Delphi :
Determination of α_s for b quarks at the Z^0 resonance.
Preprint CERN–PPE 93-59,
C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, Luglio 1993.
- [Dyson 52] F. J. Dyson :
Divergence of perturbation theory in quantum electrodynamics.
Physical Review, volume 85 numero 4 (1952) pagina 631,
The American Physical Society, Stati Uniti d’America, 1952.
- [Eilenberg 52] Samuel Eilenberg e Norman Steenrod :
Foundations of algebraic topology.
Princeton University Press,
Princeton, New Jersey, Stati Uniti d’America, 1952.
- [Ellis 81] R. K. Ellis, D. A. Ross e A. E. Terrano :
The perturbative calculation of jet structure in e^+e^- annihilation.
Nuclear Physics B, volume 178 (1981) pagine 421–456.
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1981.

- [Fritzsche 73] H. Fritzsche, M. Gell-Mann, e H. Leutwyler:
Advantages of the color octet gluon picture.
Physical letters, volume 47B numero 4 (1973) pagine 365–368.
North-Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1973.
- [Gell-Mann 64] M. Gell-Mann :
Physical letters, volume 8 (1964) pagine 214–.
North-Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1964.
- [Gottschalk 84] Thomas D. Gottschalk :
Hadronization and fragmentation.
Preprint CALT 68–1075 DOE research and development report,
TH 3810 CERN,
C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, 1984.
- [Greenberg 64] O. W. Greenberg :
Spin and unitary-spin independence in a paraquark model of barion and meson.
Physical Review letters, volume 13 numero 20 (1964) pagine 598–602,
The American Physical Society, Stati Uniti d’America, 1964.
- [Gross 73a] Gross D. J. e F. Wilczek :
Asymptotically free gauge theories.
Physical Review D, volume 8 numero 10 (1973) pagine 3633–3652,
The American Physical Society, Stati Uniti d’America, 1973.
- [Gross 73b] Gross D. J. e F. Wilczek :
Physical Review letters, volume 30 (1973) pagine 1343–,
The American Physical Society, Stati Uniti d’America, 1973.
- [Guillou 90] J.C. Le Guillou e J. Zinn-Justin :
Large-order behaviour of perturbation theory.
North-Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1990.
- [Gustafson 88] Gösta Gustafson and Ulf Petterson :
Dipole formulation of QCD cascades.
Nuclear Physics B, volume 306 (1988) pagine 746–758.
North-Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1988.
- [Han 65] M. Y. Han e Y. Nambu :
Three-plet model with double $SU(3)$ symmetry.
Physical Review, volume 139 numero 4B (1965) pagine 1006–,
The American Physical Society, Stati Uniti d’America, 1965.

- [Hebbeker 92] Thomas Hebbeker :
Tests of Quantum Chromodynamics in hadronic decays of Z^0 bosons produced in e^+e^- annihilation .
Physics reports, volume 217 (1992) pagine 69–157,
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1992.
- [Helgason 69] Sigurdur Helgason :
Differential geometry and symmetric spaces.
Academic press, New York, Stati Uniti d’America, 1969.
- [Jade 86] Collaborazione Jade :
Experimental studies on multijet production in e^+e^- annihilation at PETRA energies.
Zeitschrift für Physik C, particles and fields, volume 33 (1986) pagine 23–31,
Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1986.
- [Kinoshita 62] Toichiro Kinoshita :
Mass singularities of Feynman amplitudes.
Journal of mathematical physics, volume 3 numero 4 (1962) pagine 650–677,
American institute of physics, Stati Uniti d’America, 1962.
- [Knuth 87] Donald E. Knuth, Tracy Larrabee e Paul M. Roberts :
Mathematical writing
<http://www.loria.fr/tex/typographie/mathwriting.dvi>
- [Kunszt 89] Presentato da : Z. Kunszt e Paolo Nason; gruppo di lavoro: G. Marchesini e B.R. Webber :
QCD.
in [Altarelli 89, pag 373].
- [L3 91] Collaborazione L3 :
Measurement of the strong coupling constant α_s for bottom quarks at Z^0 resonance.
Physic letters B, volume 271 (1991), pagina 461.
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1991.
- [Lee 64] T. D. Lee e M. Nauenberg :
Degenerate system and mass singularities.
Physical Review, volume 133 numero 6B (1964) pagine 1549–1562,
The American Physical Society, Stati Uniti d’America, 1964.
- [LEP 96] Collaborazioni LEP (ALEPH, Delphi, L3, Opal), il gruppo di lavoro per la fisica elettrodebole al LEP e il gruppo di lavoro per la fisica dei quark

pesanti a SLD :

A combination of preliminary LEP electroweak measurements and constraints on the standard model.

Preprint CERN-PPE 96-183

C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, Dicembre 1996.

- [Lönnblad 92] Leif Lönnblad :
 Ariadne version 4.05, reference manual.
 Computer physics communication, volume 71 (1992) pagina 15,
 North-Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1992.
- [Moretti 94] Stefano Moretti :
 Correzioni di massa alle distribuzioni teoriche, secondo [Ballestrero 92].
 Comunicazione privata, 1994.
- [Muta 87] Taizo Muta :
 Foundations of quantum chromodynamics.
 World Scientific, Singapore, 1987.
- [Myers 91] Stephen Myers :
 The LEP collider, from design to approval and commissioning.
 CERN Yellow Book 91-08,
 C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, 1991.
- [Opal 93] Collaborazione Opal :
 A test of the flavour independence of the strong interaction for five flavours.
 Zeitschrift für Physik C, particle and fields, volume 60 (1993) pagina 397,
 Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1993.
- [Opal 95a] Collaborazione Opal :
 Determination of event shape distributions and α_s^{beauty} from $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$
 events at LEP. Zeitschrift für Physik C, particle and fields, volume 65
 (1995) pagina 31
 Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1995.
- [Opal 95b] Collaborazione Opal :
 A measurement of the production of $D^{*\pm}$ mesons on the Z^0 resonance.
 Zeitschrift für Physik C, particles and fields, volume 67 (1995) pagine
 27-44,
 Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1995.
- [Opal 95c] Collaborazione Opal :
 Measurement of the multiplicity of charm quark pairs from gluons in
 hadronic Z^0 decays.

- Physics letters B, volume 353 (1995) pagina 595–605
Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1995.
- [PDG 96] Particle Data Group :
Review of particle physics.
Physical Review D, volume 54 (1996) parte I,
The American Physical Society, Stati Uniti d'America, 1996.
- [Poggio 76] Enrico C. Poggio e Helen R. Quinn :
Infrared behavior of zero-mass Green's functions and the absence of quark
confinement in perturbation theory.
Physical Review D, volume 14 numero 2 (1976), pagine 578–582,
The American Physical Society, Stati Uniti d'America, 1976.
- [Politzer 73] H. D. Politzer :
Reliable perturbative results for strong interactions ?
Physical Review letters, volume 30 numero 26 (1973) pagine 1346–1349,
The American Physical Society, Stati Uniti d'America, 1973.
- [Shao 95] Jun Shao e Dongsheng Tu :
The Jack-knife and bootstrap.
Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1995.
- [Sjöstrand 89] Redattore: Sjöstrand :
QCD generators.
In Z^0 physics at LEP 1: events generators and software,
CERN Yellow Book 89–08 volume 3
C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, 1989.
- [SLD 94] Collaborazione SLD :
A test of the flavour independence of strong interactions.
Preprint Slac-pub 6687 (T/E)
Stanford, Stati Uniti d'America, Dicembre 1994.
- [Spivak 70] Michael Spivak :
A comprehensive introduction in differential geometry.
Publish or Perish inc., Wilmington (Delaware), Stati Uniti d'America,
1970.
- [Squarotti 81] Giorgio Bárberi Squarotti, (direzione del lavoro) :
Grande dizionario della lingua italiana.
UTET, Torino, Italia, 1981.
- [Sterman 76] George Sterman :
Kinoshita's theorem in Yang-Mills theories.

Physical Review D, volume 14 numero 8 (1976), pagine 2123–2125,
The American Physical Society, Stati Uniti d'America, 1976.

- [Stermann 77] George Sterman e Steven Weinberg :
Jets from Quantum Chromodynamics.
Physical Review letters, volume 39 numero 23 (1977) pagina 1436,
The American Physical Society, Stati Uniti d'America, 1977.
- [Stermann 78] George Sterman :
Mass divergences in annihilation processes.
I : Origin and nature of divergences in cut vacuum polarization diagrams,
II : Cancellation of divergences in cut vacuum polarization diagrams.
Physical Review D, volume 17 numero 10 (1978), pagine 2773–2788 e
2789–2799,
The American Physical Society, Stati Uniti d'America, 1978.
- [Stermann 95] George Sterman e altri (collaborazione CTEQ) :
Handbook of perturbative QCD.
Reviews of Modern Physics, volume 67 numero 1 (1995) pagine 157–248,
The American Physical Society, Stati Uniti d'America, 1995.
- [Stirling 91] W. J. Stirling :
Hard QCD group, theory summary.
Journal of Physics, nuclear particle physics, volume 17 (1991) pagine
1567–1574,
IOP publishing, UK, 1991.
- [Tasso 84] Collaborazione Tasso :
Experimental test of the flavour independence of the quark-gluon coupling
constant.
Physics letters B, volume 138 (1984) pagina 317–324
Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1984.
- [Tasso 89] Collaborazione Tasso :
Production and decay of charmed meson in e^+e^- annihilation at
 $\sqrt{s} > 28$ GeV.
Zeitschrift für Physik C, particles and fields, volume 44 (1989) pagine
365–378,
Springer Verlag, Berlin, Repubblica Federale Tedesca, 1989.
- [Weinberg 73] Steven Weinberg :
Non abelian gauge theories of the strong interactions.
Physical Review letters, volume 31 numero 7 (1973) pagine 494–497,
The American Physical Society, Stati Uniti d'America, 1973.

- [Yang 54] C. N. Yang e R. L. Mills :
Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance.
Physical Review, volume 96 numero 1 (1954) pagine 191–195.
North–Holland, Amsterdam, Paesi Bassi, 1954.
- [Zee 73] A. Zee :
Study of the renormalization group for small coupling constants.
Physical Review D, volume 7 numero 12 (1973) pagine 3630–3636,
The American Physical Society, Stati Uniti d’America, 1973.
- [Zweig 64] G. Zweig :
preprint CERN–TH 401 e 412, anno 1964
C.E.R.N., Meyrin, Svizzera, Aprile 1964.

INDICE

Introduzione	i
Le convenzioni scientifiche, simboli e lessico tecnico	v
I Il metodo di misura di r_{charm}	1
1 Il metodo di misura	1
II La teoria	9
1 La QCD	9
2 Le divergenze	11
A La regolarizzazione	12
B La rinormalizzazione	13
3 L'indipendenza di α_s dal sapore	14
4 La produzione degli eventi adronici nel decadimento della Z^0	15
5 Le variabili di forma degli eventi	18
6 Le previsioni teoriche delle distribuzioni	24
III Simulazioni MonteCarlo	27
1 La simulazione di eventi adronici al LEP	27
2 La radiazione dello stato iniziale	27
3 Il <i>parton shower</i>	28
4 L'adronizzazione	30
IV L'apparato	35
1 Il LEP	35
2 L'apparato ALEPH	36
3 Il magnete	38
4 Il rivelatore di vertice, VDet	38
5 La camera tracciante interna, ITC	40
6 La camera a proiezione temporale, TPC	40
7 Il calorimetro elettromagnetico, ECal	43
8 Il calorimetro adronico, HCal	44
9 Le camere per muoni, MuDet	46

10	Il trigger	47
11	La simulazione dell'apparato : <i>galeph</i>	47
V	La ricostruzione degli eventi	49
1	La ricostruzione delle tracce cariche	49
2	L'identificazione delle particelle	52
3	L'algoritmo di classificazione dell' <i>Energy-Flow</i>	52
VI	La selezione degli eventi	55
1	La selezione degli eventi adronici	55
2	La selezione del campione degli eventi $D^{*\pm}$	56
3	Caratteristiche del campione	60
VII	La misura di r_{charm}	63
1	Il metodo di misura	63
2	Le distribuzioni sperimentali	64
3	Le distribuzioni teoriche	70
4	Le correzioni	73
5	La stima di r_{charm} ai minimi quadrati	92
6	Gli errori sistematici	95
7	La valutazione della matrice di covarianza	102
8	La misura combinata	105
9	Discussione	106
VIII	Conclusione	109
APPENDICE A	Proprietà dei vettori e delle matrici di correzione	111
	Bibliografia	115
	Indice	125
	Ringraziamenti	127
	<i>κολοφων</i>	129

RINGRAZIAMENTI

Voglio ringraziare Giuseppe Raso per il suo sostegno al lavoro mettendo a disposizione la sua esperienza e Giorgio Maggi per aver costantemente seguito il lavoro nella veste di tutore. Un grazie anche a Marcello Maggi per avermi consigliato questo argomento di tesi e per avermi continuamente seguito come coordinatore dei dottorandi di ALEPH per tutto il periodo del dottorato. Ringrazio tutti e tre per il lavoro di correzione delle bozze della tesi.

Voglio anche ringraziare tutti gli altri nel gruppo di ALEPH di Bari che mi hanno aiutato nelle forme piú svariate, e per avermi posto in un ambiente stimolante di lavoro.

Ringrazio Vitaliano Ciulli per aver messo a disposizione la sua esperienza nella selezione degli eventi $D^{*\pm}$, ringrazio Hasko Stenzel per aver consigliato alcune utili bibliografie, ringrazio Ballestrero e Moretti per aver fornito il programma per il calcolo delle correzioni di massa.

Essendo un lavoro che si è continuamente basato sui calcolatori, un ben meritato ringraziamento va a Bruna Tataranni per la gestione e il coordinamento del sistema dei calcolatori VMS di Bari, e per l'assistenza tecnica della VAX-station colla quale ho lavorato. Per lo `unix`, sono in debito con Giuseppe Zito, Riccardo Gervasoni e in particolar modo con Ronald Hagelberg, quest'ultimo, rispondendo sempre puntualmente e gentilmente alle lettere che gli inviavo per posta elettronica, mi ha permesso di addentrarmi nel mondo dello `unix` e dei programmi di analisi su ALOHA e SHIFT9. Ringrazio ancora Ronald insieme a Joel Closier e P. Marcel, per la gestione di questi calcolatori. Voglio ricordare di nuovo Zito per esser stato sempre punto di riferimento per capire i programmi piú disparati e disperati. Vanno ricordati Francesco Cafagna e Michel Goossens per l'utile consiglio di passare da `latex` a `latex-2ε`, nonché per avermi aiutato a risolvere alcuni problemi con `latex-2ε`, Goossens va anche ringraziato per la manutenzione di `latex-2ε` al C.E.R.N.. Un grosso ringraziamento va a tutte le persone della (ex) divisione calcolatori e reti del C.E.R.N. per la qualità dei servizi offerti, e in particolare per il preziosissimo servizio di consulenza agli utenti.

Ringrazio anche tutti coloro, tecnici, ingegneri e fisici, che hanno lavorato per il funzionamento del LEP e di ALEPH, senza il loro lavoro questa tesi non poteva nemmeno essere pensabile.

In particolare ringrazio Alberto Bechini e Delecurgo Brozzi per il loro lavoro, le chiacchierate e gli inviti a cena.

Ringrazio i bibliotecari del C.E.R.N. per il loro prezioso lavoro, e in particolare coloro che gestiscono preprints.cern.ch, il *server* dei *preprint* del C.E.R.N. .

Ringrazio Giuseppe Punzi per avermi permesso di rimanere sino a tardi in dipartimento, assecondando le mie abitudini di quasi “nottanbulo”.

Ringrazio Jello Biafra, [Dead Kennedys 82], per i buoni suggerimenti nell'affrontare la vita quotidiana.

Ringrazio tutti i miei amici perché, oltre ad avermi aiutato a correggere le bozze, hanno tutto il merito dei miei sforzi per giungere a questo risultato, essendomi stati vicini con la loro amicizia : questa tesi è a loro dedicata.

ΚΟΛΟΦΩΝ

Il *κολοφών* era la pagina di chiusura dei libri, riportava il nome dello stampatore, dell'editore, la data e il luogo di stampa, e in alcuni casi conteneva un bel disegno che suggellava la fine del testo. In italiano si chiama *soscrizione*, o *colophon*. Questo ultimo termine deriva dalla parola greca *κολοφών*, che significa “tocco finale”, oppure dal greco *Κολοφωσ*, il nome di una delle isole greche, quella piú lontana dal continente, “l'ultima”, usata con ovvio riferimento all'ultima pagina.

Questo *κολοφών* può essere considerato come una nota stilistica a questo testo, anche se probabilmente non ve ne dovrebbe essere bisogno.

Questa tesi è stata scritta con *latex* (L^AT_EX) che è famoso per la sua capacità di poter essere ampiamente personalizzato. È anche noto, ma solo a chi ha veramente cercato di personalizzarlo, che la forma finale ottenuta con *latex* è il compromesso tra due volontà : quella di chi ha veramente deciso di personalizzare il formato, e quella di *latex* in persona. Ciò non mi esime dallo scusarmi per le figure con i testi non in italiano, e per qualche figura eventualmente non posizionata nel punto piú logico. Spero inoltre di essere riuscito a correggere tutti gli errori di sillabazione fatti da *latex* nello spezzare le parole a fine rigo, nonostante abbia impiegato la versione “italiana” di *latex*; quantomeno spero di averne corretti la maggioranza.

L'impaginazione di questa tesi non è casuale, ove possibile s'è cercato di usare come principio la funzionalità, a cominciare dalla testata della pagina a finire alla forma dei riferimenti bibliografici. La testata riporta il numero e il nome sia del capitolo che del paragrafo, facilitando la ricerca dei vari argomenti. I capitoli iniziano con un paragrafo che funge da guida alla lettura del capitolo stesso, spiegandone gli scopi e l'organizzazione. L'uso delle sigle dei riferimenti bibliografici, costituite dal nome e dall'anno non è inusitato, si veda per esempio [Muta 87], [Choquet 82], [Eilenberg 52] e quello che dice Knuth in [Knuth 87] circa l'uso dei nomi propri nelle bibliografie. Per quanto riguarda l'elenco bibliografico, ho ritenuto che una forma piú dettagliata potesse essere piú utile, in particolare, il nome del libro o dell'articolo costituisce un maggiore aiuto alla individuazione del tipo del lavoro citato, mentre il luogo e la data costituiscono il maggior aiuto nel ripertimento dei documenti. Ovviamente la forma stringata, nelle riviste, ha la sua motivazione nella economicità che impone la riduzione della lunghezza degli articoli. Va notato che vi sono esempi di libri con bibliografie abbondantemente commentate, come [Spivak 70]

Infine qualche commento sul lessico. Il termine *bin* al posto di *bin* è ben diffuso nei testi italiani di analisi statistica per indicare l'insieme di eventi per i quali una certa

variabile è dentro un dato intervallo : ma questa è proprio la definizione di una classe di un istogramma. Ho usato getti per individuare i *jet* di un evento, questo termine sebbene inusitato in fisica delle particelle, è, a mio avviso, comunque la corretta traduzione del termine inglese. Come si sarà notato nella frase precedente, ho cercato di non usare le parole straniere nella loro forma plurale, seguendo una regola grammaticale. Per quanto riguarda la traduzione di *soft divergence* con “divergenza a basso impulso”, questa è meno chiara, ma comunque all’espressione “divergenza a basso impulso” è stata affiancata il termine inglese per maggiore chiarezza. Ho usato, con parsimonia, anche alcune parole inglesi ormai di uso corrente la cui traduzione è poco pratica, come la parola *fit*, anche se spesso al posto di tale parola ho usato le espressioni “stima ai minimi quadrati” o più semplicemente “misura”. Alcune delle parole usate, sia pur un po’ desuete in italiano, sono corrette, per esempio, “ogniuno”, “colle”, si veda [Squarotti 81].

Come si usava una volta nei libri, chiedo venia ai lettori degli eventuali sbagli, sperando che gli sforzi per ottenere un risultato privo di errori siano andati a buon fine.

aniṣṭam iṣṭam miśram ca trividham karmāṇaḥ phalam
bhavaty atyāgināṃ pretya na tu samnyāsināṃ kvacit

capitolo 18, verso 12,
il Canto del Beato.